

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Werner Hinderer
aus Welzheim

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.2005

Der 2D-CASCADE Neutronendetektor
und
seine Auslese

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Dubbers
Prof. Dr. Norbert Herrmann

Der 2D-CASCADE Neutronendetektor und seine Auslese

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem so genannten CASCADE Neutronendetektor und seiner Auslese. Der CASCADE Detektor ist ein Gasdetektor mit festen ^{10}B -Schichten als Neutronenkonverter.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein 2D-CASCADE Detektorsystem entwickelt. Dieses skalierbare System umfasst einen hochratenfähigen 2D-CASCADE Detektor und eine auf modernster Mikroelektronik basierende Ausleseelektronik.

Verschiedene Elektronikmodule wurden aus der Hochenergiephysik in das Gebiet der Neutroneninstrumentierung transferiert. Dazu gehört der CIPix-Chip, ein Auslese-ASIC mit 64 unabhängigen Kanälen. Wie auf einer Strahlzeit am ILL gezeigt wurde, konnte mit diesem Chip zunächst die Auslese eines 1D-CASCADE Detektors erfolgreich realisiert werden.

Basierend auf diesen Erfahrungen wurde ein neues Elektroniksystem für die Auslese von hochratenfähigen 2D-CASCADE Detektoren entwickelt. Es basiert auf den Einsatz des CIPix-Chips und einem FPGA. Der FPGA wurde für die Verarbeitung der digitalen CIPix-Daten programmiert.

Es wurden 2D-CASCADE Detektorsysteme gebaut. Die Systeme wurden am Forschungsreaktor FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich intensiv getestet und charakterisiert.

The 2D-CASCADE neutron detector and its readout

This thesis describes the so called CASCADE neutron detector and its readout. The CASCADE detector is a gas-detector which uses ^{10}B as a neutron-converter.

A 2D-CASCADE detector system was developed. This scalable system consists of a 2D-CASCADE detector with high-rate capability and a readout system based on modern microelectronics.

Different electronic modules from high-energy physics were transferred to the field of neutron physics instrumentation. One of them is the CIPix-chip, a readout-ASIC with 64 independent channels. The successful application of this chip for the readout of a 1D-CASCADE detector was shown at a beam time at ILL.

Based on the experience gained from the development of the 1D-detector system a new readout system for 2D-CASCADE detectors with high-rate capability was built. The new system relies on the CIPix-ASIC and a FPGA. The FPGA was programmed for the processing of the digital CIPix-data.

Several 2D-CASCADE detector systems were built. These systems were thoroughly tested and characterized at the research reactor FRJ-2 of the research center of Juelich.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Detektoren für thermische Neutronen	5
1.1 Anforderungen an moderne Detektoren	5
1.2 Neutronenkonverter	6
1.3 Szintillationsdetektoren	7
1.4 Filme und Bildplatten	11
1.5 Halbleiterdetektoren	12
1.6 Gasdetektoren	14
1.6.1 Proportionalzählrohre	16
1.6.2 Multi Wire Proportional Chambers (MWPCs)	17
1.6.3 Micro Strip Gas Chamber (MSGCs)	18
1.6.4 GEM-Detektoren	20
1.6.5 Gasdetektoren mit festem Neutronenkonverter	23
2 Der CASCADE Detektor	29
2.1 Konzept des CASCADE Detektors	29
2.2 Die theoretische Nachweiseffizienz	34
2.3 Mechanischer Aufbau und Herstellung	36
3 1D-Detektorprototypen und ihre Auslese	41
3.1 ASIC und FPGA basierte Detektorauslese	42
3.1.1 Der CIPix-Chip	42
3.1.2 Die DL535 FPGA-Karte	48
3.2 1D-Detektorprototypen und Messungen	49
3.2.1 100 mm × 100 mm Detektorprototyp	49
3.2.2 200 mm × 200 mm Detektorprototyp	51
4 Detektorelektronik für 2D-Detektoren	57
4.1 Das 2D-CASCADE Detektorsystem im Überblick	57
4.2 Die HV-Karte	59
4.3 Die CIPix-Karte	61
4.4 Die FPGA-Karte CDR-1.0	61
4.5 Entwurf der FPGA-Karte CDR-1.0	64

4.6	Die ADC-Karte	69
5	FPGA-Programmierung für 2D-Detektoren	71
5.1	Das FPGA-Programm CDR 6.0	72
5.2	Die Detektorsoftware	84
5.3	Die FPGA-Programme für den APEX20K	84
6	2D-Detektorprototypen und Messungen	85
6.1	2D-Auslesestrukturen	86
6.2	Der erste 2D-CASCADE Detektorprototyp	86
6.3	Ergebnisse der Strahlzeit an der EKN im November 2004	89
6.3.1	2D-Signalauslese: Radiographie	89
6.3.2	Ortsauflösung	92
6.3.3	Nachweiseffizienz und Detektordynamik: Flugzeitmessungen	98
6.3.4	Untersuchungen zur 2D-Auslesestruktur	104
6.4	2D-Detektor mit optimierter 2D-Auslesestruktur	106
6.5	Ergebnisse der Strahlzeit an der EKN im April 2005	108
6.5.1	Untersuchungen zur optimierten 2D-Auslesestruktur	109
6.5.2	Ortsauflösung	110
6.5.3	Nachweiseffizienz: Flugzeitmessungen	114
6.5.4	Hochratentauglichkeit	116
6.5.5	Pulshöhenspektren	117
7	Reflektometrie mit dem 2D-Detektor	119
7.1	Streuung unter streifendem Einfall	119
7.1.1	Einleitung	119
7.1.2	Die Wellengleichung im homogenen Medium	120
7.1.3	Die Fresnel'schen Formeln	121
7.1.4	Brechungsgesetz und Totalreflexion	122
7.1.5	Reflektivität einer Einzelschicht	122
7.1.6	Einfluss der Grenzflächenrauheit	123
7.2	Das Reflektometer HADAS	124
7.3	Messungen	125
	Zusammenfassung und Ausblick	131
A	Nachweiseffizienz einer Borschicht	135
B	Nachweiseffizienz eines ³He-Zählrohres	139
C	Architektur von FPGAs	143
D	Schaltplan der FPGA-Karte CDR-1.0	149
	Literaturverzeichnis	159

Einleitung

Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der kondensierten Materie werden durch ihre Struktur und Dynamik auf atomarer und molekularer Ebene bestimmt. Unser Wissen darüber stammt von ausgefeilten wissenschaftlichen Verfahren, unter denen die Streuung von Röntgenstrahlen, Licht und Neutronen eine besondere Rolle spielt. In vielerlei Hinsicht ist dabei das Neutron eine nahezu ideale Sonde zur Erforschung der atomaren und molekularen Strukturen und Bewegungen in kondensierter Materie mit einer Reihe wichtiger Vorteile gegenüber anderen Strahlungsarten.

Die Besonderheit des Neutrons und sein großer Nutzen für die Forschung in der Physik, Chemie, Biologie, Material- und Geowissenschaften begründet sich zum großen Teil aus den physikalischen Eigenschaften des Neutrons selbst.

So besitzen die benutzten Neutronen Wellenlängen und Energien, die atomaren Abständen und gleichzeitig charakteristischen Energien im Festkörper entsprechen. Bei thermischen Neutronen mit einer mittleren kinetischen Energie von 25 meV entspricht die de Broglie-Wellenlänge von 1.8 \AA gerade den atomaren Abständen in Festkörpern. Mithilfe der elastischen Neutronenstreuung kann so die Anordnung und Struktur der Atomkerne im Festkörper aufgelöst werden. Da eine thermische Energie von einigen 10 meV gerade auch der typischen Anregungsenergie von Phononen entspricht, ermöglicht die Messung des Energieübertrags bei inelastischer Neutronenstreuung Aussagen zur Dynamik in Festkörpern.

Neutronen besitzen keine elektrische Ladung und wechselwirken daher nicht mit den Elektronenhüllen der Atome, sondern mit deren Kernen. Im Gegensatz zur Röntgenstreuung hängt deshalb der Wirkungsquerschnitt nicht in systematischer Weise von der Kernladungszahl Z eines Atoms ab. Das ermöglicht die Beobachtung leichter neben schweren Atomen und die Unterscheidung verschiedener Isotope des gleichen Elements. Insbesondere erlauben die stark unterschiedlichen Streuquerschnitte von Wasserstoff und Deuterium den Einsatz von Deuterium als Marker in biologischen Molekülen und Polymeren. Obschon Neutronen elektrisch neutral sind, besitzen sie ein magnetisches Moment, das die Erforschung von magnetischen Strukturen und Anregungen auf atomarer Ebene erlaubt.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen ist für die meisten Materialien niedrig. Daher durchdringen Neutronen fast alle Materialien. So können auch

massive, industrielle Werkstücke wie Motoren, Turbinenschaufeln oder Eisenbahnschienen zerstörungsfrei auf Materialfehler oder Alterungseffekte untersucht werden.

Für die Forschung mit Neutronen sind Neutronenquellen und Detektoren zum Nachweis der Neutronen erforderlich. An Forschungsreaktoren und Spallationsquellen stehen Neutronenstrahlen mit verhältnismäßig großer Intensität zur Verfügung. So hat erst kürzlich im Herbst 2004 der Forschungsreaktor FRM-II in München seinen regulären Betrieb aufgenommen. Bei einer Leistung von 20 MW beträgt sein ungestörter Neutronenfluss $8 \cdot 10^{14} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ und reicht somit knapp an den Fluss von $1.3 \cdot 10^{15} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ (bei 57 MW) der derzeit stärksten Neutronenquelle der Welt, dem Hochflussreaktor des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, heran. In vollkommen neue Dimensionen stoßen die sich im Bau befindlichen Spallationsquellen SNS (Spallation Neutron Source) in den USA und JSNS (Japanese Spallation Neutron Source) in Japan vor. Bereits im Jahr 2006 soll die SNS in Betrieb gehen. Ihr instantaner Neutronenfluss soll den Fluss der derzeit stärksten Neutronenquellen um eine Größenordnung übertreffen. Nur ein Jahr später soll die JSNS mit einem vergleichbaren Fluss ihren Betrieb aufnehmen.

Trotzdem muss darauf hingewiesen werden, dass selbst die unübertroffene Stärke dieser neuen Spallationsquellen immer noch mehrere Größenordnungen kleiner ist im Vergleich zur Stärke von Synchrotron-/Röntgenquellen oder Quellen geladener Teilchen. Folglich wird die Forschung mit Neutronen auch zukünftig häufig intensitätslimitiert sein. Unter diesem Gesichtspunkt ist der effiziente Nachweis von Neutronen essenziell. Da es keinen Überschuss an Neutronen gibt, sind neue Detektorsysteme erforderlich, die den verfügbaren Neutronenfluss der neuen Quellen effizient ausnützen. Angesichts der heranwachsenden Konkurrenz sind aber auch die bestehenden Neutronenquellen angehalten, das vorhandene Potenzial zur Verbesserung der Instrumentierung und damit der Ausnutzung ihrer verfügbaren Intensitäten zu forcieren.

Um die technologische Entwicklung neuer Detektorsysteme voranzutreiben, wurde bereits 1998 ein erster internationaler Workshop am Brookhaven National Laboratory veranstaltet [1], dem bis heute drei weitere internationale Treffen folgten. Danach bestehen speziell für gepulste Spallationsquellen große innovative Defizite in Bezug auf *zählende* Detektoren mit sehr guter Ortsauflösung, sehr hoher Ratenakzeptanz und hoher Nachweiseffizienz, insbesondere auch für Neutronen mit kurzer Wellenlänge [2].

Die Größe des detektierten Raumwinkels bestimmt die am Experiment genutzte Gesamtintensität. Die erreichbare Informationsdichte ist dagegen durch die Anzahl der Kanäle pro Raumwinkel gegeben. Es werden also Detektoren mit entsprechender Flächenabdeckung und Ortsauflösung benötigt. Die für eine gewünschte statistische Genauigkeit erforderliche Messzeit ergibt sich aus der zur Verfügung stehenden Intensität, der maximalen Ratenakzeptanz und der Nachweiseffizienz des Detektors. Die Zeitauflösung des Detektors bestimmt bei der Untersuchung dynamischer Prozesse, wie gut Energieänderungen mithilfe von Flugzeitmessungen aufgelöst werden können.

Da Neutronen elektrisch neutral sind, können diese nicht direkt über einen Ionisationsprozess nachgewiesen werden. Es muss erst eine Umwandlung in ionisierende Strahlung

stattfinden. Dies wird über eine Kernwechselwirkung mit einem so genannten Neutronenkonverter realisiert.

Die Eigenschaften des Neutronendetektors ergeben sich aus dem Zusammenspiel des Neutronenkonverters mit dem Detektor für ionisierende Strahlung und einer Ausleseelektronik, zu der die Signalverstärkung und Informationsverarbeitung gehört. Alle drei Komponenten sind *gleichermaßen* für die Eigenschaften des Gesamtsystems verantwortlich.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem so genannten CASCADE Neutronendetektor und seiner Auslese. Dieser in unserer Arbeitsgruppe am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg entwickelte Detektor kann durch sein neuartiges und innovatives Konzept einen entscheidenden Beitrag zur optimalen Nutzung der an Reaktoren oder Spallationsquellen erzeugten Flüsse thermischer Neutronen liefern.

In Kapitel 1 wird ein Überblick über Detektoren für thermische Neutronen gegeben. Es werden die Stärken und Defizite bestehender Systeme aufgezeigt.

In Kapitel 2 wird der generelle Aufbau und das Funktionsprinzip des CASCADE Detektors ausführlich beschrieben. Der CASCADE Detektor ist ein ortsauffösender Gasdetektor für große Flächen mit ^{10}B als festem Neutronenkonverter. Der effiziente Nachweis thermischer und kalter Neutronen gelingt durch das Kaskadieren mehrerer substratverstärkter Borschichten, wodurch die Nachweiseffizienz der einzelnen Borschichten kumuliert wird. Als Substrat für die Borschichten dient die GEM-Folie (GEM: Gas Electron Multiplier), deren Ladungstransparenz dafür sorgt, dass die Ortsinformation trotz hintereinander kaskadierter Konverterschichten erhalten bleibt. Durch den Einsatz der mikrostrukturierten GEM-Folien wird der CASCADE Detektor in die Lage versetzt, sehr hohe Raten zu verarbeiten.

Diese Hochratenfähigkeit führt zwangsweise zu Anforderungen an die Ausleseelektronik, wie sie bisher in der Neutronenphysik nicht bekannt waren. Die Antwort darauf war der strategische Transfer ASIC-basierter (ASIC: Application Specific Integrated Circuit) Auslesetechnologie aus der Hochenergiephysik in das Gebiet der Neutroneninstrumentierung. In Kapitel 3 werden zunächst die transferierten Elektronikkomponenten vorgestellt. Dazu gehören der hochintegrierte Auslesechip CIPix und die mit einem frei konfigurierbaren FPGA (Field Programmable Gate Array) bestückte VME-Karte DL535. Diese Module wurden für die Auslese zunächst eindimensionaler ortsauffösender CASCADE Detektoren angepasst. Zwei eindimensionale ortsauffösende Detektorprototypen wurden gebaut und auf einer Strahlzeit am ILL erfolgreich getestet. Die Ergebnisse dieser Strahlzeit werden ebenfalls in Kapitel 3 diskutiert.

Das Detektorkonzept wurde daraufhin von eindimensionaler zu zweidimensionaler Ortsauflösung erweitert. Nach der erfolgreichen Auslese der 1D-Detektoren mit dem CIPix-Chip wurden deshalb auch die 2D-Detektoren mit diesem Chip ausgelesen. Allerdings war die bisher eingesetzte und in Kapitel 3 vorgestellte Elektronik für die Auslese von 2D-CASCADE Detektoren nicht ausreichend. Die gestiegene Zahl an auszulesenden Ortskanälen und die begrenzte Bandbreite des VME-Buses erzwangen die Entwicklung

eines neuen Auslesesystems. In Kapitel 4 wird die neuentwickelte Detektorelektronik für die Auslese von 2D-CASCADE Detektoren vorgestellt. Mit dieser kompakten Elektronik entsteht ein intelligentes und skalierbares Detektorsystem. Nach vorheriger externer Konfiguration durch den Nutzer, führt dieses Detektorsystem die gewünschten Messungen autark durch. Große Mengen an Memory (Speicher) integriert in der Detektorelektronik erlauben es, die anfallenden Daten auf ein Niveau zu komprimieren, das nur noch die für den Nutzer relevanten Daten enthält.

Für die dafür notwendige Datenverarbeitung ist die neuentwickelte Ausleseelektronik mit einem ressourcenstarken FPGA ausgerüstet. Dieser FPGA erlaubt die parallele Verarbeitung aller Ortskanäle mit hoher Geschwindigkeit. Hierzu muss allerdings der frei konfigurierbare FPGA zunächst einmal programmiert werden. In Kapitel 5 wird die Struktur des entwickelten FPGA-Programms ausführlich erläutert. Dieses FPGA-Programm übernimmt die Ansteuerung und Auslese der CIPix-Chips, führt die Datenverarbeitung durch und ermöglicht die Kommunikation mit dem Steuerrechner des Nutzers über einen bidirektionalen optischen Link.

Nachdem die in Kapitel 4 präsentierte Elektronik für die Auslese von 2D-CASCADE Detektoren realisiert war und der dazugehörige FPGA programmiert war, wurde der erste 2D-CASCADE Detektor gebaut. In Kapitel 6 wird dieser erste 2D-CASCADE Detektor vorgestellt. Das gesamte Detektorsystem mit der neuentwickelten Elektronik wurde auf einer Strahlzeit am Forschungsreaktor FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich erfolgreich getestet und charakterisiert. Die Ergebnisse der Messkampagne werden diskutiert. Die gewonnenen Erkenntnisse führten zur Realisierung einer zweiten, optimierten Version des zweidimensional ortsauflösenden CASCADE Detektors. Dieser wurde erneut am FRJ-2 charakterisiert. Die Ergebnisse finden sich ebenfalls in Kapitel 6.

Schließlich wurde der 2D-CASCADE Detektor in einer Reflektometriemessung am Reflektometer HADAS des FRJ-2 Reaktors mit einem anderen Detektor verglichen. Gegenstand der Untersuchung war eine Nickelschicht auf einem Glassubstrat. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse dieser Vergleichsmessung diskutiert.

Kapitel 1

Detektoren für thermische Neutronen

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den derzeitigen Stand der Detektortechnologie gegeben. Es werden die Eigenschaften, die Vor- und Nachteile der am häufigsten eingesetzten Neutronendetektoren erläutert. Für detaillierte Beschreibungen von Teilchendetektoren ([3], [4], [5]) und speziell von Neutronendetektoren ([6]) wird auf die Literatur verwiesen. Weitere Entwicklungen auf dem Gebiet der Detektion von thermischen Neutronen finden sich in den Arbeiten von G. Bruckner [7] und Ch. Schulz [8].

1.1 Anforderungen an moderne Detektoren

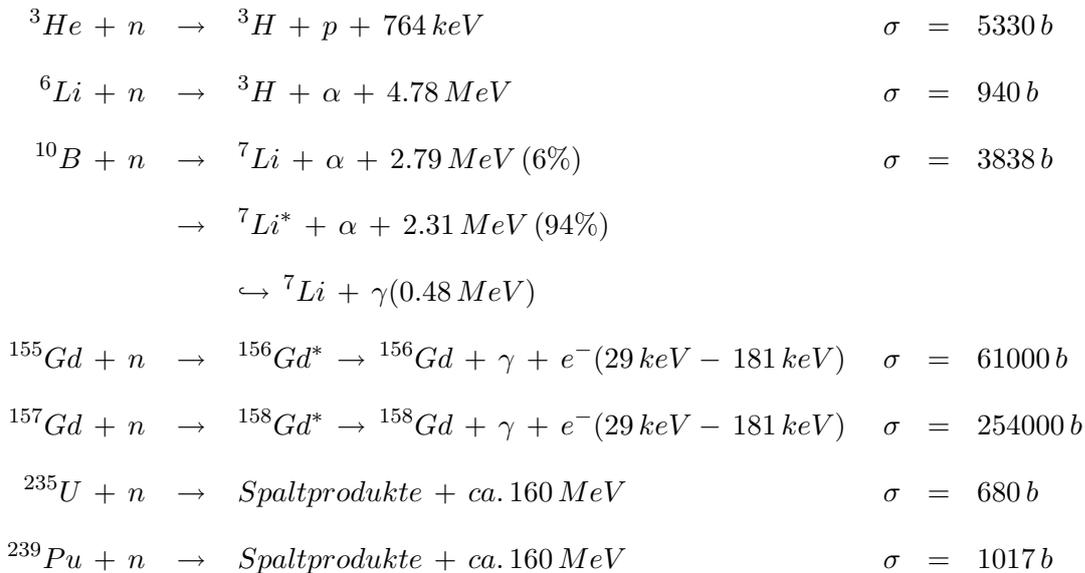
Für die optimale Nutzung der an Reaktoren oder gepulsten Quellen erzeugten Flüsse thermischer Neutronen ist im Idealfall ein sehr schneller Detektor mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit (50%-100%) und mit einer sehr guten Ortsauflösung (Pixelgröße: 1 mm^2 - 1 cm^2) erwünscht. Zudem sollte der Detektor ein möglichst homogenes Ansprechverhalten auf einer großen sensitiven Fläche (0.1 m^2 - 10 m^2) besitzen. Darüberhinaus sollte der Detektor über lange Zeiten hohe Zählraten ($\gg 100\text{ kHz}$ pro Pixel, $> 100\text{ MHz}$ auf der gesamten sensitiven Fläche) stabil und unempfindlich gegen Gamma-Untergrund nachweisen können. Eine hohe Gamma-Empfindlichkeit ist beim Neutronennachweis äußerst unerwünscht. Bei allen Experimenten an Neutronenquellen liegt stets ein gewisser Untergrund an γ -Quanten vor. Diese γ -Quanten sind zum einen bereits im Neutronenstrahl selbst vorhanden und zum anderen kann es zu einer Aktivierung der umgebenden Detektormaterialien durch die Absorption von Neutronen kommen. Für die Untersuchung dynamischer Prozesse mithilfe von Flugzeitexperimenten wird eine hohe Flug-Zeitauflösung ($< 1\text{ }\mu\text{s}$) gewünscht. Und nicht zuletzt spielen Faktoren wie Kompaktheit, leichte Wartung, leichte Handhabung und geringe Störanfälligkeit eine wesentliche Rolle in der Entscheidungsfindung, ob ein Detektor tatsächlich

eingesetzt wird. Aufgrund der Fülle unterschiedlicher Anforderungen ist man momentan nicht in der Lage, einen Universaldetektor zu konstruieren, der alle oben genannten Anforderungen gleichzeitig erfüllt. Vielmehr werden in der Realität häufig, gemäß der Aufgabenstellung des Experimentes, speziell angepasste Detektoren entwickelt. Dies hat zu einer großen Vielfalt unterschiedlicher Detektorkonzepte geführt.

1.2 Neutronenkonverter

Da Neutronen elektrisch neutral sind, können sie nicht direkt über einen Ionisationsprozess nachgewiesen werden. Mithilfe eines so genannten Neutronenkonverters muss zunächst eine Umwandlung in ionisierende Strahlung stattfinden. Dazu wird das Neutron in einen Resonanzzustand des Atomkerns eingefangen. Der durch diese Einfangreaktion entstandene, energetisch angeregte Kern zerfällt daraufhin in geladene Teilchen oder wird durch Emission von γ -Strahlung oder innere Konversion abgeregt. Die Konvertierungsprodukte können dann mit allen herkömmlichen Verfahren zum Nachweis ionisierender Strahlung detektiert werden.

Es gibt allerdings nur wenige Isotope, die als Neutronenkonverter für den Nachweis thermischer Neutronen geeignet sind. Diese Isotope zeichnen sich durch einen großen Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen aus. Aber auch die Art und Energie der Konvertierungsprodukte und die chemischen Eigenschaften dieser Isotope sind entscheidend. Folgende Kernreaktionen kommen so für den Nachweis von thermischen Neutronen in Frage ([3], [9]):



Der bei jeder Reaktion angegebene Absorptionswirkungsquerschnitt hängt von der Wellenlänge des Neutrons ab und ist hier für thermische Neutronen mit $\lambda = 0.18 \text{ nm}$ angegeben. Bei allen (n,p), (n, α) und (n, γ)-Reaktionen ist die Gesamtverteilung der Reaktionsprodukte im Mittel räumlich isotrop. Die zwei geladenen Teilchen der (n,p) und (n, α)-Reaktionen werden bei Vernachlässigung des Neutronenimpulses in entgegengesetzte Richtung emittiert.

Im Folgenden wird ein Überblick über die verschiedenen Detektorkonzepte gegeben.

1.3 Szintillationsdetektoren

Im Allgemeinen besteht ein Szintillationsdetektor aus einem szintillierenden Material, das entweder direkt oder über Glasfasern optisch an einen Photomultiplier gekoppelt ist. Beim Durchgang ionisierender Strahlung werden die Atome und Moleküle angeregt, was dazu führt, dass der Szintillator Licht emittiert. Dieses Licht wird an der Photokathode des Photomultipliers (PM) in einen schwachen Strom von Photoelektronen konvertiert und durch den Sekundärelektronenvervielfacher weiter verstärkt. Zum Nachweis von Neutronen muss dem Szintillator ein Neutronenkonverter beigemischt werden, dessen Konvertierungsprodukte Szintillationslicht erzeugen.

Nicht alle szintillierende Materialien sind für den Bau von Detektoren geeignet. So sollte der Szintillator die in ihm deponierte Energie mit einem hohen Wirkungsgrad in Licht umwandeln. Die Lichtausbeute sollte dabei proportional zur deponierten Teilchenenergie sein. Weiterhin muss der Szintillator transparent sein für sein eigenes Licht. Eine charakteristische Größe von Szintillatoren ist die Abklingzeit der Lumineszenz, die unter 10 Nanosekunden bei organischen Szintillatoren und bis zu einigen Mikrosekunden bei anorganischen Szintillatoren betragen kann.

Anorganische Szintillatoren sind Kristalle, die mit Aktivator-Zentren (Farbzentren) dotiert sind. Die durch ionisierende Strahlung erzeugten freien Elektronen, freien Löcher bzw. Exzitonen bewegen sich im Kristallgitter bis sie auf ein Aktivator-Zentrum treffen und dieses in einen angeregten Zustand versetzen. Die Abregung erfolgt durch die Emission von sichtbarem Licht. Bei den organischen Szintillatoren, die als Kristalle, Flüssigkeiten oder polymerisierte Festkörper vorliegen, beruht der Szintillationsmechanismus auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff. Aufgrund der geringen Lichtausbeute sind die organischen Szintillatoren bis jetzt für den Nachweis thermischer Neutronen ungeeignet.

Bereits seit den sechziger Jahren werden ^6Li -Glas-Szintillatoren eingesetzt und sind bis heute weit verbreitet. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, enthält dieses Glas 6.5 Gewichtsprozent CeO_2 . Die damit erreichbare Lichtausbeute beträgt etwa 6,000 Photonen pro Neutron. Ein Nachteil dieser Szintillatoren ist, dass ein γ -Quant mit 1.6 MeV Energie die gleiche Lichtausbeute wie ein im ^6Li absorbiertes Neutron erzeugt und somit nur durch eine Pulsformanalyse von einem Neutronenpuls zu unterscheiden ist. Die Abklingzeit dieses Szintillators ist mit 75 ns sehr kurz.

Auch der einzige für den Nachweis thermischer Neutronen geeignete kristalline Szintillator ${}^6\text{Li}:\text{Eu}^{2+}$ zeichnet sich durch eine hohe Gamma-Empfindlichkeit aus. Die Ursache hierfür ist zum einen die hohe Kernladungszahl von Jod ($Z = 53$) und zum anderen die für einen effizienten Neutronennachweis notwendigen Szintillatordicken. Wegen des gewichtsmäßig geringen Anteils des Lithiums (ca. 5%) sind Dicken von 2-3 mm notwendig. Darüberhinaus beträgt die Zerfallszeit des angeregten Zustandes $1.4 \mu\text{s}$ und verhindert somit eine hohe Ratenakzeptanz für zählende Detektoren. Die Lichtausbeute beträgt etwa 50,000 Photonen/Neutron.

${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}^+$ als Szintillatormaterial hat eine Zerfallszeit von $1 \mu\text{s}$ und erlaubt somit ebenfalls keine hohen Raten für zählende Detektoren. Die Lichtausbeute ist mit $\approx 160,000$ Photonen/Neutron sehr hoch. Der Szintillator ist allerdings für sein eigenes Licht nur wenig transparent, so dass Schichtdicken von maximal 0.5 mm möglich sind.

Die Entwicklung geeigneter Szintillatoren ist bis heute ein aktives Gebiet geblieben. Neuere Entwicklungen von Szintillatoren, basierend auf ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ und ${}^{157}\text{Gd}$ -haltigen Mischungen, wollen die Eigenschaften weiter verbessern (z. B. ${}^6\text{Li}^{158}\text{Gd}({}^{11}\text{B}_3\text{O})_3$). Insbesondere besteht das Ziel, Szintillatoren mit kurzen Abklingzeiten und somit hoher Ratenakzeptanz zu entwickeln. Das Problem der Gamma-Empfindlichkeit wird aber weiterhin bestehen bleiben. Ist eine hohe Nachweiseffizienz gewünscht, führt dies zu Szintillatordicken von mindestens einigen Millimetern und weisen somit eine hohe Gamma-Empfindlichkeit auf. Durch innovative Diskriminierungsstrategien kann der Gamma-Untergrund reduziert werden.

Ein Szintillator alleine ist noch kein Neutronendetektor. Es wird zusätzlich ein Auslesesystem benötigt, das die Lichtsignale nachweist und verstärkt. Dieses Auslesesystem bestimmt entscheidend die Eigenschaften des Gesamtsystems. Im Folgenden werden kurz die wichtigsten Systeme aufgeführt.

Die Angerkamera

Die Angerkamera (siehe Abbildung 1.1) besteht aus einer Szintillatorplatte (z. B. ${}^6\text{Li}$ -Glas), die über einen Lichtverteiler (Disperser) an mehrere PMs angekoppelt ist. Der Disperser (z. B. Borsilikatglas) absorbiert die Neutronen, die nicht im Szintillator eingefangen wurden und dessen Dicke bestimmt, wieviele PMs von einem Neutronenereignis beleuchtet werden. Ein zusätzlicher Luftspalt zwischen der Szintillatorplatte und dem Disperser verhindert durch Totalreflexion, dass Licht von außerhalb des Lichtkegels auf die Photokathoden der PMs trifft. Damit möglichst viele der pro Neutroneneinfang vom Szintillator emittierten Photonen zu den Photokathoden der PMs gelangen, wird die Szintillatorplatte auf der Neutroneneintrittsseite mit einer Reflexionsschicht versehen. Aus dem Schwerpunkt der registrierten Lichtverteilung lässt sich der Ort der Anregung mit einer räumlichen Auflösung von einigen Millimetern bestimmen.

Die Nachweiseffizienz und die Gamma-Empfindlichkeit hängen im Wesentlichen von dem eingesetzten Szintillatormaterial ab. Mit dem 1 mm dicken ${}^6\text{Li}$ -Glasszintillator (6.6%

${}^6\text{Li}$) der Angerkamera an der Kleinwinkelstreuanlage KWS-1 am Forschungsreaktor FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich [10] ergibt sich zum Beispiel eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 95% für Neutronen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 7 \text{ \AA}$ und eine Gamma-Emfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-4} (1 \text{ MeV})$. Eine Anordnung von 8×8 Photomultipliern verarbeitet das Licht der Szintillatorplatte von $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ Größe. Die erreichte Ortsauflösung liegt bei $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

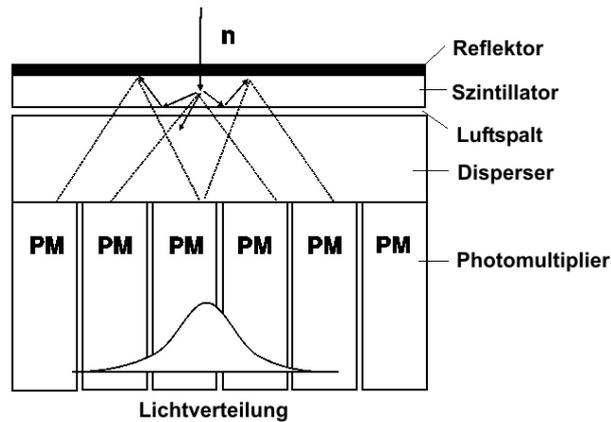


Abbildung 1.1: Querschnitt durch die Angerkamera mit Lichtkegel aus dem Szintillator. Bild entnommen aus [11].

Szintillator mit Glasfaserkodierung

Der bisher größte Detektor dieser Art besteht aus 64×64 Szintillatorelementen mit je $3 \times 3 \text{ mm}^2$ Fläche, die über Glasfaserkabel mit jeweils vier PMs ausgelesen werden. Die insgesamt 16,384 Glasfasern werden über 32 PMs ausgelesen. Jedes absorbierte und konvertierte Neutron führt zu einem mehrfach koinzidenten Signal in den PMs, aus dem die Adresse des Szintillatorelements dekodiert werden kann. Aufgrund der direkten Adresskodierung ist dieser technisch sehr aufwändige Detektor schneller als die Angerkamera, während die erreichbare Ortsauflösung vergleichbar ist. Abbildung 1.2 illustriert den schematischen Aufbau solch eines Detektors ([12], [13]). Das Einkristalldiffraktometer SXD an der britischen Spallationsquelle ISIS ist mit elf solcher $\text{ZnS}/{}^6\text{Li}$ Szintillationsdetektoren mit Glasfaserkodierung ausgerüstet.

Szintillatoren mit Micro Channel Plates (MCP)

Der Szintillator wird über eine Glasfaserplatte (oder Linsen) an die mit einer Photokathode versehene Micro Channel Plate gekoppelt. MCPs sind Elektronenvervielfacher. Sie bestehen aus einer Anordnung von vielen parallelen Löchern in einer Bleiglasplatte. Der Durchmesser dieser Kanäle beträgt $10\text{-}100 \mu\text{m}$, ihre Länge ist etwa 40-100 mal größer. Eine geeignete Bedampfung der Glasoberfläche in den Kanälen erlaubt es, einen

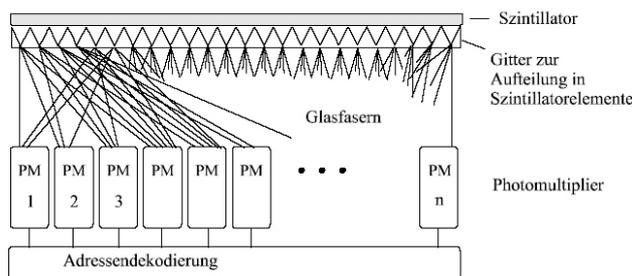


Abbildung 1.2: Glasfaserkodierung von Szintillatorelementen. Da die Glasfaserkopplung zu einer Signalaufteilung führt und Lichtverluste verursacht, sollte der Quantenwirkungsgrad des Szintillators so hoch wie möglich sein. In der Regel kommen $\text{ZnS}/^6\text{Li}$ Szintillatoren zum Einsatz. Bild entnommen aus [7].

konstanten elektrischen Potenzialgradienten in den Kanälen zu erzeugen. In diesem longitudinalen elektrischen Feld werden die Elektronen beschleunigt, die an einem Ende des Kanals einfallen. Bei ihrem Weg durch den Kanal können die Elektronen auf die Wand auftreffen und dabei Sekundärelektronen auslösen. Diese werden ebenso beschleunigt und können ihrerseits tertiäre Elektronen aus der Wand des Kanals auslösen. Die bedampfte Oberfläche des Kanals wirkt so wie eine kontinuierliche Dynode. Möchte man eine gute Ortsauflösung von unter einem Millimeter erreichen, darf der Szintillator wegen der isotropen Ausbreitung des Szintillatorlichts nur sehr dünn sein. Die Nachweiseffizienz beträgt daher nur einige Prozent [14].

Ein aktueller Ansatz zur Erhöhung der Nachweiseffizienz besteht darin, auf den Szintillator zu verzichten und stattdessen das Bleiglas der Micro Channel Plates mit ^6Li , ^{10}B , ^{155}Gd oder ^{157}Gd anzureichern. Wird das Bleiglas z. B. mit ^{10}B angereichert, so führt die Absorption und Konversion eines Neutrons innerhalb des Bleiglasses zur Bildung eines α -Teilchens und eines ^7Li -Kerns. Diese erzeugen in den benachbarten evakuierten Kanälen freie Sekundärelektronen. Längs des Kanals entwickelt sich eine Elektronenlawine und wird so zu einem detektierbaren Signal verstärkt. Derartige Detektoren zeichnen sich prinzipiell durch hohe Nachweiseffizienzen, sehr guter Ortsauflösung und hoher Zählratenakzeptanz aus. Solche MCP Detektoren werden von der Firma Nova Scientific entwickelt und vertrieben [15]. Derzeit werden MCP Detektoren, deren Kanäle einen Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ und ein Rastermaß von $6\ \mu\text{m}$ aufweisen, gebaut. Der aus der MCP austretende Elektronenpuls wird auf einen hochwertigen Phosphorschirm hin beschleunigt. Das Bild auf dem Phosphorschirm wird von einer Videokamera aufgenommen. Mit solch einer Anordnung lassen sich Ortsauflösungen von $< 30\ \mu\text{m}$ erreichen. In diesem Fall arbeitet das Detektorsystem integrierend. MCP Detektoren können aber prinzipiell mit angepasster Auslese auch als zählende Detektoren betrieben werden. Die Auslese von großflächigen MCP Detektoren ($\sim 1\ \text{m}^2$) mit hoher Ortsauflösung ($100\text{-}300\ \mu\text{m}$) ist allerdings in jedem Fall eine große Herausforderung und nur mittels hochintegrierter Elektronik zu bewerkstelligen.

CCD-Kamera-System

Abbildung 1.3 zeigt als Beispiel den schematischen Aufbau des CCD¹-Kamera-Systems, das an der Neutronen-Radiographie- und Tomographiestation *Neutrograph* am ILL eingesetzt wird. Als Szintillator kommt ein ⁶LiF/ZnS Szintillator mit einer Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ zum Einsatz. Das mittels Spiegel umgelenkte Szintillatorlicht wird über einen längeren Zeitraum (in der Regel mehrere Minuten) von einer CCD-Kamera aufintegriert. Angesichts eines verfügbaren Flusses von bis zu $2.9 \cdot 10^9 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ sind kurze Belichtungszeiten möglich. Dennoch bleiben CCD-Kameras integrierende Detektoren, die keine präzise Zeitinformation über das Einzelereignis liefern können. Mit dem verfügbaren Strahl und dem gezeigten Detektorsystem lassen sich Proben mit einer Größe von rund 10 cm mit einer Ortsauflösung von 0.6 mm und einer Zeitauflösung von ca. 1 ms studieren. Detaillierte Informationen zu Neutrograph, wie die Eigenschaften des verfügbaren Neutronenstrahls und des Detektorsystems, finden sich in [16].

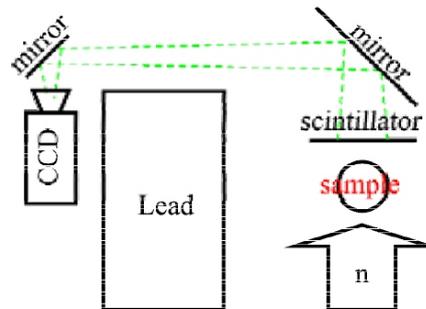


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau des CCD-Kamera-Systems wie es an der Neutronen-Radiographie- und Tomographiestation *Neutrograph* am ILL eingesetzt wird. Da die CCD-Chips nicht strahlungsbeständig sind, müssen sie sich außerhalb des Neutronenstrahls befinden. Die CCD-Kamera wird mithilfe eines Peltier-Elementes auf -15°C gekühlt, um auf diese Weise den Dunkelstrom niedrig zu halten [16].

1.4 Filme und Bildplatten

Bildplatten (Image Plates) bestehen aus einem pulverförmigen Speicherleuchtstoff (z. B. BaFBr:Eu²⁺), in dem ionisierende Strahlung einen Teil der Eu²⁺ Ionen zu Eu³⁺ ionisiert. Die dabei ins Leitungsband freigesetzten Elektronen werden in F⁺ Farbzentren eingefangen. Durch Einstrahlung von sichtbarem Licht (z. B. He-Ne-Laser) können die in den F-Zentren eingefangenen Elektronen in das Leitungsband gehoben werden und können zu den Eu³⁺ Ionen gelangen, die sie zu Eu²⁺ reduzieren. Dabei wird die charakteristische Eu²⁺-Lumineszenzstrahlung emittiert, deren Intensität proportional zur deponierten Strahlungsdosis ist. Mithilfe von Photomultipliern kann die Eu²⁺-Lumineszenzstrahlung nachgewiesen werden kann. Nach dem Auslesen werden die

¹Charge Coupled Device

Platten mit Licht geflutet und damit gelöscht. Sie können dann für neue Aufnahmen verwendet werden.

Durch die Mischung des Speicherleuchtstoffpulvers mit Gd_2O_3 -Pulver kann dieser Detektor für den Nachweis von Neutronen nutzbar gemacht werden. Die Neutronen werden dabei von ^{155}Gd oder ^{157}Gd absorbiert. Durch die anschließende Emission von Konversionselektronen, Augerelektronen und Röntgenquanten werden die Elektron-Loch-Paare in den benachbarten Speicherleuchtstoffkörnern erzeugt. Die bisher erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen ist kleiner als 23% [17]. Aufgrund des hohen Anteils an schweren Elementen mit großen Kernladungszahlen und bei Dicken der Bildplatten von 150 - 300 μm weist solch ein Detektor ein sehr hohe γ -Empfindlichkeit von etwa $6 \cdot 10^{-3}$ auf [17].

An den Laue-Diffraktometern VIVALDI und LADI am ILL werden schon seit einigen Jahren mit großem Erfolg neutronensensitive Bildplatten eingesetzt [18]. Es wird der mit Gd_2O_3 angereicherte Speicherleuchtstoff BaFBr:Eu^{2+} verwendet. An beiden Instrumenten besteht der Detektor aus einem Zylinder, dessen Mantelfläche mit Bildplattenelementen bedeckt ist. Die sensitive Fläche beträgt insgesamt jeweils $80 \times 40 \text{ cm}^2$ und die Pixelgröße umfasst jeweils eine Fläche von $200 \times 200 \mu\text{m}$. Das Auslesen der in den Bildplatten gespeicherten Information dauert drei Minuten.

Ein weiteres Beispiel für einen integrierenden Detektor sind Filme. Im einfachsten Fall wird eine Konverterfolie aus natürlichem Gadolinium direkt an den Film mechanisch gepresst. Mit solch einer Anordnung lassen sich bereits Ortsauflösungen von etwa 200 μm erzielen. Eine quantitative Auswertung der Daten ist jedoch aufgrund der nichtlinearen Schwärzung des Films und der nicht vernachlässigbaren Gamma-Empfindlichkeit nur mithilfe aufwändiger Referenzmessungen möglich.

Sowohl bei den Bildplatten als auch bei den Filmen ist es nicht möglich, bereits während einer Messung erste Daten anzuzeigen. Erst nach Vollendung einer Messung können die gewonnenen Daten ausgelesen und ausgewertet werden. Der korrekte Ablauf einer Messung lässt sich damit nur bedingt überwachen.

1.5 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren werden heute in einer verwirrenden Vielfalt von Ausführungen entwickelt und verwendet. Abbildung 1.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines p^+n^+ Detektors².

Die Verarmungszone der in Sperrrichtung geschalteten p^+n -Diode bildet den eigentlichen Sensor. Nur in diesem Bereich können genügend hohe elektrische Feldstärken erzeugt werden, um die durch ionisierende Strahlung erzeugten Elektronen schnell und effektiv auf der Anode zu sammeln, bevor sie mit den Löchern rekombinieren. Die Sperrspannung wird so groß gewählt, dass sich die Raumladungszone und damit das aktive

² p^+ , n^+ bedeutet hohe p, n-Dotierung

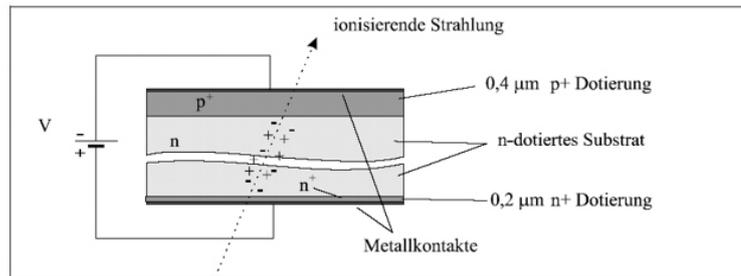


Abbildung 1.4: Funktionsprinzip der p⁺-n-Planardiode als Teilchendetektor. Bild entnommen aus [7].

Zählervolumen über das gesamte n-Gebiet erstreckt („fully depleted“). Damit ist die so genannte Totschicht (wo der Detektor nicht auf Strahlung anspricht) sehr dünn. Weitere Beiträge zur Totschicht liefern die obere Elektrode und ein etwaiges Eintrittsfenster.

Unterteilt man die p⁺-n-Diode in viele feine Streifen und versieht sie jeweils getrennt mit einer Ausleseelektronik, erhält man auf diese Weise einen eindimensional ortsauflösenden Halbleiterdetektor. Der Ort eines den Detektor durchquerenden Teilchens ist dann durch die Position des Streifens oder zweier benachbarter Streifen gegeben, auf denen die Ionisationsladung gesammelt wird. Unterteilt man zusätzlich die Rückseite dieses p⁺-n⁺-Detektors in Streifen, die senkrecht zu den Streifen der Vorderseite verlaufen, erhält man prinzipiell einen zweidimensional ortsauflösenden Detektor. Allerdings müssen die Streifen auf der Rückseite voneinander isoliert werden, z. B. mit p⁺-Elektroden zwischen den n-Streifen. Zudem ist die Minimierung der Kapazitäten der einzelnen Auslesekanäle, um damit das Rauschen der Ausleseelektronik möglichst gering zu halten, sehr herausfordernd.

Die maximale Größe eines einzelnen Detektors ist durch den Durchmesser der verfügbaren Silizium-Wafer auf derzeit 8 Zoll begrenzt. Großflächige Detektoren können aber aus mehreren Wafern modular zusammengesetzt werden. Dies stößt allerdings wegen der Komplexität der elektronischen Signalauslese und aus Kostengründen sehr schnell an seine Grenzen.

Die Kombination solcher Halbleiterstrukturen mit einem Konverter ergibt Neutronendetektoren mit sehr guter Ortsauflösung (weit unter 100 µm). Dabei befindet sich die Konverterfolie entweder direkt auf dem Halbleiter [19] oder einige Millimeter davon entfernt [20]. Die Konvertierungsprodukte des Konverters (meist ¹⁵⁷Gd oder ⁶Li) deponieren ihre kinetische Energie in der Verarmungszone des Halbleiters durch Bildung von Elektron-Loch-Paaren.

Mit festen Gadolinium-Schichten kann eine Nachweiseffizienz für thermische Neutronen von bis zu 35% erreicht werden [19]. Das quasi-kontinuierliche Energiespektrum zwischen 29 keV und 181 keV der emittierten Konversionselektronen liegt im Bereich der Signale des typischen Gamma-Hintergrundes. Es kann damit nicht mehr eindeutig zwischen einem Gamma-Ereignis und einem Neutron diskriminiert werden. Verwendet

man stattdessen ${}^6\text{Li}$ -haltige Konverterschichten, bekommt man zwar Sekundärteilchen mit hoher Energie, erreicht aber aufgrund des kleinen Absorptionswirkungsquerschnitts nur Nachweisschancen von einigen Prozent. Solche Halbleiterdetektoren werden daher besonders in der Radiographie und Tomographie eingesetzt, wo hohe Anforderungen an die Ortsauflösung gestellt werden und wo trotz der Gamma-Empfindlichkeit aufgrund der hohen Neutronenflüsse gute Kontraste erreicht werden.

1.6 Gasdetektoren

Für den Nachweis von Neutronen mithilfe gasförmiger Konverter werden ${}^3\text{He}$ und ${}^{10}\text{BF}_3$ eingesetzt, die gleichzeitig Neutronenkonverter und Zählgas darstellen. Bei der Abbremsung der Konvertierungsprodukte von ${}^3\text{He}$ oder ${}^{10}\text{BF}_3$ werden Elektron-Ion-Paare gebildet. Um diese Ladungen nachzuweisen, müssen sie durch ein elektrisches Feld zu Auffangelektroden transportiert werden. Die Abhängigkeit der dabei aufgesammelten Ladung Q als Funktion der Elektrodenspannung U ist schematisch in Abbildung 1.5 dargestellt.

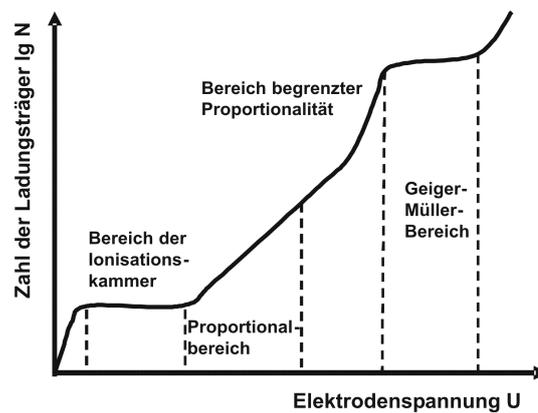


Abbildung 1.5: Zahl N der Ladungsträger als Funktion der Elektrodenspannung U , die in einem gasgefüllten Zähler an den Elektroden ankommen (qualitativ).

Bei sehr niedrigen Elektrodenspannungen ist die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger so klein, dass sie teilweise wieder rekombinieren, bevor sie zu den Elektroden gelangen. Erst im Bereich der Ionisationskammer werden alle erzeugten Ladungsträger aufgesammelt. Bei höheren Spannungen (Proportionalbereich) setzt Gasverstärkung ein. Wird die kinetische Energie, die die Elektronen auf ihrer freien Weglänge im Gas aus dem elektrischen Feld aufnehmen, größer oder gleich der Ionisationsenergie im Gas, so setzt Sekundärionisation ein. Dies ist im Allgemeinen in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes der Fall und führt zur Bildung einer Elektronenlawine. Ist die Anzahl der Elektronen am Ort x gleich N , so ist sie am Ort $x + dx$ um $dN = \alpha \cdot N \cdot dx$ gestiegen. Der so genannte Townsend-Koeffizient α gibt dabei die Zahl der Elektron-Ion-Paare an, die ein Elektron pro Zentimeter Wegstrecke bildet. Er ist gleich dem Inversen der mittleren freien Weg-

länge der Elektronen im Gas. Für den Zusammenhang zwischen der Primärladung Q_0 und der nach der Lawine vorhandenen Gesamtladung Q ergibt sich damit:

$$Q = Q_0 \cdot \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) \quad \text{mit} \quad \frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{p}{E}\right).$$

Der erste Townsend-Koeffizient α hängt dabei über die Konstanten A und B von der Art des Gases sowie von der elektrischen Feldstärke E und dem Druck p des Zählgases ab [21], [22].

Es können stabile Gasverstärkungen von bis zu 10^5 erreicht werden, wenn dem eigentlichen Zählgas ein Löschgas beigemischt wird. Diese mehratomigen Gase, wie z. B. CH_4 , C_2H_6 oder CO_2 , absorbieren die in der Lawine entstehenden Lichtquanten und emittieren danach Lichtquanten mit deutlich niedrigeren Energien (Molekülspektren). Diese niederenergetischen Lichtquanten können im Gas oder an der Kathode keinen Photoeffekt hervorrufen. Die erneute Bildung von Ladungslawinen durch Photoelektronen und somit eine dauerhafte Gasentladung wird damit verhindert. Darüberhinaus kann mit geeigneten Löschgasen die Ortsauflösung von Gasdetektoren entscheidend verbessert werden. Löschgase haben im Allgemeinen ein wesentlich höheres Bremsvermögen als das eigentliche Zählgas und reduzieren so die Reichweite der Konvertierungsprodukte.

Die Form und Dauer des Messsignals wird im Wesentlichen durch die Drift der Ionen und Elektronen zur Kathode und Anode und nicht durch das letztliche Aufsammeln der Ladung bestimmt. Da in dem Lawinenprozess die meisten Ladungen unmittelbar bei der Anode entstehen, müssen die Ionen einen weiten Weg bis zur Kathode zurücklegen, während die Elektronen, deren Beweglichkeit zudem höher ist, die Anode sehr schnell erreichen. Die Ladungssammelzeit der Ionen kann je nach Detektorgeometrie bis zu einigen Millisekunden betragen. Durch Differenzieren mit einem geeigneten RC-Koppelglied kann man sich darauf beschränken, den von den Elektronen stammenden schnellen Impuls zu messen. Die Ladungssammelzeit bestimmt aber die maximale Zählratenakzeptanz des Detektors, da bei hohen Zählraten die positiven Raumladungen der noch nicht abtransportierten Ionen zu Feldverzerrungen und zu einer Verminderung der Gasverstärkung führen. Mit zunehmenden Druck des Zählgases nimmt die Driftgeschwindigkeit weiter ab, und somit auch die maximal verkraftbare Zählrate. Typische Proportionalzählrohre mit Driftstrecken im Bereich von einigen Zentimetern und hohem Fülldruck erreichen somit nur eine niedrige Ratenakzeptanz von etwa 10-20 kHz, die physikalisch durch Raumladungseffekte limitiert ist.

Steigert man die Spannung am Zählrohr über den Proportionalbereich, so vergrößert sich auch die Gasverstärkung weiter. Sie hängt allerdings jetzt von der Primärionisation ab. Wird der Auslöse- oder Geiger-Müller-Bereich erreicht, wird die Gasverstärkung unabhängig von der Primärionisation, d. h. eine Energiediskriminierung ist nicht mehr möglich.

Die im Folgenden vorgestellten Gasdetektoren arbeiten im Proportionalbereich.

1.6.1 Proportionalzählrohre

Das ^3He -Zählrohr ist nach wie vor ein häufig eingesetzter Neutronendetektor. Es bietet folgende Vorteile:

- Sehr gute Nachweeffizienz: Mit einem Gasdruck von typischerweise 8-10 bar werden Nachweeffizienzen von über 90% erreicht. Der hohe Fülldruck ist notwendig, um gleichzeitig eine hinreichend gute Zeitauflösung zu erreichen.
- Geringe Gamma-Empfindlichkeit: Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von $Z = 2$ für ^3He ist die Gamma-Empfindlichkeit gering. Der Verlauf des Pulshöhenspektrums erlaubt eine einfache Diskriminierung des verbleibenden Gamma-Untergrundes in den Kanälen niedriger Energie.
- Einfache Handhabung.

Dem stehen eine Reihe von Nachteilen gegenüber:

- Moderate Zeitauflösung: Die Zeitauflösung ergibt sich im Wesentlichen aus der Unsicherheit des Konvertierungsortes der Neutronen, so dass sich für thermische Neutronen (2200 m/s) aufgrund ihrer Flugzeit durch den Detektor (Rohrdurchmesser: 2-5 cm) eine Zeitauflösung von 10-25 μs ergibt.
- Schlechte Ortsauflösung: Die typische Ortsauflösung beträgt etwa $2\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ (Rohrdurchmesser \times Länge).
- Niedrige Ratenakzeptanz: Die große Driftstrecke zwischen Anode und Kathode verursacht lange Sammlungszeiten für die Ionen. Die maximale Rate beträgt für Standardrohre 10-20 kHz .

Bei ortsauflösenden Proportionalzählrohren werden die Signale an beiden Enden des Anodendrahtes gemessen. Der zentral im Rohr verlaufende Anodendraht wird dabei als Widerstandsdraht ausgeführt. Aus der Messung der Ladungsverteilung an dieser Widerstandsanode kann der Schwerpunkt und damit die Position des konvertierten Neutrons ermittelt werden. Solche ortsauflösenden Zählrohre sind mitsamt der dazugehörigen Elektronik zur Schwerpunktsbestimmung kommerziell verfügbar. So bietet z. B. die Firma Reuter Stokes ortsauflösende Zählrohre mit einem Durchmesser von 8 mm, einer Länge von 1 m und 15 bar Partialdruck ^3He an. Mit diesen Zählrohren lässt sich eine Ortsauflösung von 6 mm, bei sehr hoher Verstärkung sogar von 3 mm, erreichen. Die gesamte Totzeit, die die Totzeit der von Reuter Stokes mitgelieferten Ausleseelektronik berücksichtigt, liegt bei ca. 1.4 μs . Daraus folgt eine maximale Ratenakzeptanz von 70 kHz , wenn man als Grenze 10% Zählratenverlust definiert [23].

Um eine größere Fläche abzudecken, werden viele Zählrohre nebeneinander positioniert. Um einen zweidimensional ortsauflösenden Detektor zu konstruieren, werden ortsauflösende Zählrohre senkrecht zur Einfallrichtung der Neutronen aufgestellt. Eine Koordinate ist dann durch die Position des angesprochenen Zählrohres gegeben, die zweite

durch den gemessenen Ladungsschwerpunkt. Ein eindrucksvolles Beispiel für solche Arrays an Zählrohren bietet das Instrument MAPS an der britischen Spallationsquelle ISIS. Die sensitive Detektorfläche von MAPS beträgt ca. 16 m^2 mit 147,456 Pixelelementen. Sie wird von 574 ortsauflösenden ^3He -Zählrohren (Partialdruck: 10 bar, Durchmesser: 2.5 cm , Ortsauflösung in Längsrichtung: 15 mm) gebildet.

Neben den ^3He -Zählrohren gibt es $^{10}\text{BF}_3$ -Proportionalzählrohre. Dabei kommt $^{10}\text{BF}_3$ nur noch selten zur Anwendung. Dies liegt zum einen an der Giftigkeit des Gases und zum anderen am kleineren Absorptionswirkungsquerschnitt von ^{10}B gegenüber ^3He , so dass ein größerer Gasdruck erforderlich wäre, um die gleiche Nachweiseffizienz zu erzielen. Wegen seiner Elektronegativität kann $^{10}\text{BF}_3$ aber nur bis zu einem Druck von ca. 2 bar verwendet werden, da sonst die von den Konvertierungsprodukten erzeugten Elektronen teilweise vom $^{10}\text{BF}_3$ eingefangen werden und so für den Nachweis nicht mehr zur Verfügung stehen.

1.6.2 Multi Wire Proportional Chambers (MWPCs)

Um die schlechte Ortsauflösung der Proportionalzählrohre zu verbessern, wurde in den sechziger Jahren von G. Charpak die Vieldrahtproportionalkammer entwickelt [24]. Im einfachsten Fall besteht eine Vieldrahtkammer aus einer Reihe parallel gespannter Anodendrähte in einem Gasvolumen (gefüllt mit ^3He und einem Löschgas wie z. B. Propan) zwischen zwei ebenen Kathodenplatten (siehe Abbildung 1.6).

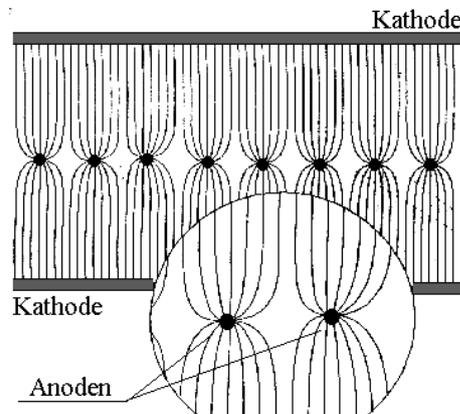


Abbildung 1.6: Schematischer Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC). Eingezeichnet ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien. Bild entnommen aus [11].

Sie erlauben eine zweidimensionale Ortsbestimmung von geladenen Teilchen und Neutronen. Die Ortsinformation in einer Koordinate ergibt sich aus der Position des angesprochenen Drahtes. Die zweite Koordinate kann entweder über eine geteilte Kathode, über zusätzliche Kathodendrähte oder über die Methode der Ladungsteilung direkt an den Anodendrähten bestimmt werden. Die Ortsauflösung ist durch den Drahtabstand und durch die Länge der Ionisationsspur der Konvertierungsprodukte begrenzt und

beträgt typischerweise einige Millimeter. Der Abstand der Anodendrähte kann nicht beliebig verringert werden, da die Coulombabstoßung zwischen den Drähten diese aus ihrer Mittellage verschiebt, und damit die Felder verzerrt werden. Die minimalen Drahtabstände liegen im Millimeterbereich. Die Ratenakzeptanz an jedem Ort ist immer noch auf 10-20 kHz beschränkt. Um eine hohe Nachweiseffizienz zu erzielen, werden die Vieldrahtkammern unter hohem Druck betrieben. Dies führt zu enormen mechanischen Herausforderungen und zu massiven Eintrittsfenstern, die die einfallende Neutronenintensität bereits abschwächen.

MWPCs für Neutronenstreuexperimente werden unter anderem am Brookhaven National Laboratory von Radeka und Mitarbeitern entwickelt und gebaut [25]. Mit einer $5 \times 5 \text{ cm}^2$ MWPC wurde eine überragende Ortsauflösung von ca. 0.4 mm erzielt. Dies konnte jedoch nur durch extrem hohe Drücke, 8 bar ^3He und 6 bar Propan, erreicht werden. Weitere von dieser Gruppe gebaute Detektoren, mit einer sensitiven Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ und $50 \times 50 \text{ cm}^2$, arbeiten mit wesentlich niedrigeren Drücken. Damit kann die Dicke der Eintrittsfenster so klein gehalten werden, dass die Absorptionsverluste im Eintrittsfenster niedrig sind. Allerdings sind nur noch Ortsauflösungen von 1-2 mm möglich. Die Zählrate an jedem Ort ist auf einige 10^4 Hz begrenzt. An der Protein Kristallographie-Station PCS des Los Alamos National Laboratory wird seit 2001 der bisher größte von dieser Gruppe gebaute Detektor betrieben [26]. Der gekrümmte $150 \times 20 \text{ cm}^2$ Detektor erreicht eine Ortsauflösung von $< 1.5 \text{ mm}$ und weist eine Nachweiseffizienz von 50-90% im Wellenlängenbereich 1-5 Å auf. Der Detektor verkräftet Zählraten von ca. 1 MHz (auf der gesamten sensitiven Fläche). Der Fülldruck im mit ^3He und Propan gefüllten Detektor beträgt ca. 9.5 bar.

1.6.3 Micro Strip Gas Chamber (MSGCs)

Um die Schwachpunkte der Vieldrahtproportionalkammern, wie die ungenügende Zeitauflösung, die begrenzte Ortsauflösung und die limitierte Ratenakzeptanz zu überwinden, wurde von A. Oed 1988 erstmals das Detektorprinzip von so genannten Mikrostreifengasdetektoren (MSGCs: Micro Strip Gas Chambers) publiziert [27]. Bei diesem Gasdetektor werden mithilfe der Photolithographie abwechselnd parallele Anoden- und Kathodenstreifen auf einem ca. 0.5 mm dicken Glassubstrat aufgebracht. Die Abbildung 1.7 zeigt eine typische Anordnung der Anoden und Kathoden.

Da die Elektroden räumlich fixiert sind, können Anoden und Kathoden mit sehr geringen Abständen nebeneinander angeordnet werden. So beträgt das Rastermaß (Pitch) der Elektroden, je nach MSGC-Typ, zwischen $100 \mu\text{m}$ und 1 mm . Die Breite der Anodenstreifen beträgt $5\text{-}20 \mu\text{m}$, die Breite der Kathodenstreifen, abhängig vom Pitch, zwischen $50 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$. Dieses Substrat befindet sich zusammen mit einer Drift-elektrode in einem mit Zählgas gefüllten Behälter. In Abbildung 1.8 ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien eines solchen Mikrostreifengasdetektors dargestellt. Die eng benachbarte Lage zwischen Anoden und Kathoden verkürzt die Driftwege und damit die Ladungssammelzeiten bis zu einem Faktor 1000 im Vergleich zur MWPC. Das erhöht die Ratenakzeptanz des MSGC-Detektors auf über 1 MHz/mm^2 [28].

Die Stabilität eines Mikrostreifendetektors hängt entscheidend von der Wahl des Substrates ab. So musste 1998 der weltweit erste großflächige MSGC-Neutronendetektor am Experiment D20 des ILL nach nur einem knappen Jahr Laufzeit seinen Betrieb wieder einstellen. Eine Analyse der Substratoberfläche mit Auger-Elektronen-Spektroskopie zeigte, dass die Anoden durch eine elektrolytische Reaktion mit dem Glas oxidiert waren. Dies führte zu Überschlägen und zur Zerstörung der Elektrodenstruktur. Im Jahr 2000 wurde der Detektoraufbau wieder in Betrieb genommen und hat bis heute seinen nun stabilen Betrieb unter Beweis gestellt. Auf dem isolierenden Glassubstrat wurde zusätzlich eine dünne leitfähig dotierte, Diamand-ähnliche Schicht (DLC: diamond-like coating) aufgebracht. Mit solchen Schichten lassen sich auch unter hohen Raten über lange Zeit stabile Betriebsbedingungen erreichen. Die elektrostatische Aufladung des isolierenden Glassubstrates wird damit erfolgreich verhindert. Solche elektrostatische Aufladungen führen durch Feldverzerrungen zu einer örtlichen Variation der Gasverstärkung oder sogar zu Überschlägen, die die Elektrodenstruktur zerstören können.

Wie alle Gasdetektoren so sind vor allem auch Mikrostreifendetektoren mit ihren filigranen Elektrodenstrukturen sehr anfällig für so genannte Alterungseffekte. Unter dem Phänomen Alterung versteht man allgemein eine Verschlechterung der Detektoreigenschaften. So zeigten Ageing-Untersuchungen am CERN [28], dass bei konstanter Bestrahlung der MSGC Verunreinigungen des Zählgases mit Kohlenwasserstoffen zu einer deutlichen Abnahme der Gasverstärkung mit der Zeit geführt haben. Die Lawinenbildung beim Gasverstärkungsprozess kann als Mikroplasmaentladung betrachtet werden. In diesem Plasma werden die Zählgase und vorhandene Verunreinigungen zum Teil zersetzt, so dass es zur Bildung von teilweise recht aggressiven Radikalen kommt. Diese freien Radikale können sich zu langen Molekülketten verbinden (Polymerisation) und sich dann auf den Elektroden ablagern. Diese Ablagerungen reduzieren das elektrische Feld z. B. an der Anode, und damit nimmt die Gasverstärkung bei gleicher Spannung ab. Verunreinigungen, die diesen Prozess unterstützen, können bereits im Kammergas vorhanden sein oder auch durch Ausgasen von Baumaterialien oder Komponenten des Gassystems in die Kammer gelangen.

Derartige Probleme treten besonders dort auf, wo die elektrische Feldstärke am höchsten ist. Dies ist in der Regel an den Oberflächen der Elektroden der Fall, wie z. B. an den dünnen Anodenstreifen einer MSGC oder den dünnen Anodendrähten einer MWPC. Wird hingegen die Gasverstärkungseigenschaft einer GEM-Folie zur Verstärkung genutzt, treten innerhalb des Zählvolumens die höchsten Feldstärken in der Mitte der GEM-Löcher auf. Was sich genau hinter dieser GEM-Folie verbirgt, wird im Folgenden erläutert.

1.6.4 GEM-Detektoren

Die GEM-Folie (GEM: Gas Electron Multiplier) ist eine beidseitig mit Kupfer beschichtete Polyimidfolie (Kaptonfolie), in die mittels eines photolithographischen Verfahrens eine regelmäßige Lochgeometrie geätzt ist. Die typischen Dimensionen der in der Gruppe

von F. Sauli am CERN entwickelten GEM-Folie [30] sind in Abbildung 1.9 angegeben. Heutzutage sind Folien mit einer Größe von bis zu $50\text{ cm} \times 100\text{ cm}$ lieferbar.

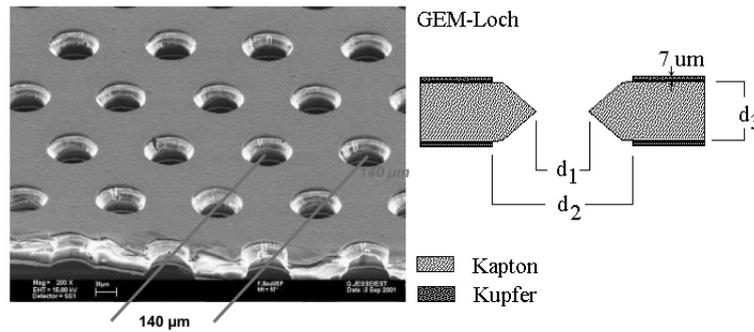


Abbildung 1.9: Mikroskopische Aufnahme einer GEM-Folie (links) und schematischer GEM-Lochquerschnitt (rechts). Die typische Geometrie, der am CERN gefertigten GEM-Folien, beträgt: $d_1 = 50\ \mu\text{m}$, $d_2 = 70\ \mu\text{m}$ und $d_3 = 50\ \mu\text{m}$. Der Lochabstand (Pitch) beträgt $140\ \mu\text{m}$ und die Dicke der Kupferkaschierung jeweils $5\text{--}7\ \mu\text{m}$. Foto aus [31].

Wird die GEM-Folie zwischen zwei parallelen Flächenelektroden eingebaut und werden an den GEM-Kupferflächen geeignete Spannungen angelegt, so ergibt sich der in Abbildung 1.10 gezeigte elektrische Feldlinienverlauf. Im Driftraum entstandene Elektronen werden also aufgrund des angelegten elektrischen Feldes ohne Verlust der lateralen Ortsinformation durch die Löcher in den Kollektorraum transportiert, d. h. die GEM ist ladungstransparent. Durch eine entsprechend hohe Potenzialdifferenz an den beiden Elektroden der GEM können derart hohe Feldstärken im Lochinneren erzeugt werden, dass die ins Loch hineindriftenden Elektronen Sekundärionisation durchführen. In diesem Fall dient die GEM sogar als Gasverstärker mit Verstärkungsfaktoren bis zu 10^4 [33].

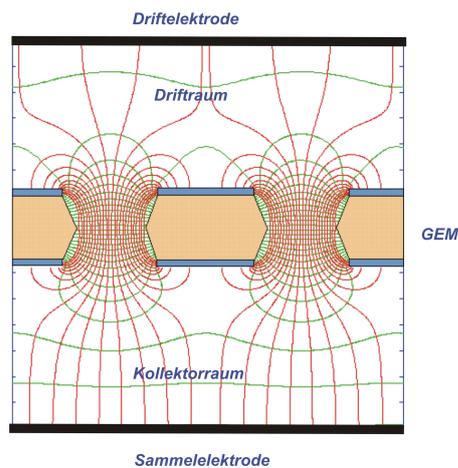


Abbildung 1.10: Verlauf der elektrischen Feldlinien in den GEM-Löchern [32].

Es können ohne Weiteres zwei, drei oder mehr GEM-Folien hintereinander betrieben werden. Dabei werden Gasverstärkungen von über 10^5 erreicht. Zur orts aufgelösten Auslese genügen dann passive Leiterplatten mit auf Erdpotenzial liegenden Elektrodenstreifen. Abbildung 1.11 zeigt als Beispiel den am COMPASS-Experiment eingesetzten Triple-GEM Detektor. Die zweidimensionale Auslese wird durch eine flexible Leiterplatte mit zwei orthogonalen Sätzen von parallel verlaufenden Streifen realisiert.

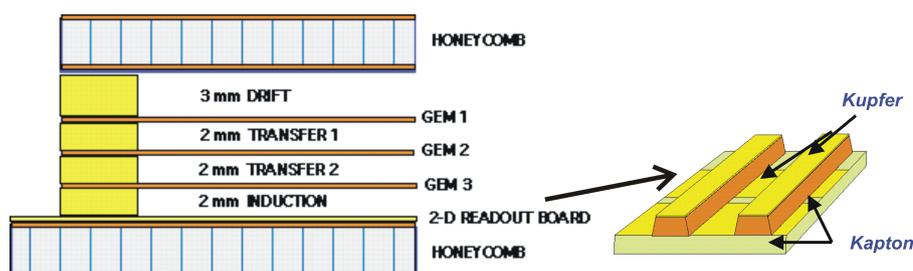


Abbildung 1.11: COMPASS Triple-GEM-Detektor mit einer sensitiven Fläche von $30.7 \times 30.7 \text{ cm}^2$. Die 2D-Auslese erfolgt durch 2×768 Streifen (Pitch: $400 \mu\text{m}$) [34], [35].

Der Einsatz der GEM-Folie im Bereich der Neutronendetektoren ist ein sehr aktives Gebiet der aktuellen Forschung und Entwicklung. Erste vielversprechende Ergebnisse wurden von F. Fraga am LIP (Laboratorio de Instrumentacao e Fisica Experimental de Particulas, Portugal) mit einer GEM-GSPC erzielt [36]. Es handelt sich hierbei um einen Gasszintillationsdetektor (GSPC: Gas Scintillator Proportional Chamber) in Kombination mit einer GEM-Folie. Der Gasbehälter des Detektors ist mit ^3He und CF_4 gefüllt. Die bei der Neutronenabsorption durch ^3He entstehenden Konvertierungsprodukte (Proton und Triton) erzeugen längs ihres Weges Elektron-Ion-Paare. Die Elektronen driften zu einer GEM-Folie. Die Spannungen an der Ober- und Unterseite der GEM-Folie werden so eingestellt, dass es in den Löchern der GEM-Folie zu einer Gasverstärkung kommt. Es kommt zu einer Lawinenbildung, begleitet mit der Emission von Licht. Dieses Licht wird durch ein Quarzglasfenster mit einer CCD-Kamera detektiert und für kurze Zeit (z. B. 1 s) aufintegriert (siehe Abbildung 1.12).

Nach dem Prinzip der im Abschnitt 1.3 besprochenen Angerkamera kann das Licht auch durch eine zweidimensionale Anordnung von Photomultipliern in Kombination mit einem Disperser orts aufgelöst nachgewiesen werden. Auf diese Weise lässt sich, im Gegensatz zum Einsatz einer CCD-Kamera, ein zählender Detektor realisieren. Im Rahmen des EU-Projektes Miland (Millimeter resolution Large Area Neutron Detector) werden die Entwicklungen zur GEM-GSPC fortgeführt. Insbesondere sollen Gase und Komponenten zum Wellenlängenschieben untersucht werden, um die Zahl der Photonen im sichtbaren Bereich des Emissionsspektrums deutlich zu erhöhen. Der mögliche Gewinn von Gasszintillationsdetektoren gegenüber festen Szintillatoren soll quantifiziert werden.

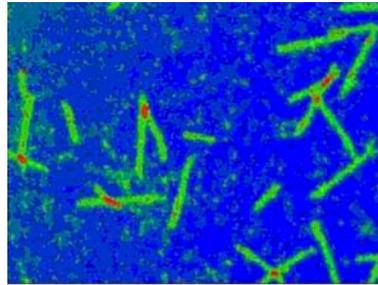


Abbildung 1.12: Auf diesem Bild erkennt man Licht, das durch die Wechselwirkung von Neutronen in einem GEM-Gasszintillationsdetektor hervorgerufen wurde. Der Detektor ist mit ^3He und CF_4 gefüllt. Die Konvertierungsprodukte von ^3He erzeugen längs ihres Weges Elektronen-Ion-Paare. Die Elektronen driften zu einer GEM-Folie. Die Gasverstärkung in den Löchern der GEM-Folie führen zu einer Lawinenbildung, die mit der Emission von Licht begleitet wird. Das Licht wird mit einer CCD-Kamera aufintegriert (Integrationszeit für diese Aufnahme: 1 s). In diesem Bild sind außerdem Lichtflecken zu erkennen, die auf die Wechselwirkung von γ -Quanten (Untergrund) zurückzuführen sind [36].

1.6.5 Gasdetektoren mit festem Neutronenkonverter

Bei solchen Detektoren wird der feste Neutronenkonverter als feste Schicht auf ein Substrat aufgebracht und dieses dann in geringem Abstand parallel zu einer Auslesestruktur, z. B. zu einer MSGC oder MWPC, eingebaut. Die entstandenen Konvertierungsprodukte verlassen die dünne Konverterschicht und erzeugen Primärladungen im Zählgas, die aufgrund der Gasverstärkung an den Anoden nachgewiesen werden. Dieses Konzept hat folgende Vorteile:

- Mit einer typischen Schichtdicke von $\approx 1 - 10 \mu\text{m}$ ist der Absorptionort der Neutronen sehr gut lokalisiert und selbst bei schrägem Neutroneneinfall tritt so gut wie keine Parallaxe mehr auf. Die Zeitauflösung ist nicht mehr durch die Dicke des Gasvolumens bestimmt, sondern im Wesentlichen durch die Driftzeit der Elektronen zu den Anoden und durch die Sammelzeit dieser Ladungen durch einen Vorverstärker. Damit ergeben sich sehr gute Zeitauflösungen von einigen 10 ns .
- Durch die Trennung des Konvertierungsprozesses vom Nachweis der Konvertierungsprodukte wird der Einsatz billiger Zählgase, wie z. B. eine Mischung von Argon und CO_2 ermöglicht. Damit kann der Detektor kontinuierlich gespült werden, wodurch Alterungseffekte im Detektor verhindert werden.
- Durch den Einsatz eines festen Neutronenkonverters hängt die Nachweiseffizienz nicht mehr vom Druck des Zählgases ab. Der Betrieb des Detektors mit einem Zählgasgemisch unter Normaldruck ist im Allgemeinen ausreichend. Massive Detektorgehäuse mit großen Blindflächen gehören somit der Vergangenheit an. Es lassen sich große sensitive Flächen realisieren.

Der Vorteil eines dichtgepackten Neutronenabsorbers in Form eines Festkörpers wird durch die mangelnde Austrittswahrscheinlichkeit der Konvertierungsprodukte in das umgebende Zählgas wieder zunichte gemacht. Die kinetische Energie der Konvertierungsprodukte wird teilweise oder im ungünstigsten Fall vollständig im Konverter deponiert. Damit die Konvertierungsprodukte den Festkörper verlassen können, muss ihre Reichweite bzw. Abschwächungslänge deutlich größer sein als die optimale Schichtdicke, die für eine gute Nachweeffizienz nötig ist. Tabelle 1.1 listet die Eigenschaften der wichtigsten Festkörperkonverter auf.

Reaktion	therm. Absorptionswirkungsquerschnitt	Absorptionslänge λ_n	Reichweite R	R/λ_n
${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{He}$	940 b	$230 \mu\text{m}$	$R_{3\text{He}} = 130 \mu\text{m}$	0.57
${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$	3837 b	$19.9 \mu\text{m}$	$R_\alpha = 3.14 \mu\text{m}$	0.16
${}^{157}\text{Gd}(n, e^-){}^{158}\text{Gd}$	254,000 b	$1.3 \mu\text{m}$	$R_{e^-} = 11.9 \mu\text{m}$	9.2

Tabelle 1.1: Eigenschaften der wichtigsten Festkörperkonverter zum Nachweis thermischer Neutronen [8].

Im Folgenden werden die wesentlichen Eigenschaften dieser Festkörperkonverter vorgestellt und jeweils Beispiele für konkret realisierte Detektoren gegeben.

Gadolinium

Von den verschiedenen Gadolinium-Isotopen besitzen nur ${}^{155}\text{Gd}$ und ${}^{157}\text{Gd}$ relevante Absorptionswirkungsquerschnitte für thermische Neutronen ($\lambda = 1.8 \text{ \AA}$) von $\sigma = 61,000 \text{ b}$ bzw. $\sigma = 254,000 \text{ b}$. Aus Tabelle 1.1 wird deutlich, dass für eine einzelne feste Konverterschicht aus ${}^{157}\text{Gd}$ das Verhältnis R/λ_n aus der Reichweite der Konvertierungsprodukte und der Absorptionslänge der Neutronen am größten ist. Dabei weist ${}^{157}\text{Gd}$ von allen Materialien den größten Absorptionswirkungsquerschnitt auf, weshalb mit einer nur $3 \mu\text{m}$ dicken Konverterschicht auch absolut die größte Nachweeffizienz von ca. 40% erreicht werden kann [19]. Die Abregung von ${}^{158}\text{Gd}$, das durch den Einfang eines Neutrons durch ${}^{157}\text{Gd}$ gebildet wird, erzeugt ein sehr komplexes Gamma-Spektrum, das in rund 87% der Fälle mit der Emission eines Konversionselektrons im Energiebereich zwischen (29-181) keV begleitet wird. Der Detektor muss in der Lage sein, diese niederenergetischen Elektronen nachzuweisen. Die hohe Kernladungszahl von $Z = 64$ für Gadolinium führt zu einer hohen Gamma-Empfindlichkeit. Der an Neutronenquellen stets vorhandene Untergrund an γ -Quanten führt damit zur Bildung von Photoelektronen. Diese Photoelektronen müssen aber von den niederenergetischen Konversionselektronen unterschieden werden.

Die in Abbildung 1.13 gezeigte Multi Step Avalanche Chamber (MSAC) benutzt eine dünne Gadoliniumschicht (bzw. ${}^6\text{Li}$) als Neutronenkonverter.

Die nach einem Neutroneneinfang im Konverter entstandenen Elektronen (29-181) keV

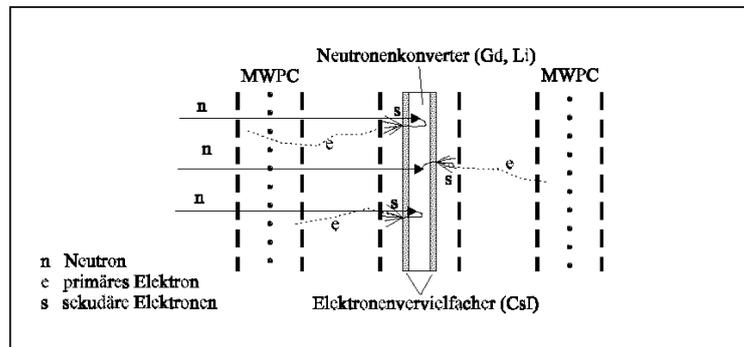


Abbildung 1.13: Schematische Darstellung einer Multi Step Avalanche Chamber (Erläuterungen siehe Text). Bild entnommen aus [7].

erzeugen im Zählgas Primärladungen. Der Detektor wird bei geringen Drücken von 5-60 mbar betrieben, so dass bereits während der Drift der Primärelektronen zur Anode aufgrund der reduzierten Feldstärke E/p Gasverstärkung einsetzt. Mithilfe einer zweiten Verstärkerstufe (hier eine MWPC) werden so Gesamtverstärkungen von $10^5 - 10^6$ erreicht [37]. Da der Verstärkungsfaktor im Vorverstärkungsbereich exponentiell mit der Entfernung von der Driftelektrode abnimmt, werden die in der Nähe der Konverterschicht erzeugten Ladungen bevorzugt. Dadurch ergeben sich geringere Abweichungen zwischen Ladungsschwerpunkt im Zählgas und Austrittsort der Ladung aus dem festen Konverter. Durch eine CsI-Schicht als Sekundärelektronenvervielfacher auf dem Neutronenkonverter kann die Ortsauflösung zusätzlich verbessert werden. Die Konvertierungsprodukte erzeugen in dieser Schicht sehr niederenergetische Elektronen ($E_{kin} < 6 eV$), die bei genügend großer Vorverstärkung den Großteil der Ladungswolke erzeugen, die dann nachgewiesen wird. Die Ladungen, die durch Primärionisation im Gasvolumen entstehen, können dann dagegen vernachlässigt werden.

Ein ähnlicher Niederdruck-Gasdetektor wird zurzeit am Hahn-Meitner-Institut (HMI) entwickelt [38]. Auf beiden Seiten einer Aramid-Trägerfolie befindet sich je eine ^{157}Gd -Schicht und eine CsI-Schicht. Der Gadolinium-Konverter (Metall) dient gleichzeitig als Driftelektrode des Gasdetektors. Statt mit MWPCs werden die erzeugten Sekundärelektronen von zwei MSGC-Ebenen ortsaufgelöst nachgewiesen. Wie bei der MSAC mit Gadolinium-Konverter, so stellt auch in diesem Fall die Gamma-Empfindlichkeit des Detektors ein großes Problem dar.

Lithium-6

^6Li ist chemisch sehr reaktiv und schwierig zu verarbeiten. Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von $Z = 3$ ist die Gamma-Empfindlichkeit sehr gering. Der Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen ist verglichen mit den entsprechenden Werten von ^{157}Gd und ^{10}B relativ klein. Die Energie der Konvertierungsprodukte ist

jedoch sehr groß, was einerseits zu einer großen Reichweite der geladenen Teilchen innerhalb der Konverterschicht, andererseits aber auch zu einer großen Reichweite im Zählgas führt. Daraus resultiert eine schlechte Ortsauflösung, die durch den Einsatz von Löschgases mit großem Bremsvermögen und durch hohe Gasdrücke verbessert werden kann.

Vielversprechende Entwicklungen auf dem Gebiet der Gasdetektoren mit ${}^6\text{Li}$ -Konvertern werden am Forschungszentrum Jülich durchgeführt. Abbildung 1.14 zeigt den schematischen Aufbau eines erfolgreich getesteten Prototyps [39].

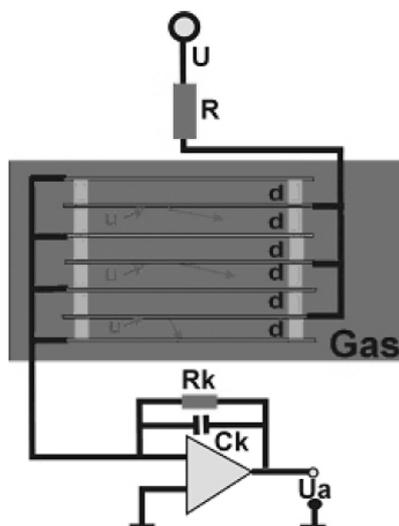
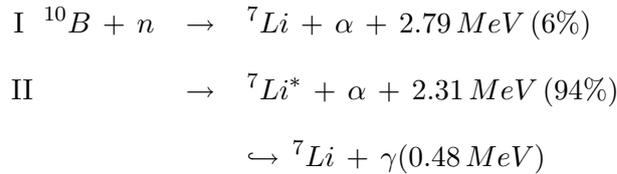


Abbildung 1.14: Schematischer Aufbau eines Neutronendetektors mit fünf ${}^6\text{LiF}$ -Schichten, die auf den fünf inneren Edelstahlplatten mittels Elektronenstrahlaufdampfen aufgebracht wurden. Der Nachweis der Konvertierungsprodukte erfolgt in der mit Argon und CF_4 bzw. C_2F_6 gefüllten Ionisationskammer [39].

Der Detektor besteht aus fünf Edelstahlplatten, die auf einer Seite mit $1\ \mu\text{m}$ ${}^6\text{LiF}$ beschichtet sind. Diese Konverterschichten werden mit $200\ \text{nm}$ Silber passiviert. Die Konverter befinden sich in einer mit Argon und CF_4 bzw. C_2F_6 gefüllten Ionisationskammer (Fülldruck: 0.5-5 bar). Die drei Elektroden in der Mitte liegen auf positivem Potenzial, während die anderen vier Elektroden die Ladungen sammeln. Die erreichte Nachweiseffizienz für thermische Neutronen beträgt nur 3%. Jedoch wird erwartet, mit drei $100\ \mu\text{m}$ dicken ${}^6\text{Li}$ -Folien die Nachweiseffizienz auf 50% steigern zu können.

Bor-10

Von den zwei stabilen Bor-Isotopen (^{10}B und ^{11}B) hat nur ^{10}B einen relevanten Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen. Die Kernreaktion lautet:



Im dominanten Reaktionszweig II entsteht zusätzlich zu einem α -Teilchen und einem ^7Li -Kern ein γ -Quant mit einer Energie von 0.48 MeV . Sein Impuls ist etwa um den Faktor 100 kleiner als der des Lithiumkerns, so dass vereinfachend angenommen werden kann, dass der angeregte $^7\text{Li}^*$ -Kern nach dem Übergang in den Grundzustand mit unveränderter Richtung seine Bewegung fortsetzt. Da sowohl das Neutron als auch der ^{10}B -Kern nur thermische Energie besitzen, können ihr Impuls und ihre kinetische Energie gegenüber der freiwerdenden Reaktionsenergie von 2.79 MeV vernachlässigt werden. Das α -Teilchen und der ^7Li -Kern werden isotrop vom Konvertierungsort aus emittiert, wobei beide Teilchen jeweils in entgegengesetzte Richtungen fliegen. In Tabelle 1.2 sind die kinetische Energie und die Reichweite der Konvertierungsprodukte in festem Bor angegeben.

	E_α	$R_{max,\alpha}$	$E_{^7\text{Li}}$	$R_{max,^7\text{Li}}$
Zweig I	1.78 MeV	$3.92 \mu\text{m}$	1.01 MeV	$1.73 \mu\text{m}$
Zweig II	1.47 MeV	$3.16 \mu\text{m}$	0.84 MeV	$1.53 \mu\text{m}$

Tabelle 1.2: Die kinetische Energie von α -Teilchen und ^7Li -Kern nach dem Neutroneneinfang durch ^{10}B und ihre maximale Reichweite in festem Bor [11]

Der CASCADE Detektor, der Gegenstand dieser Arbeit ist, ist ein Gasdetektor mit festen ^{10}B -Schichten als Neutronenkonverter. Im nachfolgenden Kapitel wird zunächst ausführlich erläutert, warum ^{10}B als Neutronenkonverter ausgewählt wurde. Anschließend wird der generelle Aufbau und das Funktionsprinzip des CASCADE Detektors beschrieben.

Kapitel 2

Der CASCADE Detektor

In diesem Kapitel wird zunächst das Konzept dieses neuen, ortsauflösenden Gasdetektors für große Flächen mit Bor als festem Neutronenkonverter vorgestellt. Gemäß dem Namen CASCADE für diesen neuartigen Gasdetektor werden mehrere substratverstärkte Borschichten kaskadiert und somit die Nachweiseffizienz der einzelnen Borschichten kumuliert. Die theoretisch erreichbare Nachweiseffizienz sowohl einer einzelnen, substratverstärkten Borschicht als auch einer Kaskade von festen, substratverstärkten Borschichten wird diskutiert. Schließlich wird der mechanische Aufbau und die Herstellung des CASCADE Detektors beschrieben.

2.1 Konzept des CASCADE Detektors

Der CASCADE Detektor wurde zum effizienten Nachweis thermischer und kalter Neutronen auf großen Flächen entwickelt. Dieser schnelle und ortsauflösende Detektor nutzt mehrere Lagen des festen Neutronenkonverters ^{10}B . Von den in Kapitel 1 vorgestellten festen Neutronenkonvertern wurde ^{10}B gegenüber ^6Li und ^{157}Gd als Konvertermaterial ausgewählt, da es den besten Kompromiss aus einer Vielzahl von Kriterien ergab:

- Der Nachweis von Neutronen durch ^{10}B basiert auf der folgenden Kernreaktion: $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ mit einer freiwerdenden Reaktionsenergie von 2.79 MeV . Die entstehenden Konvertierungsprodukte, ein α -Teilchen und ein ^7Li -Kern, sind stark ionisierend. Sie erzeugen daher zahlreiche Primärladungen im Zählgas. Diese Ladungen können nun durch Gasverstärkung verstärkt werden. Dies erlaubt eine einfache Diskriminierung des γ -Untergrundes. Die Photoelektronen, die durch die Wechselwirkung der stets an Neutronenquellen vorhandenen γ -Quanten mit den Detektormaterialien erzeugt werden, generieren nur wenige Primärladungen im Zählgas. Sehr viel schwieriger gestaltet sich dies im Fall von ^{157}Gd . Die hierbei gebildeten Konversionselektronen ($29\text{-}181\text{ keV}$) sind nicht ohne Weiteres von den

Photoelektronen zu unterscheiden, da sowohl Photoelektronen als auch Konversionselektronen zu ähnlich großen Signalen führen. Verstärkt wird dieses Problem zusätzlich durch die Tatsache, dass die hohe Kernladungszahl $Z = 64$ von ^{157}Gd im Gegensatz zu ^{10}B mit $Z = 5$ zu einer hohen Gamma-Empfindlichkeit führt. ^6Li verhält sich in dieser Hinsicht ähnlich wie ^{10}B . Die Kernladungszahl von ^6Li ist mit $Z = 3$ sehr niedrig und die Konvertierungsprodukte von ^6Li , ein Triton und ein α -Teilchen, sind ebenfalls stark ionisierend. Allerdings ist die bei der Reaktion $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ freiwerdende Reaktionsenergie mit 4.78 MeV verglichen mit der Reaktionsenergie von 2.79 MeV beim Zerfall von ^{10}B unangenehm hoch. Dies führt zu einer großen Reichweite der Konvertierungsprodukte im Zählgas und damit zu einer schlechten Ortsauflösung. So weist das im Fall von ^6Li freigesetzte Triton eine kinetische Energie von 2.74 MeV auf. Das bei ^{10}B freigesetzte α -Teilchen besitzt eine kinetische Energie von 1.78 MeV bzw. 1.47 MeV im dominanten Zerfallskanal. Die kinetische Energie des α -Teilchens ist damit deutlich geringer als die kinetische Energie des Tritons. Um im Fall von ^6Li überhaupt zu einer akzeptablen Ortsauflösung von wenigen Millimetern zu kommen, muss ein Löschgas mit großem Bremsvermögen, wie z. B. CF_4 , zusammen mit hohen Fülldrücken, benutzt werden. ^{10}B -basierte Detektoren können hingegen auch bei Atmosphärendruck betrieben werden und erreichen dabei bereits eine Ortsauflösung von wenigen Millimetern.

- Bor ist chemisch inert, nicht hygroskopisch und elektrisch nichtleitend. So sind keine Passivierungsschichten notwendig. Ferner lässt sich Bor relativ einfach verarbeiten.
- Auf ca. 96% angereichertes ^{10}B ist in großen Mengen zu moderaten Preisen kommerziell verfügbar.
- Tabelle 1.1 verdeutlicht, dass für eine einzelne feste Konverterschicht aus ^{10}B das Verhältnis R/λ_n aus der Reichweite der Konvertierungsprodukte und der Absorptionslänge der Neutronen mit 0.16 am kleinsten ist. Die entsprechenden Werte für ^6Li und ^{157}Gd sind 0.57 und 9.2. Damit ist es in der Tat so, dass beim Bau eines Neutronendetektors mit nur einer einzigen Konverterschicht ^{157}Gd bzw. ^6Li gegenüber ^{10}B vorzuziehen ist. Wie in Abschnitt 2.2 nämlich gezeigt wird, lässt sich mit einer einzigen ^{10}B -Schicht eine Nachweiseffizienz von höchstens 5% erreichen. Im Fall des CASCADE Detektors wurde jedoch ein Weg gefunden, durch das Kaskadieren mehrerer Konverterschichten die Nachweiseffizienz erheblich zu steigern, ohne dabei die Ortsinformation zu verlieren. Der einzige Nachteil von ^{10}B , das kleine Verhältnis R/λ_n , lässt sich durch dieses neue Konzept lösen, alle anderen Vorteile von ^{10}B können aber jetzt genutzt werden.

Um die geringe Nachweiseffizienz von borbeschichteten Ionisationskammern oder Geiger-Müller Rohren zu erhöhen, sind also zusätzliche Borschichten notwendig. Im Falle eines ortsauflösenden Flächendetektors müssen allerdings diese zusätzlichen Borschichten für die Ladungen transparent sein, so dass die Ladungen konvertierter Neutronen an einer

bestimmten Position des Detektors von verschiedenen Borschichten stets vom entsprechenden Auslesepixel gesammelt werden können. Das Substrat für die Borschichten muss folglich Neutronen ungestört passieren lassen und für Ladungen transparent sein. Dieses Problem kann durch den Einsatz von GEM-Folien, wie sie in Abschnitt 1.6.4 eingeführt wurden, in hervorragender Weise gelöst werden.

Im Falle des CASCADE Detektors werden mehrere solcher GEM-Folien als ladungstransparente Substrate für die Borschichten verwendet. Diese borbeschichteten GEM-Folien werden, gemäß dem Namen für dieses neuartige Detektorkonzept, hintereinander kaskadiert, um auf diese Weise die Nachweiseffizienz der einzelnen Borschichten zu kumulieren ohne dabei die Ortsinformation zu verlieren. Abbildung 2.1 zeigt beispielhaft den schematischen Aufbau eines CASCADE Detektors mit 3 GEM-Folien.

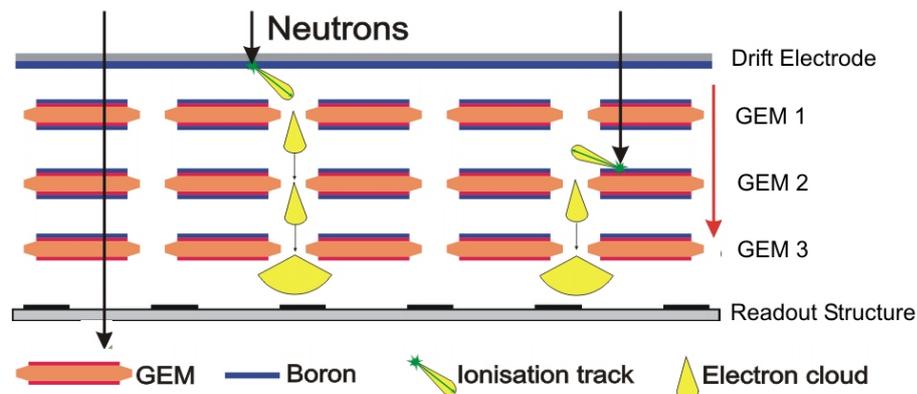


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines CASCADE Neutronendetektors mit drei borbeschichteten GEM-Folien und einer borbeschichteten Driftelektrode. Entlang der Ionisationsspuren wird Primärladung erzeugt, die durch alle GEMs hindurch bis zur Auslesestruktur driftet. Dabei bleibt die Ortsinformation erhalten. GEM 3 bewirkt eine Verstärkung der Ladung um einen Faktor von ca. 70.

Die einfallenden Neutronen können von einer der kaskadierten Borschichten im Detektor absorbiert werden. Die geladenen Konvertierungsprodukte (α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kern) der Neutroneneinfangreaktion in ${}^{10}\text{B}$ können mit hoher Wahrscheinlichkeit die dünne Konverterschicht verlassen und erzeugen in geeigneten Zählgasen längs ihres Weges Elektron/Ion-Paare. Die Elektronen werden durch ein geeignetes Driftfeld durch den Stapel an GEM-Folien zu einer Auslesestruktur transferiert. Der Ladungsschwerpunkt wird dabei im Wesentlichen ungestört auf die Auslesestruktur abgebildet. Die selbst bei einer großen Zahl hintereinander kaskadierter GEM-Folien zu erwartende kegelförmige Verbreiterung einer Ladungswolke ist aufgrund des kleinen Lochrastermaßes von $140\ \mu\text{m}$ der GEM-Folien verglichen mit der im Millimeterbereich liegenden Reichweite der Konvertierungsprodukte (in Standardzählgasmischungen bei Atmosphärendruck) vernachlässigbar klein. Die schweren und langsam driftenden Ionen werden größtenteils schon nach wenigen Mikrometern an der Oberseite der GEM-Folie neutralisiert. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu bekommen, wird die der Auslesestruktur unmittelbar benachbarte GEM-Folie mit Verstärkung betrieben. Sie wird deshalb

im Folgenden als Gain-GEM bezeichnet. Alle anderen GEM-Folien werden mit einer Verstärkung betrieben, die lediglich den Ladungsverlust kompensiert, der sich durch die nicht völlige Ladungstransparenz der GEM ergibt. Sie werden im Folgenden als Transfer-GEMs bezeichnet. Während die Transfer-GEMs beidseitig mit Bor beschichtet werden können, macht im Falle der Gain-GEM eine Beschichtung nur auf der von der Auslesestruktur abgewandten Seite Sinn. Die Driftelektrode (Driftkathode), eine dünne Aluminiumfolie mit $100\ \mu\text{m}$ Dicke, kann ebenfalls mit Bor beschichtet werden.

Abbildung 2.2 zeigt eine zusätzliche Variante für den Aufbau eines CASCADE Detektors. Dieser Aufbau wird im Folgenden als „gespiegelter Aufbau“ bezeichnet.

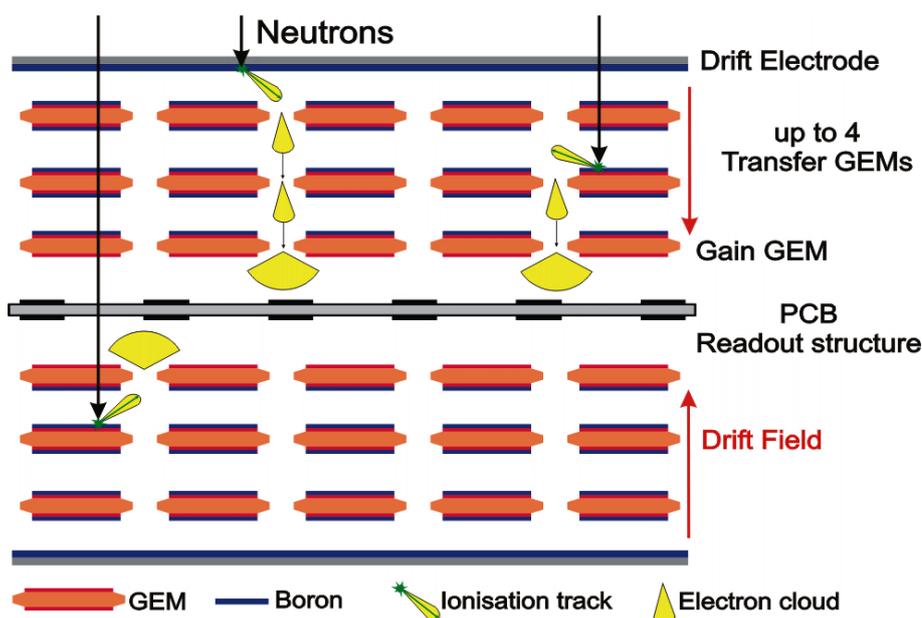


Abbildung 2.2: Gespiegelter Aufbau (schematisch) eines CASCADE Neutronendetektors mit bis zu vier Transfer-GEMs, einer Gain-GEM und einer Driftelektrode auf jeder Seite der doppelseitigen Auslesestruktur. Die entlang der Ionisationsspuren erzeugte Primärladung driftet durch alle GEM-Folie hindurch zur Auslesestruktur und zwar unabhängig davon, in welchem Halbraum die Neutronenkonvertierung stattgefunden hat.

Genau wie bei dem in Abbildung 2.1 gezeigten ungespiegelten Aufbau des CASCADE Detektors werden auch hier die der Auslesestruktur unmittelbar benachbarten GEM-Folien (Gain-GEMs) mit einem Verstärkungsfaktor von typischerweise 70 betrieben. Alle anderen GEM-Folien stellen, wie beim nichtgespiegelten Aufbau, Transfer-GEMs dar. Der entscheidende Vorteil dieser Bauform besteht darin, dass sich die absolute Hochspannung im Vergleich zu einem Aufbau gleicher Foliengahl, bei dem sich die Auslesestruktur am untersten Ende des Stapels befindet, halbiert. Je kleiner die notwendigen Spannungen sind, desto geringer ist die Gefahr von Überschlägen.

Aufgrund der großen Ionisationssignale der Konvertierungsprodukte von ^{10}B und der Verstärkung durch die Gain-GEM ist eine passive Auslesestruktur für die Extraktion

der Ladungen ausreichend. Eine passive Auslesestruktur ist sehr robust, kostengünstig und unempfindlich gegenüber Alterungseffekten. Es handelt sich hierbei um eine flexible Leiterplatte. Da die Signalauslese von der Signalverstärkung unabhängig ist, kann die Pixelgröße und -form, die Auslesegeometrie (eindimensionale oder zweidimensionale Auslese) oder sogar die Auslesestrategie (pixelweise Auslese, korrelierte Auslese) den jeweiligen Bedürfnissen angepasst werden.

Die gesamte Anordnung, bestehend aus Driftkathode(n), GEM-Folien und Auslesestruktur, befindet sich in einem gasdichten Behälter. Da die Neutronenkonvertierung vom Nachweis der Konvertierungsprodukte entkoppelt ist, kann der Detektor mit billigen Zählgasen gespült werden, um so Alterungseffekte zu vermeiden. Die derzeit eingesetzten Prototypen verwenden eine Gasmischung von Argon und CO_2 bzw. CF_4 . Experimentelle Untersuchungen, die ausführlich in [40] diskutiert werden, haben gezeigt, dass eine Argon/ CO_2 Mischung im Verhältnis 90:10 einen sehr stabilen Detektorbetrieb ermöglicht. Der Einsatz von CF_4 als Löschgas ermöglicht ebenfalls einen sehr stabilen Detektorbetrieb, wurde aber wegen seines hohen Preises im Rahmen dieser Doktorarbeit nicht verwendet. Da der Detektor standardmäßig unter Normalbedingungen (kein Hoch- oder Niederdruck-Detektor) betrieben wird, sind keine schweren und unhandlichen Detektorgehäuse notwendig und als Eintrittsfenster genügen dünne Aluminiumfolien. Je nach Anforderung kann der Gasdruck und/oder die Zählgaszusammensetzung optimiert werden, ohne dass dabei die Neutronennachweiseffizienz beeinflusst wird. Wird z. B. eine besonders hohe Ortsauflösung gefordert, kann der Detektor mit einem leichten Überdruck von 1 bar betrieben werden. Zusammen mit der richtigen Wahl eines geeigneten Zählgases, z. B. mit CF_4 als Löschgas mit hohem Bremsvermögen, könnte so die Ortsauflösung auf knapp 1 mm erhöht werden.

Durch den Einsatz der mikrostrukturierten GEM-Folien wird der CASCADE Detektor in die Lage versetzt, sehr hohe Raten zu verarbeiten. Vom europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführte Evaluationen ergaben eine Ratentauglichkeit der GEM-Folien von mehr als 10 MHz/cm^2 [41].

Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von ^{10}B , der großen Energie der geladenen Konvertierungsprodukte und als Gasdetektor ist der Detektor frei von Gamma-Untergrund.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das neue Detektorkonzept alle Stufen des Neutronennachweises, die Neutronenkonvertierung, der Nachweis der Konvertierungsprodukte im Zählgas, die Ladungsverstärkung durch die Gain-GEM und die Signalauslese, vollständig voneinander separiert. Auf diese Weise kann jede Stufe unabhängig voneinander entsprechend spezifischer Zielsetzungen optimiert werden. Weiterhin löst dieses Detektorkonzept das Problem der geringen Nachweiseffizienz einer einzigen Borbeschicht durch den Einsatz einer Kaskade borbeschichteter GEM-Folien unter Erhaltung der Ortsinformation. Welche Nachweiseffizienzen theoretisch erreicht werden können, soll im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.2 Die theoretische Nachweiseffizienz

Die Nachweiseffizienz einer festen Borschicht hängt zum einen davon ab, wieviele der eintreffenden Neutronen absorbiert und konvertiert werden. Zum anderen müssen die Konvertierungsprodukte (α und ${}^7\text{Li}$ -Kern) aber auch das Gasvolumen des Detektors erreichen, um nachgewiesen werden zu können. Die optimale Dicke der Konverterschicht erhält man so als Kompromiss aus Absorption der Neutronen und Transmission der geladenen Teilchen. Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf der Nachweiseffizienz für thermische Neutronen in Abhängigkeit der Schichtdicke einer isotopenreinen ${}^{10}\text{B}$ -Schicht.

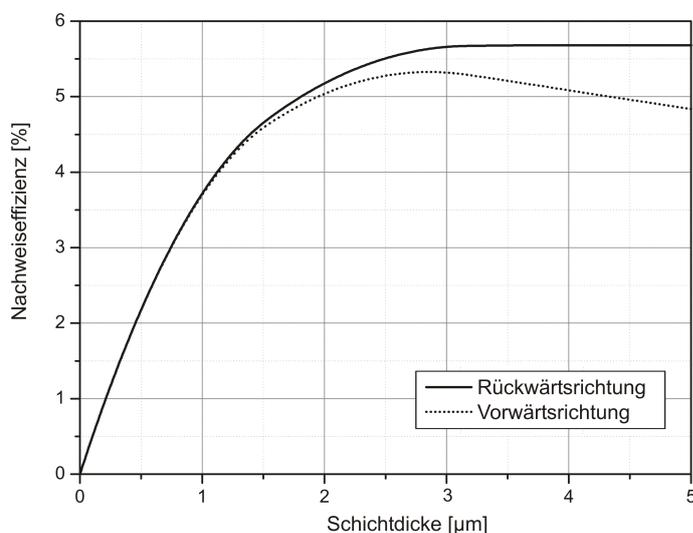


Abbildung 2.3: Nachweiseffizienzen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung einer einzelnen festen, substratverstärkten ${}^{10}\text{B}$ -Schicht für thermische Neutronen ($\lambda = 1.8 \text{ \AA}$) in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Im Fall Vorwärtsrichtung trifft der Neutronenstrahl zuerst auf das Substrat und dann auf die Borschicht. Die geladenen Konvertierungsprodukte werden „vorwärts“, d. h. in Richtung des Neutronenfluss, emittiert. Trifft der Neutronenstrahl zuerst auf die Borschicht und dann auf das Substrat, können die Konvertierungsprodukte die Borschicht nur entgegen („rückwärts“) dem einfallenden Neutronenstrom verlassen [11], [40].

Die Borschicht selbst wird von einem Substrat getragen, das für die Konvertierungsprodukte undurchlässig ist (z. B. eine $100 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie oder eine GEM-Folie). Da das α -Teilchen und der ${}^7\text{Li}$ -Kern isotrop vom Konvertierungsort in jeweils entgegengesetzte Richtungen emittiert werden, kann höchstens eines der beiden Teilchen in das Gasvolumen gelangen. Treffen die Neutronen zuerst auf das Substrat, so können die Konvertierungsprodukte die Borschicht nur in Richtung des Neutronenstrahls verlassen (Vorwärtsrichtung). Im Fall „Rückwärtsrichtung“ treffen die Neutronen zuerst auf die Borschicht, so dass die Konvertierungsprodukte die Borschicht nur entgegen dem einfallenden Neutronenstrom verlassen können. Im Fall „Rückwärtsrichtung“ trifft immer der volle Neutronenfluss auf die Seite, aus der die Konvertierungsprodukte emittiert werden. Daher erreicht die Effizienz einen konstanten Wert für Borschichtdicken, die größer als

die maximale Reichweite der geladenen Teilchen in Bor sind. Im Gegensatz hierzu fällt die Effizienzkurve im Fall „Vorwärtsrichtung“ bei großen Schichtdicken ab. Die Seite der Borschicht, aus der in diesem Fall die geladenen Teilchen austreten, sieht nämlich nur noch einen von der Schichtdicke abhängigen exponentiell geschwächten Neutronenfluss. Die Herleitung der theoretischen Nachweiseffizienz einer substratverstärkten Borschicht findet sich im Anhang A und in [11], [40].

In jedem Fall wird deutlich, dass die Nachweiseffizienz einer substratverstärkten ^{10}B -Schicht auf ca. 5% beschränkt ist. Im Fall des CASCADE Detektors wird die Gesamtnachweiseffizienz durch das Kaskadieren von borbeschichteten GEM-Folien drastisch erhöht. Werden die GEM-Folien beidseitig mit Bor beschichtet, treten beide oben besprochenen Fälle, Vorwärtsrichtung und Rückwärtsrichtung, auf. Zur Berechnung der Gesamteffizienz einer Kaskade aus beidseitig mit Bor beschichteten GEM-Folien muss die Abnahme des Neutronenstroms über die Folge der Borschichten berücksichtigt werden. Abbildung 2.4 zeigt den Verlauf der Nachweiseffizienz einer Kaskade aus substratverstärkten Borschichten für thermische Neutronen als Funktion der Schichtdicke. Eine ausführliche Herleitung der Nachweiseffizienz einer Kaskade aus substratverstärkten Borschichten findet sich in [11] und [40].

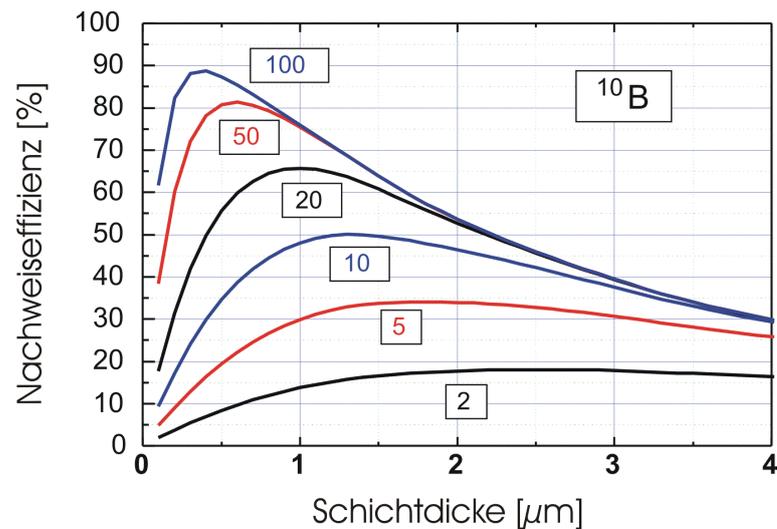


Abbildung 2.4: Nachweiseffizienz einer Kaskade aus festen substratverstärkten Borschichten für thermische Neutronen (1.8 \AA) in Abhängigkeit der Schichtdicke. Die Kurven repräsentieren den Verlauf der Nachweiseffizienz für 2, 5, 10, 20, 50 und 100 beidseitig beschichtete Folien [11].

Der Parameter gibt die Anzahl beidseitig mit ^{10}B beschichteter Folien an. Im Fall von 10 beidseitig beschichteter Folien erreicht die Nachweiseffizienz ihr Maximum bei einer Schichtdicke von $1.3 \mu\text{m}$. In diesem Fall ist eine Nachweiseffizienz von 50% für thermische Neutronen möglich. Durch eine noch größere Zahl an beidseitig beschichteter GEM-Folien kann die Nachweiseffizienz zwar weiter gesteigert werden, jedoch wird der Aufbau technisch unpraktikabel. Angestrebt wird der CASCADE Detektor mit 10 GEM-Folien à 20 ^{10}B -Schichten mit einer Nachweiseffizienz von 50% für thermische Neutronen. Mit

dem für ^{10}B in einem weiten Energiebereich gültigen Potenzgesetz $\sigma \propto E^{-\frac{1}{2}} \propto \frac{1}{v}$ für den Absorptionswirkungsquerschnitt erreicht die Nachweiseffizienz für kalte Neutronen (4 \AA) einen Wert von etwa 70%.

Bei der Berechnung der theoretischen Effizienz wurde ein Neutron als detektiert angenommen, wenn ein Konvertierungsprodukt das Zählgasvolumen erreicht. Die Reichweiten der Konvertierungsprodukte in festem Bor wurden mit dem Programm „SRIM“ [42] berechnet [11]. Die hier präsentierten Effizienzkurven stellen daher das Optimum für die experimentell erreichbaren Werte dar. So führen zum Beispiel die Form des Pulshöhenspektrums, das kontinuierlich in das Rauschen des Vorverstärkers einmündet und die Notwendigkeit einer Triggerschwelle zu einer Minderung der Gesamteffizienz, die von der Güte des Vorverstärkers abhängt. Weiterhin stellen die mit Bor beschichteten GEM-Folien keine einheitliche Fläche dar. Das Verhältnis zwischen Trag- und Gesamt-GEM-Fläche beträgt aufgrund der Lochgeometrie nur 65%. Dies verringert entsprechend die Nachweiseffizienz.

2.3 Mechanischer Aufbau und Herstellung des CASCADE Detektors

In den letzten Jahren wurde mit größter Sorgfalt ein mechanisches Konzept für den CASCADE Detektor entworfen, das mit jedem gebauten Prototypen verfeinert und optimiert wurde. Das Ergebnis dieser Entwicklungen ist ein modulares Konzept, das es ermöglicht, CASCADE Detektoren sowohl in Kleinserie als auch in Großserie herzustellen. Ferner ist dadurch eine einfache Wartung dieser Detektoren möglich.

Die GEM-Folien, die Driftkathode und die Auslesestruktur werden auf lasergeschnittene Edelstahlrahmen mit 1 mm Dicke geklebt. Diese Detektormodule werden dann auf vier, in einer Aluminiumgrundplatte befestigten, Gewindestangen übereinandergesteckt und bilden auf diese Weise einen sandwichartigen Detektorstapel. Abbildung 2.5 zeigt beispielhaft den Detektorstapel eines Prototyps mit 10 GEM-Folien zusammen mit einem GEM-Modul und einer geklebten Auslesestruktur.

Zwischen je zwei Detektormodulen befindet sich eine dünne Teflonfolie mit derselben Form wie die Edelstahlrahmen als elektrische Isolation. Dieser Detektorstapel, bestehend aus Auslesestruktur, GEM-Folien und Driftkathode, wird ergänzt durch zwei Gasrahmen, je einer am oberen und am unteren Ende des Stapels. Der Gasrahmen besteht aus einer $100 \mu\text{m}$ dicken Aluminiumfolie, die auf einen Edelstahlrahmen mit 2.5 mm Dicke aufgeklebt ist. An einer Seite dieses Rahmens befindet sich eine kleine Bohrung, über die ein Teflonschlauch eingeführt wird. Mit Hilfe eines Bördels und eines darüber durch Punktschweißen fixierten gelochten Stahlplättchens auf der Innenseite des Edelstahlrahmens wird der Gasschlauch befestigt. Da der Detektor im Spülmodus betrieben wird, dient ein Gasrahmen der Gaszufuhr und der andere Gasrahmen zur Gasabfuhr. Um die Gasdichtheit des Detektorstapels zu gewährleisten, wird mittels Schraubennuttern auf den Gewindestangen und einem speziell geformten Druckrahmen auf der



Abbildung 2.5: Modulares Konzept des CASCADE Neutronendetektors: die GEM-Folien, die Driftelektroden und die Auslesestruktur werden auf Edelstahlrahmen geklebt. Übereinandergesteckt, bilden diese Module einen Detektorstapel wie er beispielhaft im rechten Teilbild zu sehen ist.

Oberseite des Detektorstapels dieser gasdicht verpresst. Um externe elektromagnetische Einkopplungen zu verhindern, wird der gesamte Detektor, inklusive der Elektronik, mit einer Aluminium-Abschirmung versehen.

Es wurde darauf geachtet, nur Materialien zu verwenden, die nicht Ausgasen. Damit soll unerwünschten Alterungseffekten vorgebeugt werden. Darüber hinaus dürfen alle Materialien, die Neutronen ausgesetzt sind, keine Neutronen streuen oder absorbieren. Neben den Borschichten selbst kommen bei diesem sorgfältig ausgearbeiteten Detektor-design nur das Aluminium-Eintrittsfenster, die GEM-Folien und die Auslesestruktur in Kontakt mit Neutronen. Die GEM-Folien bestehen, wie bereits in Abschnitt 1.6.4 beschrieben, aus einer $50\ \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie mit je $5\text{-}7\ \mu\text{m}$ Kupfer auf beiden Seiten. Die Auslesestruktur besteht ebenfalls aus einer Kaptonfolie mit Kupferstrukturen, die jeweiligen Dicken von Kupfer und Kapton sind mit denen der GEM-Folien vergleichbar. Das Kapton, einem Polyimid, enthält Wasserstoff. Die genaue Zusammensetzung des Kaptons wird vom Hersteller DuPont [43] allerdings nicht veröffentlicht. In Tabelle 2.1 sind die Streu- und Absorptionsquerschnitte der in Frage kommenden Isotope aufgeführt.

Es wird deutlich, dass die Streuung und Absorption durch die dünnen Aluminium- und Kupferschichten vernachlässigbar sind. Der Wasserstoff hingegen weist einen großen Wert für die inkohärente Streuung auf. Der Wasserstoffgehalt im Kapton muss jedoch sehr gering sein. So wurden Transmissionsmessungen mit Kaptonfolien und GEM-Folien

Isotop	nat. Häufigkeit [%]	σ_{coh} [b]	σ_{inc} [b]	σ_{abs} [b]
^1H	99.985	1.7583	80.27	0.3326
^{13}Al	100	1.495	0.0082	0.231
^{63}Cu	69.17	5.2	0.006	4.5
^{65}Cu	30.83	14.1	0.4	2.17

Tabelle 2.1: Kohärenter Streuquerschnitt σ_{coh} , inkohärenter Streuquerschnitt σ_{inc} und Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} von Isotopen, die im CASCADE Detektor Neutronen ausgesetzt sind [44].

am Paul-Scherrer-Institut, Schweiz, durchgeführt. Die Ergebnisse werden ausführlich in [45] diskutiert. Demnach weist eine GEM-Folie eine Transparenz von ca. 99% auf. Darüber hinaus hat die Messung der Pixelfunktion (siehe Abschnitt 6.5) deutlich gezeigt, dass der im Wesentlichen durch die Streuung von Neutronen am Kaptan verursachte Untergrund sehr klein ist. Möchte man auch noch diesen letzten Untergrund eliminieren, können wasserstofffreie GEM-Folien eingesetzt werden. Bereits heute gibt es Teflonfolien, die beidseitig mit Aluminium beschichtet sind und die von speziellen Herstellern analog zu GEM-Folien strukturiert werden können. Aus Kostengründen wurden solche Folien bisher nicht eingesetzt.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden insgesamt vier Detektorprototypen gefertigt. Die Arbeiten erfolgten alle im CASCADE Reinraumlabor, das vor zwei Jahren am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg neu eingerichtet wurde. Dieses Labor ermöglicht den vom CERN empfohlenen Umgang mit GEM-Folien [46]. Im Folgenden soll kurz erläutert werden, wie die beiden letzten Prototypen gefertigt wurden. Dies ist der aktuelle Herstellungsprozess. Weitere Optimierungen sind aber in Zukunft zu erwarten.

1. Konditionieren der vom CERN gelieferten GEM-Folien: Über viele Stunden wird die Spannungsdifferenz zwischen Ober- und Unterseite der GEM-Folie über eine Spannungsrampe von 0 V auf ca. 600 V erhöht. Dabei werden Materialspitzen, die unter Hochspannung zu Überschlägen führen könnten, abgetragen. Die Folien werden weiterverarbeitet, falls über längere Zeit kein Strom über 200 nA geflossen ist.
2. Aufbringen der Borschicht mittels Elektronenstrahlaufdampfen.
3. Erneutes Konditionieren der beschichteten GEM-Folien.
4. Kleben der GEM-Folien, der Auslesestruktur, der Gasrahmen und der Aluminium-Driftkathode: mittels einer schrittmotorgesteuerten Klebmaschine wird eine genau dosierte Kleberaupe auf die Edelstahlrahmen aufgebracht. Der dabei zum Einsatz kommende Zweikomponentenkleber zeichnet sich durch eine sehr hohe

Klebekraft und vernachlässigbares Ausgasen aus. Die Folien werden unter Spannung mit speziellen Fertigungswerkzeugen geklebt. Durchhängende Folien oder Folien mit Falten würden aufgrund des geänderten Abstands zu benachbarten Folien die Feldgeometrie stören. Nach zweistündigem Aushärten des Klebers im Ofen können die geklebten Folien aus ihren Formen entnommen werden.

5. Konditionieren der geklebten GEM-Folien.
6. Aufbau des Detektorstapels aus den einzelnen Detektormodulen. Anschließend erfolgt die Überprüfung der Gasdichtheit des Stapels und danach die Anbringung der elektromagnetischen Abschirmung.

Für die Inbetriebnahme solch eines Detektors an einer Neutronenquelle sind ein Gassystem, ein Hochspannungssystem und eine geeignete Elektronik zum Steuern und Auslesen des Detektors notwendig. Während das Gassystem und das Hochspannungssystem relativ einfach auf konventionelle Weise realisiert werden kann, stellt die notwendige Elektronik eine große Herausforderung dar. Speziell die Ausleseelektronik ist genauso wichtig wie der Detektor selbst, um seine volle Leistungsfähigkeit, insbesondere seine Hochratentauglichkeit, überhaupt ausschöpfen zu können. In den folgenden Kapiteln werden die verschiedenen realisierten Elektronikkomponenten umfassend erläutert.

Kapitel 3

1D-Detektorprototypen und ihre Auslese

Die Anforderungen speziell an die Ausleseelektronik eines CASCADE Detektors sind aufgrund seiner Schnelligkeit und Hochratenfähigkeit enorm. Durch die eingesetzten GEM-Folien, die eine Rate von über 10 MHz/cm^2 vertragen [41], ist der CASCADE Detektor auf diese Weise in der Lage, ähnlich hohe Raten zu verarbeiten. Berücksichtigt man den Wunsch der Neutronengemeinde nach großflächigen und ortsauflösenden Detektoren mit einer sensitiven Fläche von bis zu einigen Quadratmetern, ergeben sich sehr schnell Raten auf der gesamten sensitiven Fläche von einigen GHz bzw. eine Rate in der Größenordnung von 1 MHz pro auszulesendem Ortskanal. Dies führt zu Anforderungen an die Ausleseelektronik, wie sie bisher in der Neutronenphysik nicht bekannt waren. Die Antwort auf dieses Problem war der strategische Transfer hochintegrierter ASIC¹-basierter Ausleseelektronik aus der Hochenergiephysik in das Gebiet der Neutroneninstrumentierung.

In diesem Kapitel werden zunächst die aus der Hochenergiephysik transferierten Elektronikmodule vorgestellt und erläutert, wie diese für die Auslese eines CASCADE Detektors angepasst wurden. Zwei eindimensional ortsauflösende Detektorprototypen wurden gebaut, wobei einer davon mit der neuen hochintegrierten Elektronik aus der Hochenergiephysik bestückt war. Im Fall des zweiten Prototyps wurden die bisher schon eingesetzten diskret aufgebauten Vorverstärker VV50-2 verwendet. Mit diesen Vorverstärkern konnten allerdings nur wenige Kanäle des zweiten Prototyps parallel ausgelesen werden. Die Ergebnisse eines Tests dieser Detektoren auf einer Strahlzeit am ILL werden präsentiert.

¹ASIC: Application Specific Integrated Circuit

3.1 ASIC und FPGA basierte Detektorauslese

Im Fall des CASCADE Detektors wird der so genannte CIPix-Chip zur Auslese eingesetzt. Mit diesem Chip konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmalig die parallele Auslese aller Kanäle eindimensional ortsauflösender und der später entwickelten zweidimensional ortsauflösenden Detektoren realisiert werden. Für die weitere Verarbeitung der digitalen Signale wurde die FPGA²-Karte DL535 verwendet. Sowohl der CIPix-Chip als auch die DL535-Karte sollen im Folgenden vorgestellt werden.

3.1.1 Der CIPix-Chip

Der CIPix wurde am ASIC-Labor der Universität Heidelberg für die Auslese der zentralen Vieldrahtproportionalkammer (CIP: Central Inner Proportional Chamber) des Spurrekonstruktionssystems des H1-Detektors an der Speicherringanlage HERA³ am DESY⁴ in Hamburg entwickelt. Abbildung 3.1 zeigt ein Foto dieses Chips.

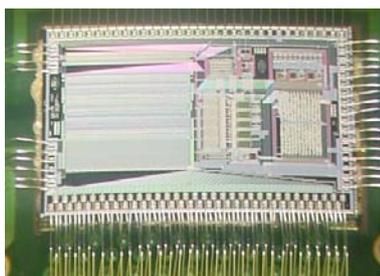


Abbildung 3.1: Foto des CIPix-ASICs. Der Siliziumchip wird ohne Gehäuse auf die Leiterplatte geklebt. Die elektrischen Verbindungen zwischen Leiterplatte und Chip erfolgen durch Aluminium Bonddrähte mit $25\ \mu\text{m}$ Durchmesser.

Jeder CIPix-Chip integriert auf einer Fläche von $4.1\ \text{mm} \times 6.8\ \text{mm}$ 64 unabhängige analoge Eingangskanäle, die jeweils aus einem rauscharmen, ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Shaper (Pulsformer), einem Buffer (Treiber) und einem Diskriminator (Komparator) aufgebaut sind. Abbildung 3.2 zeigt das Blockschaltbild für einen der 64 Kanäle des CIPix-Chips. Die neueste Chip-Version ist der CIPix 1.1.

Der Digitalteil dieses Chips und damit auch die Diskriminatoren arbeiten mit einem Takt von $10\ \text{MHz}$ ($100\ \text{ns}$). Dieser Takt wird vom HERA Speicherring vorgegeben. Beim Einsatz dieses Chips in der Neutronenphysik ist man allerdings nicht mehr an einen Takt gebunden, der von einem Beschleuniger vorgegeben wird. Vielmehr hat man es hier mit statistischen Daten zu tun. Die Tatsache, dass der CIPix-Chip für eine Taktfrequenz von $10\ \text{MHz}$ entwickelt wurde, führt aber im Fall des CASCADE Detektors dazu, dass jeder Kanal statistische Daten maximal mit einer Rate von bis zu

²FPGA: Field Programmable Gate Array

³HERA: Hadron Elektron Ring Anlage

⁴DESY: Deutsches Elektronen-Synchrotron

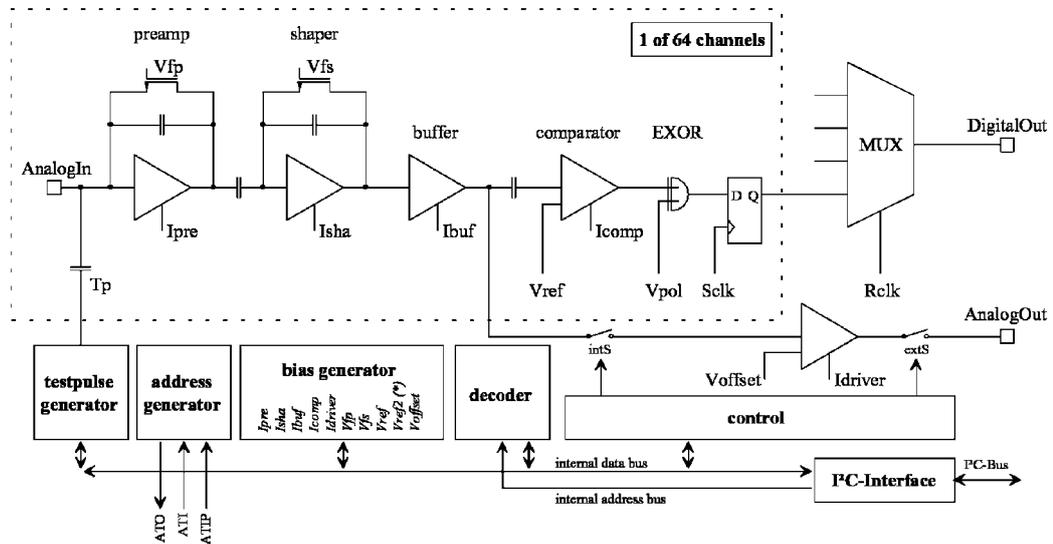


Abbildung 3.2: Blockschaubild des CIPix-Chips (Version 1.1) [47].

330 kHz bei 10% Totzeit akzeptiert. Diese Rate resultiert daraus, dass im Falle eines Neutronenpulses (siehe Abbildung 3.9) mit einer typischen Halbwertsbreite von 180 ns der Diskriminator mindestens in zwei aufeinanderfolgenden 10 MHz-Takten anspricht. Um diesen Neutronenpuls von einem nachfolgenden Neutronenpuls unterscheiden zu können, muss mindestens ein 10 MHz-Takt zwischen diesen beiden Pulsen liegen, in dem der Diskriminator nicht anspricht. Aus diesen drei 10 MHz-Takten (300 ns) ergibt sich damit eine Ratenakzeptanz von 330 kHz bei 10% Totzeit.

Ideal wäre ein selbsttriggernder Chip, der bei Datenempfang selbstständig aktiv wird und diese Daten verarbeitet. Solch ein Chip existiert allerdings nicht. Aus diesem Grunde wurde das EU-Projekt DETNI ins Leben gerufen, das sich zum Ziel gesetzt hat, bis 2007 einen selbsttriggernden Chip zur Verarbeitung statistischer Daten zu entwickeln. Mit einem selbsttriggernden Chip könnte diese Schranke zu wesentlich höheren Raten hin verschoben werden. Jedoch eröffnen sich bereits mit dem CIPix-ASIC Möglichkeiten, wie sie bisher in der Neutronenphysik nicht bekannt sind.

Die digitalen Diskriminator-Signale werden synchron zu einem 10 MHz-Takt generiert. Dabei werden jeweils vier Ausgangskanäle von einem mit 40 MHz arbeitenden Multiplexer zusammengefasst und zeitlich hintereinander auf einen der 16 digitalen Ausgänge gegeben. Über eine I²C-Schnittstelle [48] können die in Tabelle 3.1 aufgeführten 8-Bit Konfigurationsregister angesprochen werden. In der letzten Spalte finden sich die für den Betrieb des CIPix mit Neutronenpulsen geeigneten Werte. Diese wurden auf der im Abschnitt 3.2 beschriebenen Strahlzeit ermittelt und haben bis heute ihre Gültigkeit behalten. Wie aus der Tabelle hervorgeht, ist es nicht möglich, die Schwelle von jedem Diskriminator einzeln einzustellen. Stattdessen gibt es zwei Sätze an Diskriminatoren. Über das Konfigurationsregister Vref0 lässt sich die gemeinsame Schwelle der Diskrimi-

natoren von den Kanälen 0-31 einstellen und entsprechend mit V_{ref1} die gemeinsame Schwelle der Diskriminatoren von den Kanälen 32-63.

Registername	Beschreibung	dezimaler Registerwert
CMA	Erkennungsregister für <i>Consecutive Mode Addressing</i>	1
Ipre	Vorverstärker-Biasstrom	150
Isha	Shaper-Biasstrom	110
Ibuf	Buffer-Biasstrom	30
Icomp	Komparator-Biasstrom	20
Idriver	Biasstrom des analogen Ausgangstreibers	60
Vfp	Rückkoppelwiderstand des Vorverstärkers	145
Vfs	Rückkoppelwiderstand des Shapers	120
Vref0	Komparatorschwelle für die Kanäle 0-31	90
Vref1	Komparatorschwelle für die Kanäle 32-63	90
Voffset	Offseteinstellung des analogen Stromausgangs	100
AnalogOut	Einstellung des analog auszulesenden Kanals	128-191
TpReg	Testpuls kontrollregister	z. B. 24
CIPixReg	Steuerung der digitalen Ausgänge	1

Tabelle 3.1: Beschreibung der internen CIPix-Register, Version 1.1. In Spalte 3 sind die Standardwerte für den Betrieb mit Neutronen angegeben.

Der ladungsempfindliche Vorverstärker hat eine Verstärkung von $\approx 40 \text{ mV}/10^5 e^- = 2.5 \text{ mV}/fC$. Zu seinem Grundrauschen von $380 e^-$ kommt noch ein linear von der Eingangskapazität abhängiger Anteil von $38 e^-/pF$ hinzu.

Weitere Informationen über den CIPix-Chip finden sich in [49] [50] [51] [52]. Die Ergebnisse erster Tests dieses Chips innerhalb der CASCADE Arbeitsgruppe finden sich in [53], in der sich auch der Schaltplan der von der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg entwickelten Testkarte AS20 findet [54].

Mithilfe dieser Testkarte (siehe Abbildung 3.3) wurde der CIPix-Chip vollständig charakterisiert. Dies war erforderlich, da die vorhandene Dokumentation zu diesem Chip unvollständig war. Folgende Punkte sind zu beachten:

- Der Digitalteil koppelt auf den Analogteil des CIPix-Chips zurück, wenn die analogen Eingänge nicht unter kapazitiver Last (z. B. durch Anschluss einer Auslestruktur) liegen.
- Für die Beziehung zwischen der Lage der Diskriminatorschwellen und den dazugehörigen Registerwerten V_{ref0} und V_{ref1} gilt: Bei einem Registerwert von 128 liegen die Schwellen bei 0. Möchte man positive Pulse diskriminieren, muss der



Abbildung 3.3: Testkarte AS20 für den CIPix-Chip.

Registerwert < 128 sein. Gleichzeitig muss im CIPixReg eine 1, entsprechend positiver Polarität der digitalen Daten, stehen. Im Fall negativer Pulse muss demnach der Registerwert von $V_{ref} > 128$ sein und eine 0 im CIPixReg stehen. Da der Vorverstärker die eingekoppelte Ladung auf seine Rückkoppelkapazität (342 fF) invertierend integriert, sind die vorverstärkten Neutronenpulse positiv. Bei Neutronenpulsen muss also der Registerwert von $V_{ref} < 128$ sein und im CIPixReg eine 1 stehen. Triggert man auf die falsche Polarität, dann triggert man eventuell auf das Rauschen bzw. auf den leichten Pulsunterschwinger, der vom Shaper hervorgerufen wird.

- Im Design des CIPix sind Testpulsgeneratoren vorgesehen und implementiert worden. Mit diesen Testpulsgeneratoren lassen sich deltaförmige Ladungspulse in den Vorverstärker einkoppeln. Wie sich jedoch zeigte, sind diese Testpulsgeneratoren in der Praxis nicht sinnvoll zu gebrauchen. Deshalb wurde die Charakterisierung durch die externe Einkopplung von definierten Testpulsen vorgenommen (siehe Abbildung 3.4).
- Der CIPix besitzt einen analogen Ausgangstreiber, mit dessen Hilfe die analogen Signale der Treiberstufen angeschaut werden können. Es kann allerdings immer nur ein Kanal zu einem Zeitpunkt evaluiert werden. Über das AnalogOut Register kann ausgewählt werden (analoger Multiplexer), welcher der 64 Kanäle nach Außen geschaltet wird. Das am analogen Ausgang abgreifbare Signal entspricht dabei nicht dem Signal, das der Diskriminator tatsächlich sieht. Vielmehr wird durch den analogen Ausgangstreiber dieses „Originalsignal“ um einen Faktor 5 untersetzt.
- Die Arbeitsweise der 16 4:1 Multiplexer wurde spezifiziert: Jeder Diskriminator tastet das analoge Signal mit einer Frequenz von 10 MHz ab. Solange das ana-

loge Signal die Schwelle des Diskriminators überschreitet, bleibt der Ausgang des Diskriminators auf Eins. Je vier Diskriminatorexgänge werden nun auf einen digitalen Ausgang gegeben. Auf den digitalen Ausgang 0 werden die Diskriminatorexgänge 0, 1, 2 und 3 geschaltet. Um eine totzeitfreie Datenübertragung zu garantieren, werden diese Daten mit 40 MHz versendet. Im ersten 40 MHz -Takt findet sich das Datum von Diskriminator 0, im zweiten Takt das von Diskriminator 1 usw. Der erste 40 MHz -Takt wird dabei durch das synchron zum 40 MHz -Takt generierten Synchronisationssignal namens First-Word gekennzeichnet. Das First-Word ist für einen 40 MHz -Takt Eins (im Bereich des ersten Datums) und dann für drei 40 MHz -Takte Null. Das First-Word erfolgt also mit einer Frequenz von 10 MHz und weist ein Tastverhältnis (duty cycle) von 25:75 auf.

Schließlich wurden die Schaltschwellen der Diskriminatoren bestimmt. Hierzu wurden mit dem AWG⁵ 2021 von Tektronix Testpulse mit einer Amplitude von 137 mV und einer Periode von $20\text{ }\mu\text{s}$ über die Einkoppelkapazität $C1 = 1\text{ pF}$ und einer Lastkapazität von $C2 = 16\text{ pF}$ (Auslesestruktur war angeschlossen) in verschiedene analoge Eingangskanäle des CIPix eingekoppelt. Die entsprechende Schaltung zeigt Abbildung 3.4.

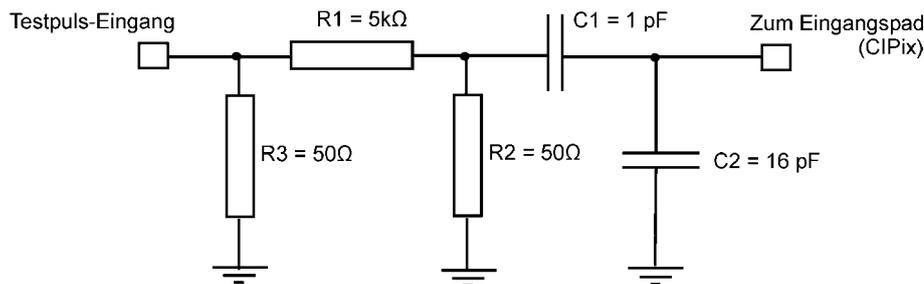


Abbildung 3.4: Schematische Schaltung für die externe Einkopplung eines Signals auf ein analoges CIPix-Eingangspad.

Abbildung 3.5 zeigt das Ergebnis eines solchen Schwellenscans, bei der die Diskriminatorschwelle V_{ref} schrittweise erhöht wird. Bei jeder Einstellung von V_{ref} wird für eine bestimmte Zeit (z. B. 10 s) gezählt, wie oft der Diskriminator geschaltet hat.

Bei einem idealen System erwartet man einen stufenförmigen Verlauf. In diesem Fall würde der rauschfreie Chip aus den periodisch eingekoppelten Testpulsen eine periodische Folge identischer Pulse generieren. Liegt die Schwelle des idealen Diskriminators oberhalb dieser identischen Pulse, spricht der Diskriminator nicht an. Erreicht die Schwelle die identischen Pulse, spricht der Diskriminator entsprechend der Periodizität der Pulse an. In der Realität sind aber die vom Analogteil generierten Pulse allerdings nicht exakt gleich, sondern mit einem Rauschen behaftet. Dadurch wird der stufenförmige Verlauf leicht verschmiert.

Aus der gemessenen Schwellenfunktion lässt sich das Rauschen extrahieren. Unter Berücksichtigung des vor der Einkoppelkapazität $C1$ befindlichen Spannungsteilers mit

⁵Arbitrary Waveform Generator

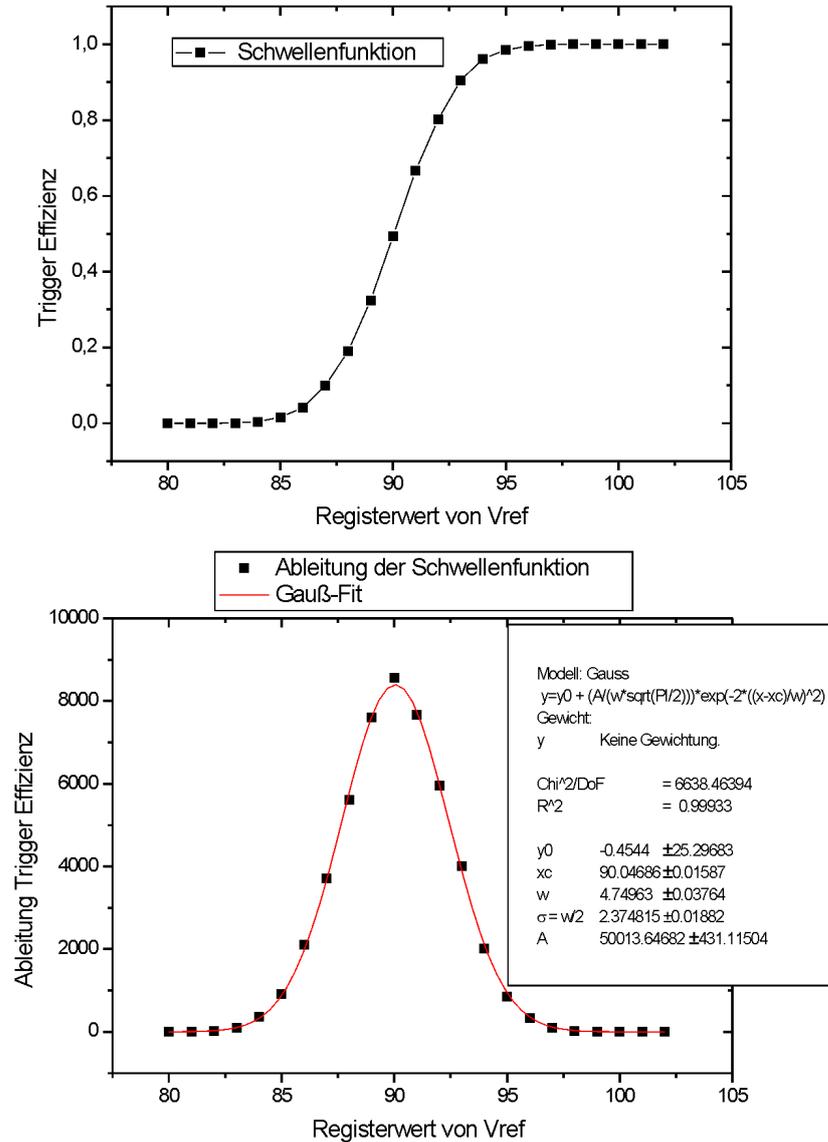


Abbildung 3.5: Normierte Anzahl von Schaltvorgängen des Diskriminators (Triggereffizienz) als Funktion des Schwellenregisterwertes Vref. Das σ der Gauß-Funktion, die sich aus der numerischen Ableitung der Schwellenfunktion ergibt, ist ein Maß für das Rauschen des Vorverstärkers. Bei einem idealen System erwartet man einen stufenförmigen Verlauf.

$R1 = 5\text{ k}\Omega$ und $R2 = 50\ \Omega$ ergibt sich für die Zahl der eingekoppelten Elektronen N :

$$N = \frac{C1 \cdot U}{\frac{R1+R2}{R2} \cdot e} = \frac{1\text{ pF} \cdot 137\text{ mV}}{101 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}\text{ C}} = 8500 [e^-]$$

Durch numerisches Ableiten der Schaltschwellenfunktion kann man die damit erhaltenen Daten durch eine Gauß-Funktion beschreiben. Ihr Schwerpunkt liegt bei $V_{\text{ref center}} = 90$ und ihre Halbwertsbreite beträgt $4.7 V_{\text{ref}}$ -Einheiten. Diese Halbwertsbreite ist ein Maß für das Rauschen des Vorverstärkers und entspricht einer Elektronenzahl von 1050. Dieser Wert setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: dem Grundrauschen und dem von der Eingangskapazität abhängigen Rauschanteil. Der gefundene Wert stimmt sehr gut überein mit den in [50] gegebenen Werten von $380\ e^-$ für das Grundrauschen und $38\ e^-/\text{pF}$ für den eingangskapazitätsabhängigen Anteil. Mit der hier vorliegenden Eingangskapazität von $C1 + C2$ findet man: $17\text{ pF} \cdot 38\ e^-/\text{pF} + 380\ e^- = 1026 \approx 1050$.

3.1.2 Die DL535 FPGA-Karte

Die digitalen Ausgangsdaten des CIPix werden per LVDS⁶ an die VME-Bus-Karte DL535 [54] gesendet (siehe Abbildung 3.6). Diese als Summierkarte für das H1 CIP2000 Upgrade Projekt entwickelte Karte wurde für die weitere Verarbeitung der CIPix-Daten ausgewählt, da diese Karte mit dem APEX20K-EP20K400-FPGA [55] von Altera [56] einen FPGA mit großen Ressourcen zu Verfügung stellt. So besitzt dieser Baustein 1,052,000 Systemgatter, 16,640 Logic Elements (LE), 104 Embedded System Blocks (ESB), 212,000 Bits internes RAM, 502 User-I/Os und 1 Phase-Locked-Loop (PLL). Ein kurzer Überblick über die Architektur von FPGAs und ihre Ressourcen findet sich in Anhang C. Da zum damaligen Zeitpunkt die gesamte elektronische Infrastruktur (Ansteuerung des CIPix, der Gasflussregler und des Hochspannungsmoduls) des CASCADE Detektors auf VME basierte, fügte sich diese Karte nahtlos in das bestehende System ein. Die Kommunikation zwischen dem Detektorsystem und dem Messrechner erfolgte durch ein PCI/VME-Bus-Interface von WIENER [57]. Mit der zur Verfügung stehenden Hardware und der eingesetzten Software wurde mit diesem System eine maximale Bandbreite von $\approx 4\ \text{MByte/s}$ im Fall von Einzelzugriffen auf statistisch verteilte Adressen erreicht.

Die Flexibilität des FPGAs ermöglichte die Anpassung der DL535-Karte an die speziellen Bedürfnisse für die Auslese von CASCADE Detektoren ohne dabei die Hardware selbst ändern zu müssen. Hierzu wurden mit der integrierten Entwicklungsumgebung Quartus II von Altera verschiedene FPGA Programme geschrieben. Die Programme dienen zur Auslese von CASCADE Detektoren mit 64 Ortskanälen. Sie ermöglichen die Aufnahme statischer Bilder bzw. die Aufnahme von Flugzeitspektren auf allen 64 Kanälen gleichzeitig. Erst durch den Einsatz eines FPGAs wurde die kontinuierliche Auslese des CIPix und die anschließende Weiterverarbeitung und Komprimierung der Daten möglich. Eine genauere Beschreibung der Programme findet sich in Kapitel 5.

⁶LVDS: Low Voltage Differential Signaling

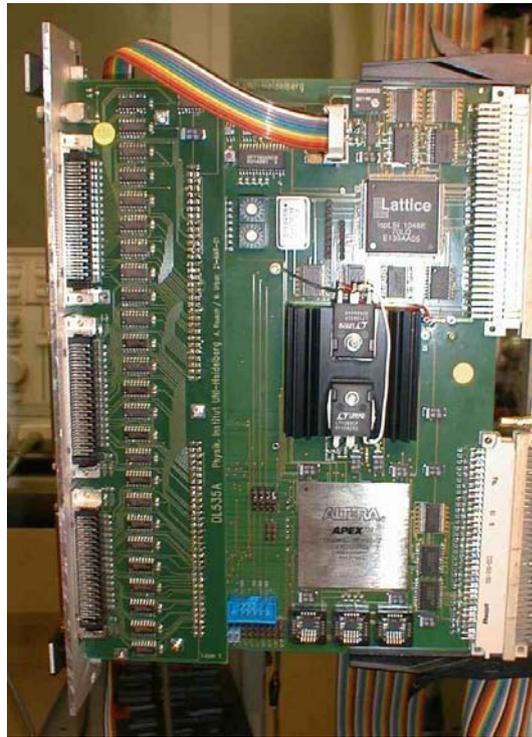


Abbildung 3.6: Die VME-Karte DL535. Im unteren Teil dieses Fotos ist der FPGA APEX20K-EP20K400 zu erkennen.

3.2 1D-Detektorprototypen und Messungen

Für eine im Mai 2003 durchgeführte Strahlzeit am Teststrahlplatz T13C und am Strahlplatz PF1A am ILL wurden zwei eindimensional ortsauflösende Detektorprototypen gefertigt. Im Folgenden werden diese 1D-Detektoren vorgestellt. Die Ergebnisse der Strahlzeit werden ebenfalls präsentiert.

3.2.1 $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ Detektorprototyp

Der erste von den beiden 1D-Detektorprototypen hatte eine sensitive Fläche von $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$. Dieser gespiegelt aufgebaute Detektor bestand insgesamt aus 10 mit ^{10}B beschichteten GEM-Folien und zwei mit ^{10}B beschichteten Aluminium-Driftkathoden. Die Dicke der ^{10}B -Schichten betrug jeweils ca. 600 nm . Die doppelseitige Auslesestruktur wies 32 vergoldete Kupferstreifen auf. Das Rastermaß der 2.8 mm breiten Auslestreifen betrug etwa 3 mm . Abbildung 2.5 in Kapitel 2 zeigt ein Foto dieses Detektors.

Dieser Detektor wurde für die Auslese mit den diskret aufgebauten Vorverstärkern VV50-2 [54] der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg bestückt. Mit diesen ladungsempfindlichen Vorverstärkern (Verstärkung

$= 1.2 \text{ mV/fC}$) waren alle bisher gebauten Detektorprototypen mit Erfolg ausgelesen worden. Aufgrund ihrer Größe von $59 \text{ mm} \times 28 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ und der weiteren notwendigen Elektronik (Hauptverstärker, Diskriminator, Zähler) konnten allerdings immer nur wenige einzelne Kanäle gleichzeitig ausgelesen werden. Ferner sind diese VV50-2 Vorverstärker nicht in der Lage, hohe Raten zu verarbeiten.

Da einige Anschlüsse am Hochspannungsstecker vertauscht waren, wurden beim Hochfahren der Hochspannung mehrere GEM-Folien zerstört. Deshalb konnte der Detektor nur mit den sechs innersten GEM-Folien betrieben werden, wobei die jeweils dritte GEM-Folie als Driftkathode verwendet wurde. Mithilfe der zweikanaligen Flugzeitkarte MCD-2 von FASTComTec [59] wurden zahlreiche Flugzeitspektren aufgenommen. Abbildung 3.7 zeigt beispielhaft ein am PF1A Strahlplatz aufgenommenes Flugzeitspektrum.

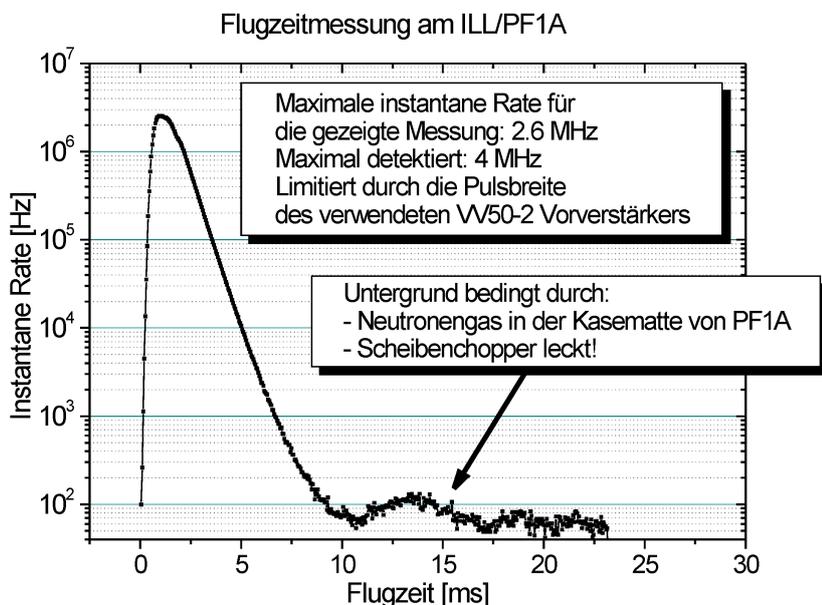


Abbildung 3.7: Flugzeitmessung am ILL/PF1A realisiert mit einem $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ Prototypen (6 Borschichten). Es wurde ein einzelner Streifen ausgelesen.

Der Abstand zwischen dem Scheibenchopper und dem Eintrittsfenster des CASCADE Detektors betrug $(108 \pm 1) \text{ cm}$. Unmittelbar vor dem Detektor befand sich ein neutronenundurchlässiger Blendenhalter mit einer vertikalen Schlitzblende von 0.5 cm Breite und 2.0 cm Länge. Der Detektor wurde so ausgerichtet, dass die 32 Auslestreifen parallel zum vertikalen Schlitz waren und der mittlere Streifen Nr. 16 zentral vom Neutronenstrahl getroffen wurde. Dieser Kanal wurde an die Flugzeitkarte angeschlossen. Die gezeigte instantane Rate berechnet sich aus der Zahl n der im jeweiligen Zeitkanal insgesamt detektierten Neutronen, der Breite der Zeitkanäle t_{dw} (dwelltime) und der

Zahl der Durchläufe N_{sw} (sweeps) durch folgenden Ausdruck:

$$r_i = \frac{n}{N_{sw} \cdot t_{dw}}$$

Für die gezeigte Messung gelten folgende Einstellungen: $t_{dw} = 50 \mu s$, $N_{sw} = 21,687$. Die Zahl der Zeitkanäle betrug 512. Die Rohdaten sind nicht totzeitkorrigiert. Die Messung liefert eine untere Grenze für den dynamischen Bereich (Verhältnis von größter zu kleinster gemessener Intensität) des Detektors von mindestens 50,000. Durch die Streuung der Neutronen an Luft war die gesamte Kasematte (Betonburg) von PF1A mit einem Neutronengas gefüllt. Dieses Neutronengas führte zusammen mit Lecks in der Chopperscheibe zu dem gezeigten Untergrund. Die Struktur des Untergrundes jenseits von 10 *ms* Flugzeit konnte auf Lecks in der Chopperscheibe zurückgeführt werden. Die Scheibe war mit gadoliniumhaltiger Farbe gestrichen worden. Offensichtlich erfolgte der Anstrich aber nicht homogen und nicht an allen Stellen in ausreichender Dicke.

Die auf dieser Strahlzeit mit diesem Detektor maximal erreichte instantane Rate betrug ca. 4 *MHz*. Die Rate war dabei eindeutig durch die Pulsbreite des verwendeten VV50-2 Vorverstärkers limitiert.

3.2.2 200 mm × 200 mm Detektorprototyp

Der zweite Detektorprototyp hatte eine sensitive Fläche von 200 *mm* × 200 *mm*. Dies war der erste CASCADE Detektor überhaupt, der solch eine große sensitive Fläche aufwies. Dieser Detektor wurde als erster CASCADE Detektor mit dem CIPix-Chip und der DL535-FPGA-Karte ausgelesen. Das gesamte Detektorsystem wurde am Strahlplatz PF1A erfolgreich getestet. Abbildung 3.8 zeigt ein Foto dieses Detektors.

Der Detektorstapel war, beginnend von der Aluminiumgrundplatte, wie folgt aufgebaut:

1. Kadmium-Blech: Auf die Aluminiumgrundplatte wurde ein ca. 1 *mm* dickes Kadmium-Blech gelegt, um die auf der Rückseite montierte Ausleseelektronik vor direktem Neutronenbeschuss zu schützen und um einen Untergrund von eventuell rückgestreuten Neutronen zu verhindern.
2. Gasrahmen
3. Auslesestruktur: Die Auslesestruktur wurde mit dem Leiterplattenprogramm PADS [58] in Analogie zur bereits existierenden Auslesestruktur der 100 *mm* × 100 *mm* Prototypen entworfen. Es handelt sich um eine flexible Leiterplatte mit 64 parallelen, vergoldeten Kupferstreifen. Das Rastermaß (Pitch) beträgt 3.1 *mm*, die Breite der Kupferstreifen 2.5 *mm*.
4. unbeschichtete Gain-GEM
5. einseitig mit ca. 600 *nm* ¹⁰B-beschichtete Transfer-GEM

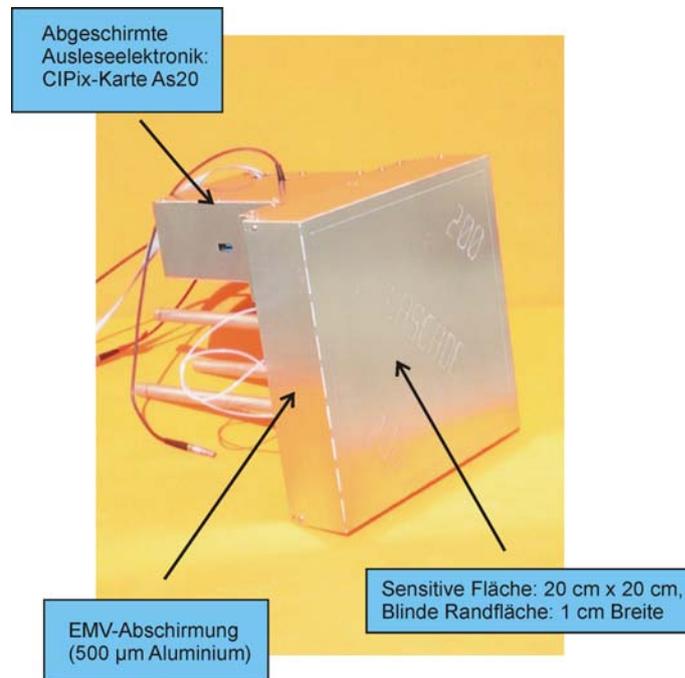


Abbildung 3.8: Der erste CASCADE Detektor mit einer sensiblen Fläche von 20 cm x 20 cm. Das Aluminiumgehäuse dient zur elektromagnetischen Abschirmung von Detektor und Ausleseelektronik.

6. einseitig mit ca. 600 nm ^{10}B -beschichtete Transfer-GEM
7. einseitig mit ca. 600 nm ^{10}B -beschichtete Aluminium-Driftkathode
8. Gasrahmen
9. Druckrahmen

Auf der Rückseite der Aluminiumgrundplatte wurden die Gasanschlüsse, die Hochspannungsanschlüsse und die Ausleseelektronik montiert. Dieser Detektorprototyp war der erste CASCADE Detektor überhaupt, der mit dem CIPix-Chip ausgelesen wurde. Die weitere Verarbeitung der digitalen CIPix-Daten erfolgte mit dem APEX20K-FPGA auf der DL535-Karte. Mit diesem Detektorsystem konnte zum ersten Mal erfolgreich die gesamte Kette: Auslesestruktur - CIPix - APEX20K - Messrechner realisiert werden.

Zunächst mussten die in Tabelle 3.1 angegebenen Registerwerte für den Betrieb des CIPix mit Neutronen ermittelt werden. Die Registerwerte wurden systematisch verändert. Bei jeder Einstellung wurde ein statisches Bild (Histogramm) aufgenommen. Gleichzeitig wurden die analogen Signale überwacht. Die Abbildung 3.9 zeigt einen typischen Neutronenpuls wie er am analogen Ausgang des CIPix-Chips zu sehen ist.

Die Anstiegszeit beträgt $\approx 125\text{ ns}$, die Abfallzeit $\approx 250\text{ ns}$ und die Halbwertsbreite

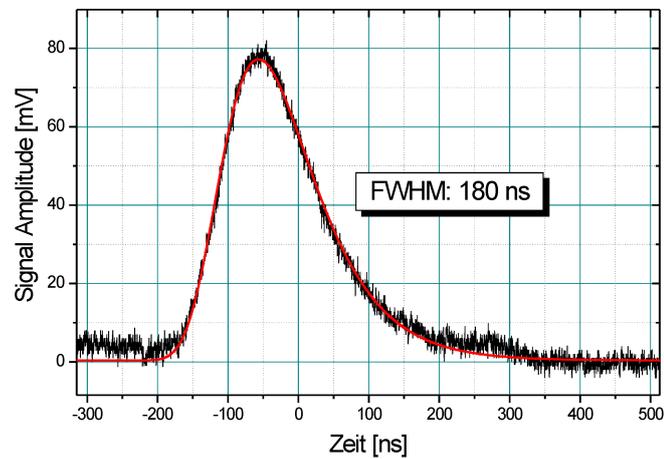


Abbildung 3.9: Typischer Neutronenpuls wie er am analogen Ausgang des CIPix-Chips mithilfe eines Oszilloskops zu sehen ist.

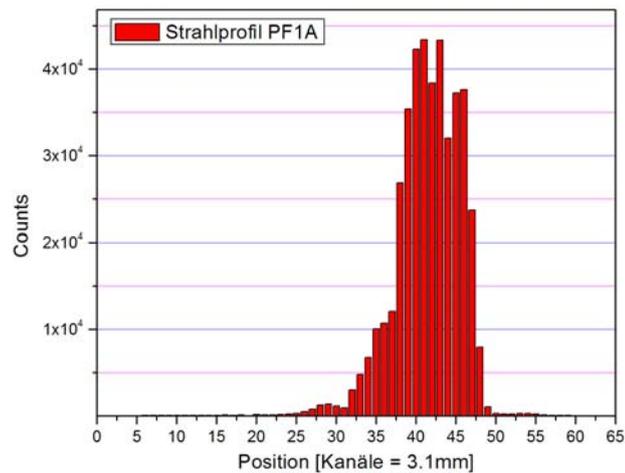


Abbildung 3.10: Profil des Neutronenstrahls am Experimentierplatz PF1A. Dabei wurden alle 64 parallele Streifen des $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ Detektorprototyps parallel mittels CIPix-Chip und DL535-FPGA- Karte ausgelesen.

FWHM⁷ $\approx 180\text{ ns}$. Die überwiegende Zahl der Pulse hatte eine Amplitude von ca. 80 mV , wobei zu beachten ist, dass das analoge Signal um einen Faktor 5 am analogen Ausgang untersetzt ist. Das Histogramm in Abbildung 3.10 zeigt das Strahlprofil von PF1A. Der Detektor wurde dabei mit dem ungehinderten Strahl von PF1A beleuchtet. Der Abstand des Detektors zur Strahlrohröffnung betrug weniger als 1 m .

Mit den folgenden Messungen konnte die Gamma-Unempfindlichkeit des CASCADE Detektors sehr eindrucksvoll demonstriert werden. Dazu wurde das Gehäuse des $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ Prototyps seitlich mit Kadmiurn abgedeckt, um so den Nachweis seitlich gestreuter Neutronen zu verhindern. Eventuell rückgestreute Neutronen werden durch das Kadmiurn-Blech, das auf die Aluminiumgrundplatte gelegt wurde, gestoppt. Damit wurde sichergestellt, dass nur Neutronen, die durch das Eintrittsfenster in den Detektor gelangen, nachgewiesen werden konnten. Der Abstand des Detektors zur Strahlrohröffnung betrug ca. 2 m . Der Strahl traf nicht genau die Mitte des Detektors, da dieser etwas seitlich versetzt zur Strahlachse stand. Mit diesem Aufbau wurden am PF1A-Strahlplatz die in Abbildung 3.11 gezeigten Messreihen durchgeführt.

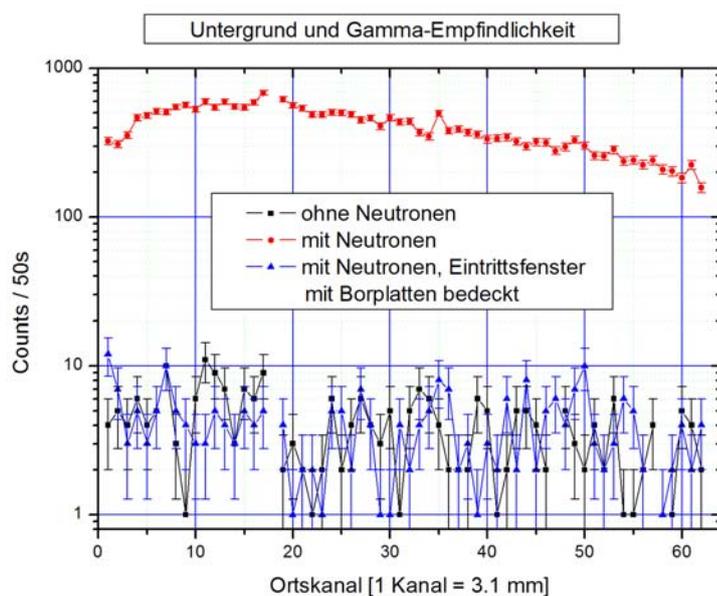


Abbildung 3.11: Messungen zum Untergrund und zur Gamma-Empfindlichkeit mit dem auf der Rückseite und seitlich mit Kadmiurn abgeschirmten CASCADE Detektor: die Intensität bei geschlossenem und bei geöffnetem Strahlverschluss wurde bestimmt. Direkt vor das Detektor-Eintrittsfenster platziertes Borcarbid lässt die Rate bei geöffnetem Strahlverschluss auf das Niveau des Untergrundes sinken. Die bei der Neutronenabsorption durch Bor und Kadmiurn zahlreich freigesetzten Gammaquanten werden offensichtlich nicht merklich nachgewiesen. Anmerkung: CIPix-Kanal 18 war defekt.

⁷FWHM: Full Width Half Maximum

Zunächst wurde die Intensität bei offenem Strahlverschluss bestimmt. Die Neutronen werden auf ihrem Weg von der Strahlrohröffnung bis zum Detektor an Luft gestreut. Aufgrund des größeren Detektorabstandes zur Strahlrohröffnung ergibt sich im Gegensatz zu Abbildung 3.10 ein sehr breites Strahlprofil. Die Asymmetrie der Intensitätskurve zeigt deutlich, dass der Detektor nicht mittig zur Strahlachse stand. Als nächstes wurde die Intensität bei geschlossenem Strahlverschluss bestimmt. Anschließend wurde unmittelbar vor das Eintrittsfenster ein Borcarbiddblock positioniert und die Intensität bei geöffnetem Strahl bestimmt. Wie man sehr gut erkennen kann, bleibt die Rate auf dem Niveau des Untergrundes. Diese Messung demonstriert gleichzeitig sehr eindrucksvoll die Gamma-Unempfindlichkeit des CASCADE Detektors. Bei der Absorption von Neutronen durch das ^{10}B des Borcarbids entsteht in 94% der Fälle ein γ -Quant mit einer Energie von 0.48 MeV . Aber auch das Kadmium, das den Detektor seitlich und hinten umgab, führte, obwohl es nicht direkt im Strahl stand, zu einem leichten γ -Untergrund. Durch die Streuung der Neutronen an Luft war die gesamte Kasematte (Betonburg) von PF1A mit einem Neutronengas gefüllt. Bei der Absorption dieser Neutronen durch ^{113}Cd entstehen angeregte Kerne, die sich durch γ -Kaskaden wieder abregen. Trotz dieses intensiven Gamma-Untergrundes blieb die Zählrate des CASCADE Detektors aber auf dem Niveau des Untergrundes.

Kapitel 4

Detektorelektronik für hohe Zählraten und 2D-Detektoren

Die in Kapitel 3 beschriebene Strahlzeit am ILL führte zum eindeutigen Ergebnis, dass der CIPix-Chip für die Auslese von CASCADE Detektoren geeignet ist. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die weitere Verarbeitung der digitalen Daten des CIPix mittels eines FPGAs ohne Probleme möglich ist. Jedoch wurde sehr schnell deutlich, dass die vorhandene Hardware unzureichend ist. Mit dieser Hardware konnte weder die Auslese der eindimensional ortsauflösenden Detektoren unter hohen und höchsten Raten, noch die Auslese der nun zu entwickelnden 2D-Detektoren mit einer wesentlich größeren Zahl an Auslesekanälen realisiert werden. Die Verwendung von zahlreichen VME-Karten und VME-Modulen und die Limitierung der Bandbreite des VME-PCI-Interfaces auf $\approx 4 \text{ MByte/s}$ waren für die Zukunft nicht ausreichend. Ziel war es daher, ein vollkommen eigenständiges, auf die Rückseite des Detektors montierbares Elektroniksystem zu entwickeln, das über eine schnelle Standardschnittstelle an jeden beliebigen Messrechner angeschlossen werden kann. Mit den bisher gewonnenen Erfahrungen wurde ein neues Steuer- und Auslesesystem entwickelt und erfolgreich realisiert.

In diesem Kapitel wird zunächst ein Gesamtüberblick über die realisierte Hardware gegeben. Es wird verdeutlicht, welche CASCADE Detektoren mit diesem System ausgelesen werden sollen und was das System zu leisten hat. Es folgt eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Komponenten.

4.1 Das 2D-CASCADE Detektorsystem im Überblick

Das neue Elektroniksystem wurde so entworfen, dass die im Rahmen dieser Doktorarbeit realisierten zweidimensional ortsauflösenden $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ Detektorprototypen konfiguriert und ausgelesen werden können. Die zweidimensionale Auslese der $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ Prototypen mit 128 unabhängigen Kanälen in x und 128 unabhängigen Kanälen in y wird durch eine zeitliche Korrelation der Signale in x und y realisiert.

Mit den je 128 Kanälen in x und y ergibt sich ein Bild mit $2^7 \times 2^7 = 16,384$ Punkten (Pixel), wobei jedes Pixel eine Fläche von $(1.56 \text{ mm})^2$ abdeckt. Das Detektorsystem ist als eigenständige Einheit ausgelegt, die nach vorheriger externer Konfiguration die gewünschten Messungen ausführt. Bei allen Messungen müssen Neutronen gezählt und Histogramme gebildet werden. Dies umfasst die Aufnahme statischer Bilder und die Aufnahme von Flugzeitspektren. Für die Realisierung der dafür notwendigen frei konfigurierbaren Histogrammzähler ist die Ausleseelektronik vor Ort mit mehreren Speichern (SRAM, DRAM) ausgerüstet. So sind 256 Millionen Datenzähler zusammen mit 4 Millionen Monitorzählern mit je 32 Bit Tiefe vorgesehen. Die 256 Millionen Datenzähler könnten zum Beispiel in einer Weise konfiguriert werden, dass sie das dreidimensionale Histogramm einer Flugzeitmessung mit 16,000 Zeitkanälen auf allen 16,000 Pixeln gleichzeitig abbilden. Die 4 Millionen Monitorzähler könnten zusätzlich so konfiguriert werden, dass sie die Daten mit geringerer zeitlicher und räumlicher Auflösung, aber mit höherer Statistik, kumulieren. Diese Monitorzähler ermöglichen es dem Nutzer, die Messung schnell und in Echtzeit zu überwachen, ohne dabei die Datennahme mit voller Auflösung durch die Datenzähler zu stören. Die Zähler erlauben ein effektives Histogrammieren und komprimieren auf diese Weise die Neutronendaten auf ein Niveau, das nur noch die für den Nutzer relevanten Informationen beinhaltet.

Bei der in Kapitel 3 beschriebenen Strahlzeit am ILL wurde deutlich, dass für zukünftige Entwicklungen eine effektive elektromagnetische Abschirmung von besonderer Bedeutung ist. So führten z.B. die Kommunikation des CANBus mit dem Hochspannungsmodul, die Schaltnetzteile der Schrittmotoren und externe Einkopplungen in das SCSI-Kabel, das die Verbindung zwischen CIPix-Testkarte und der DL535-FPGA-Karte herstellte, zu unerwünschten Störsignalen. Deshalb erfolgt hier die Kommunikation zwischen dem Detektorsystem und dem Messrechner durch einen optischen Link, so dass der Detektor galvanisch vom Messrechner entkoppelt ist. Über diesen optischen Link werden zum einen die vom Nutzer zugänglichen Register und damit das Detektorsystem als Ganzes konfiguriert. Zum anderen stellt der optische Link eine sehr hohe Bandbreite von mehr als 80 MByte/s zur Verfügung, um so die vom Detektor erstellten Histogramme schnell auf den Messrechner für die weitere Datenanalyse transferieren zu können. Neben diesem Konzept, die Histogramme mittels FPGA und Speicher vor Ort zu erstellen und zyklisch auszulesen, gibt es noch die Möglichkeit, Ereignis für Ereignis auszulesen. In diesem Fall werden die Koordinaten (x, y, t) von jedem einzelnen Neutron ausgelesen und im Messrechner weiterverarbeitet. Dieses Konzept bringt einen kontinuierlichen Datentransfer zwischen Messrechner und Detektorsystem mit sich. Bei sehr hohen Raten kann es unter Umständen trotz der hohen Bandbreite von 80 MByte/s zu Datenverlusten kommen. Der Regelfall wird jedoch die Erstellung der Histogramme vor Ort durch die Ausleseelektronik sein. Die Histogramme enthalten die für den Nutzer relevanten Informationen.

Einen Überblick über die gesamte Hardware gibt Abbildung 4.1. Die kompakte Elektronik wird auf die Rückseite des Detektors montiert. Für die Auslese der 256 unabhängigen Kanäle eines $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ Detektors werden vier CIPix-Karten, entsprechend mit CIPix-Karte X0, X1, Y0 und Y1 bezeichnet, benötigt. Darüber hinaus ist noch eine

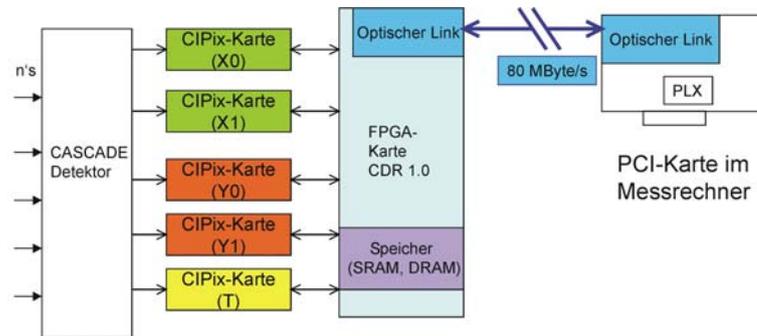


Abbildung 4.1: Überblick über die neue Detektorelektronik für hohe Zählraten und 2D-CASCADE Detektoren. Die Auslese der 256 Kanäle der zweidimensional ortsauflösenden CASCADE Detektoren erfolgt durch vier CIPix-Karten. Die weitere Verarbeitung der digitalen CIPix-Daten geschieht durch die FPGA-Karte CDR-1.0. Diese Karte ermöglicht gleichzeitig mittels eines optischen Links die bidirektionale Kommunikation mit einem Messrechner. Die kompakte Detektorelektronik wird auf die Rückseite des Detektors montiert.

fünfte CIPix-Karte, mit CIPix-Karte T bezeichnet, vorgesehen. In Zukunft wird angestrebt, jede einzelne GEM-Folie auszulesen, so dass der Konvertierungsort eines Neutrons bis auf die Schichtdicke des Bors genau bekannt ist. Somit lässt sich eine extrem hohe Zeitauflösung von $< 1 \mu\text{s}$ erreichen. Für die Realisierung der GEM-Auslese sind allerdings noch Entwicklungsarbeiten notwendig. Die von diesen CIPix-Karten generierten Datenströme werden von einer FPGA-Karte empfangen und dort weiterverarbeitet. Gleichzeitig übernimmt die FPGA-Karte die Ansteuerung der CIPix-Karten. Über einen bidirektionalen optischen Link ist die FPGA-Karte mit einem Messrechner verbunden, in der in Form einer speziellen PCI-Karte der optische Link realisiert wird. Die Fotos in Abbildung 4.2 zeigen die konkret realisierte Hardware. Die einzelnen Hardwarekomponenten sollen im Folgenden näher erläutert werden.

4.2 Die HV-Karte

Die so genannte HV¹-Karte (HV-Board-1.0) wird unmittelbar auf die Detektorrückseite montiert. Sie erfüllt zwei Funktionen:

1. Sie dient als Adapter zwischen der Auslesestruktur und den CIPix-Karten. Die 2D-Auslesestruktur besteht wie im Fall der 1D-Prototypen aus einer flexiblen, doppelseitigen Leiterplatte. In jeder Koordinate werden die 128 Kanäle fächerförmig auf je zwei Buchsen geleitet. Diese Fan-Outs mit den Buchsen ragen aus dem Detektorstapel heraus und werden nach unten geklappt, wo sie seitlich auf die HV-Karte gesteckt werden. Diese Stecker sind über kurze Leiterbahnen mit weiteren Steckern auf der Rückseite der HV-Karte verbunden, in die die CIPix-Karten

¹HV: High Voltage

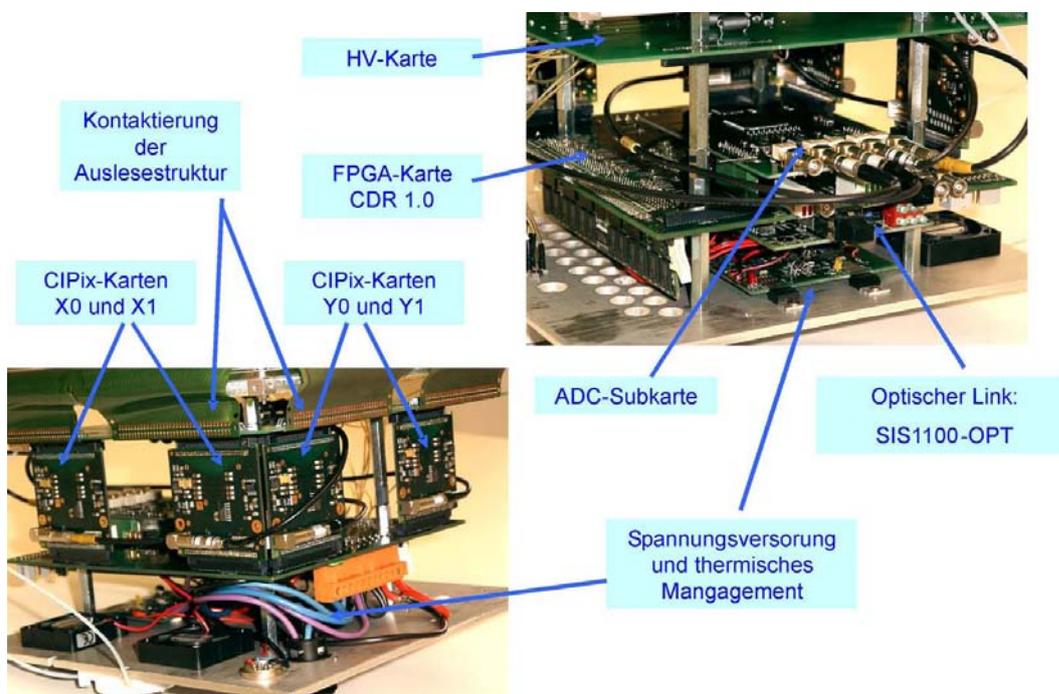


Abbildung 4.2: Konkrete Realisierung der neuentwickelten Ausleseelektronik für zweidimensional ortsauflösende CASCADE Detektoren.

gesteckt werden. Der Vorteil in der Verwendung dieser Steckverbindungen liegt darin, dass der Detektor für Wartungsarbeiten sehr einfach zerlegt und wieder zusammengebaut werden kann.

2. Sie dient zum Bereitstellen und Filtern der Hochspannung. Die über einen mehrpoligen HV-Stecker zugeführten, unabhängigen Hochspannungen werden mittels konventioneller L-C-R-Schaltungen gefiltert. Damit soll verhindert werden, dass über die Hochspannung Störsignale in die Auslesekanäle einkoppeln. Die gefilterte Hochspannung wird von entsprechenden Löt pads auf der HV-Karte mittels Drahtbrücken zu den Kontaktclipsen der einzelnen GEM-Folien geleitet.

Abbildung 4.3 zeigt ein Foto der HV-Karte.

Um die korrekte Funktionsweise der Ausleseelektronik für einzelne Kanäle überprüfen zu können, wurden auf der HV-Karte zwei Lemobuchsen integriert, über die externe Testpulse eingespeist werden können. Das Einspeisen eines externen Testpulses auf Lemo 0 führt zur Ladungseinkopplung in den Kanal 2 von CIPix X1 und in den Kanal 2 von CIPix Y0. Die Einkoppelkapazität beträgt für jeden Kanal 1 pF . Vor der Einkoppelkapazität befindet sich jeweils ein Spannungsteiler mit Widerstandswerten von $5\text{ k}\Omega$ und $50\ \Omega$. Die simultane Ladungseinkopplung in Kanal 2 von CIPix X1 und in Kanal 2 von CIPix Y0 erlaubt unter anderem das Testen der xy-Korrelation. Werden externe

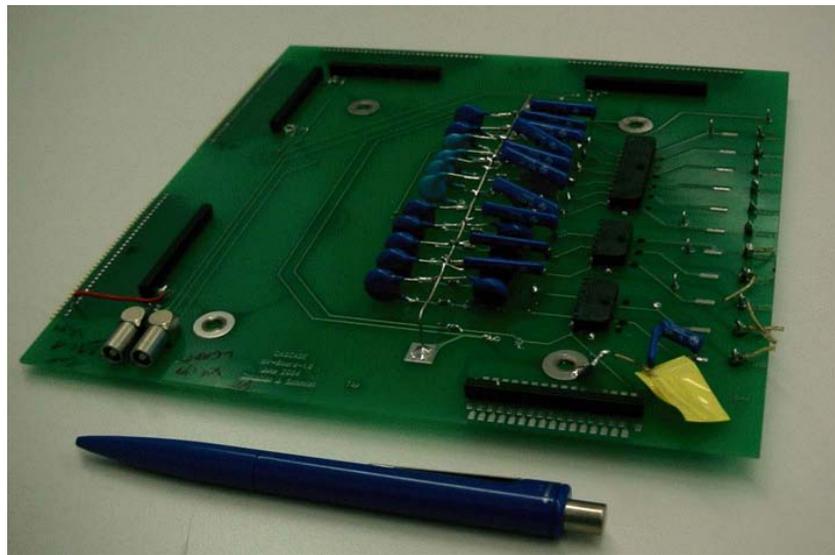


Abbildung 4.3: Oberseite der bestückten HV-Karte.

Testpulse auf Lemo 1 eingespeist, gilt Entsprechendes (Einkopplung auf Kanal 2 von CIPix X0 und Kanal 3 von CIPix Y1).

4.3 Die CIPix-Karte

Für die Auslese der 256 unabhängigen Kanäle werden vier CIPix-Chips benötigt. Diese sind auf der CIPix-Karte AS20-1 untergebracht. Diese Karte ging aus der CIPix-Testkarte AS20 hervor und unterscheidet sich von dieser im Wesentlichen nur dadurch, dass die LVDS-Treiber entfernt wurden und neue Stecker ausgewählt wurden. Durch diese Maßnahmen konnte die neue CIPix-Karte wesentlich kompakter realisiert werden wie der Größenvergleich mit einem Kugelschreiber in Abbildung 4.4 anschaulich zeigt. Die LVDS-Treiber wurden überflüssig, da bei diesem neuen Aufbau die CIPix-Karten direkt auf die FPGA-Karte CDR-1.0 gesteckt werden und die Signale nicht mehr über mehrere Meter Kabel transferiert werden müssen.

4.4 Die FPGA-Karte CDR-1.0

Die FPGA-Karte CDR-1.0 übernimmt die Ansteuerung und Konfiguration der aufgesteckten CIPix-Karten, realisiert die digitale Verarbeitung der CIPix-Daten und stellt über einen optischen Link eine bidirektionale Verbindung zu einem Messrechner her. Das Herzstück dieser Karte ist ein Virtex-II-FPGA von Xilinx [60]. Der ausgewählte Baustein XC2V3000-BF957 [61] [62] stellt mit 3,000,000 Systemgattern, 14,336 Slices, 12 DCMs, 1,728 *Kbits* internes RAM und 720 User-I/Os enorme Ressourcen zur Verfügung.

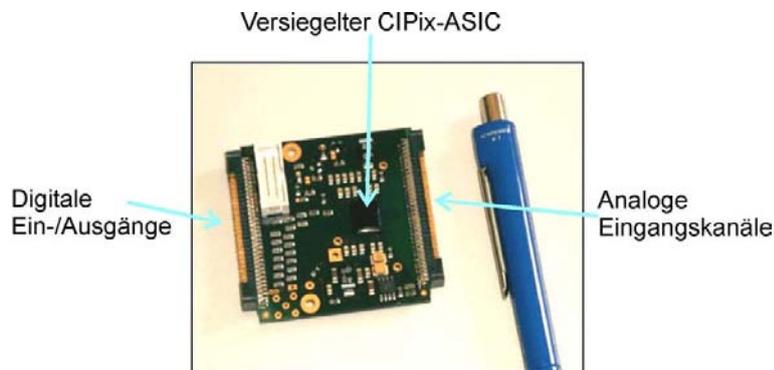


Abbildung 4.4: Die überarbeitete neue CIPix-Karte AS20-1.

Wie bereits erwähnt, findet sich ein kurzer Überblick über die Architektur von FPGAs und ihre Ressourcen in Anhang C. Alternativ zum Einsatz eines Virtex-II FPGAs von Xilinx wurde intensiv die Applikation eines vergleichbaren Stratix FPGAs von Altera geprüft. Nachdem die parallele interne Terminierungsmöglichkeit der Stratix-FPGAs aufgrund eines Designfehlers von Altera nicht genutzt werden kann [63], fiel die Entscheidung letztlich zugunsten von Xilinx. Die interne Terminierung wird insbesondere für den Anschluss eines externen DRAM-Moduls mit SSTL2² benötigt. Für diesen speziellen Fall wurde stattdessen von Altera die äußerst unbefriedigende Verwendung von externen Widerstandsarrays vorgeschlagen [64].

Abbildung 4.5 zeigt ein Blockdiagramm der FPGA-Karte. Um dem Nutzer die größtmögliche Flexibilität zu bieten, sind die Virtex-II FPGAs in acht I/O-Bänke unterteilt, die alle gängigen I/O-Standards unterstützen. Im Fall der FPGA-Karte CDR-1.0 wird bei Bank 6 und Bank 7 der Standard 2.5 V SSTL2 und bei allen anderen Bänken der Standard 3.3 V LVTTTL³ benutzt. An Bank 0 und an Bank 4 sind die CIPix-Karten, die die x- und y-Streifen des Detektors auslesen, angeschlossen. Die Möglichkeit, eine fünfte CIPix-Karte für die später angestrebte Auslese der einzelnen GEM-Folien anzuschließen, ist bereits an Bank 5 vorgesehen. Diese Bank ist darüber hinaus mit mehreren Steckern verbunden, die zur Aufnahme der in Abschnitt 4.6 beschriebenen ADC-Subkarte dienen. An Bank 2 und Bank 3 sind zwei unabhängige ZBT-SRAM⁴ Bänke mit je 8 MByte Speicherkapazität angebracht. Diese synchronen SRAMs sind zur Realisierung der 4 Millionen Monitorzähler mit je 32 Bit Tiefe vorgesehen. Pro Bank wurden zwei GS8320Z18T-133 Bausteine [65] von GSI-Technology mit der Organisation $2M \times 18$ parallel geschaltet, so dass jede Bank die Organisation $2M \times 36$ aufweist. Wird zwischen Lese- und Schreibzyklen gewechselt, gibt es bei den ZBT-SRAMs im Gegensatz zu den klassischen SRAMs keine Totzyklen. Damit sind sie ideal für die Realisierung von schnellen Zählern, da hier ständig zwischen Lesen und Schreiben umgeschaltet werden muss.

²SSTL: Stub Series-Terminated Logic. Dieser Interface Standard ist primär für den Anschluss von Hochgeschwindigkeitsspeicher (SDRAMs) entwickelt worden und spezifiziert die Schaltcharakteristik.

³LVTTTL: Low Voltage Transistor Logic

⁴ZBT-SRAM: Zero Bus Turnaround-Static Random Access Memory

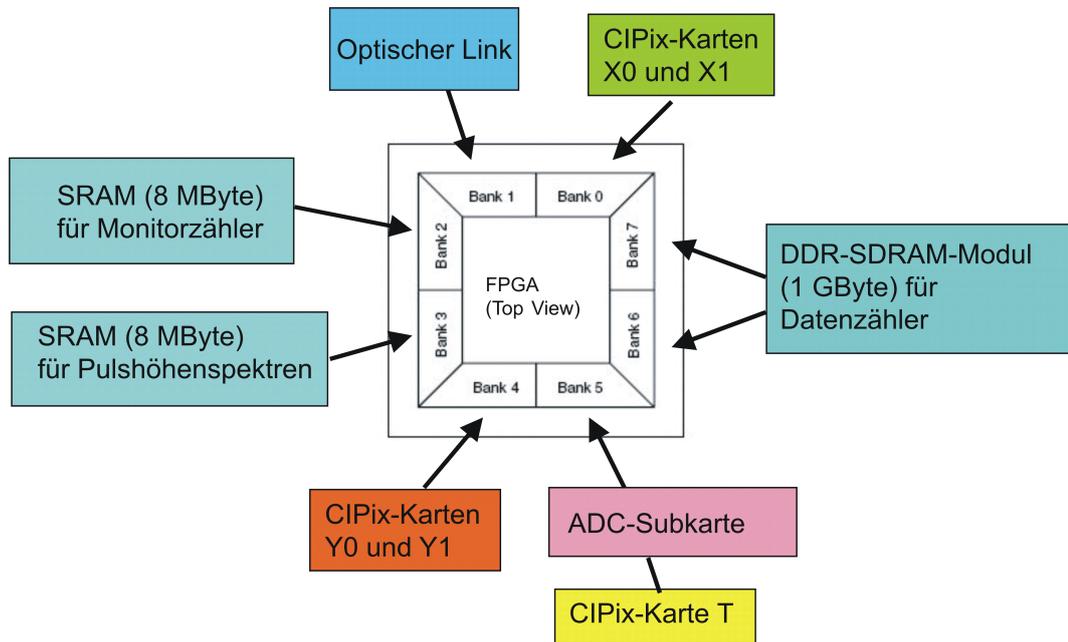


Abbildung 4.5: An die acht I/O-Bänke des Virtex-II FPGAs auf der CDR-1.0-Karte sind sämtliche Komponenten des Auslesesystems angeschlossen.

Für die Realisierung der 256 Millionen Datenzähler mit je 32 Bit Tiefe wurde an Bank 6 und an Bank 7 ein DIMM Sockel mit 184 Pins und 1.27 mm Rastermaß angeschlossen. Dieser Sockel dient zur Aufnahme eines DDR SDRAM⁵ Speichermoduls mit 1 GByte Speicherkapazität. Speicherkapazitäten in dieser Größenordnung lassen sich aus Kostengründen und aus Platzgründen nur mit dynamischem RAM realisieren, das jedoch im Vergleich zu statischem RAM erheblich komplexer in der Ansteuerung und in den Anforderungen des Leiterplattenlayouts ist. Schließlich sind an Bank 1 vier Mezzanine Stecker zur Aufnahme der SIS1100-OPT gigabit link CMC-Karte angeschlossen. Über diese Subkarte wird der bidirektionale Link zu einem Messrechner hergestellt, der seinerseits mit der PCI-Karte SIS1100 und der darauf befindlichen Subkarte SIS1100-OPT ausgestattet ist. Dieses System ist kommerziell von der Firma Struck Innovative Systeme GmbH erhältlich [66][67][68] und stellt eine Bandbreite von mindestens 80 MByte/s zur Verfügung. Verschiedene vergleichbare PCI-Systeme wurden in Betracht gezogen [69][70][71][72]. Letztlich fiel die Entscheidung zugunsten für SIS, da dieses System den speziellen Anforderungen für die Detektorauslese am besten genügte und mit diesem System sehr effizient die neue Elektronik zu realisieren war.

Die FPGA-Karte stellt 8 Leuchtdioden, 2 TTL-Eingänge (Lemo0 und Lemo1) und 1 TTL-Ausgang (Lemo2) zur Verfügung, deren Funktion durch den Nutzer programmiert werden können. Zusätzlich zu dem oben beschriebenen bidirektionalen optischen Link mit 80 MByte/s gibt es einen unidirektionalen, optischen Eingang mit einer ma-

⁵DDR SDRAM: Double Data Rate Synchronous Dynamic Random Access Memory

ximalen Datenrate von 1.25 MByte/s. Dieser zusätzliche optische Eingang kann ebenfalls vom Nutzer frei programmiert werden und wird für den Rest dieser Arbeit als optischer TORX-Eingang bezeichnet. Momentan werden wahlweise Lemo0 oder der optische TORX-Eingang als Eingang für den externen Trigger eines Choppers bei einer Flugzeitmessung verwendet. Lemo1 ist aktuell zum Anschluss eines ^3He -Zählrohrs vorgesehen. Um eine Zerstörung des FPGAs durch das Anlegen falscher Signale an den TTL-Eingängen entgegenzuwirken, wurden zwischen den TTL-Eingängen und dem FPGA jeweils ein Inverter geschaltet, der bei Zerstörung leicht ausgewechselt werden kann. Falls die Invertierung nicht gewünscht sein sollte, kann diese im FPGA sofort wieder durch einen zusätzlichen Inverter rückgängig gemacht werden. Im Falle des TTL-Ausgangs wurden vier Inverter parallel geschaltet, so dass die daraus resultierende Treiberstärke ausreicht, die Signale über viele Meter Kabel treiben zu können. Bei der Verwendung des optischen TORX-Eingangs ist zu beachten, dass ein zum optischen Empfänger TORX194 [73] kompatibler optischer Sender, z.B. TOTX195, notwendig ist.

4.5 Entwurf der FPGA-Karte CDR-1.0

Aufgrund immer höherer Taktraten und immer schnellerer Signaltransienten ist der sorgfältige Entwurf einer Leiterplatte unabdingbar, um die Integrität der Signale zwischen den einzelnen Bausteinen und um deren stabile Spannungsversorgung zu gewährleisten. Der Schaltplan, das Layout und die Produktionsdaten der FPGA-Karte CDR-1.0 wurden mit dem Leiterplattenprogramm PADS [58] erstellt. Die im Benutzerhandbuch von Xilinx [62] gemachten Empfehlungen hinsichtlich des Entwurfs einer Leiterplatte für Virtex-II FPGAs wurden allesamt beachtet. Fotos der bestückten und der unbestückten Leiterplatte finden sich in Abbildung 4.6 und in Abbildung 4.7.

Im Folgenden sollen die wichtigsten technischen Merkmale der entworfenen CDR-1.0 Karte vorgestellt werden.

Lagenaufbau und Impedanz

In Tabelle 4.1 ist der impedanzkontrollierte Lagenaufbau zusammengefasst. Der Lagenaufbau wurde so zusammengestellt, dass die Leiterbahnen (striplines⁶, microstriplines⁷) eine charakteristische Impedanz zwischen $60\ \Omega$ und $80\ \Omega$ besitzen. Aus Kostengründen wurde der Aufbau auf 10 Lagen beschränkt, wobei sechs Lagen zum Ziehen der Leiterbahnen und vier Lagen als Power und Ground Planes dienen.

Die $160\ \text{mm} \times 190\ \text{mm}$ große Leiterplatte wird im Standardleiterplattenprozess mit durchgehenden Vias hergestellt. Die Standardleiterbahnbreite, die gleichzeitig die minimale Strukturgröße darstellt, beträgt $5\ \text{mils}$ ($0.13\ \text{mm}$). Da das Rastermaß der Löt-kugeln des ausgewählten BGA⁸-Gehäuses BF957 $1.27\ \text{mm}$ beträgt, konnten so zwei

⁶stripline: Eine oder zwei innenliegende Leiterbahnen ZWISCHEN zwei Potenzialen.

⁷microstripline: Eine außenliegende Leiterbahn ÜBER einem Potenzial.

⁸BGA: Ball Grid Array

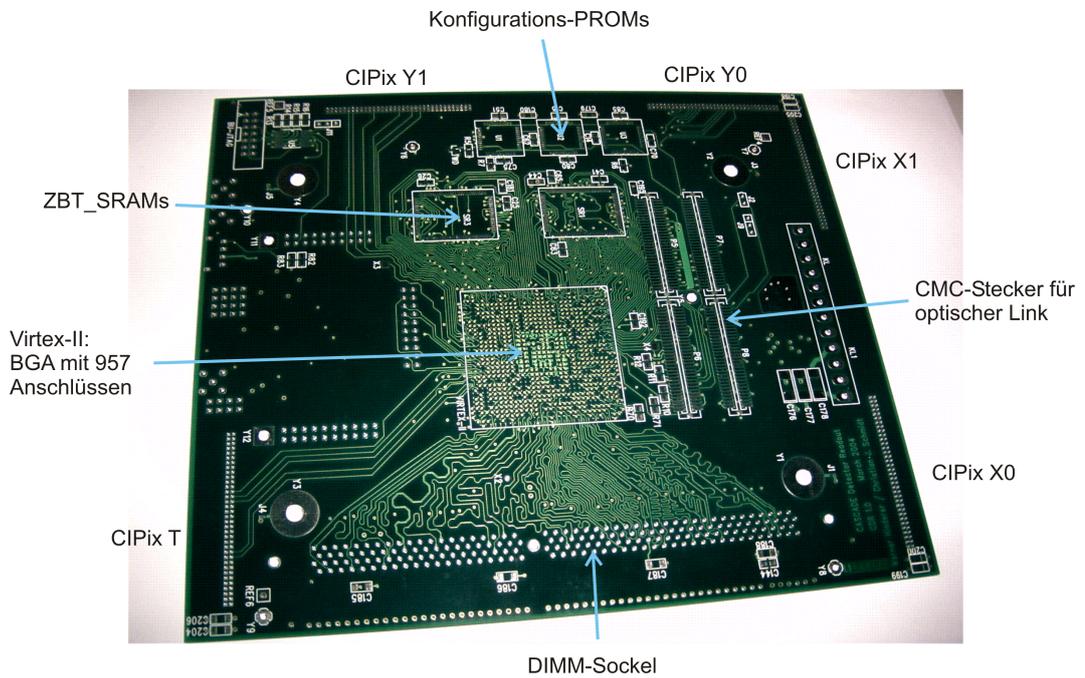


Abbildung 4.6: Oberseite der unbestückten Leiterplatte CDR-1.0.

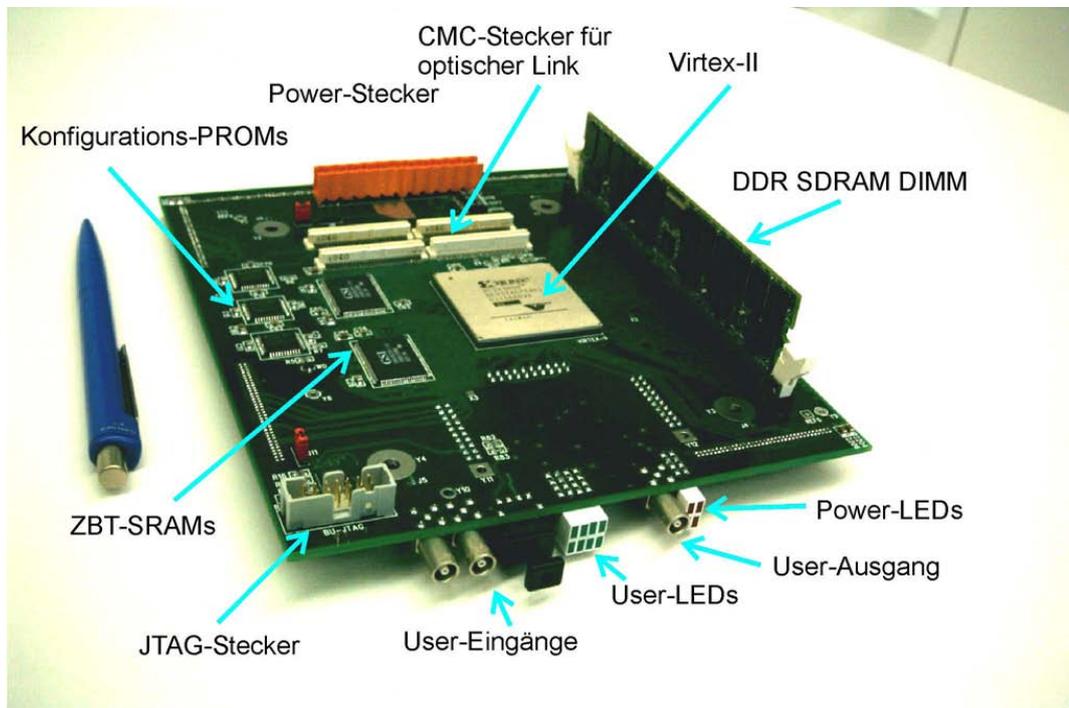


Abbildung 4.7: Oberseite der bestückten Leiterplatte CDR-1.0.

Lagenaufbau		
Layer 1 Kupfer	35 μm	Bestückungsseite oben
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Layer 2 Kupfer	35 μm	GND
Substrat FR4	200 μm	
Layer 3 Kupfer	35 μm	Signal
Prepreg-Typ: 2125	100 μm	
Prepreg-Typ: 2125	100 μm	
Layer 4 Kupfer	35 μm	Signal
Substrat FR4	200 μm	
Layer 5 Kupfer	35 μm	Power/GND
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Layer 6 Kupfer	35 μm	GND
Substrat FR4	200 μm	
Layer 7 Kupfer	35 μm	Signal
Prepreg-Typ: 2125	100 μm	
Prepreg-Typ: 2125	100 μm	
Layer 8 Kupfer	35 μm	Signal
Substrat FR4	200 μm	
Layer 9 Kupfer	35 μm	Power/GND
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Prepreg-Typ: 1080	60 μm	
Layer 10 Kupfer	35 μm	Bestückungsseite unten

Tabelle 4.1: Impedanzkontrollierter Lagenaufbau der CDR-1.0 Karte. Sechs Lagen führen Leiterbahnen, die restlichen vier Lagen dienen als Power und Ground Planes.

Leiterbahnen zwischen zwei Lötkegeln gezogen werden. Das Anschließen der 957 Pins, die sich in Matrixform auf einer quadratische Fläche von 40 mm Kantenlänge verteilen, stellte eine große Herausforderung dar.

Spannungsversorgung und Entkopplungskondensatoren

Auf der FPGA-Karte befinden sich insgesamt sechs verschiedene Spannungsnetze: +5 V und -5 V als Versorgungsspannungen für die CIPix-Karten, +2.5 V als Versorgungsspannung für das DDR-SDRAM, +1.5 V als Core-Spannung für den Virtex-II FPGA, +1.25 V als DDR-SDRAM Referenzspannung und +3.3 V als Spannungsversorgung für die übrigen Bausteine. Nur die 1.5 V Core-Spannung und die gemäß der SSTL2-Spezifikation zur Terminierung von DDR-SDRAM erforderliche Referenzspannung von in diesem Fall 1.25 V werden auf der Karte selbst generiert. Alle anderen Spannungen

werden aus thermischen Gründen auf einer separaten Platine mittels Spannungsregler erzeugt. Diese wird auf die Innenseite des Detektorgehäuses montiert, das auf diese Weise als passiver Kühlkörper fungiert. Insbesondere die maximale Leistungsaufnahme von 1 *GByte* Speichermodulen kann, je nach Taktfrequenz und Transferraten, höhere zweistellige Wattzahlen betragen (z.B. [74]).

Aufgrund der dynamischen Leistungsaufnahme von CMOS-Bausteinen muss mittels Power und Ground Planes und dem Einsatz von Entkopplungskondensatoren für eine stabile Spannungsversorgung gesorgt werden. Die Empfehlungen im Benutzerhandbuch von Xilinx bezüglich Positionierung (direkt am Power Pin) und Auswahl von geeigneten Entkopplungskondensatoren (bevorzugt Keramikkondensatoren) sowie Tipps hinsichtlich Anzahl und Realisierung von Power und Ground Planes wurden berücksichtigt.

Reflexion und Terminierung

Die Leiterbahnen müssen als Übertragungsleitungen angesehen werden. Zur Vermeidung von ungewollten Reflexionen muss seriell oder parallel terminiert werden. Um die chip-interne Terminierungsmöglichkeit der Virtex-II FPGAs (DCI: Digital Controlled Impedance) benutzen zu können, wurden die zwei erforderlichen Referenzwiderstände pro I/O-Bank angeschlossen. Die gewünschte Terminierung kann dann per Software programmiert werden.

Übersprechen (Crosstalk)

Alle Leiterbahnen wurden mit größter Sorgfalt von Hand gezogen. Insbesondere wurde der Abstand zwischen benachbarten Leiterbahnen so groß wie möglich gewählt, in der Regel drei Leiterbahnbreiten entfernt. Als Faustregel gilt zum einen: das Übersprechen fällt quadratisch mit größer werdendem Abstand der benachbarten Leiterbahnen ab und zum anderen: das Übersprechen fällt quadratisch mit kleiner werdendem Abstand zu einer Ground Plane ab.

JTAG: Joint Test Access Group

Die zur Konfiguration des FPGAs notwendigen Daten werden mithilfe des Xilinx Programmierkabels „Parallel Cable IV“ [75] aufgespielt. Dabei können die Daten entweder direkt in die internen Konfigurations-SRAMs des FPGAs oder aber in die drei externen Konfigurations-PROMs⁹ XC18V04 [76] gespielt werden. Nach dem Einschalten der Spannungsversorgung wird der nichtflüchtige Inhalt der PROMs automatisch in die internen Konfigurations-SRAMs des FPGAs geladen.

Der Virtex-II FPGA und seine drei Konfigurations-PROMs befinden sich in einer JTAG-Kette. Über diesen seriellen JTAG-Bus (4 Leitungen) werden die Konfigurationsdaten

⁹PROM: Programmable Read Only Memory

an die ausgewählten Bausteine gesendet. Die auf der ADC-Subkarte und der Subkarte für den optischen Link befindlichen FPGAs und PROMs wurden in die JTAG-Kette der Hauptkarte integriert und können somit ebenfalls jederzeit programmiert werden. Falls eine der Subkarten nicht aufgesteckt sein sollte, muss die JTAG-Kette mittels eines Jumpers geschlossen werden.

DDR SDRAM-Betrachtungen

Auf der FPGA-Karte CDR-1.0 existiert die komplette Hardware Infrastruktur zur Aufnahme und zum Betrieb eines Double Data Rate Synchronous Dynamic Random Access Memory Dual Inline Memory Modules (DDR SDRAM DIMM Modul). Solche DDR SDRAM DIMM Speichermodule kommen heute gewöhnlich in PCs als Hauptspeicher zum Einsatz. Es können jegliche 184-Pin Speichermodule verwendet werden, die als I/O-Standard SSTL2_II mit $V_{DD} = V_{DDQ} = 2.5 V$ und $V_{REF} = V_{DDQ}/2$ als Spannungsversorgungen aufweisen. Neben der eigentlichen Hardware ist für die Kommunikation zwischen dem FPGA und dem DDR SDRAM im FPGA ein Controller notwendig.

Das Double Data Rate SDRAM nutzt im Gegensatz zum traditionellen Single Data Rate SDRAM sowohl die steigende als auch die fallende Flanke eines Taktzyklus für den Datentransfer. Auf diese Weise wird der Datendurchsatz des Speichermoduls effektiv verdoppelt. Sämtliche Befehle (Adressen und Steuersignale) werden wie gehabt nur mit der steigenden Flanke des Taktes übernommen. Die steigende Flanke (fallende Flanke analog) ist dabei wie folgt definiert: Die DDR SDRAMs arbeiten mit einem differentiellen Takt, CLK und \overline{CLK} . Als steigende Flanke wird der Schnittpunkt zwischen CLK auf Eins gehend und \overline{CLK} auf Null gehend definiert.

DDR SDRAMs haben bidirektionale DataStrobes DQS , die zusammen mit den Daten DQ geschickt werden und dem jeweiligen Empfänger dadurch die Möglichkeit geben, die Daten sicher einzufangen. Beim Lesen vom DDR SDRAM in den FPGA schickt das DDR SDRAM diese DataStrobes. Dabei sind die Flanken dieser DataStrobes an den Flanken der Daten ausgerichtet, d. h. zwischen Daten und DataStrobes gibt es keine Phasenverschiebung. Beim Schreiben vom FPGA in das DDR SDRAM schickt der Controller im FPGA die DataStrobes. Dabei sind die Daten und die dazugehörigen DataStrobes so ausgerichtet, dass die Flanken der DataStrobes in das Zentrum der Daten fallen. Zwischen DataStrobes und Daten besteht also eine Phasenverschiebung von 90° . Der Datenbus DQ ist 64 Bit breit. Zu diesen 64 Datenbusleitungen $DQ0..63$ existieren 16 DataStrobes $DQS0..15$. Der DataStrobe $DQS0$ ist für die Datenbusleitungen $DQ0..3$, $DQS1$ für $DQ4..7$ usw. zuständig. Es müssen nicht alle DataStrobes verwendet werden. Statt 16 DataStrobes könnte man z. B. auch nur acht verwenden, so dass $DQS0$ für $DQ0..7$, $DQS1$ für $DQ8..15$ usw. zuständig sind. Müssen aber sehr viele Datenbusleitungen DQ gemeinsam von einem einzigen DataStrobe DQS eingefangen werden, kann es allerdings zu Problemen kommen. Sind z. B. die betreffenden Leiterbahnen unterschiedlich lang, können bereits die Laufzeitunterschiede dazu führen, dass die einzelnen DQs bezüglich dem dazugehörigen DQS unterschiedlich in der Phase sind.

Unter Umständen kann es schwierig werden, in solch einem Fall überhaupt noch alle Daten DQs mit dem dazugehörigen DQS sicher übernehmen zu können. Um derartige Probleme vorzubeugen, wurde beim Entwurf der Leiterplatte CDR-1.0 entschieden, die Local Clock Ressourcen der Virtex-II FPGAs (siehe unten) zu verwenden und deshalb alle Datenbusleitungen DQ0..63 und alle DataStrobes DQS0..15 gleich lang zu machen. Dazu war es erforderlich, Mäander zu ziehen.

Die Virtex-II FPGAs sind explizit für den Anschluss von externen DDR-SDRAMs ausgelegt. Eine große Hilfe für den Nutzer sind hierbei die Local Clock Ressourcen der Virtex-II FPGAs. Da beim Lesen vom DDR SDRAM in den FPGA die Daten DQ phasengleich mit den dazugehörigen DQS vom DDR SDRAM verschickt werden, müssen die DataStrobes um 90° gegenüber den Daten am Empfänger (FPGA) verzögert werden, bevor sie sicher übernommen werden können. Dazu sind die Local Clock Ressourcen vorgesehen. Die DataStrobes werden mit Local Clock Pins des Virtex-II FPGAs verbunden. Diese Pins ermöglichen eine programmierbare Verzögerung des Eingangssignals. Bei der Verwendung der Local Clocks ist allerdings zu beachten, dass zu jedem Local Clock Pin nur bestimmte Pins als Pins für die dazugehörigen Daten verwendet werden können. Sehr hilfreich in diesem Zusammenhang ist das in der integrierten Entwicklungsumgebung ISE von Xilinx eingebettete Programm Pace (Pinout and Area Constraint Editor). In diesem Programm kann man sich zu jedem Local Clock Pin anzeigen lassen, auf welche Pins man die dazugehörigen Datenbusleitungen DQ legen darf. Wird diese Pinzuordnung ignoriert, kann das Synthesewerkzeug das gewünschte Design nicht realisieren und die Local Clock Ressourcen können nicht benutzt werden. Eine Alternative zur Verwendung der Local Clocks besteht darin, die Leiterbahnen für die Daten DQ und die Leiterbahnen für die DataStrobes DQS gerade so unterschiedlich lang zu machen, dass die DataStrobes gegenüber den Daten um den gewünschten Betrag verzögert am FPGA ankommen. Geringste Fehler beim Leiterplattenentwurf können allerdings bei dieser alternativen Methode zu massiven Problemen führen. Im Fall dieser FPGA-Karte haben deshalb alle Leiterbahnen für DQ und DQS die gleiche Länge. Zudem werden die Local Clock Pins verwendet.

Beim *Lesen* vom DDR-SDRAM (Sender) in den FPGA (Empfänger) wird die FPGA-interne Terminierung für SSTL2_II benutzt. Beim *Schreiben* aus dem FPGA (Sender) in das DDR SDRAM (Empfänger) muss extern gemäß der SSTL2_II Spezifikation mit unmittelbar am DDR SDRAM Sockel platzierten Widerständen und Kondensatoren terminiert werden.

Das DDR SDRAM Modul ist die einzige Komponente auf der CDR-1.0 Karte, die aus Zeitgründen noch nicht in Betrieb genommen wurde. Alle anderen Komponenten sind ausgiebig getestet.

4.6 Die ADC-Karte

Der CIPix-Chip bietet die Möglichkeit, sich die vorverstärkten und „geschapten“ Analogpulse über einen analogen Ausgangstreiber anzuschauen, jedoch nur einen der 64

Kanäle zu einem Zeitpunkt. Dieses Analogsignal kann über eine Lemobuchse, die sich auf jeder CIPix-Karte befindet, abgegriffen und zur Durchführung von Pulshöhenanalysen verwendet werden. Die Elektronische Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg wurde beauftragt, eine ADC¹⁰-Subkarte (IF15-0 [54]) für die CDR-1.0 Karte zu entwickeln (siehe Abbildung 4.8).

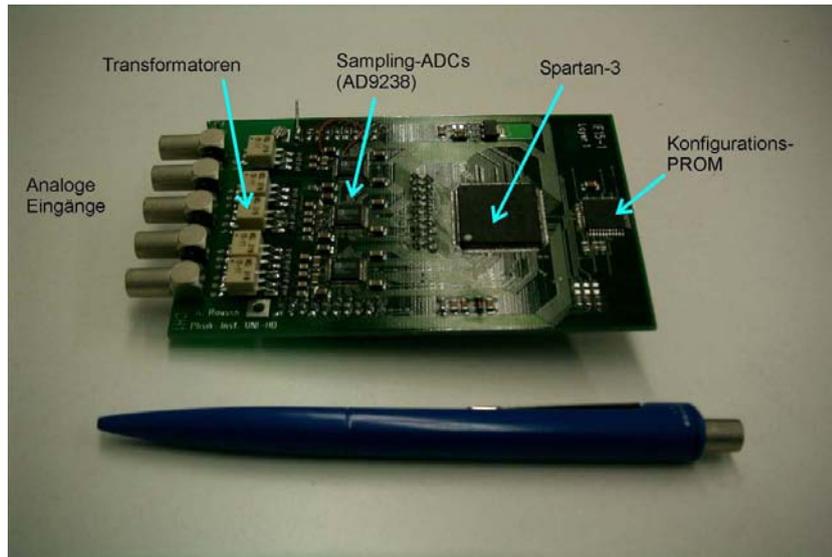


Abbildung 4.8: Oberseite der bestückten ADC-Karte.

Diese Karte ist mit drei zweikanaligen ADCs vom Typ AD9238 [77] von Analog Devices bestückt. Da maximal fünf CIPix-Karten angeschlossen werden können und somit fünf Analogsignale zur Verfügung stehen, wurden nur fünf der sechs ADC-Kanäle angeschlossen. Jeder dieser 12-Bit ADCs tastet das analoge Eingangssignal kontinuierlich mit 40 MHz ab. Diese Abtastrate genügt, um den Spitzenwert der analogen Pulse ($\text{FWHM} \approx 180\text{ ns}$) mit ausreichender Genauigkeit zu identifizieren. Die aufgenommenen Pulshöhenspektren dienen lediglich zur Überprüfung der Detektorstabilität. Wird ein statisches Bild oder ein Flugzeitspektrum aufgenommen, so können jederzeit parallel dazu Pulshöhenspektren aufgenommen werden. Sollten sich dabei Verschiebungen im Spektrum zeigen, ist eine gewissenhafte Überprüfung des gesamten Detektorsystems erforderlich.

Die fünf 12-Bit breiten ADC-Datenströme werden von einem kleinen, preisgünstigen Spartan-3 FPGA von Xilinx empfangen. In diesem XC3S400-TQ144 Baustein [78] wurde ein einfacher Peak-Finder Algorithmus implementiert. Die gefundenen Spitzenwerte werden dann vom Virtex-II FPGA ausgelesen. Näheres hierzu findet sich in Kapitel 5.

¹⁰ADC: Analog Digital Converter

Kapitel 5

FPGA-Programmierung für 2D-Detektoren

Im vorangegangenen Kapitel 4 wurde das im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte und realisierte Auslesesystem vorgestellt. Das Herz dieses Auslesesystems ist der sich auf der CDR-1.0-Karte befindliche Virtex-II FPGA. Erst durch die Programmierung dieses FPGAs kann die Hardware tatsächlich in Betrieb genommen werden.

Generell werden FPGAs im Wesentlichen in sechs Schritten programmiert. Im ersten Schritt wird die gewünschte Funktion der zu realisierenden Schaltung spezifiziert. Im zweiten Schritt erfolgt die Modelleingabe der spezifizierten FPGA-Schaltung. Dies geschieht entweder durch das Zeichnen von Schaltplänen, durch den Einsatz einer Hardwarebeschreibungssprache oder durch eine Mischung von beiden. Der dritte Schritt ist die so genannte Synthese. Das eingegebene Modell wird in eine elektronische Schaltung mit Standardgattern und Registern konvertiert. Das Ergebnis der Synthese ist eine standardisierte Netzliste. Im vierten Schritt erfolgt das so genannte Place and Route. Jeder FPGA-Hersteller stellt für seine FPGAs eine Place and Route Software zur Verfügung. Diese Software verarbeitet die vom Synthesewerkzeug generierte Netzliste. Die Netzliste wird auf die im Zielbaustein tatsächlich vorhandenen Hardware-Ressourcen abgebildet. Die erforderlichen Ressourcen werden verdrahtet. Im fünften Schritt werden aus dieser FPGA-Schaltung die Konfigurationsdaten erzeugt. Im sechsten und letzten Schritt werden diese Konfigurationsdaten über die JTAG-Kette entweder direkt in den FPGA oder in die Konfigurations-PROMs geladen.

Begleitet wird dieser mehrstufige Entwicklungsprozess durch die Schaltungsverifikation. Es muss durch funktionale und timing Simulationen (Laufzeitsimulationen) überprüft und verifiziert werden, dass die realisierte Schaltung auch tatsächlich der Spezifikation entspricht.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Funktion und die Struktur des für 2D-CASCADE Detektoren geschriebenen FPGA-Programms CDR 6.0 gegeben. 6.0 steht hierbei für die aktuelle Programmversion. Dieses FPGA-Programm weist zahlreiche vom

Nutzer zu konfigurierende Register auf. Es folgt eine kurze Beschreibung der Detektorsoftware, die durch Kommunikation mit dem FPGA diese Register beschreibt und auf diese Weise die Detektorelektronik konfiguriert. Ergänzt wird dieses Kapitel durch eine knappe Vorstellung der wichtigsten Programme, die für den APEX20K FPGA auf der DL535-Karte entwickelt wurden. Die hierbei gewonnenen Erfahrungen trugen entscheidend bei der Erstellung des Konzepts für das FPGA-Programm CDR 6.0 bei.

5.1 Das FPGA-Programm CDR 6.0

Das FPGA-Programm CDR 6.0 wurde zur Auslese und Ansteuerung der in Kapitel 6 beschriebenen zweidimensional ortsauflösenden Detektoren mit 256 Auslesekanälen erstellt. Es ermöglicht die Konfiguration der vier CIPix-Karten und deren Auslese. Es können statische 2D-Bilder mit vorwählbarer Ortsauflösung aufgenommen werden oder Flugzeitmessungen mit vorwählbarer Orts- und Zeitauflösung durchgeführt werden. Bei den *statischen 2D-Messungen* werden die detektierten Neutronen innerhalb einer vom Nutzer vorgegebenen Zeit gezählt und entsprechend ihrem Detektionsort histogrammiert. Das Ergebnis ist ein zweidimensionaler Datensatz. Bei den *Flugzeitmessungen* wird im Gegensatz zu den statischen 2D-Messungen jedem detektierten Ereignis (x,y) zusätzlich ein Timestamp t (Zeitmarke) hinzugefügt. Das Ergebnis ist ein dreidimensionaler Datensatz.

Das Modell der FPGA-Schaltung wurde in der Hardwarebeschreibungssprache VHDL geschrieben. Die Abkürzung VHDL steht für **V**HSIC **H**ardware **D**escription **L**anguage, VHSIC bedeutet **V**ery **H**igh **S**peed **I**ntegrated **C**ircuits. Die Modelleingabe, die Synthese, die Implementierung und die Erstellung der Konfigurationsdaten erfolgten mit der integrierten Entwicklungsumgebung ISE von Xilinx in Kombination mit ModelSim von ModelTech als Simulator für die Schaltungsverifikation. Das Programm wurde hierarchisch und modular aufgebaut. Das Design ist vollständig synchron und besitzt zwei globale Taktbereiche. Der 40 MHz Takt ist der zentrale Taktgeber des Systems und der 80 MHz Takt ist der Arbeitstakt des SRAM Controllers. Alle Schaltvorgänge werden durch die positive Flanke dieser Takte ausgelöst. Durch das Senden eines globalen Reset-Signals geht das gesamte System in einen definierten Anfangszustand, so dass zum Beispiel Zähler zurückgesetzt werden oder Zustandsmaschinen (statemachines) in ihren Anfangszustand (idle) gehen. Die externen SRAMs und die angeschlossenen CIPix-Karten werden jedoch nicht durch diesen globalen Reset beeinflusst. Für diese Komponenten wurden sinnvollerweise separate Reset-Signale definiert. Die Reset-Signale sind alle asynchron. Die parallele Verarbeitung der Daten erfolgt in einer Pipeline-Struktur. Eine Übersicht der Programmstruktur zeigt Abbildung 5.1.

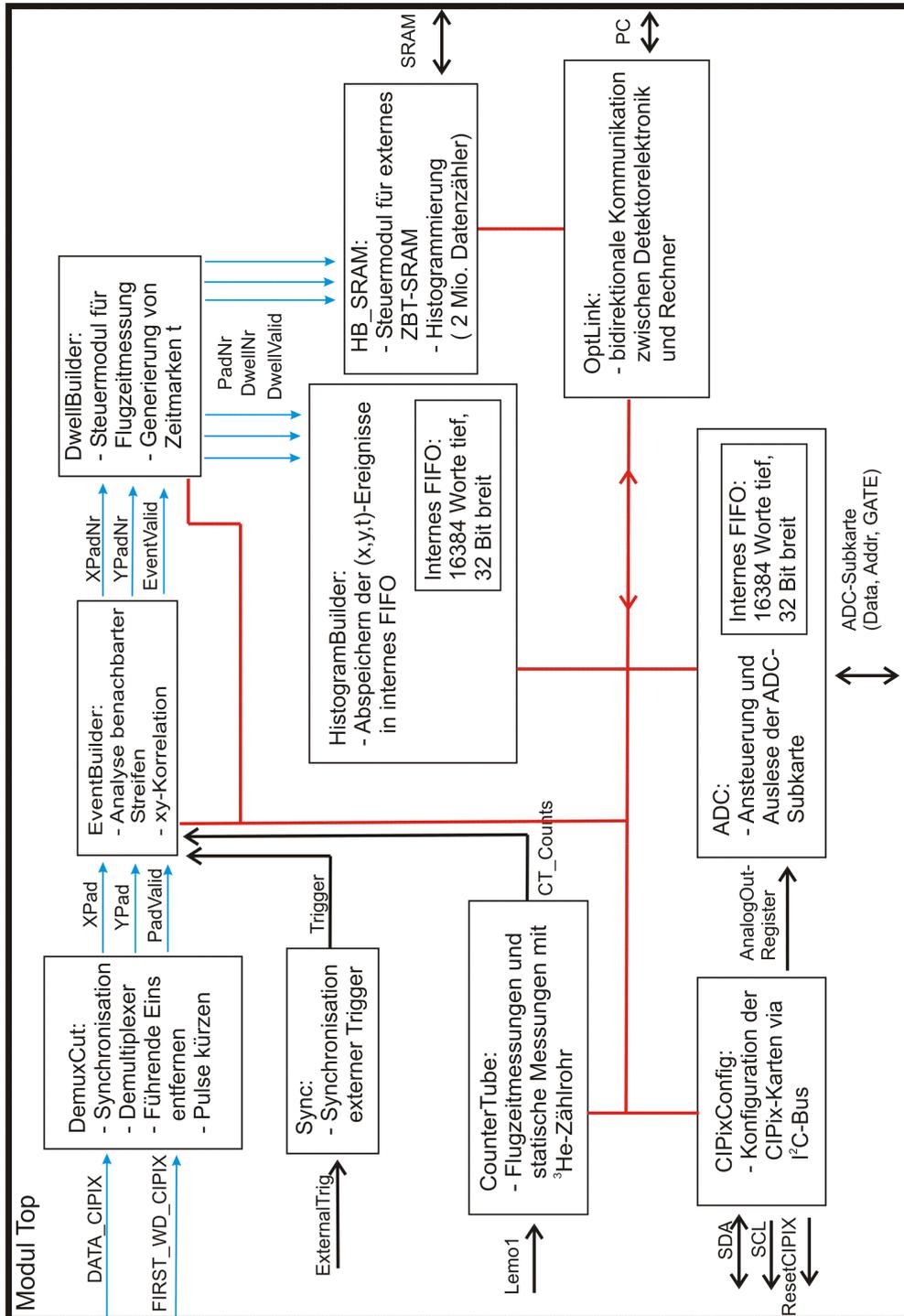


Abbildung 5.1: Programmstruktur des FPGA-Programms CDR 6.0 vom Top-Level aus gesehen.

Im Folgenden sollen die einzelnen Module näher erläutert werden.

Top

Das Top-Modul stellt die Wurzel des im Top-Down-Stil erstellten Systems dar. Die Schnittstelle dieses Moduls beschreibt, im Gegensatz zu den Schnittstellen aller anderen Module, die physikalische Schnittstelle des verwendeten FPGAs. Hier finden sich die Anschlüsse zu den CIPix-Karten, der ADC-Subkarte, den SRAMs, des optischen Links, des 40 MHz-Quarz Oszillators und verschiedenen programmierbaren Ein- und Ausgängen. Auf dieser obersten Ebene werden im Wesentlichen nur die einzelnen in Abbildung 5.1 gezeigten Submodule instantiiert und untereinander verdrahtet.

OptLink

Wie in Abschnitt 4.4 bereits erläutert wurde, erfolgt die Kommunikation zwischen Detektorelektronik und Messrechner über ein kommerzielles System der Firma Struck Innovative Systeme GmbH. Das so genannte OptLink Modul ist für die Verständigung zwischen dem Virtex-II FPGA und der SIS1100-OPT Subkarte verantwortlich und wurde vom Zentralinstitut für Elektronik des Forschungszentrums Jülich zur Verfügung gestellt. Es handelt sich hierbei im Wesentlichen um einen Protokollumsetzer, die weiteren Transferprotokolle werden durch die auf den SIS1100-OPT Subkarten befindlichen FPGAs realisiert, deren Quellcodes jedoch nicht offen liegen. Von den zahlreichen Möglichkeiten des OptLink-Moduls (Generierung von Interrupts, Blocktransfer, direkter Blocktransfer) soll im Folgenden nur die Schnittstelle des lokalen Datenbusses vorgestellt werden. Fast alle der in Abbildung 5.1 gezeigten Module sind über den lokalen Datenbus, der mittels interner Tri-State-Buffer zur Vermeidung gleichzeitiger Zugriffe verschiedener Module aufgebaut wurde, an den optischen Link angeschlossen. Dabei müssen folgende Signale bedient werden:

- P_D: 32-Bit Datenbuseingang
- P_D_O: 32-Bit Datenbusausgang
- P_A: 11-Bit Adressbus von Bit 12 bis Bit 2. Die unteren beiden Bits sind die Byte Selects. Da nur 32-Bit Wörter gelesen und geschrieben werden, wurden diese fixiert und tauchen deshalb im Quellcode nicht mehr explizit auf. Die obere Grenze von 12 ist willkürlich und kann bei Bedarf bis auf 32 erweitert werden.
- P_WR: dient zur Unterscheidung zwischen Lesen ('0') und Schreiben ('1')
- P_RDY: Acknowledge, muss am Ende jeder Schreib- bzw. Leseoperation generiert werden. Wenn kein Acknowledge erfolgt, generiert der optische Link nach einer gewissen Zeitüberschreitung einen Fehler. Dies geschieht insbesondere auch dann, wenn versucht wird, auf eine nicht existierende Adresse zu schreiben oder zu lesen.

- P_REG: wird mit jeder Schreib- bzw. Leseoperation gesetzt und von P_RDY wieder zurückgesetzt. Jedes Modul kann so über das P_RDY selbst bestimmen, wie lange es den Datenbus in Anspruch nehmen möchte.

DemuxCut und EventBuilder

Messungen zeigten, dass die von den vier CIPix-Karten kommenden Daten zunächst mit der negativen Flanke des zentralen 40 MHz Taktes übernommen werden müssen. Die positive Flanke des 40 MHz Taktes lag im Bereich des Datenwechsels und hätte so eine sichere Datenübernahme unmöglich gemacht. Die weitere Datenverarbeitung erfolgt ausschließlich mit der positiven Flanke. Mithilfe von 64 1:4-Demultiplexern werden die CIPix-Datenströme der vier angeschlossenen CIPix-Karten X0, X1, Y0 und Y1 wieder auf die vor der Datenübertragung vorhandenen 256 Kanäle aufgefächert. Entsprechend der Taktfrequenz des CIPix-Chips von 10 MHz wird die Datenverarbeitungskette, die selbst mit 40 MHz läuft, nun alle 100 ns parallel mit 256 neuen Datenbits versorgt. Durch die zeitliche Korrelation der Signale in x und y werden die Koordinaten detektierter Neutronen gebildet. Für die Codierung der 128 Streifen in x sind 7 Bit notwendig, entsprechend sind es 7 Bit für y. Gültige Ereignisse werden nur dann gebildet, wenn im Zeitfenster eines 10 MHz Taktes nur eine einzige Eins auf x und gleichzeitig nur eine einzige Eins auf y vorhanden ist. Dazu und um die Mehrfachzählung von Neutronen zu verhindern, müssen die CIPix-Rohdaten zuerst aufbereitet werden.

In der ersten Stufe der Verarbeitungskette („CompareXY“) werden die 128 x-Streifen und separat die 128 y-Streifen verodert. Nur wenn gleichzeitig auf irgendwelchen x-Streifen *und* auf irgendwelchen y-Streifen Einsen vorhanden sind, werden die 256 Rohdatenbits unverändert an die nächste Stufe der Verarbeitungskette weitergegeben, ansonsten werden 256 Nullen weitergegeben.

Die zweite Stufe in der Verarbeitungskette bildet der so genannte PulseCutter. Da die Neutronenpulse typischerweise eine Halbwertsbreite von 180 ns haben und der Diskriminator im CIPix-Chip den analogen Puls mit 10 MHz abtastet, wird der Diskriminator im Allgemeinen in zwei aufeinanderfolgenden 10 MHz Takten ansprechen. Der PulseCutter sorgt nun dafür, dass nur die erste Eins stehen bleibt. Unabhängig davon, wie lange der Puls ist, werden alle nachfolgenden Einsen zu Null gemacht. Damit der PulseCutter zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Pulse am selben CIPix-Kanal noch trennen kann, ist es erforderlich, dass der Diskriminator zwischen diesen beiden Pulsen mindestens ein 10 MHz Takt nicht anspricht. Sollte dies nicht der Fall sein (pile-up), wird nur das erste Neutron gezählt.

Im Anschluss an den PulseCutter folgt als dritte Stufe in der Verarbeitungskette der so genannte NeighbourAnalyzer. Die Tatsache, dass das Rastermaß der Streifen bei 1.56 mm liegt und die auf die Auslesestruktur auftreffende Elektronenwolke eines konvertierten Neutrons eine räumliche Ausdehnung im Bereich von 2-3 mm hat, führt dazu, dass in der Regel zwei benachbarte Streifen getroffen werden. Deshalb werden im An-

schluss an den PulseCutter die benachbarten Streifen in x und separat für y evaluiert und folgende Mustertypen unterschieden und gezählt:

- Single: Nur ein einzelner x-Streifen bzw. y-Streifen hat angesprochen.
- Double: Zwei benachbarte x-Streifen bzw. zwei benachbarte y-Streifen haben angesprochen. In solch einem Fall wird zufällig der linke oder der rechte Streifen ausgewählt.
- Triple: Drei benachbarte x-Streifen bzw. y-Streifen haben angesprochen. Es wird der mittlere Streifen genommen.
- Invalid: Haben mehr als drei benachbarte Streifen angesprochen, wird das Ereignis verworfen. Darüber hinaus kann es, insbesondere bei hohen Raten, vorkommen, dass im selben Zeitfenster eines 10 MHz Taktes an zwei verschiedenen Orten Elektronenwolken auf die Auslesestruktur fallen. Dies führt dazu, dass mehrere Streifen an verschiedenen, nicht benachbarten Stellen getroffen werden. In solch einem doppeldeutigen Fall kann ebenfalls kein Ereignis gebildet werden. Solche Ereignisse werden daher ebenfalls als Invalid behandelt.

Im Anschluss an diesen NeighbourAnalyzer können die gültigen Ereignisse gebildet werden. Ein gültiges Ereignis kommt genau dann zu Stande, wenn im gleichen 10 MHz Takt sowohl auf den x-Streifen als auch auf den y-Streifen als Mustertyp Single, Double oder Triple vorliegt. Liegt auf den x-Streifen und/oder den y-Streifen der Mustertyp Invalid vor, wird kein gültiges Ereignis gebildet. Die Daten werden verworfen.

Die Verarbeitungskette vom Demultiplexer bis zur Generierung von Ereignissen ist in Abbildung 5.2 für ein konkretes Beispiel veranschaulicht. Der Übersichtlichkeit wegen wurden von den 128 x-Streifen und von den 128 y-Streifen jeweils nur fünf Streifen/Kanäle dargestellt. Alle nicht dargestellten Kanäle seien Null. Diese Kanäle repräsentieren die Spalten der dargestellten Matrizen. Die Zeilen stehen für aufeinanderfolgende 10 MHz -Takte.

Jeder der 256 Kanäle akzeptiert statistische Daten mit einer Rate von bis zu 330 kHz bei 10% Totzeit. Wie bereits erwähnt, resultiert diese Rate daraus, dass im Falle eines Neutronenpulses mit einer typischen Halbwertsbreite von 180 ns der Diskriminator mindestens in zwei aufeinanderfolgenden 10 MHz -Takten anspricht. Um diesen Neutronenpuls von einem nachfolgenden Neutronenpuls unterscheiden zu können, muss mindestens ein 10 MHz -Takt zwischen diesen beiden Pulsen liegen, in dem der Diskriminator nicht anspricht. Aus diesen drei 10 MHz -Takten (300 ns) ergibt sich damit eine Ratenakzeptanz von 330 kHz bei 10% Totzeit. Die maximale Rate auf der gesamten sensitiven Fläche, die durch 128 unabhängige Ortskanäle in x und durch 128 unabhängige Ortskanäle in y ausgelesen wird, ist auf etwa 1 MHz bei 10% Totzeit limitiert. Die hier erläuterte Verarbeitungskette, bestehend aus CompareXY, PulseCutter und NeighbourAnalyzer ist in der Lage, Neutronenereignisse zu trennen, die einen zeitlichen Abstand

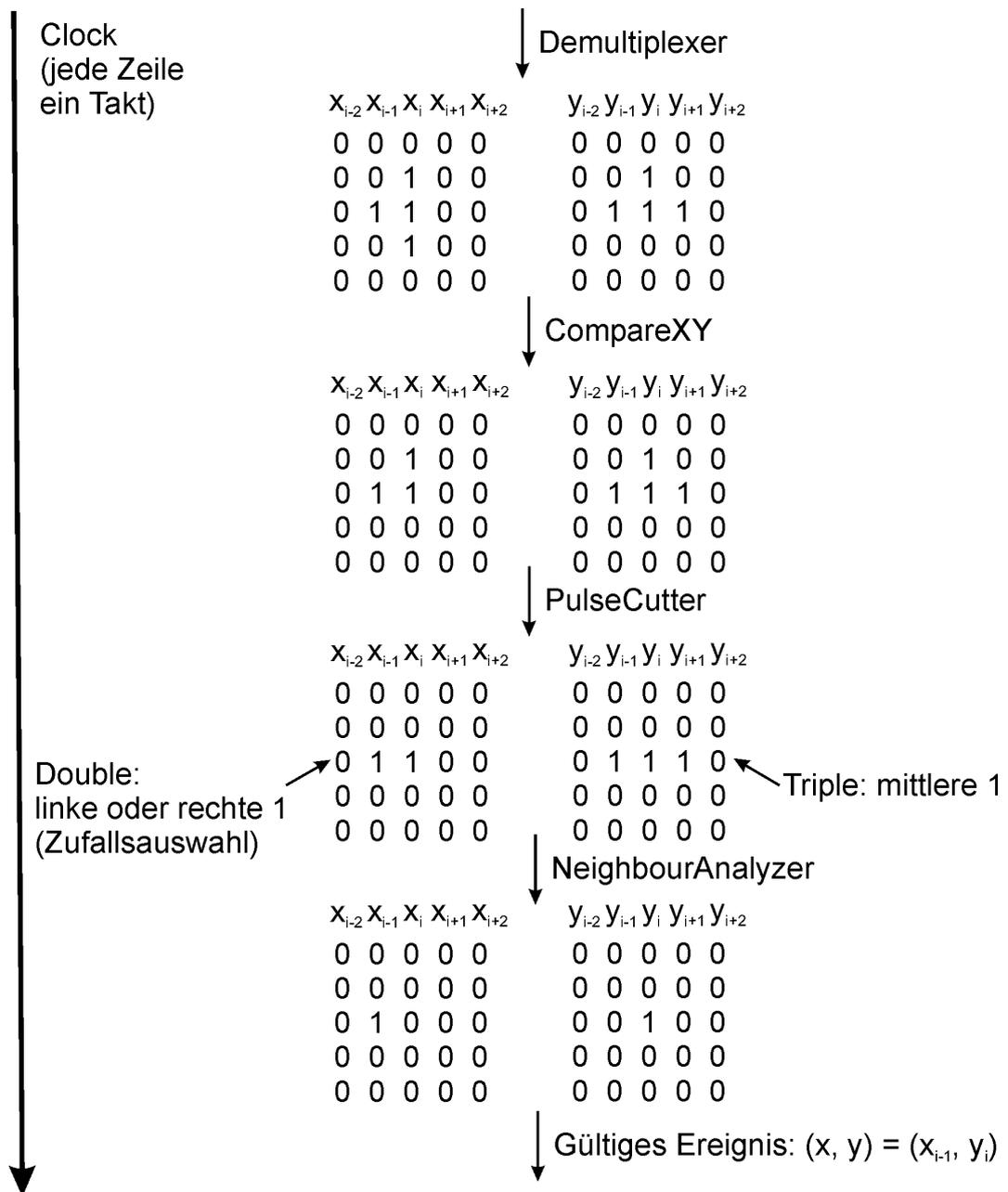


Abbildung 5.2: Anschauliche Darstellung der Verarbeitungskette vom Demultiplexer bis zur Generierung von Ereignissen. Von den 128 x-Kanälen und den 128 y-Kanälen wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit jeweils nur fünf Kanäle dargestellt. Die übrigen Kanäle seien Null. Diese Kanäle repräsentieren die Spalten der dargestellten Matrizen. Die Zeilen stehen für aufeinanderfolgende 10 MHz-Takte. Man erkennt deutlich, dass mit jeder Stufe der Verarbeitungskette - CompareXY, PulseCutter, NeighbourAnalyzer - die Zahl der Einsen systematisch reduziert wird. Zum Schluss erfolgt die Koordinatenbildung.

von nur einem 10 MHz-Takt haben. Allerdings besteht in solch einem Fall die Einschränkung, dass sich diese beiden unmittelbar aufeinanderfolgenden Neutronenereignisse auf verschiedenen Ortskanälen abspielen müssen. Im ungünstigsten Fall beansprucht ein Neutronenereignis drei benachbarte Streifen auf x und drei benachbarte Streifen auf y, so dass für das unmittelbar nachfolgende Neutronenereignis nur noch 122 Streifen zulässig sind. Damit ergibt sich eine Ratenakzeptanz auf der gesamten sensitiven Fläche von 950 kHz, d. h. etwa 1 MHz, bei 10% Totzeit.

DwellBuilder und Sync

Mit dem Setzen eines RUN-Bits wird eine Messung gestartet. Im Fall einer *statischen 2D-Messung* muss ein zusätzliches Bit, der so genannte Software-Trigger, gesetzt werden. Daraufhin werden so lange Ereignisse (x,y) gebildet und histogrammiert, bis die interne mit 10 MHz laufende Uhr die vom Nutzer vorgegebene Messzeit erreicht hat. Bei einer *Flugzeitmessung* wird jedem gültigen Ereignis (x,y) zusätzlich ein Timestamp zu 15-Bit hinzugefügt (x,y,t). Der Nutzer gibt vor, wieviele Zeitkanäle („Time BINs“) er haben möchte und wie breit (in Einheiten von 100 ns) diese sein sollen. Der Timestamp t stellt hierbei die Zeitkanalnummer dar und nicht die absolute Zeit in Einheiten von 100 ns. Über die Lemobuchse Lemo0 oder über den optischen TORX-Eingang wird das externe Triggersignal eines Choppers zugeführt und zunächst zum zentralen 40 MHz-Takt synchronisiert. Zu diesem Trigger wird der Zeitkanalnummernzähler synchronisiert. Der Nutzer kann zwischen dem so genannten **Break-Modus** oder dem **Sweep Modus** wählen. Im Break-Modus führt jeder Trigger zum Zurücksetzen des Zeitkanalnummernzählers, unabhängig davon ob die maximal eingestellte Zahl an Zeitkanälen bereits erreicht wurde oder nicht. Wird die maximale Zeitkanalnummer vor Eintreffen des nächsten Triggers erreicht, wird bis zum nächsten Trigger gewartet. In dieser Zeit werden keine Neutronen gezählt. Kommt der Trigger jedoch bereits vor dem Erreichen der maximalen Zeitkanalnummer, wird der Zeitkanalnummernzähler zurückgesetzt und beginnt wieder von vorne. Im Sweep-Modus geht der Zeitkanalnummernzähler grundsätzlich immer bis zur maximal eingestellten Zeitkanalnummer. Jegliche Trigger, die eventuell vor dem Erreichen der maximal eingestellten Zeitkanalnummer eintreffen, werden ignoriert. Ist die maximale Zeitkanalnummer erreicht, wird auf den nächsten Trigger gewartet und der Zeitkanalnummernzähler beginnt wieder von vorne. Das Ende einer Flugzeitmessung wird durch die vorwählbare Anzahl an Sweeps vorgegeben. Im Fall des Break-Modus entspricht ein Sweep gerade einer Chopperperiode. Im Fall des Sweep-Modus entspricht ein Sweep der Zeit, die bis zum Erreichen der maximalen Zeitkanalnummer plus der anschließenden Wartezeit bis zum Eintreffen des nächsten Triggers vergeht.

Bei einer Flugzeitmessung wird, wie oben beschrieben, der Zeitkanalnummernzähler mit dem synchronisierten Trigger zurückgesetzt. Das Synchronisieren und Demultiplexen der CIPix-Daten beansprucht 100 ns. Die weitere Datenverarbeitung benötigt vier 40 MHz-Takte (insgesamt also 100 ns) bis zum Hinzufügen der Timestamps t zu den

gültigen Ereignissen. Wird eine Flugzeitmessung mittels eines mechanischen Choppers durchgeführt, kann dieser zeitliche Offset von insgesamt 200 *ns* vernachlässigt werden.

HistogramBuilder und HB_SRAM

Wie in Kapitel 4 beschrieben wurde, befinden sich auf der FPGA-Karte CDR-1.0 zwei unabhängige SRAM-Bänke mit je 8 MByte Speicherkapazität. In eine dieser beiden SRAM-Bänke werden die gültigen Ereignisse (x,y) (statische 2D-Messung) bzw. (x,y,t) (Flugzeitmessung) histogrammiert. Nach Abschluss der Messung kann das in dieser SRAM-Bank abgespeicherte Histogramm ausgelesen und zum Messrechner transferiert werden. Das SRAM wird hierbei zur Realisierung von 2 Millionen Datenzählern mit je 32-Bit Tiefe benutzt. Die Koordinaten (x,y,t) werden als Adresse interpretiert. Der 32-Bit Datenzähler mit der Adresse (x,y,t) wird entsprechend um eins erhöht. Um sicherzustellen, dass alle gültigen Ereignisse (x,y,t) verlustfrei registriert werden können, werden das SRAM und der im FPGA implementierte SRAM Controller nicht mit dem zentralen 40 *MHz*-Takt, sondern mit 80 *MHz* betrieben. Der vollständige Inkrementierungsvorgang - Lesen des Datenzählers mit der Adresse (x,y,t) , Datenzähler um eins erhöhen und Schreiben des neuen Datenzählerwertes an die Adresse (x,y,t) - beansprucht fünf 80 *MHz*-Takte, d. h. insgesamt 62.5 *ns*. Da gültige Ereignisse mit verschiedenen Koordinaten (x,y,t) maximal mit einer Rate von 10 *MHz* (100 *ns*) aufeinander folgen können, ist der SRAM Controller nach einem Inkrementierungsvorgang (62.5 *ns*) rechtzeitig wieder bereit, das nächste gültige Ereignis zu histogrammieren.

Während eine Messung aktiv ist, ist kein Zugriff vom Messrechner auf das SRAM möglich. Um dem Nutzer dennoch die Möglichkeit zu geben, erste Daten bereits während der Messung anzuschauen, werden die gültigen Ereignisse (x,y,t) nicht nur in das SRAM histogrammiert, sondern parallel dazu Ereignis für Ereignis in ein FPGA-internes FIFO¹ geschrieben. Dieses FIFO ist 16,384 Worte tief und 32-Bit breit. Es kann parallel zu einer aktiven Messung kontinuierlich ausgelesen werden und die so zum Messrechner transferierten Daten können auf dem Bildschirm dargestellt werden. Da der Blocktransfer bisher noch nicht implementiert ist, ist die maximale Bandbreite durch die momentan verwendete Einzeltransferauslese auf Ereignisraten von etwa 250 *kHz* beschränkt. Bei Ereignisraten > 250 *kHz* wird das FIFO deshalb von Zeit zu Zeit überlaufen, d. h. es gehen Daten verloren. Die vollständigen Daten, ohne jegliche Verluste, finden sich weiterhin im SRAM. Das FIFO dient nur als Monitor, um bereits während einer Messung erste Daten darstellen zu können.

Bei einer statischen 2D-Messung werden entsprechend der Anzahl der Pixel nur 16,384 Datenzähler benötigt. Da die SRAM-Bank eine Speicherkapazität von 8 MByte hat, lassen sich damit 2 Millionen Datenzähler mit je 32-Bit Tiefe realisieren. Das bedeutet, dass die im statischen Fall notwendigen 16,384 Datenzähler problemlos im SRAM untergebracht werden können. Anders sieht dies bei den Flugzeitmessungen aus. Aufgrund der in Kapitel 4 gemachten Spezifikation für das vorliegende Auslesesystem will man

¹FIFO: First In First Out

bis zu 16,384 Zeitkanäle gleichzeitig für alle Pixel haben. Zusammen mit den 16,384 Pixel sind somit etwa 256 Millionen Datenzähler mit je 32-Bit Tiefe notwendig. Diese sind nur mit dem externen DDR SDRAM zu realisieren. Da mit dem SRAM aber momentan nur 2 Millionen Datenzähler zur Verfügung stehen, bedeutet dies, dass aktuell nur mit eingeschränkter Orts- und/oder Zeitauflösung gemessen werden kann. Denkbar wäre zum Beispiel eine Zeitauflösung von 2,048 Zeitkanälen (d. h. 11-Bit für t) und einer Ortsauflösung von je 5-Bit für x und für y (entspricht dem Zusammenfassen von je vier benachbarten Streifen). Möglich sind jegliche Kombinationen, die die 21 Adressbits des SRAMs nicht überschreiten. An dieser Stelle soll aber noch einmal betont werden, dass für die im Monitor-FIFO abgelegten Ereignisraten keine Einschränkungen hinsichtlich Orts- und Zeitauflösung bestehen. Solange die Ereignisrate $< 250 \text{ kHz}$ ist, kann auch ohne das DDR SDRAM bereits mit der spezifizierten maximalen Zeitauflösung von 16,384 Zeitkanälen auf allen 16,384 Pixel gemessen werden.

CIPixConfig

Das CIPixConfig-Modul übernimmt die Ansteuerung der CIPix-Karten. Für den Betrieb der CIPix-Chips sind ein differentieller 10 MHz -Takt und ein differentieller 40 MHz -Takt notwendig, die mittels FPGA-interner LVDS Treiber zu den CIPix-Karten übertragen werden. Das CIPixConfig-Modul generiert die notwendigen Resets (Hard- und Softreset) und ermöglicht das Programmieren der CIPix-Register über den I²C-Bus. Das I²C-Protokoll wird von einem Controller umgesetzt, der kostenlos bei OpenCores.org zur Verfügung gestellt wird [79].

ADC

Das ADC-Modul ist für die Ansteuerung und Auslese der ADC-Subkarte verantwortlich. Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, befinden sich auf dieser Subkarte fünf 12-Bit ADCs, die die analogen Signale von den CIPix-Karten CIPix X0, X1, Y0, Y1 und T kontinuierlich mit einer Frequenz von 40 MHz abtasten. Der fünfte ADC wird momentan nicht benutzt, da die CIPix-Karte T bisher nicht angeschlossen wurde. Die digitalen Daten von den vier benutzten ADCs werden von einem ebenfalls auf dieser Subkarte untergebrachten Spartan-3 FPGA empfangen und parallel verarbeitet. Das Ziel dieser Verarbeitung besteht darin, jeweils den Peak-Wert (Spitzenwert) der digitalisierten Pulse zu extrahieren. Dazu wurde im Spartan-3 FPGA ein Peak-Finder Algorithmus implementiert (siehe Abbildung 5.3).

Jeder der vier unabhängigen Verarbeitungskanäle besteht aus einem Schieberegister und einem Peak-Finder Register. Bei jedem Takt wird der Wert des Peak-Finder Registers mit dem vordersten Wert des Schieberegisters verglichen. Sollte dieser Wert größer sein als der des Peak-Finder Registers, wird dieser Wert in das Peak-Finder Register übernommen. Bei kleinerem Wert behält das Peak-Finder Register seinen alten Wert. Dieser Vergleich findet aber nur innerhalb eines bestimmten Zeitfensters statt, das durch das

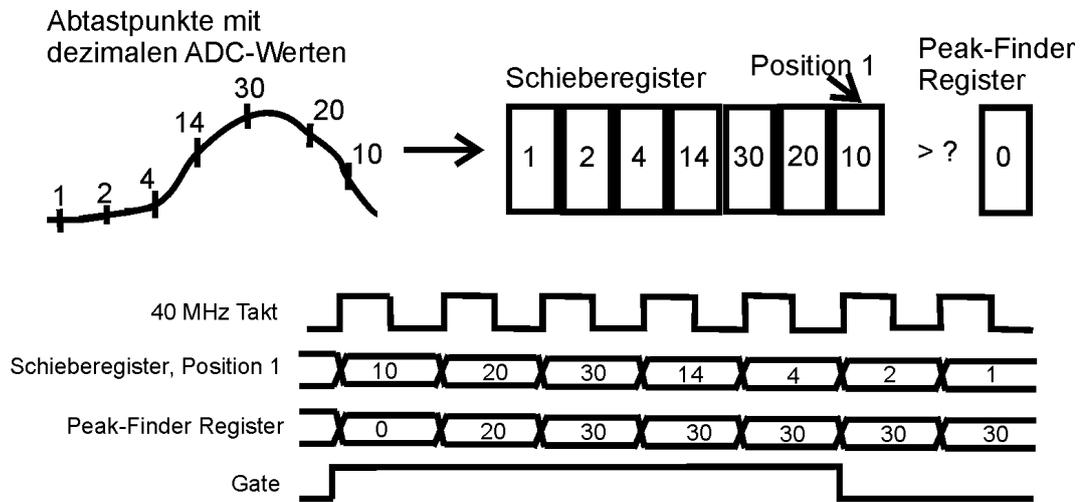


Abbildung 5.3: Die analogen Pulse werden vom ADC mit einer Frequenz von 40 MHz abgetastet. Die dezimalen ADC-Werte werden in ein Schieberegister übernommen. Der Wert an Position 1 des Schieberegisters wird mit dem im Peak-Finder Register gespeicherten Wert verglichen. Sollte der Wert im Schieberegister an Position 1 größer sein, wird dieser in das Peak-Finder Register übernommen. Dieser Vergleich wird nur solange durchgeführt, solange das GATE „1“ ist. Wenn das GATE geöffnet wird, wird im ersten Takt der alte Wert im Peak-Finder Register gelöscht.

GATE-Signal festgelegt wird. Das GATE-Signal wird vom ADC-Modul im Virtex-II FPGA generiert. Werden z. B. die CIPix-Kanäle $X0 = 2$, $X1 = 34$, $Y0 = 17$ und $Y1 = 36$ ausgewählt und digitalisiert, dann generiert der Virtex-II FPGA jedes mal genau dann ein GATE-Signal, wenn Ereignisse mit Koordinaten $(x,y) = (2,17)$ oder $(2,36)$ oder $(34,17)$ oder $(34,36)$ gebildet werden. Diese Ereignisse müssen mit den dazugehörigen analogen Pulsen korrelieren. Durch das Schieberegister und die 7 Verarbeitungstakte des ADCs werden die Neutronenpulse genau so lange verzögert, dass zum richtigen Zeitpunkt das GATE geöffnet wird und so der zum Ereignis passende Spitzenwert ermittelt werden kann. Die Peak-Finder Register mit den Spitzenwerten werden nach dem Schließen des GATES sofort vom ADC-Modul ausgelesen und die Werte in ein internes FIFO des Virtex-II FPGAs abgespeichert. Dieses kann während oder am Ende einer Messung ausgelesen werden. Per Software lassen sich daraus dann, entsprechend obigem Beispiel, Pulshöhenspektren für $(2,17)$, $(2,36)$, $(34,17)$ und $(34,36)$ erzeugen.

Um zu garantieren, dass das GATE zum richtigen Zeitpunkt geöffnet wird und die Verzögerung der Neutronenpulse durch das Schieberegister im Spartan-3 FPGA mit der Generierung des dazugehörigen Ereignisses im Virtex-II FPGA korreliert, wurden externe Testpulse in die Detektorelektronik eingekoppelt, deren Halbwertsbreite und Anstiegszeit in etwa mit wirklichen Neutronenpulsen übereinstimmen. Zu Testzwecken wurde nun für die Dauer des geöffneten GATES *alle* ADC-Werte ausgelesen und nicht nur die Spitzenwerte. Das Resultat ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Der eingekoppelte Puls führt am analogen Ausgang des CIPix-Chips zu dem links dargestellten Puls. Der

ausgeprägte Unterschwinger ist bei echten Neutronenpulsen nicht vorhanden. Um die notwendige Verzögerung der analogen Pulse gegenüber den zeitlich später generierten Ereignissen zu bestimmen, spielt dieser Unterschwinger aber keine Rolle. Rechts ist der dazugehörige digitalisierte Puls dargestellt. Das GATE ist genau 13 Take lang geöffnet. Die Länge des Schieberegisters im Spartan-3 FPGA wurde derart angepasst, dass während das GATE geöffnet ist, der Spitzenwert des Pulses darin enthalten ist. Das GATE könnte man in Zukunft auch für weniger als 13 Takte öffnen, ohne dabei den Spitzenwert zu verlieren. Da diese Pulshöhenspektren vorrangig zu Monitorzwecken gebildet werden, spielt allerdings die Verarbeitungsgeschwindigkeit keine besondere Rolle.

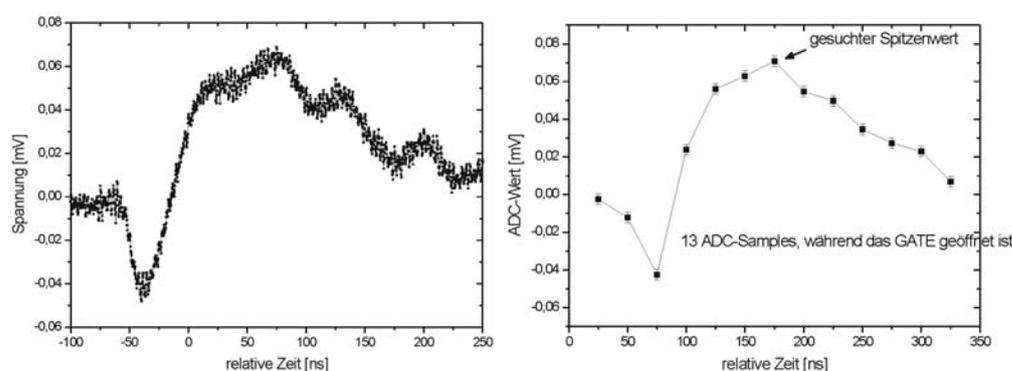


Abbildung 5.4: Links ist das am analogen Ausgang des CIPix zu sehende Signal dargestellt und rechts der dazugehörige digitalisierte Puls. Das GATE ist 13 Takte lang geöffnet und zeitlich so justiert, dass der Spitzenwert des Pulses darin enthalten ist. Nähere Details siehe Text.

CounterTube

Für Vergleichszwecke können die vorverstärkten und diskriminierten Pulse eines ^3He -Zählrohres auf die Lemobuchse Lemo 1 gegeben werden. Im einfachsten Fall werden die detektierten Neutronen für eine vorgewählte Zeit aufsummiert. Es können aber auch analog zum CASCADE Detektor Flugzeitmessungen durchgeführt werden. Dabei lassen sich wieder die maximale Zahl an Zeitkanälen, die Breite der Zeitkanäle und die Zahl der Sweeps einstellen. Überdies wird wieder zwischen Break- und Sweep-Modus unterschieden.

Schaltungsverifikation

Es wurde sehr viel Zeit für die Schaltungsverifikation des Programms CDR 6.0 investiert. Auf der Grundlage einer Testumgebung, die vom Zentralinstitut für Elektronik des Forschungszentrum Jülich zur Verfügung gestellt wurde, konnte die im Virtex-II FPGA implementierte Verarbeitungskette, inklusive PCI-Bus und optischem Link, vollständig

simuliert werden. Waren in dieser funktionalen Simulation keine Fehler zu entdecken, konnte man davon ausgehen, dass die Schaltung auch in der Praxis den Erwartungen entsprechend funktionierte. Lediglich die Vielzahl der Signale machte es praktisch unmöglich, stets alle Signale zu überwachen. Gab es in der Praxis Probleme, lag dies häufig daran, dass bestimmte Signale in der Simulation nicht evaluiert wurden. Neben der funktionalen Simulation wurde darüber hinaus ein in VHDL geschriebener FPGA-interner Testpulsgenerator in die Schaltung integriert. Dazu wurde der Demultiplexer von der Verarbeitungskette abgekoppelt und an seiner Stelle der Testpulsgenerator angeschlossen, der die Verarbeitungskette mit einfachen Bitmustern füllte. Die so erhaltenen Daten aus der Verarbeitungskette konnten daraufhin mit den theoretischen Erwartungen verglichen werden. Insbesondere war es dadurch möglich, zu zeigen, dass keine Daten verloren gehen. Als letzte Stufe der Verifikation wurden schließlich externe Testpulse über die beiden Testpulseingänge der HV-Karte eingekoppelt, womit die komplette Auslekette, zumindest für einzelne Kanäle, getestet werden konnte.

Randbedingungen und Ressourcenverbrauch

Im so genannten User Constraint File (UCF) können jegliche vom Nutzer gewünschten Randbedingungen formuliert werden. Dazu gehören neben der Pinzuweisung des FPGAs entsprechend dem Layout der Leiterplatte (location constraints) auch Vorgaben an Laufzeiten (timing constraints) und damit der maximalen Frequenz, mit der die FPGA-Schaltung letztlich betrieben werden soll und kann. Die vorliegende Schaltung konnte unter Einhaltung der geforderten Nebenbedingungen implementiert werden. Welche Randbedingungen formuliert werden können und wie diese anzugeben sind, finden sich im Constraints Guide von Xilinx [80]. Abschließend wird in Tabelle 5.1 die Nutzung interner Hardware Ressourcen des verwendeten XC2V3000-BF957-5 FPGAs für das CDR 6.0 Programm aufgelistet.

Baustein: XC2V3000-BF957-5	
Zahl der Slices	5553 von 14336 (38%)
Zahl der Slice Flip Flops	3498 von 28672 (12%)
Zahl der Look Up Tables (LUT) mit vier Eingängen	10195 von 28672 (35%)
Zahl der Input/Output Buffer (IOB)	232 von 684 (33%)
Zahl der Tri State Buffer (TBUF)	288 von 7168 (4%)
Zahl der Block RAM Blöcke (BRAM)	37 von 96 (38%)
Zahl der globalen Takte (GCLK)	4 von 16 (25%)
Zahl der Digital Clock Manager (DCM)	3 von 12 (25%)

Tabelle 5.1: Ausnutzung der verschiedenen Hardware Ressourcen für das CDR 6.0 Programm.

5.2 Die Detektorsoftware

Für die Ansteuerung und Auslese der Detektorelektronik existiert eine umfangreiche Software. Diese Software besteht aus zwei Schichten: eine eigenständige Bibliothek umfasst die Hardware-Routinen zum Ansprechen sämtlicher Hardwaremodule und ein darauf aufgesetztes grafisches Frontend umfasst sämtliche Messroutinen. Durch die grafische Benutzeroberfläche ist eine einfache Programmbedienung möglich. Das komplette Projekt wurde für Windows Betriebssysteme in der objekt-orientierten Hochsprache C++ realisiert. Die Portierung der Hardware-Routinen auf andere Betriebssysteme wie Linux ist ohne großen Aufwand möglich. Im Gegensatz dazu ist die Portierung des grafischen Frontends nicht ohne Weiteres möglich, da dieses unter Verwendung der Microsoft Foundation Class geschrieben wurde. Mit der Detektorsoftware lassen sich unter anderem 1D- und 2D-Bilder, Flugzeitmessungen und Schrittmotorscans durchführen.

5.3 Die FPGA-Programme für den APEX20K

Die FPGA-Programme für den APEX20K sind für die Auslese von CASCADE Detektoren mit 64 parallelen Streifen bzw. 64 quadratischen Pads entwickelt worden. Die Programme beinhalten zum Teil ähnliche Strukturen wie sie im CDR 6.0 Programm verwendet werden. Bei statischen Messungen werden die 16 gemultiplexten Datenströme einer CIPix-Karte zunächst mittels eines Demultiplexers auf die ursprünglich vorhandenen 64 Kanäle aufgefächert. Nach dem PulseCutter und der Analyse benachbarter Streifen (analog zum EventBuilder im Fall des FPGA-Programms CDR 6.0) werden die verbliebenen Einsen (detektierte Neutronen) mittels 64 unabhängiger Zähler mit je 32 Bit Tiefe aufaddiert. Am Ende der Messung können die Zählerstände, die das Histogramm repräsentieren, ausgelesen werden. Im Fall der Flugzeitmessung werden zwei Zählersätze mit je 64 Zählern verwendet. Es wird immer für die Dauer eines Zeitkanals abwechselnd auf den einen oder den anderen Zählersatz gezählt. Der inaktive Zählersatz muss währenddessen ausgelesen werden. Diese Tatsache beschränkt die minimale Breite der Zeitkanäle ($> 20\text{ ms}$), da der Messrechner immer in der Lage sein muss, alle 64 Werte eines Zählersatzes innerhalb dieser Zeit auszulesen. Ein Kontrollmodul, das den externen Trigger eines Choppers bekommt, übernimmt jeweils zum richtigen Zeitpunkt das Umschalten zwischen den beiden Zählersätzen. Es wurden jeweils im FPGA implementierte Zählersätze verwendet, da auf der DL535-Karte keine externen Speicher zur Verfügung standen und die internen Speicher des APEX20K Bausteins sehr klein waren (212,000 RAM-Bits).

Kapitel 6

2D-Detektorprototypen und Messungen

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden erstmals zweidimensional ortsauflösende CASCADE Detektorprototypen gebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Die Auslese und Steuerung dieser Detektoren erfolgte mit dem in Kapitel 4 vorgestellten neu entwickelten Elektroniksystem zusammen mit dem in Kapitel 5 eingeführten FPGA-Programm. Die gebauten Detektorsysteme wurden auf zwei Strahlzeiten am Forschungsreaktor FRJ-2 (DIDO) des Forschungszentrums Jülich ausgiebig getestet und charakterisiert. Die Messungen wurden im Neutronenleiterlabor ELLA am Experimentierplatz EKN durchgeführt. Die Einrichtung für kalte Neutronen (EKN) stellt am Ende des geraden Neutronenleiters NL-1 einen weißen Strahl kalter Neutronen zur Verfügung, mit einem über das Spektrum integrierten Fluss (Capture Flux) von ca. $1 \cdot 10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ [10]. Wegen der großen Entfernung zum Reaktorkern und des in der kalten Quelle eingebauten Wismutfilters ist der Strahl nur wenig durch schnelle Neutronen und γ -Strahlung belastet.

In diesem Kapitel wird zunächst das generelle Prinzip einer 2D-Auslesestruktur für CASCADE Detektoren erläutert. Es folgt eine Beschreibung des ersten zweidimensional ortsauflösenden CASCADE Detektorsystems. Das Detektorsystem wurde intensiv auf einer Strahlzeit an der EKN im November 2004 getestet und erfolgreich charakterisiert. Die Ergebnisse der Strahlzeit werden diskutiert. Die Charakterisierung lieferte das Resultat, dass die eingesetzte 2D-Auslesestruktur optimiert werden musste. Ein überarbeiteter 2D-Detektor mit neuer, optimierter 2D-Auslesestruktur wurde gebaut und auf einer zweiten Strahlzeit an der EKN im April 2005 erneut getestet und erfolgreich charakterisiert. Die Ergebnisse dieser Strahlzeit werden ebenfalls diskutiert.

6.1 2D-Auslesestrukturen

Die zweidimensional ortsauflösenden CASCADE Detektoren unterscheiden sich von den in Kapitel 3 vorgestellten 1D-Detektoren im Wesentlichen nur durch ihre Auslesestruktur. Die zweidimensionale Signalauslese beruht auf der Methode der Ladungsaufteilung (charge sharing). Wenn eine Ladungswolke zur Auslesestruktur driftet, wird sie von Elektroden gesammelt, die mit beiden Dimensionen, x und y, korrespondieren. Das gleichzeitige Registrieren von Signalen auf x- und y-Auslesekanälen ermöglicht auf diese Weise den Nachweis von Neutronen mit den entsprechenden (x,y)-Koordinaten. In anderen Worten ausgedrückt: jedes Pixel (x,y) setzt sich aus zwei Elektrodenelementen zusammen, wobei das eine Elektrodenelement mit einem x-Auslesekanal und das andere Elektrodenelement mit einem y-Auslesekanal assoziiert ist. Nur wenn **beide** Elektrodenelemente des Pixels (x,y) von der Ladungswolke in ausreichendem Maße von Ladung getroffen werden, kann ein Ereignis am Ort (x,y) identifiziert werden. Für den Entwurf einer 2D-Auslesestruktur ergeben sich somit folgende Randbedingungen:

- Die Pixel müssen so strukturiert werden, dass die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektroden beider Koordinaten von einer Ladungswolke getroffen werden, so groß wie möglich ist.
- Gleichzeitig muss aber die Struktur der Pixel so gewählt werden, dass die Kapazität eines Auslesekanals möglichst klein ist. Das Rauschen der ladungsempfindlichen Vorverstärker der CIPix-Chips steigt mit der Eingangskapazität ($38 e^- / pF$).
- Die Auslesestruktur muss bei CASCADE Detektoren mit gespiegeltem Aufbau eingesetzt werden können. Unabhängig davon, ob die Ladungswolke aus dem oberen oder dem unteren Halbraum des Detektors zur Auslesestruktur driftet, sollte die Auslesestruktur das gleiche Verhalten zeigen.

Wie im Fall der eindimensional ortsauflösenden Detektoren wird die 2D-Auslesestruktur als flexible Leiterplatte mit Kupferstrukturen auf der Ober- und Unterseite realisiert. Statt paralleler Streifen sind die notwendigen Strukturen im zweidimensionalen Fall jedoch erheblich komplexer. Im folgenden Abschnitt wird der erste 2D-Detektor mit einer ersten Version einer 2D-Auslesestruktur vorgestellt.

6.2 Der erste 2D-CASCADE Detektorprototyp

Abbildung 6.1 zeigt den schematischen Aufbau des ersten zweidimensional ortsauflösenden CASCADE Detektors wie er für die Strahlzeit an der EKN im November 2004 gebaut wurde.

Der Detektorstapel ist gespiegelt aufgebaut. In der Mitte befindet sich eine doppelseitige 2D-Auslesestruktur mit 128 Auslesekanälen für die x-Dimension und 128 Auslesekanälen

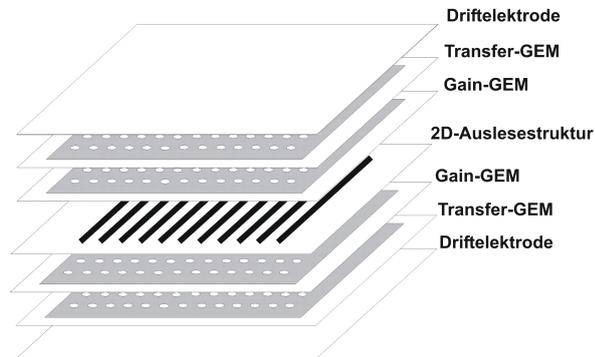


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des ersten 2D-CASCADE Detektors wie er für die Strahlzeit an der EKN im November 2004 gebaut wurde. Die zwei Transfer-GEMs und die zwei Driftelektroden waren jeweils einseitig mit ca. $1.3 \mu\text{m}^{10}\text{B}$ beschichtet. Die beiden Gain-GEMs waren unbeschichtet.

für die y-Dimension. Das Rastermaß der in Abbildung 6.2 skizzierten Auslesestruktur beträgt 1.56 mm . Die Auslesestruktur wurde vor allem hinsichtlich minimaler Kapazität optimiert. Die Simulation der Struktur mit dem Programm CST EM-Studio [81] ergab eine Kapazität von 16 pF je Auslesekanal.

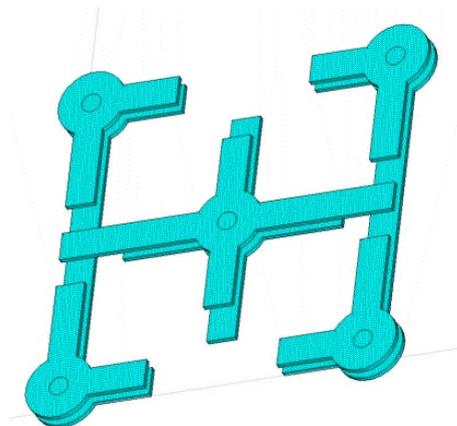


Abbildung 6.2: „Elementarzelle“ der ersten Version der 2D-Auslesestruktur. Durch das Aneinanderreihen solcher Elementarzellen in zwei Dimensionen erhält man die doppelseitige Auslesestruktur mit einem Rastermaß von 1.56 mm . An den Kreisen befinden sich elektrische Durchkontaktierungen von der Oberseite zur Unterseite der flexiblen Leiterplatte.

Oberhalb und unterhalb dieser Auslesestruktur befinden sich jeweils zwei GEM-Folien und eine Aluminium-Driftelektrode. Die Transfer-GEMs und die Driftelektroden sind jeweils einseitig mit ca. $1.3 \mu\text{m}^{10}\text{B}$ beschichtet. Die sensitive Fläche beträgt $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ und wird von einem 1.7 cm breiten inaktiven Rand umschlossen. Mehrere solcher Detektormodule können aneinandergereiht werden, um große Flächen mit wenig

Blindfläche abzudecken. Das vollständige Detektorsystem ist in Abbildung 6.3 zu sehen.

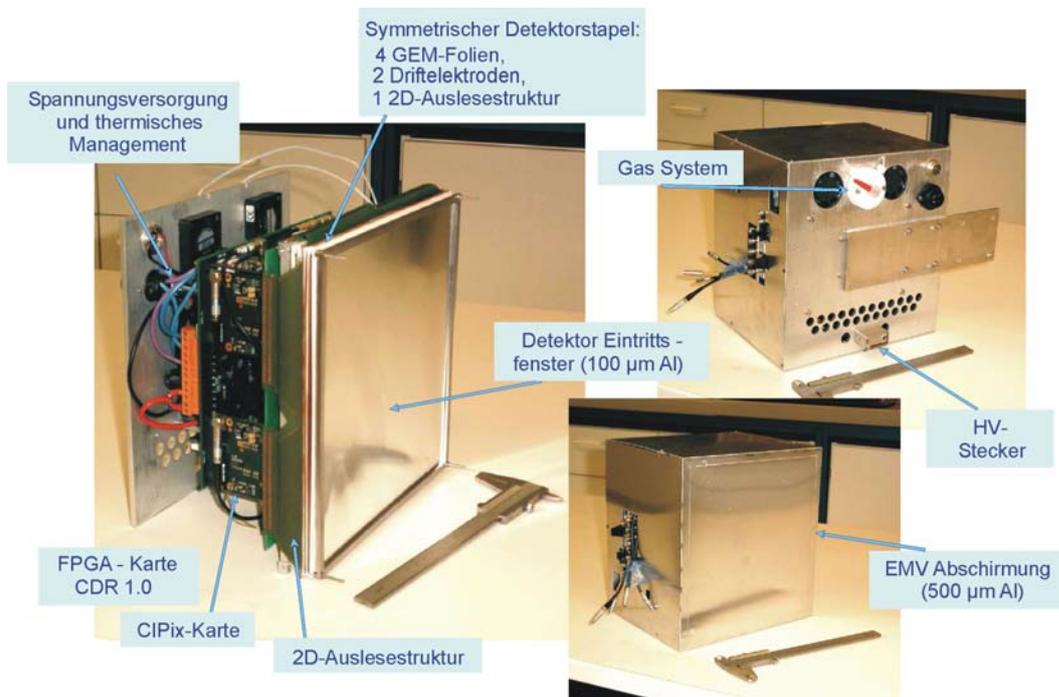


Abbildung 6.3: Das erste 2D-CASCADE Detektorsystem. Die sensitive Fläche wird durch 128 Kanäle in x und 128 Kanäle in y ausgelesen.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erläutert wurde, ist die maximale Zählrate auf der gesamten sensitiven Fläche durch die Ausleseelektronik auf etwa 1 MHz bei 10% Totzeit limitiert. Im Extremfall kann sich diese Zählrate auf wenige Pixel konzentrieren, wobei allerdings die maximale Rate pro Pixel auf 330 kHz bei 10% Totzeit beschränkt ist. Da bei diesem ersten 2D-CASCADE Detektorprototypen aus Zeitgründen die Ansteuerung der externen Speicher (ZBT-SRAMs, DDR SDRAM) auf der CDR-1.0-Karte noch nicht realisiert war, konnte auf der im nachfolgenden Abschnitt beschriebenen Strahlzeit diese potenzielle Hochratenfähigkeit noch nicht demonstriert werden. Stattdessen wurden die gültigen Ereignisse in ein 16,384 Worte tiefes FPGA-internes FIFO abgelegt, das maximal mit 250 kHz (bei Einzeltransferauslese) kontinuierlich ausgelesen werden konnte. Bei der in Abschnitt 6.4 vorgestellten zweiten Version des 2D-CASCADE Detektors wurde die Ansteuerung der ZBT-SRAMs realisiert, so dass hier die Hochratenfähigkeit tatsächlich ausgenutzt werden konnte.

6.3 Ergebnisse der Strahlzeit an der EKN im November 2004

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Detektorsystem wurde ausgiebig auf der Strahlzeit an der EKN im November 2004 getestet und charakterisiert. Aufgrund von Regelungsproblemen der verwendeten Hochspannungsquelle EHQ F025 der Firma Iseg [82] (16 unabhängige Kanäle, jeweils $0-2.5\text{ kV}$ und $75\text{ }\mu\text{A}$ bzw. $200\text{ }\mu\text{A}$) wurde eine Gain-GEM zerstört. Daraufhin wurde der Detektor im ungespiegelten Aufbau betrieben. Die defekte Detektorhälfte, die der Ausleseelektronik zugewandt war, wurde deaktiviert, indem die Hochspannung abgetrennt wurde. Alle im Folgenden präsentierten Daten wurden mit diesem quasi ungespiegelten Detektoraufbau gewonnen.

Der Detektor wurde kontinuierlich mit einem Zählgasgemisch Argon/ CO_2 im Verhältnis 90/10 gespült. Die Betriebsspannungen betragen typischerweise:

- Gain-GEM: 380 V . Dies entspricht einer Verstärkung von ca. 70 [83].
- Transfer-GEM: 220 V
- GAP-Spannung (Driftspannung): 170 V . Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Argon/ $\text{CO}_2 = 90/10$ ist bei einer Feldstärke im Bereich von 750 V/cm maximal und weist darum in diesem Bereich einen flachen Verlauf auf [83].
- Das GAP beträgt 2 mm .

6.3.1 2D-Signalauslese: Radiographie

Die zweidimensionale Signalauslese wird durch die in Abbildung 6.4 gezeigte radiographische Aufnahme in anschaulicher Weise illustriert.

In diesem Fall wurde der Strahlrohrausgang mit 1 cm dickem Polyethylen versehen. Die Neutronen werden am Wasserstoff des Polyethylens isotrop gestreut. Indem der CASCADE Detektor seitlich zur Strahlachse aufgestellt wurde, konnte der Detektor auf diese Weise homogen beleuchtet werden.

Verschiedene Gegenstände - ein Klebebandabroller, ein Wasserflussanzeiger und eine Computermouse älteren Fabrikats - wurden direkt vor das Eintrittsfenster platziert. Ihre Bilder sind deutlich in den Rohdaten in Abbildung 6.5 zu erkennen. Dieselbe Messung wurde ohne diese Objekte wiederholt. Werden die beiden Messungen (ohne und mit Objekte) Pixel für Pixel dividiert, erhält man das in Abbildung 6.4 gezeigte Bild, bei dem Effizienzinhomogenitäten durch die Normierung verschwinden.

Schaut man sich die in Abbildung 6.5 dargestellten unkorrigierten Rohdaten an, sind deutlich Streifen zu erkennen. Im Wesentlichen gibt es zwei Ursachen für diese beobachteten Streifen. Die erste Ursache ist auf die streifenförmige Segmentierung der bei

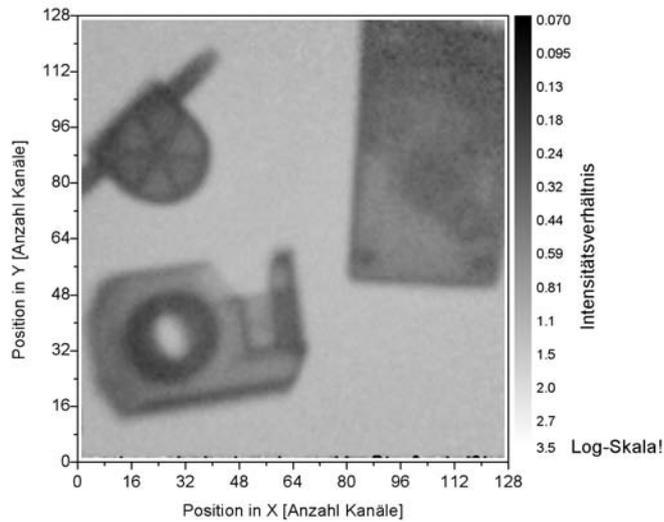


Abbildung 6.4: Für diese zweidimensionale Radiographie wurde der 2D-CASCADE Detektorprototyp homogen mit Neutronen beleuchtet. Es sind deutlich die direkt vor das Eintrittsfenster platzierten Gegenstände - ein Klebebandabroller (unten links), eine Computermaus älteren Fabrikats (oben rechts) und ein Wasserflussanzeiger (oben links) - zu erkennen. Die Messung wurde unter gleichen Bedingungen ohne diese Gegenstände wiederholt. Die pixelweise Division beider Bilder ergibt die hier dargestellten korrigierten Daten.

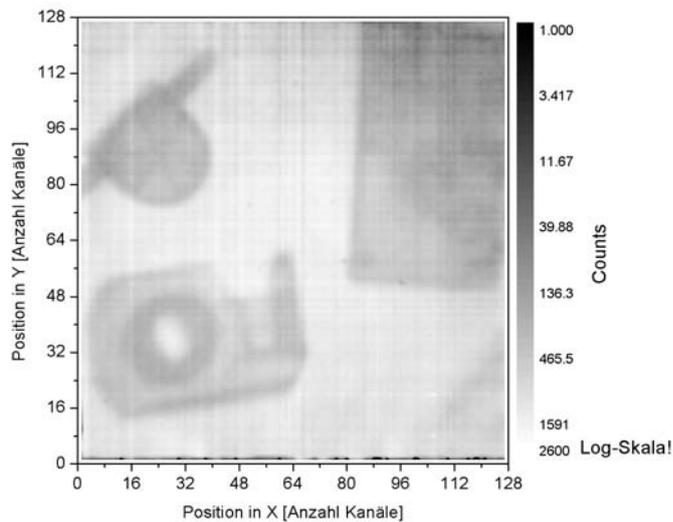


Abbildung 6.5: Rohdaten der zweidimensionalen Radiographie mit dem ersten 2D-CASCADE Detektorprototypen. Die Segmentierung der verwendeten GEM-Folien und Diskriminatorvariationen zwischen den einzelnen CIPix-Kanälen führen zu den deutlich sichtbaren Streifen.

diesem Detektorprototypen verwendeten GEM-Folien zurückzuführen. Insgesamt wiesen diese GEM-Folien sechs Segmente auf. Zwischen je zwei dieser Segmente hat die GEM-Folie kein Kupfer, so dass in diesen kleinen Bereichen die GEM-Folie nicht in ihrer gewohnten Weise arbeiten kann. Damit lassen sich insbesondere die fünf etwas stärker ausgeprägten und periodisch auftretenden vertikalen Streifen erklären. Die übrigen Streifen sind auf den CIPix-Chip als zweite Ursache dieser Streifen zurückzuführen. Fertigungstoleranzen in der Chipproduktion und das physikalische Layout des Chips führen dazu, dass die einzelnen Kanäle des CIPix-Chips nicht exakt identisch sind. Die Diskriminatoren der verschiedenen Kanäle unterscheiden sich geringfügig. Diese Unterschiede machen sich insbesondere bei relativ hoch eingestellten Diskriminatorschwellen bemerkbar und führen zu den beobachteten Streifen. Um dies zu verstehen, muss man sich das Pulshöhenspektrum dieses Detektors anschauen.

Im Fall einer sehr dünnen ($< 0.5 \mu\text{m}$) substratverstärkten Borschicht erwartet man ein Pulshöhenspektrum mit zwei deutlich erkennbaren Peaks, die vom α -Teilchen und ${}^7\text{Li}$ -Kern des dominanten Reaktionszweigs herrühren. Die Breite der Peaks spiegelt die Dicke der Borschicht wider, die zu einer Verschmierung der kinetischen Energie der Teilchen beim Eintritt ins Zählgas führt. Mit zunehmender Schichtdicke werden die Energiepeaks immer breiter und es entsteht schließlich ein kontinuierliches Spektrum. Da die Schichtdicken bei diesem Detektorprototypen ca. $1.3 \mu\text{m}$ betragen, liegt hier ein solches kontinuierliches Spektrum vor. Das erwartete Pulshöhenspektrum eines Ortskanals der auf Ladungsaufteilung basierten 2D-Auslesestruktur ist in Abbildung 6.6 skizziert.

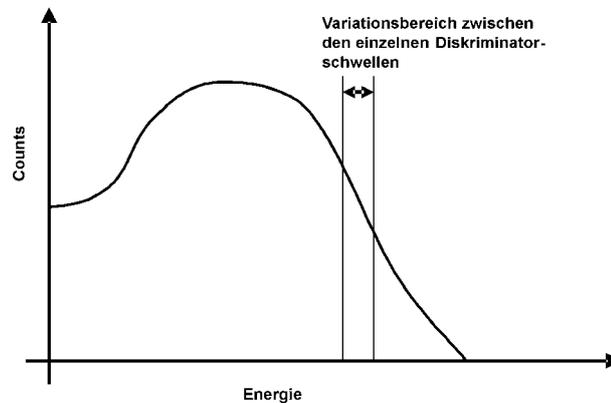


Abbildung 6.6: Erwartetes Pulshöhenspektrum (skizziert) eines Ortskanals für den ersten 2D-Detektorprototypen. Das Gap zwischen benachbarten GEM-Folien beträgt 2 mm . α -Teilchen, die mit großer kinetischer Energie unter steilem Winkel zur Borschicht ins Zählgas eintreten, sind aufgrund des kleinen Gaps nicht in der Lage, ihre kinetische Energie vollständig im Zählgas zu deponieren. Diese α 's werden zu niedrigeren Energien hin verschoben. Es bildet sich ein ausgeprägter Peak mit steilem Abfall. Liegen die Diskriminatorschwellen im steil abfallenden Bereich des Spektrums, dann führen die Variationen zwischen den CIPix-Diskriminatoren zu merklichen Schwankungen in der Nachweiseffizienz von Kanal zu Kanal.

Da das Gap zwischen zwei benachbarten GEM-Folien nur 2 mm beträgt, sind insbesondere α -Teilchen, die mit großer kinetischer Energie unter steilem Winkel zur Borschicht

ins Zählgas eintreten, nicht in der Lage, ihre kinetische Energie vollständig im Zählgas zu deponieren. Stattdessen treffen sie auf die gegenüberliegende GEM-Folie. Dies führt zu einer Verschiebung dieser α -Teilchen zu niedrigeren Energien hin, wodurch ein Peak entsteht.

Damit wird deutlich, warum die Diskriminatorvariationen zu den beobachteten Streifen führen. Die Diskriminatorschwellen lagen bei dieser Messung im steil abfallenden Bereich des Pulshöhenspektrums. Bereits eine sehr kleine Verschiebung der Diskriminatorschwelle zu niedrigeren Energien hin bewirkt, dass die Fläche rechts von der Diskriminatorschwelle sehr stark anwächst, d. h. die Nachweiseffizienz deutlich erhöht wird. Da die Diskriminatorschwellen von Kanal zu Kanal geringfügig variieren, kommt es daher zu Schwankungen in der Nachweiseffizienz von Kanal zu Kanal.

Hätte man die Diskriminatorschwellen bei der gezeigten Messung tiefer gesetzt (z. B. im Bereich des Peaks), so würde man erwarten, dass die Schwankungen in der Nachweiseffizienz nicht mehr so ausgeprägt gewesen wären. Die Diskriminatorschwellen wurden aber bei dieser Messung sehr hoch eingestellt, um ein Triggern auf die vorhandenen externen elektromagnetischen Einkopplungen zu verhindern. Das Gehäuse dieses ersten 2D-Detektorprototypen war bezüglich seiner primären Funktion als elektromagnetische Abschirmung zwar schon sehr effektiv. Um jedoch die immer noch vorhandenen, externen elektromagnetischen Einkopplungen weiter zu reduzieren, wurde für die in Abschnitt 6.4 besprochene optimierte Detektorversion ein vollständig neues Gehäuse entworfen. Damit konnten die externen elektromagnetischen Einkopplungen nahezu vollständig unterbunden werden und die Schwellen entsprechend tiefer gesetzt werden.

6.3.2 Ortsauflösung

Eine wichtige Kenngröße eines Detektors ist seine Ortsauflösung, die sich aus der Antwort des Detektors auf ein punktförmiges (deltaförmiges) Eingangssignal ergibt. Dieses Antwort-Verhalten wird als Point Spread Function (PSF) bezeichnet. Da jedes Eingangssignal als aus Punkten bestehend aufgefasst werden kann, ergibt sich die Detektorantwort $F_{out}(x,y)$ auf eine beliebige Funktion $F_{in}(x,y)$ aus der Faltung mit der PSF.

$$F_{out}(x, y) = \varepsilon(x, y) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{in}(x', y') \cdot PSF(x - x', y - y') dx' dy'$$

Dabei gibt $\varepsilon(x, y)$ die ortsabhängige Nachweiseffizienz an.

Die Point Spread Function kann im Prinzip direkt gemessen werden, indem man den deltaförmigen Strahl durch einen kollimierten Strahl kleinen Durchmessers annähert. Um herauszufinden, wie klein der Durchmesser des Neutronenstrahls zur Messung der PSF tatsächlich sein muss, wurden mithilfe von Kadmium-Lochblenden kollimierte Neutronenstrahlen mit verschiedenen Durchmessern erzeugt. Die dazugehörigen Intensitätsverteilungen wurden gemessen und analysiert.

Hierzu wurde unmittelbar vor das Eintrittsfenster des Detektors ein Blendenhalter montiert, der aus einer Aluminiumplatte, einem Kadmiumblech und einer Bormatte bestand.

Der Blendenhalter überdeckte die gesamte sensitive Detektorfläche. Auf diese Weise war sichergestellt, dass Neutronen nur durch die Öffnung, die für die Aufnahme der Blenden vorgesehen war, gelangen konnten. Verschiedene Kadmium-Lochblenden unterschiedlicher Durchmesser wurden benutzt. In Abbildung 6.7 sind die gemessenen Strahlprofile dargestellt. Die aufgelisteten Kurvenparameter benennen je einen Lochdurchmesser.

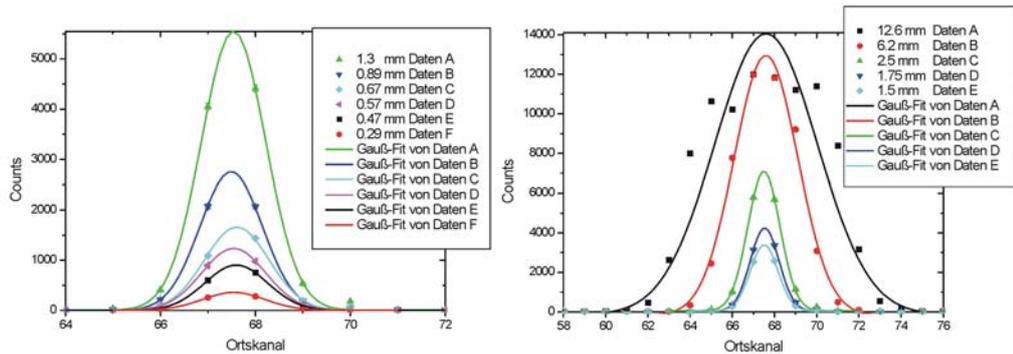


Abbildung 6.7: Strahlprofile, gemessen mit Lochblenden unterschiedlicher Durchmesser: links für Lochdurchmesser kleiner als das Rastermaß und rechts für Lochdurchmesser größer als das Rastermaß der Auslesestruktur (1.56 mm).

Werden die Strahlprofile durch Gaußkurven beschrieben und analysiert man die dazugehörigen Halbwertsbreiten, dann stellt sich heraus, dass sich die Halbwertsbreiten für Lochdurchmesser kleiner als 1.5 mm nicht mehr ändern. Die intrinsische Ortsauflösung des Detektors wurde damit erreicht.

Aus Abbildung 6.7 geht hervor, dass sich die Strahlprofile zumindest für Lochdurchmesser kleiner als 2.5 mm sehr gut durch Gaußkurven beschreiben lassen. Unter der Annahme, dass die Point Spread Function ebenfalls durch eine Gaußkurve beschrieben werden kann, gilt: Die Breite der gemessenen PSF ergibt sich aus der Faltung des Strahldurchmessers mit der intrinsischen Auflösungsfunktion des Detektors, d. h. die intrinsische Breite und der Strahldurchmesser addieren sich quadratisch zur gemessenen Breite der PSF. Die intrinsische Ortsauflösung W_{int} berechnet sich also über folgenden Ausdruck:

$$W_{int} = \sqrt{W_{nom}^2 - D^2} \quad ,$$

wobei W_{nom} die gemessene nominale Halbwertsbreite und D der Lochdurchmesser bezeichnen. In Abbildung 6.8 wurden die aus Abbildung 6.7 entnommenen Werte für die nominale Halbwertsbreite quadratisch gegen das Quadrat des Lochdurchmessers aufgetragen. Für Lochdurchmesser kleiner als das Rastermaß ergibt sich ein näherungsweise horizontaler Verlauf. Von Hand wurde eine Ausgleichsgerade eingezeichnet. Aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate ergibt sich eine intrinsische Halbwertsbreite W_{int} von (1.9 ± 0.1) Kanälen, was einer Ortsauflösung von $(3.0 \pm 0.2)\text{ mm}$ entspricht.

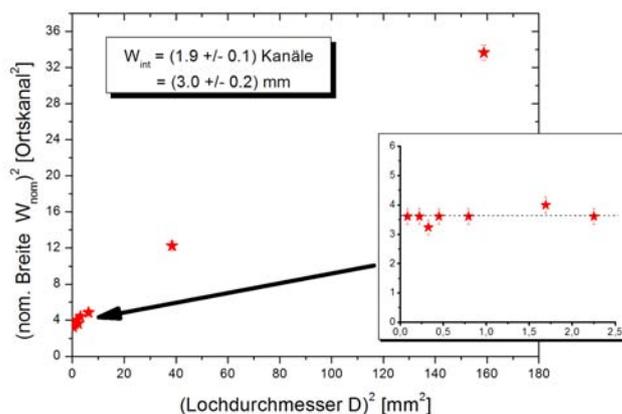


Abbildung 6.8: Quadrat der gemessenen nominalen Halbwertsbreite W_{nom} als Funktion des Quadrats des Lochdurchmessers D . Für Lochdurchmesser kleiner als das Rastermaß (siehe kleines Bild) ergibt sich ein näherungsweise horizontaler Verlauf. Von Hand wurde ein Ausgleichsgerade eingezeichnet. Aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate ergibt sich eine intrinsische Halbwertsbreite W_{int} von $(3.0 \pm 0.2) \text{ mm}$.

Da die Reichweite der Konvertierungsprodukte von ^{10}B in der verwendeten Zählgas Mischung Argon/ CO_2 bei Atmosphärendruck im Bereich von $2\text{--}3 \text{ mm}$ liegt, liegt die bestimmte Ortsauflösung im unteren Bereich der Erwartungen.

Nach obiger Analyse ist ein Lochdurchmesser von 0.57 mm ausreichend klein, um damit einen kollimierten Neutronenstrahl zu erzeugen, der einem deltaförmigen Strahl angenähert ist. Zur direkten Messung der PSF wurde daher eine Gadolinium-Lochblende mit 0.57 mm Durchmesser und $100 \mu\text{m}$ Stärke benutzt. Dank des sehr hohen Neutronenflusses am Experimentierplatz EKN betrug die detektierte Zählrate trotz der starken Kollimation immer noch 500 Hz . Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

Profile durch den Peak der PSF entlang der x- und der y-Achse zeigt Abbildung 6.10 in logarithmischer (links) und in linearer Skala (rechts). Die Extraktion der Halbwertsbreite, die in diesem Fall direkt die Ortsauflösung angibt, liefert wieder in Übereinstimmung mit der eingangs geschilderten Messung einen Wert von $\text{FWHM} = (3.0 \pm 0.1) \text{ mm}$. Dies entspricht etwa zwei Auslesekanälen, die ein Rastermaß von 1.56 mm besitzen.

Neben der Halbwertsbreite ist die Intensität des Halos der PSF von grundsätzlichem Interesse, da Neutronendaten häufig auf logarithmischer Skala analysiert werden (Intensitätsverhältnisse stehen im Fokus). Die Halo-Intensität startet im Bereich von 200 ppm und fällt rasch mit radialem Abstand zur Spitze ab. Nimmt man einen exponentiellen Abfall der Halo-Intensität an, ergibt sich eine charakteristische $1/e$ Länge von etwa 20 mm . Der gefundene Wert für die charakteristische Länge war zunächst überraschend hoch. Wie sich aber später auf der zweiten Strahlzeit an der EKN herausstellte, treten bei geöffnetem Strahlverschluss nicht nur Neutronen aus dem Strahlrohr aus, sondern

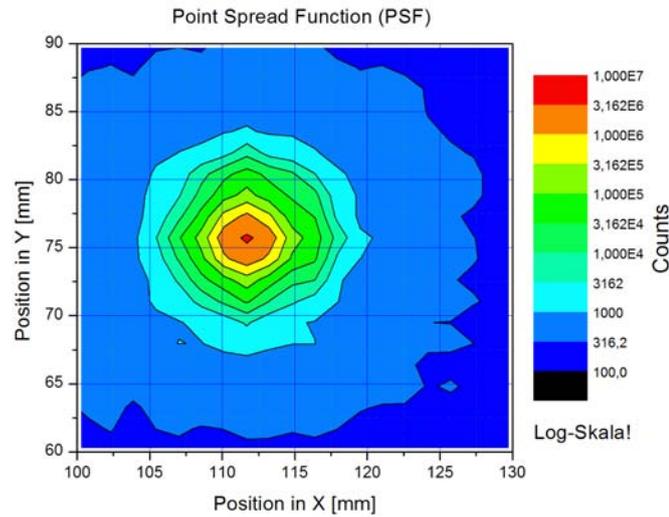


Abbildung 6.9: Point Spread Function (PSF) des CASCADE Detektors, gemessen mit einem kollimierten Neutronenstrahl von 0.57 mm Durchmesser. Das Kontur-Diagramm zeigt den relevanten Ausschnitt im logarithmischen Maßstab.

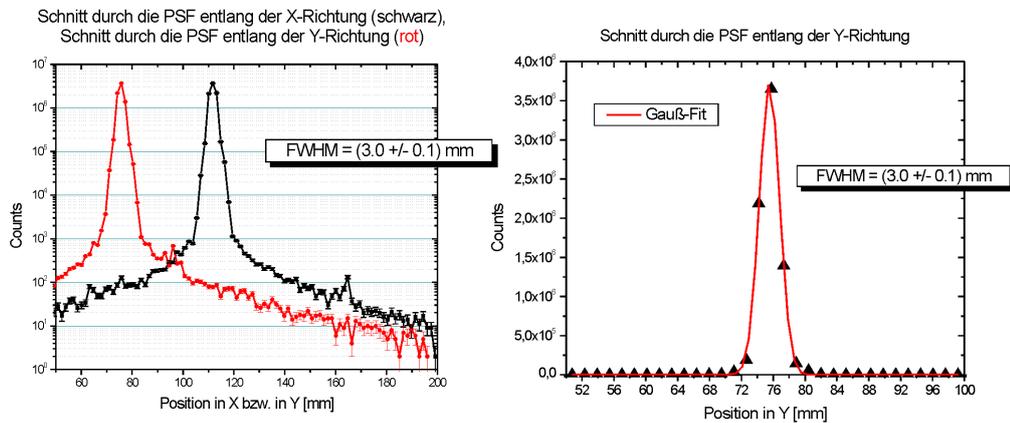


Abbildung 6.10: Profile der in Abbildung 6.9 gezeigten Point Spread Function. Die PSF wurde mit einem kollimierten Neutronenstrahl von 0.57 mm Durchmesser gemessen. Das linke Bild zeigt Schnitte durch den Peak der PSF entlang der x- und der y-Achse in logarithmischer Skala. Das rechte Bild zeigt nochmals das Profil in y-Richtung in linearer Skala. Die Halbwertsbreiten betragen jeweils $\text{FWHM} = (3.0 \pm 0.1)\text{ mm}$

auch deutlich abgeschwächt seitlich aus der Wand, in der das Strahlrohr eingebaut ist. Bei der hier präsentierten Messung der PSF wurde der neutronenabsorbierende Blendhalter nicht verwendet. Stattdessen wurde die verwendete Gadolinium-Lochblende direkt auf das Strahlrohr geklebt und der Detektor unmittelbar dahinter aufgestellt. Die seitlich vom Rohr austretenden Neutronen trugen so entscheidend zur Intensität des Halos bei. Hinzu kommen noch Neutronen, die am Wasserstoff des Kaptons der GEM-Folien und der Auslesestruktur isotrop gestreut wurden.

In einer zweiten Messung der PSF wurde der Detektor wieder mit demselben kollimierten Strahl wie oben beleuchtet (Lochblende mit 0.57 mm Durchmesser). Es wurden die Koordinaten des zentral getroffenen Pixel identifiziert. Anschließend wurde der Detektor mittels Schrittmotoren in einem 2D-Feld um dieses Pixel in Schritten von 0.05 mm gerastert. Dabei wurde immer nur dieses eine Pixel beobachtet und ausgelesen. Bei dieser Messung der PSF gehen also keine Pixel-zu-Pixel Variationen ein. Das Resultat dieses Scans zeigt das Kontur-Diagramm in Abbildung 6.11. Ein Schnitt durch den Peak findet sich in Abbildung 6.12. Die Extraktion der Halbwertsbreite liefert wieder einen Wert von $\text{FWHM} = (3.1 \pm 0.1)\text{ mm}$. Die gemessene PSF weist eine unerwartete Doppelhöckerstruktur auf. Schaut man sich noch einmal den Schnitt durch den Peak der PSF an, so gewinnt man den Eindruck, als würde die Spitze dieser PSF fehlen. Wird an diese PSF, wie in Abbildung 6.12 gezeigt, eine Gaußkurve angepasst, so ergibt sich, dass scheinbar 10-30% Neutronen im Peak fehlen. Ferner ergibt sich für die Halbwertsbreite dieser Gaußkurve eine Halbwertsbreite von $(2.6 \pm 0.1)\text{ mm}$. Dieses Resultat entspräche viel eher den Erwartungen für die Ortsauflösung dieses Detektors. Die 2D-Auslesestruktur scheint daher nicht optimal zu sein. Die Elektrodenstrukturen der 2D-Auslesestruktur sind offensichtlich zu grob im Vergleich zur Ausdehnung der zur Auslesestruktur driftenden Elektronenwolken. Ein Großteil der zigarrenförmigen Elektronenwolken scheinen unter sehr steilem Winkel zur Auslesestruktur zu driften. Dies führt letztlich dazu, dass sich die Ladung auf die beiden Elektrodenelemente eines Pixels sehr unterschiedlich verteilt. Die weiter unten diskutierte xy-Korrelationsanalyse verstärkt diese Hypothese.

Eine weitere Kenngröße ist die Line Spread Function (LSF), die das Detektorausgangssignal für ein linienförmiges Eingangssignal angibt. Die LSF ergibt sich aus der Faltung der PSF mit der Signalfunktion, in diesem Fall eine linienförmige Deltafunktion.

$$LSF(x) = \varepsilon(x, y) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-x') \cdot PSF(x', y') dx' dy' = \varepsilon(x, y) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} PSF(x, y') dy'$$

Da die Point Spread Function nach obiger Messung eine Doppelhöckerstruktur aufweist, erwartet man aufgrund dieser Beziehung zwischen der PSF und der LSF, dass die LSF ebenfalls eine Struktur aufweist. Dass dies in der Tat so ist, zeigt die im Folgenden präsentierte Messung der Line Spread Function.

Um die LSF zu messen, wurde mit einer Kadmium-Schlitzblende ein 0.23 mm breiter und 30 mm hoher kollimierter Neutronenstrahl erzeugt. Der Detektor mit seinen Auslestreifen wurde parallel zur Linienrichtung ausgerichtet. Anschließend wurde der

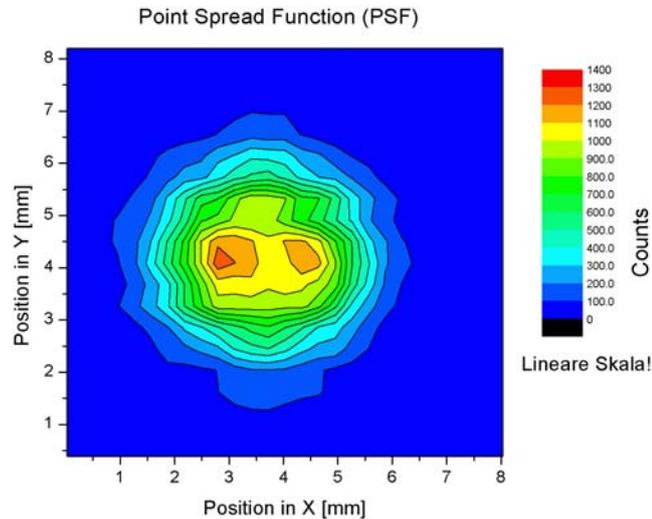


Abbildung 6.11: Point Spread Function: Der CASCADE Detektor wurde mit einem kollimierten Strahl von 0.57 mm Durchmesser beleuchtet. Das zentral getroffene Pixel wurde identifiziert. Anschließend wurde der Detektor mittels Schrittmotoren in einem 2D-Feld um dieses Pixel gerastert. Dabei wurde immer nur dieses eine Pixel ausgelesen. Bei dieser Messung der PSF gehen keine Pixel-zu-Pixel Variationen ein.

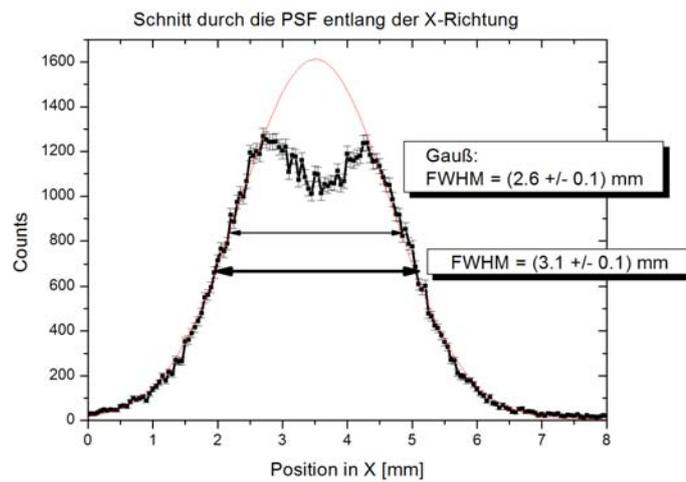


Abbildung 6.12: Schnitt durch den Peak der Point Spread Function von Abbildung 6.11 entlang der x-Richtung. Es ergibt sich wieder eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM} = (3.1 \pm 0.1)\text{ mm}$. Die ausgeprägte Doppelhöckerstruktur dieser PSF war ein weiterer Indiz dafür, dass die 2D-Auslesestruktur nicht optimal ist. Wird der Peak durch eine Gaußkurve beschrieben, kommt man zu dem Schluss, dass 10-30% der Neutronen fehlen.

Detektor über seine volle Breite in Schritten von 0.39 mm (entspricht gerade einem Viertel des Streifenrastermaßes von 1.56 mm) quer zum kollimierten Strahl gerastert. Einen Ausschnitt dieses Scans zeigt Abbildung 6.13. Alle 128 Streifen wurden parallel ausgelesen. Während der Detektor Schritt für Schritt voranschreitet, wandert der Peak entlang der Kanäle. An jedem Rasterpunkt wurde gleich lang gemessen. Dennoch weichen die maximal registrierten Signalwerte der einzelnen Streifen um bis zu 10% voneinander ab, was nicht mit der Zählstatistik erklärt werden kann. Vielmehr zeigen sich hier die bereits bei der Radiographie besprochenen Variationen der CIPix-Diskriminatoren. Die Peaks zeigen zum Teil eine deutliche Struktur. Hier zeigt sich der erwartete Einfluss der Doppelhückerstruktur der PSF.

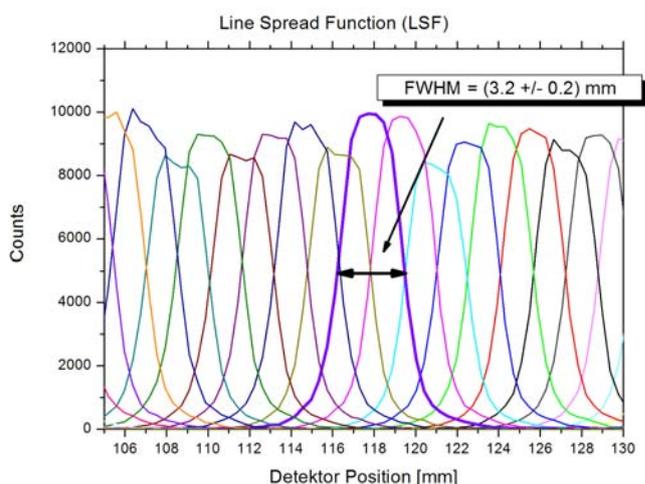


Abbildung 6.13: Detektorscan quer zu einem kollimierten Strahl mit 0.23 mm Breite (Schlitzblende). Der Detektor mit seinen Auslestreifen wurde parallel zur Schlitzblende ausgerichtet. Alle 128 Streifen wurden parallel ausgelesen. Während der Detektor Schritt für Schritt voranschreitet, wandert der Peak entlang der Kanäle.

Die im folgenden Abschnitt diskutierten Flugzeitmessungen lieferten weitere Indizien dafür, dass die 2D-Auslesestruktur nicht optimal ist.

6.3.3 Nachweiseffizienz und Detektordynamik: Flugzeitmessungen

Das Spektrum des weißen Strahls am Experimentierplatz EKN wurde durch eine Flugzeitmessung bestimmt. Hierzu wurde ein Scheibenchopper verwendet, der im Wesentlichen aus zwei Kadmium-Scheiben mit je einem rechteckförmigen Schlitz der Breite 1 mm bestand. Eine der beiden Scheiben stand still, während die andere sich mit einer Periode T von 20.35 ms (49.14 Hz) drehte. Nach einer Flugstrecke von $113.5\text{ cm} \pm 1.0\text{ cm}$ durch Luft trafen die Neutronen auf den CASCADE Detektor.

Mit der neuen Ausleseelektronik für 2D-Detektoren ist es möglich, auf allen 16,384 Pi-

xeln parallel Flugzeitmessungen durchzuführen. Da die Intensität des Neutronenstrahls durch den Chopper drastisch reduziert wurde und der im ungespiegelten Aufbau betriebene CASCADE Detektor aufgrund von nur zwei Borschichten eine geringe Nachweiseffizienz hatte, wurde die sensitive Fläche gröber segmentiert. So wurde die gesamte sensitive Fläche in 8×8 , d. h. 64 Segmente aufgeteilt. Wenn im Folgenden von Pixel gesprochen wird, sind jene Segmente gemeint. Durch die gröbere Segmentierung der gesamten sensitiven Fläche konnten vernünftige Messzeiten gewählt werden. Die Intensität des Spektrums fällt, wie die im Anschluss präsentierten Flugzeitspektren zeigen, im langwelligen Bereich sehr rasch ab. Da aber die gesamte Verteilung von Interesse ist, war es wünschenswert, auch in diesem Bereich ausreichend viele Counts pro Pixel zu akkumulieren, so dass der statistische Fehler maximal auf 10% beschränkt blieb. Dies war durch die gröbere Segmentierung gewährleistet. Die mit dem CASCADE Detektor akquirierte zweidimensionale Aufnahme in Abbildung 6.14 veranschaulicht die Verhältnisse. Während das Bild aufgenommen wurde, rotierte der Chopper.

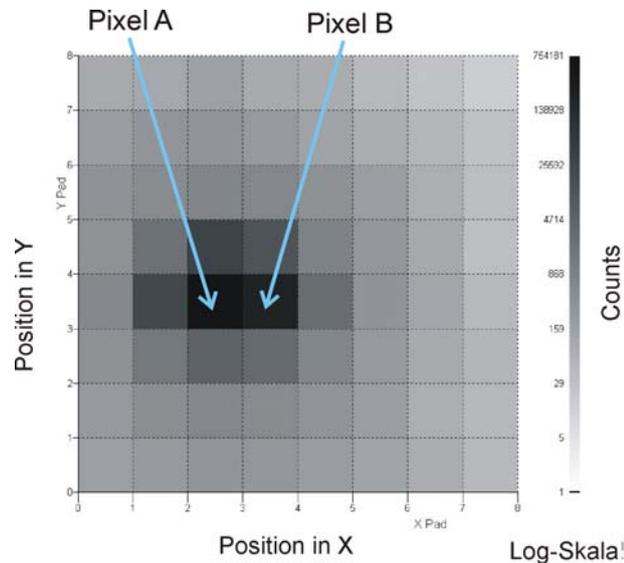


Abbildung 6.14: Mit dem CASCADE Detektor gewonnene zweidimensionale Aufnahme. Während dieses Bild aufgenommen wurde, rotierte der Chopper. Für die am EKN durchgeführte Flugzeitmessungen wurde die gesamte sensitive Fläche des CASCADE Detektors in 8×8 , d. h. 64 Segmente aufgeteilt. Es werden im Wesentlichen zwei dieser „gröberen“ Pixel vom schlitzförmigen Strahl getroffen (Pixel A und Pixel B). Für diese beiden Pixel sind die Flugzeitkurven in Abbildung 6.15 und in Abbildung 6.16 gezeichnet.

Man erkennt deutlich (man beachte die logarithmische Darstellung), dass im Wesentlichen zwei Pixel (Pixel A und Pixel B) vom Neutronenstrahl getroffen wurden. Angesichts eines Chopperschlitzes von 1 mm Breite und etwa 30 mm Länge entspricht dies den Erwartungen. Auf ihrem Weg vom Chopper zum Detektor wurden die Neutronen an Luft gestreut. Diese Luftstreuung führte entsprechend zu einer diffusen Verbreiterung des schlitzförmigen Strahls. Die weiter außen liegenden Pixel detektierten lediglich den stets vorhandenen Untergrund an Neutronen in der Experimentierhalle.

Abbildung 6.15 zeigt das Resultat dieser Flugzeitmessung. Die Zahl der Zeitkanäle betrug 1,024. Es wurden die Flugzeitkurven von Pixel A und von Pixel B dargestellt. Die aufgetragene instantane Rate berechnet sich aus der Zahl n der im jeweiligen Zeitkanal insgesamt detektierten Neutronen, der Breite der Zeitkanäle t_{dw} (dwelltime) und der Zahl der Durchläufe N_{sw} (sweeps) durch folgenden Ausdruck:

$$r_i = \frac{n}{N_{sw} \cdot t_{dw}}.$$

Für die gezeigte Messung gelten folgende Einstellungen: $t_{dw} = 25 \mu s$ und $N_{sw} = 2,000,000$.

Aus dem sehr guten Tastverhältnis des Choppers von $\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{1}{500}$ resultiert eine sehr hohe Auflösung der durchgeführten Flugzeitmessungen. Auf die Entfaltung der gemessenen Flugzeitspektren mit der Öffnungsfunktion des Choppers kann daher verzichtet werden.

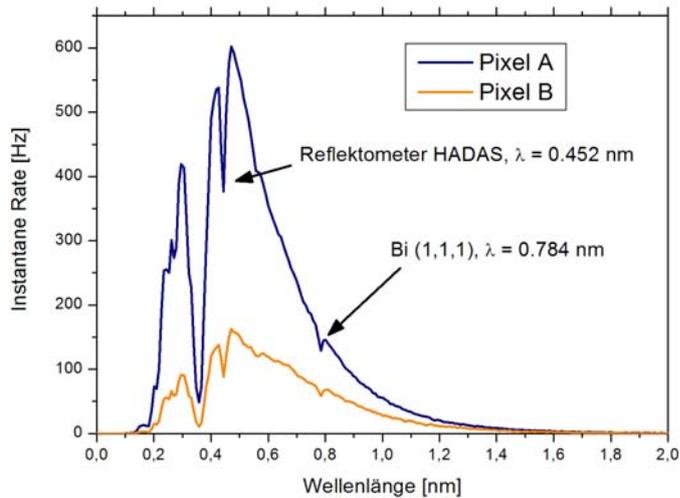


Abbildung 6.15: Spektrum des weißen Strahls am Experimentierplatz EKN, aufgenommen durch eine Flugzeitmessung mit dem CASCADE Detektor. Es sind die Flugzeitkurven von Pixel A und von Pixel B (siehe Abbildung 6.14) dargestellt.

Der in der kalten Quelle eingebaute Wismutfilter führt zu zahlreichen charakteristischen Minima im Spektrum (z. B. bei einer Wellenlänge von 0.784 nm (Bi(111))). Der Bi-Filter besteht aus vier Einkristallen. Die Gesamtlänge des Filters beträgt 497 mm , der Querschnitt senkrecht zur Strahlachse ist $110 \text{ mm} \times 110 \text{ mm}$. Weitere Details finden sich in [84]. Das sehr gut erkennbare Minima bei 0.452 nm ist dagegen auf das Reflektometer HADAS zurückzuführen. HADAS befindet sich am selben Neutronenleiter vor EKN. Neutronen dieser Wellenlänge wurden zum Zeitpunkt der Messung von HADAS extrahiert. Dieses Minimum bei 0.452 nm wurde zusammen mit dem wohldefinierten Minimum bei 0.784 nm (Bi(111)) zur Kalibration der Flugzeitspektren verwandt.

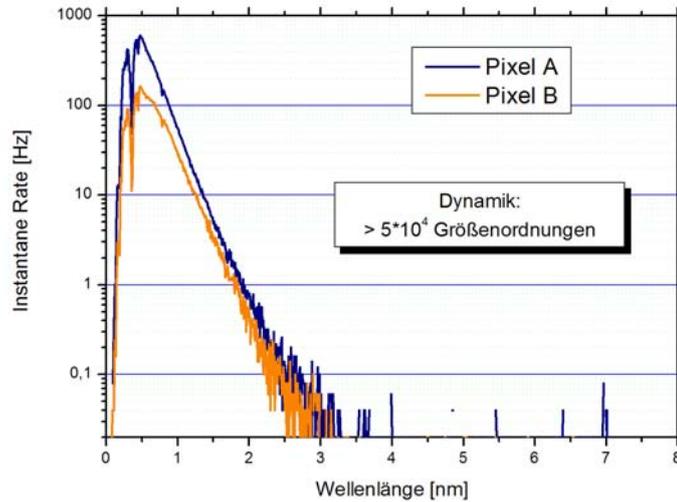


Abbildung 6.16: Logarithmische Darstellung von Abbildung 6.15. Die Abbildung demonstriert anschaulich die hohe Dynamik des CASCADE Detektors. Sie ist bei dieser Messung durch die Messzeit limitiert.

Die logarithmische Darstellung der Flugzeitkurven von Pixel A und Pixel B in Abbildung 6.16 demonstriert anschaulich die hohe Dynamik des CASCADE Detektors (Verhältnis von größter zu kleinster messbarer Intensität). Sie ist in diesem Fall größer als vier Größenordnungen und ist hier durch die Messzeit limitiert. Angesichts des sich nur andeutenden Untergrundes bei dieser Flugzeitmessung ist davon auszugehen, dass mit längerer Messzeit eine Dynamik von mindestens fünf Größenordnungen nachzuweisen gewesen wäre. In Abbildung 3.7 wurde bereits eine Flugzeitmessung präsentiert, bei der die Dynamik etwa fünf Größenordnungen betrug.

Um die wellenlängenabhängige Nachweiseffizienz des CASCADE Detektors zu bestimmen, wurde das auf der Strahlzeit am ILL (siehe Anhang B) charakterisierte ^3He -Zählrohr als Referenzdetektor benutzt. Mit diesem ^3He -Zählrohr wurden weitere Flugzeitmessungen durchgeführt. Mithilfe eines Lasers wurde das Rohr so positioniert, dass es zentral vom Neutronenstrahl getroffen wurde. Wie sich zeigte, ging das Zählrohr im Bereich von 0.1 nm bis 1 nm deutlich in Sättigung, weshalb der Aufbau im Vergleich zur Messung mit dem CASCADE Detektor dahingehend abgeändert wurde, dass am Strahlrohrausgang eine Lochblende aus Li-Plastik mit 0.5 mm Durchmesser angebracht wurde. Bei der Datenanalyse hat sich allerdings gezeigt, dass das Zählrohr trotz Blende immer noch Sättigungserscheinungen zeigte. Im Bereich größerer Wellenlängen trat allerdings keine Sättigung auf, sodass der Einfluss der Lochblende in diesem Bereich bestimmt werden konnte. Die Zählraten wurden dahingehend korrigiert, dass sie mit der Messung mit dem CASCADE Detektor ohne Blende vergleichbar wurden.

Weiterhin wurden, um einen quantitativen Vergleich der Flugzeitspektren zu ermögli-

chen, die gemessenen Spektren durch die entsprechenden detektorspezifischen Effizienzen dividiert. Die Effizienz des ^3He -Zählrohres wurde bereits in Anhang B bestimmt und ist gegeben durch:

$$\varepsilon_{\text{Referenzrohr}}(\lambda) = (1 - e^{-P1 \cdot \lambda}) \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda} \quad (6.1)$$

mit $P1 = (0.86561 \pm 0.00509) \text{ 1/\AA}$ und $(P2 = 0.05601 \pm 0.00077) \text{ 1/\AA}$. Der Faktor $e^{-P1 \cdot \lambda}$ beschreibt die Neutronenabsorption im Zählgas und der Faktor $e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda}$ die Neutronenabsorption durch die Stahlwand des Zählrohres.

Die Effizienz für den CASCADE Detektor, der insgesamt zwei Borschichten aufwies, ergibt sich nach Gleichung A.9 zu:

$$\varepsilon_{\text{CASCADE}}(\lambda) = e^{-\mu_{\text{Al}}(\lambda) \cdot d_{\text{Al}}} \cdot [\varepsilon_{\text{vor}}(\lambda) + \varepsilon_{\text{rück}}(\lambda) \cdot e^{-\mu_{10\text{B}}(\lambda) \cdot d_{10\text{B}}} \cdot 0.65] \quad (6.2)$$

Im einzelnen bedeuten diese Terme:

- Der Faktor $e^{-\mu_{\text{Al}}(\lambda) \cdot d_{\text{Al}}}$ berücksichtigt die Absorption von Neutronen durch das Aluminium des Detektoreintrittsfensters, des Gasrahmens und der Driftkathode (Gesamtdicke $d_{\text{Al}} = 1.5 \text{ mm}$).
- $\varepsilon_{\text{vor}}(\lambda)$ berechnet die Effizienz der borbeschichteten Aluminium-Driftkathode. Die Konvertierungsprodukte können die Borschicht nur in Richtung des einfallenden Neutronenstroms verlassen (Vorwärtsrichtung). Die Schichtdicke des Bors betrug ca. $1 \mu\text{m}$.
- $\varepsilon_{\text{rück}}(\lambda)$ berechnet die Effizienz der borbeschichteten Transfer-GEM (Rückwärtsrichtung). Die ca. $1.3 \mu\text{m}$ dicke Borschicht der Transfer-GEM ist der Driftkathode zugewandt, d. h. die Konvertierungsprodukte können nur entgegen dem einfallenden Neutronenstrom die Borschicht verlassen.
- Die Borschicht der Transfer-GEM sieht wegen der Borschicht der Driftkathode einen exponentiell geschwächten Neutronenstrom. Der Faktor $e^{-\mu_{10\text{B}}(\lambda) \cdot d_{10\text{B}}}$ berücksichtigt diese Schwächung.
- Der Faktor 0.65 berücksichtigt, dass die Transfer-GEM aufgrund der Löcher nicht vollständig mit Bor bedeckt ist. Das Verhältnis zwischen Trag- und Gesamt-GEM-Fläche betrug bei dieser GEM-Folie ca. 65%.

Mit Gleichung 6.2 ergibt sich für den CASCADE Detektorprototypen der in Abbildung 6.17 gezeigte Verlauf der Nachweiseffizienz als Funktion der Wellenlänge.

Das gemessene Flugzeitspektrum des CASCADE Detektors wird durch diese Effizienz dividiert. Entsprechend wird das mit dem ^3He -Zählrohr gemessene Spektrum durch die Effizienz des Zählrohres dividiert.

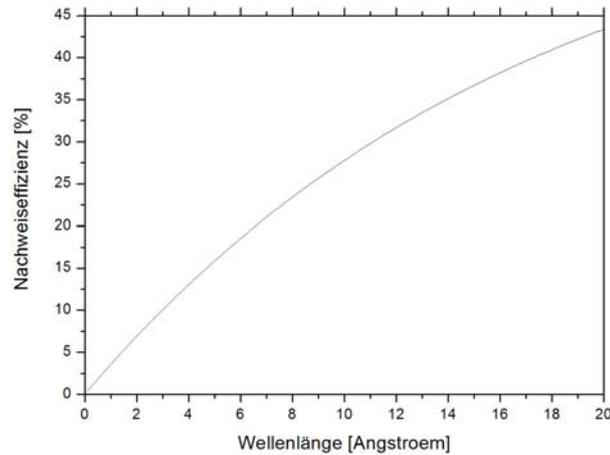


Abbildung 6.17: Verlauf der berechneten Nachweiseffizienz als Funktion der Wellenlänge für den CASCADE Detektorprototypen mit einer $1\ \mu\text{m}$ dicken ^{10}B -Schicht auf der Driftkathode und einer $1.3\ \mu\text{m}$ ^{10}B beschichteten GEM-Folie.

Im Idealfall würde man erwarten, dass beide Kurven gar nicht oder nur sehr wenig voneinander abweichen. Wie in Abbildung 6.18 zu sehen ist, ergibt sich allerdings eine erhebliche Abweichung. Der Bereich mit Wellenlängen $\lambda < 10\ \text{\AA}$ ist zum direkten Vergleich der Spektren nicht geeignet, da in diesem Bereich das Zählrohr Sättigungsercheinungen zeigt. Im Bereich größerer Wellenlängen ergibt sich eine Abweichung von größer 100.

Schaut man sich beispielhaft die Effizienzen für eine Wellenlänge von $10\ \text{\AA}$ an, ergibt sich folgendes Resultat: Nach der Theorie erwartet man für den untersuchten CASCADE Detektor eine Effizienz von etwa 28% bei einer Wellenlänge von $10\ \text{\AA}$. Das Referenzrohr hat bei dieser Wellenlänge eine Effizienz von etwa 76%. Die beiden Spektren unterscheiden sich bei dieser Wellenlänge um einen Faktor von ca. 110 (siehe Abbildung 6.18). Daraus folgt eine verschwindend geringe Effizienz für den CASCADE Detektorprototypen ($< 1\%$).

Als mögliche Ursachen für diese Abweichung sind folgende Punkte zu nennen:

- Bei dieser hier präsentierten Messung waren die Diskriminatorschwellen der CIPix-Chips sehr hoch eingestellt. Gleichzeitig war vermutlich die Verstärkung der Gain-GEM mit einem Faktor 70 zu gering, um die meisten Signale über die Schwelle zu verstärken. Dadurch wurden wahrscheinlich die meisten Ereignisse gar nicht registriert.
- Wie sich später herausstellte, wurden sehr viele konvertierte Neutronen nicht detektiert, da die eingesetzte 2D-Auslesestruktur nicht optimal war.

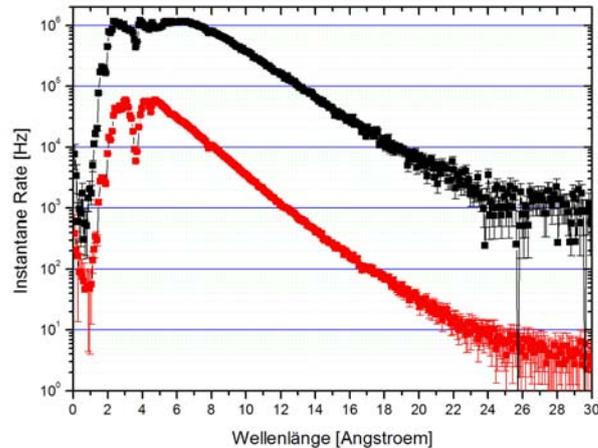


Abbildung 6.18: Vergleich der Flugzeitspektren aufgenommen mit dem CASCADE Detektor (rote Kurve) und einem ^3He -Zählrohr als Referenzdetektor (schwarze Kurve). Die gemessenen Spektren wurden durch die entsprechenden detektorspezifischen Effizienzen dividiert. Das Zählrohr zeigt bei kleineren Wellenlängen ($\lambda < 10 \text{ \AA}$) deutliche Sättigungserscheinungen. In diesem Bereich können die beiden Spektren nicht direkt miteinander verglichen werden.

Im folgenden Abschnitt werden Untersuchungen zur 2D-Auslesestruktur vorgestellt, die endgültig zu dem Schluss führten, dass diese erstmals eingesetzte 2D-Auslesestruktur nicht optimal ist.

6.3.4 Untersuchungen zur 2D-Auslesestruktur

Sowohl die Diskrepanz zwischen theoretisch vorhergesagter und experimentell ermittelter Nachweeffizienz als auch die Doppelhöckerstruktur der Point Spread Function, die sich auch in der Line Spread Function deutlich bemerkbar machte, führten zur Hypothese, dass die 2D-Auslesestruktur nicht optimal ist. Die Elektroden der 2D-Auslesestruktur sind offensichtlich zu grob im Vergleich zur Ausdehnung der zur Auslesestruktur driftenden Elektronenwolken. Ein Großteil der zigarrenförmigen Elektronenwolken scheinen unter sehr steilem Winkel zur Auslesestruktur zu driften. Die Folge davon ist, dass sich die Ladung auf die beiden Elektrodenelemente eines Pixels sehr unterschiedlich verteilt. In vielen Fällen werden so nicht beide Elektrodenelemente eines Pixels in ausreichendem Maße von Ladung getroffen. Damit würde nur die Elektrode einer einzigen Dimension (x oder y) ansprechen, sodass aufgrund der fehlenden Korrelation kein gültiges Ereignis generiert werden könnte. Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde die im Folgenden diskutierte xy-Korrelationsanalyse durchgeführt.

Um das Verhalten der erstmals eingesetzten 2D-Auslesestruktur besser zu verstehen, wurde ein Testprogramm für den Virtex-II FPGA auf der Detektorauslesekarte CDR-

1.0 geschrieben. Wie bereits in Kapitel 4 und Kapitel 5 ausführlich diskutiert, werden die 256 Ortskanäle, 128 in x und 128 in y, durch vier CIPix-Karten ausgelesen. Die gemultiplexten Diskriminatordaten dieser vier CIPix-Chips werden von der FPGA-Karte CDR-1.0 empfangen. Im Virtex-II FPGA dieser FPGA-Karte werden die Daten zunächst wieder durch Demultiplexer auf die vor der Übertragung vorhandenen 256 Kanäle aufgefächert. Das nun zur Untersuchung der 2D-Auslesestruktur eingesetzte Testprogramm verarbeitet diese Daten im Gegensatz zum sonst eingesetzten FPGA-Programm CDR 6.0 nicht weiter, sondern legt diese Daten unverändert in ein 256-Bit breites und 4,096 Worte tiefes FPGA-internes FIFO ab. Diese unverarbeiteten Daten werden im Folgenden als CIPix-Rohdaten bezeichnet. Diese CIPix-Rohdaten kommen, entsprechend der Taktfrequenz der CIPix-Chips, mit einer Frequenz von 10 MHz. Finden keine Neutronenkonvertierungen statt, sind die CIPix-Rohdaten bei richtig eingestellten Diskriminatorschwellen alle Null.

Um nun nur die relevanten CIPix-Rohdaten zu erfassen, ist im Testprogramm ein Datentrigger implementiert. Dazu werden alle 256 Kanäle verodert. Nur wenn auf mindestens einem Kanal ein Treffer (eine „1“) ist, wird der Datentrigger ausgelöst. Dieser bewirkt, dass die dazugehörigen CIPix-Rohdaten, die den Datentrigger auslösten, sowie die CIPix-Rohdaten der drei nachfolgenden 10 MHz-Takte, in das FIFO geschrieben werden. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass auch eventuell auftretende sehr lange Pulse komplett erfasst werden. Wird das FIFO ausgelesen, erhält man Daten, wie sie beispielhaft in Abbildung 6.19 dargestellt sind. Die 256 Kanäle wurden zur Übersichtlichkeit in Form von acht Wörtern im hexadezimalen Format dargestellt. Die ersten vier Wörter einer Zeile repräsentieren die 128 x-Kanäle, die letzten vier Wörter repräsentieren die 128 y-Kanäle. Jedes Ereignis besteht aus vier Zeilen, die vier aufeinanderfolgenden 10 MHz-Takten entsprechen.

Mehrere zehntausend solcher Ereignisse wurden analysiert. Das Ziel dieser Analyse bestand darin, herauszufinden, bei wievielen Ereignissen Treffer nur in einer Dimension (x oder y) vorhanden waren. Das Ergebnis dieser Analyse ergab, dass in ca. $63\% \pm 2\%$ der registrierten Ereignisse Treffer nur in einer Dimension (x oder y) vorhanden waren, ähnlich dem 1. und 3. Ereignis in Abbildung 6.19. Solche Ereignisse werden von dem normalerweise eingesetzten FPGA-Programm CDR 6.0 aufgrund fehlender Korrelation verworfen. Es gehen also aufgrund fehlender Korrelation viele Ereignisse verloren.

Dieses Resultat, das letztlich zu einer Verminderung der Nachweiseffizienz führt und die gemessene Doppelhöckerstruktur der Point Spread Function führten zu dem Schluss, dass die Elektrodenelemente dieser 2D-Auslesestruktur zu grob sind. Die zigarrenförmigen Elektronenwolken scheinen häufig unter steilem Winkel zur Auslesestruktur zu driften. Dies führt dazu, dass in vielen Fällen nur ein Elektrodenelement eines Pixels in ausreichendem Maße von Ladung getroffen wird. In solch einem Fall wird nur in einer Dimension ein Signal registriert.

Um dieses Problem zu lösen, wurde eine neue 2D-Auslesestruktur entworfen. Bei dieser neuen Auslesestruktur greifen die beiden Elektrodenelemente eines Pixels gabelförmig ineinander. Dadurch soll die Wahrscheinlichkeit erhöht werden, dass wirklich beide Elek-

	---- 128 Kanäle in x (4 Hex-Wörter)----					-----128 Kanäle in y (4 Hex-Wörter)-----				
1. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	200	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
2. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	200	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
3. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	200	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
4. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
1. Takt	0x	80000 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	40000 0x	0 0x	0
2. Takt	0x	80000 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	40000 0x	0 0x	0
3. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	40000 0x	0 0x	0
4. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
1. Takt	0x	1 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
2. Takt	0x	1 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
3. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0
4. Takt	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0	0x	0 0x	0 0x	0 0x	0

Abbildung 6.19: Ausschnitt aus der Datei für die Analyse der CIPix-Rohdaten. Jedes Ereignis besteht aus vier Zeilen, die vier aufeinanderfolgenden 10 MHz-Takten entsprechen. Im obersten und untersten Ereignis ist keine Korrelation möglich, da in diesen Fällen nur auf den x-Kanälen Treffer zu sehen sind. Das mittlere Ereignis führt zu einer Korrelation. Nähere Erläuterungen siehe Text.

trodenelemente eines Pixels in ausreichendem Maße von Ladung getroffen werden.

Es wurde ein zweiter 2D-CASCADE Detektorprototyp gebaut, der mit der neuen, optimierten 2D-Auslesestruktur bestückt wurde. Im Folgenden wird der überarbeitete 2D-CASCADE Detektor und seine neue Auslesestruktur vorgestellt. Diese zweite Version des 2D-CASCADE Detektors wurde ebenfalls auf einer Strahlzeit an der EKN im April 2005 ausgiebig getestet und charakterisiert. Die Ergebnisse der Strahlzeit werden diskutiert.

6.4 2D-Detektor mit optimierter 2D-Auslesestruktur

Die Zeit bis zur Organisation einer erneuten Strahlzeit an der EKN wurde dazu genutzt, die zweite Version des 2D-CASCADE Detektors gegenüber der ersten Version in wesentlichen Teilen zu erweitern und weiter zu verbessern.

Folgende Verbesserungen und Erweiterungen kennzeichneten den zweiten 2D-CASCADE Detektorprototypen:

- Die neue 2D-Auslesestruktur zeichnet sich dadurch aus, dass die beiden Elektrodenelemente eines Pixels, wie in Abbildung 6.20 gezeigt, gabelförmig ineinandergreifen. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, dass Elektroden beider Dimensionen gleichzeitig in ausreichendem Maße von Ladung getroffen werden, erhöht. Das Rastermaß der Auslesekanäle beträgt unverändert 1.56 mm. Die Kapazität je Kanal hat sich nur geringfügig von 16 pF auf 21 pF erhöht, wie die Simulation der Struktur mit dem Programm CST EM Studio ergab.

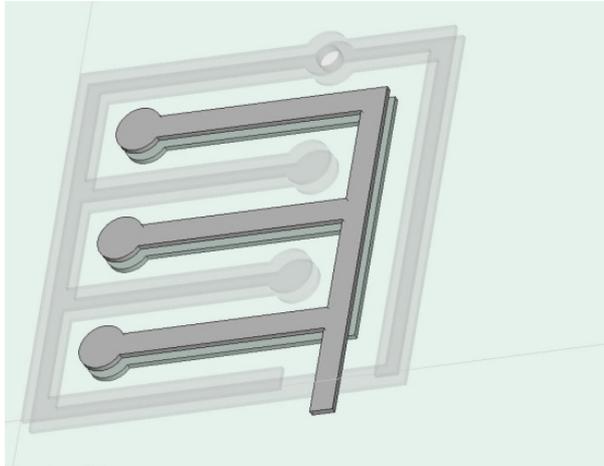


Abbildung 6.20: „Elementarzelle“ der zweiten, optimierten Version der 2D-Auslesestruktur. Durch das Aneinanderreihen solcher Elementarzellen in zwei Dimensionen erhält man die doppelseitige Auslesestruktur mit einem Rastermaß von 1.56 mm . An den Kreisen befinden sich elektrische Durchkontaktierungen von der Oberseite zur Unterseite der flexiblen Leiterplatte. Durch das gabelförmige Ineinandergreifen der Elektrodenelemente eines Pixels wird die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass beide Elektrodenelemente in ausreichendem Maße von Ladung getroffen werden.

- Das Detektorgehäuse wurde vollständig überarbeitet. Es zeichnet sich nun durch äußerste Robustheit und verbesserte, doppelte EMV¹-Abschirmung aus.
- Die Ansteuerung der ZBT-SRAMs wurde in das FPGA-Programm integriert und ermöglicht nun das kontinuierliche Messen unter höchsten Raten. Bei der vorhergehenden Strahlzeit wurden die gültigen Ereignisse in ein 16,384 Worte tiefes FIFO abgelegt, das maximal mit 250 kHz (bei Einzeltransferauslese) kontinuierlich ausgelesen werden konnte. Diese Grenze entfiel nun vollständig.
- Die Ansteuerung der ADC-Subkarte wurde in das FPGA-Programm integriert und ermöglicht nun die Aufnahme von Pulshöhenspektren parallel zur Aufnahme von statischen Bildern oder Flugzeitspektren.
- Um die Funktionsweise und das Betriebsverhalten des Detektors zu untersuchen, ist es sinnvoll, alle Spannungen an den GEM-Folien einzeln ansteuern zu können sowie alle dabei auftretenden Ströme messen zu können. Zu diesem Zweck wurde wieder die 16-kanalige Hochspannungsquelle EHQ F025 der Firma Iseg [82] verwendet. Um Regelungsproblemen vorzubeugen, wie sie im Fall des ersten 2D-CASCADE Detektors bei der Strahlzeit aufgetreten waren, wurden dieses Mal alle Hochspannungskanäle auf der HV-Karte mit Shunt-Widerständen versehen. Die entsprechende Schaltung ist für zwei Hochspannungskanäle in Abbildung 6.21 dargestellt. Die Schaltung sieht für die anderen Hochspannungskanäle analog aus.

¹EMV: Elektromagnetische Verträglichkeit

Mit dem Verlassen des Prototypen-Stadiums wird zukünftig die Hochspannungsversorgung mittels eines Spannungsteilers in Form einer Widerstandskette direkt am Detektor realisiert.

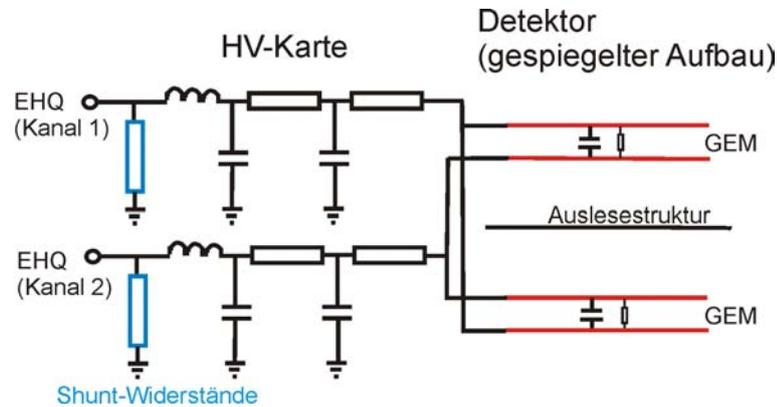


Abbildung 6.21: Jeder HV-Kanal wurde mit einem Shunt-Widerstand bestückt. Beim gespiegelt aufgebauten CASCADE Detektor geht jeder Kanal zur oberen und unteren Detektorhälfte. Jede GEM-Folie stellt eine Kapazität und ein sehr hochohmiger Widerstand dar. Beim Hochfahren der Spannung lädt sich diese Kapazität auf. Der dabei fließende Strom kann über die Shunt-Widerstände abfließen.

Folgende Idee verbirgt sich hinter dem Einsatz solcher Shunt-Widerstände: Jede GEM-Folie stellt eine Kapazität und ein sehr hochohmiger Widerstand dar. Beim Hochfahren der Spannung wird diese Kapazität geladen und es fließt ein Strom. Durch die Verwendung eines Shunt-Widerstandes kann dieser Strom nach Masse abfließen. Ohne Shunt-Widerstand fließt der Strom in den Hochspannungskanal mit dem niedrigeren Potenzial wieder zurück. Solche „negativen“ Ströme führen im Fall des eingesetzten EHQs zu Problemen. Das EHQ stellt eine gute Stromquelle, jedoch eine schlechte Stromsenke dar.

6.5 Ergebnisse der Strahlzeit an der EKN im April 2005

Obwohl dieses Mal alle Hochspannungskanäle mit Shunt-Widerständen ausgestattet wurden, traten bei dieser Strahlzeit erneut Probleme mit der Hochspannung auf. So gab es wieder Probleme, die gewünschten Spannungen einzustellen und stabil zu halten. Überlagert wurde diese Problematik durch eine mangelhafte Haftung der Borschichten auf den GEM-Folien. So lösten sich bei zahlreichen GEM-Folien die Borschichten wieder ab. Dies hatte zur Folge, dass im Detektor zahlreiche Bor-Krümmel vorhanden waren oder nur teilweise abgelöste Borschichten von den GEM-Folien herabgingen. Solche Bor-Krümmel und Bor-Schuppen führten zu HV-Überschlägen und hochohmigen Brücken zwischen den einzelnen GEM-Folien. Daher ist zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht definitiv geklärt, ob das Konzept der Shunt-Widerstände wirksam ist. Es ist aber

davon auszugehen, dass die erneut aufgetretenen HV-Probleme dieses Mal auf die sich ablösenden Borschichten zurückzuführen sind.

Anfangs war der symmetrisch aufgebaute 2D-Detektorprototyp mit zehn GEM-Folien und zwei Driftkathoden bestückt. Um einen stabilen Detektorbetrieb zu ermöglichen, wurde dieser Detektor während der Strahlzeit vollständig zerlegt und aus den noch funktionsfähigen GEM-Folien ein Detektor mit drei GEM-Folien und einer Driftkathode aufgebaut. Damit war nun ein stabiler Detektorbetrieb möglich.

Die im Folgenden präsentierten Messungen wurden daher, wenn nicht anders angegeben, mit einem ungespiegelten Detektoraufbau bestehend aus einer borbeschichteten Aluminiumdriftkathode, zwei einseitig borbeschichteten Transfer-GEMs und einer unbeschichteten Gain-GEM gewonnen.

6.5.1 Untersuchungen zur optimierten 2D-Auslesestruktur

Um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, dass beide Elektrodenelemente eines Pixels in ausreichendem Maße von Ladung getroffen werden, greifen bei der neuen 2D-Auslesestruktur beide Elektroden gabelförmig ineinander. Damit sollte im Vergleich zur ersten 2D-Auslesestruktur die Zahl der Fälle, in denen Treffer nur auf einer Dimension zu sehen sind, deutlich reduziert sein. Um dies zu überprüfen, wurde erneut mit dem in Abschnitt 6.3 eingeführten FPGA-Testprogramm die Korrelation zwischen den x- und y-Streifen untersucht.

Die mit der optimierten Auslesestruktur wiederholte Analyse der digitalen Rohdaten der vier CIPix-Chips ergab, dass immer noch in ca. $44\% \pm 1\%$ der Fälle Treffer nur in einer Dimension vorhanden waren. Die Zahl der Ereignisse, in denen Treffer nur in einer Dimension zu sehen sind, hat sich gegenüber der ersten 2D-Auslesestruktur zwar deutlich verringert. Dennoch ist die Zahl der Fälle, in denen keine Korrelation möglich ist, immer noch unerwartet hoch. Was einer weiteren Klärung bedurfte, war die Überprüfung der fehlerfreien Arbeitsweise des eingesetzten FPGA-Testprogramms. Die korrekte Arbeitsweise des FPGA-Programms wurde durch eine funktionale Simulation verifiziert. Dennoch ist es möglich, dass es zu Timing-Problemen, insbesondere durch das sehr breite und tiefe FPGA-interne FIFO, gekommen ist.

Die absoluten Zahlen, wonach bei der ersten 2D-Auslesestruktur in $63\% \pm 2\%$ der Fälle und bei der optimierten 2D-Auslesestruktur in $44\% \pm 1\%$ der Fälle keine Korrelation zwischen x und y auftritt, sind daher unter Vorbehalt zu sehen. Fest steht aber, dass sich durch die neue 2D-Auslesestruktur die Zahl der Fälle, in denen keine Korrelation auftritt, deutlich reduziert hat.

Dies wird auch durch die im folgenden Abschnitt präsentierte Messung der Point Spread Function bestätigt. Die PSF, die mit der alten 2D-Auslesestruktur gewonnen wurde, wies bekanntlich eine ausgeprägte Doppelhöckerstruktur auf. Passte man an diese Doppelhöckerstruktur eine Gaußkurve an, entstand der Eindruck, dass 10-30% Neutronen im

Peak fehlten. Die nachfolgend präsentierte PSF weist hingegen keine derartigen Strukturen mehr auf. Die im Peak „fehlenden“ Neutronen scheinen nun nachgewiesen worden zu sein.

6.5.2 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Point Spread Function wurde wieder ein kollimierter Strahl mit einem Durchmesser von 0.57 mm benutzt. Bei geöffnetem Strahlverschluss treten Neutronen nicht nur aus dem Strahlrohr aus, sondern auch mit geringer Intensität aus der gesamten Wand, in der das Strahlrohr eingebaut ist. Deshalb wurde bei dieser Messung im Unterschied zur vorhergehenden Messung der PSF der neutronenundurchlässige Blendenhalter mit der 0.57 mm Gadolinium-Lochblende direkt vor die sensitive Fläche des Detektors positioniert. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.22 dargestellt.

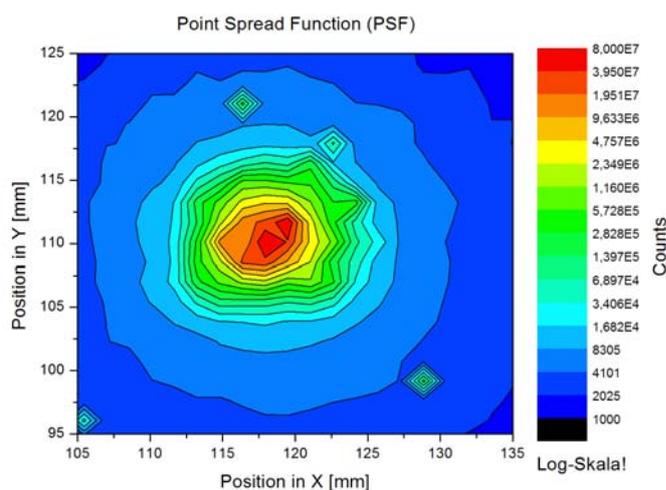


Abbildung 6.22: Point Spread Function (PSF) des CASCADE Detektors, gemessen mit einem kollimierten Neutronenstrahl von 0.57 mm Durchmesser. Das Kontur-Diagramm zeigt den relevanten Ausschnitt im logarithmischen Maßstab.

Schnitte durch den Peak der PSF entlang der x- und der y-Achse zeigt Abbildung 6.23 in logarithmischer (links) und linearer Skala (rechts). Die Extraktion der Halbwertsbreite, die in diesem Fall direkt die Ortsauflösung angibt, liefert einen Wert von $\text{FWHM} = (2.5 \pm 0.1)\text{ mm}$. Im Vergleich zur ersten Version der 2D-Auslesestruktur hat sich somit die Ortsauflösung merklich von $(3.0 \pm 0.1)\text{ mm}$ auf $(2.5 \pm 0.1)\text{ mm}$ verbessert. Diese Verbesserung war nach der im vorigen Abschnitt gemachten Hypothese, wonach oftmals zigarrenförmige Elektronenwolken unter steilem Winkel auf die Auslesestruktur driften, zu erwarten. Derartige Neutronensignale werden durch die feinere Elektrodenstruktur der neuen 2D-Auslesestruktur nun erfasst und führen zu zusätzlichen Counts im Peak.

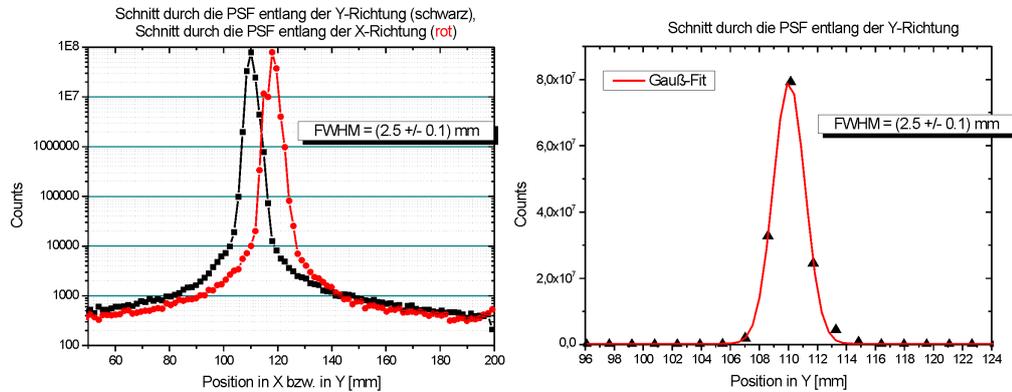


Abbildung 6.23: Profile der in Abbildung 6.22 gezeigten Point Spread Function. Die PSF wurde mit einem kollimierten Neutronenstrahl von 0.57 mm Durchmesser gemessen. Das linke Bild zeigt Schnitte durch den Peak der PSF entlang der x- und der y-Achse in logarithmischer Skala. Das rechte Bild zeigt nochmals das Profil in y-Richtung in linearer Skala. Die Halbwertsbreiten betragen jeweils $\text{FWHM} = (2.5 \pm 0.1)\text{ mm}$.

Die charakteristische $1/e$ Länge ist im Vergleich zur Messung in Abbildung 6.10 erheblich reduziert. Nimmt man wieder einen exponentiellen Abfall der Halo-Intensität an, ergibt sich eine charakteristische $1/e$ Länge von etwa 8 mm . Diese erhebliche Verbesserung ist darauf zurückzuführen, dass die gezeigte PSF dieses Mal nahezu untergrundfrei ist. Der geringe, immer noch vorhandene Untergrund ist im Wesentlichen auf die isotrope Streuung von Neutronen am Wasserstoff des Kaptons der GEM-Folien und der Auslesestruktur zurückzuführen.

Ferner sind in diesem Kontur-Diagramm neben dem eigentlichen Peak der PSF zusätzlich noch vier weitere, kleinere Peaks zu erkennen. Es ist davon auszugehen, dass in diesen Bereichen die Borschichten sich teilweise von ihren GEM-Folien abgelöst haben. Dadurch entstanden scharfe Spitzen. Durch Feldemission wurden so an diesen Spitzen Ladungen gelöst, die zur Auslesestruktur drifteten und auf diese Weise Signale hervorriefen. Diese Vermutung wird durch die Beobachtung gestützt, dass im Laufe der Strahlzeit viele dieser „Störpixel“ verschwanden. Durch das mehrmalige Hoch- und Herunterfahren der Hochspannung wurden diese Spitzen, ähnlich wie beim Konditionieren der GEM-Folien, abgetragen.

In einer zweiten Messung der PSF wurde der Detektor wieder mit demselben kollimierten Strahl wie oben beleuchtet (Lochblende mit 0.57 mm Durchmesser). Es wurden die Koordinaten des zentral getroffenen Pixels identifiziert. Anschließend wurde der Detektor mittels Schrittmotoren in einem 2D-Feld um dieses Pixel in gleichen Schritten in x und y gerastert. Dabei wurde immer nur dieses eine Pixel beobachtet und ausgelesen. Bei dieser Messung der PSF gehen somit keine Pixel-zu-Pixel Variationen ein. Das Resultat des Scans zeigt das Kontur-Diagramm in Abbildung 6.24. Einen Schnitt durch den Peak der Point Spread Function findet sich in Abbildung 6.25. Die Extraktion der Halbwerts-

breite liefert einen Wert von $\text{FWHM} = (2.5 \pm 0.1) \text{ mm}$. Offensichtlich ist mit der neuen, optimierten 2D-Auslesestruktur die mit der ersten Version der 2D-Auslesestruktur gemessene Doppelhöckerstruktur verschwunden. Die erhaltene Verteilung lässt sich durch eine Gaußkurve beschreiben. Hier zeigt sich sehr deutlich die Wirkung der Verfeinerung der Auslesestruktur durch das gabelförmige Ineinandergreifen der Elektrodenelemente eines Pixels.

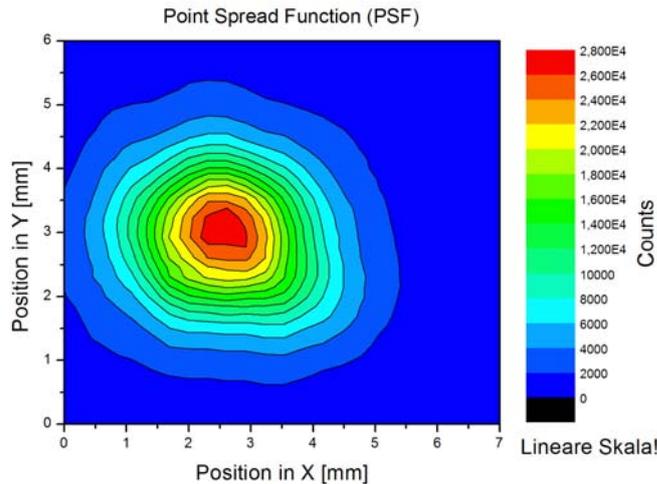


Abbildung 6.24: Point Spread Function (PSF): Der CASCADE Detektor wurde mit einem kollimierten Strahl von 0.57 mm Durchmesser beleuchtet. Das zentral getroffene Pixel wurde identifiziert. Anschließend wurde der Detektor mittels Schrittmotoren in einem 2D-Feld um dieses Pixel gerastert. Dabei wurde immer nur dieses eine Pixel ausgelesen, d. h. bei dieser Messung der PSF gehen keine Pixel-zu-Pixel Variationen ein.

Das Verschwinden der Doppelhöckerstruktur zeigt sich auch in der erneuten Messung der Line Spread Function. Um die LSF zu messen, wurde wieder mit einer Kadmium-Schlitzblende ein 0.23 mm breiter und 30 mm hoher kollimierter Neutronenstrahl erzeugt. Der Detektor mit seinen Auslestreifen wurde parallel zur Linienrichtung ausgerichtet. Anschließend wurde der Detektor über seine volle Breite quer zum kollimierten Strahl in Schritten von 0.39 mm gerastert. Einen Ausschnitt dieses Scans zeigt Abbildung 6.26. Alle 128 Streifen wurden parallel ausgelesen. Während der Detektor Schritt für Schritt voranschreitet, wandert der Peak entlang der Kanäle. An jedem Rasterpunkt wurde gleich lang gemessen. Im Vergleich zu der in Abbildung 6.13 mit dem ersten 2D-CASCADE Detektor gezeigten Messung der LSF weichen hier die maximal registrierten Signalwerte der einzelnen Streifen nur wenige Prozent voneinander ab. Diese Abweichungen sind wieder auf die Variationen der CIPix-Diskriminatoren zurückzuführen. Die gezeigten Peaks weisen im Gegensatz zu der in Abbildung 6.13 gezeigten Messung der Line Spread Function keine Struktur mehr auf. Sie können durch Gaußkurven beschrieben werden.

Für die Halbwertsbreite ergibt sich wieder ein Wert von $\text{FWHM} = (2.5 \pm 0.1) \text{ mm}$.

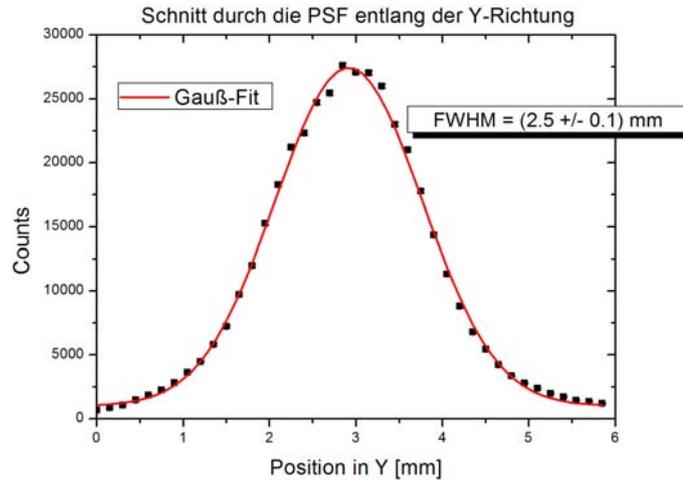


Abbildung 6.25: Schnitt durch den Peak der Point Spread Function von Abbildung 6.24 entlang der y-Richtung. Es ergibt sich wieder eine Halbwertsbreite von $FWHM = (2.5 \pm 0.1) \text{ mm}$. Durch die feinere Elektrodenstruktur der zweiten Version der 2D-Auslesestruktur verschwindet die Doppelhückerstruktur, die mit der ersten Version der 2D-Auslesestruktur gemessen wurde.

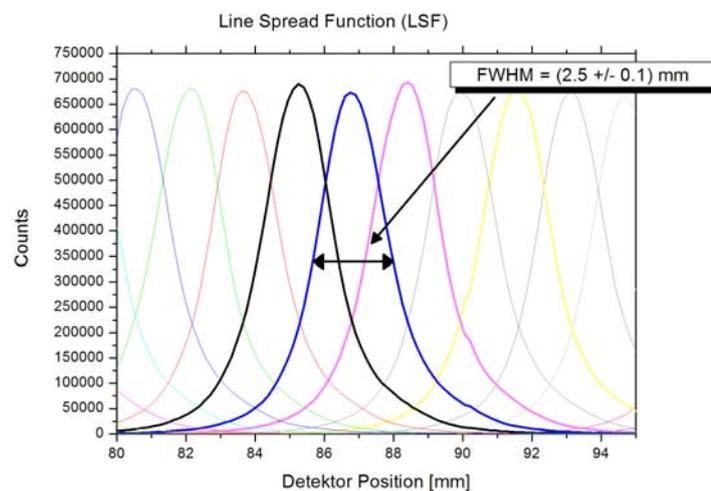


Abbildung 6.26: Detektorscan quer zu einem kollimierten Strahl mit 0.23 mm Breite (Schlitzblende). Der Detektor mit seinen Auslestreifen wurde parallel zur Schlitzblende ausgerichtet. Alle 128 Streifen wurden gleichzeitig ausgelesen. Während der Detektor Schritt für Schritt voranschreitet, wandert der Peak entlang der Kanäle.

6.5.3 Nachweiseffizienz: Flugzeitmessungen

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz wurden wieder Flugzeitmessungen, wie sie in Abschnitt 6.3.3 beschrieben wurden, durchgeführt. Der ungespiegelt aufgebaute CASCADE Detektor bestand bei dieser Messung aus einer borbeschichteten Driftkathode, einer borbeschichteten Transfer-GEM und einer unbeschichteten Gain-GEM. Damit kann die Effizienz des CASCADE Detektors wieder nach Gleichung 6.2 berechnet werden. Um dieses Mal eine Sättigung des ^3He -Zählrohres zu vermeiden, wurde ein 0.5 cm dicker Polyethylenstopfen in das Strahlrohr eingesetzt. Um die Flugzeitspektren zu messen, wurde das ^3He -Zählrohr unmittelbar vor dem CASCADE Detektor positioniert. Anschließend wurde das Rohr entfernt und Flugzeitmessungen mit dem CASCADE Detektor durchgeführt. Auf diese Weise war sichergestellt, dass beide Messungen unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden konnten.

Um die Messungen vergleichen zu können, wurde wie folgt vorgegangen:

1. Das mit dem ^3He -Zählrohr gemessene Flugzeitspektrum wird durch die im Anhang B gegebene Effizienz des Zählrohres dividiert.
2. Die Daten werden totzeitkorrigiert. Die Totzeit des Zählrohres wird dabei nach [4] durch das paralysierbare Totzeitmodell berücksichtigt:

$$\text{Wahre Rate} = \frac{\text{Gemessene Rate}}{1 - \text{Gemessene Rate} \cdot \text{Totzeit}}$$

Als Ergebnis erhält man das „wahre EKN-Spektrum“, mit der Totzeit als freiem Parameter.

3. Das „wahre EKN-Spektrum“ wird mit der Effizienz des CASCADE Detektors nach Gleichung 6.2 multipliziert. Das so erhaltene Spektrum wird im folgenden mit $R_{\text{Theorie,CASCADE}}$ bezeichnet und mit dem gemessenen Spektrum des CASCADE Detektors $R_{\text{Messung,CASCADE}}$ verglichen. Dazu wird $R_{\text{Messung,CASCADE}}$ durch die folgende Fitfunktion beschrieben:

$$f(\lambda) = C \cdot R_{\text{Theorie,CASCADE}}(\lambda, \tau) + U$$

mit dem Skalierungsfaktor C , der Totzeit τ und dem Untergrund U als Fitparameter.

Das Ergebnis dieses Fits findet sich in den Abbildungen 6.27 und 6.28.

Durch diesen Fit lässt sich das gemessene Spektrum des CASCADE Detektors gut beschreiben. Die Fitparameter ergeben sich zu: Totzeit $\tau = (2.05 \pm 0.02)\ \mu\text{s}$, Untergrund $U = (0.61 \pm 0.01)\ \text{Hz}$ und Skalierungsfaktor $C = (0.61 \pm 0.01)$.

Schaut man sich beispielhaft die Effizienzen für eine Wellenlänge von $5\ \text{\AA}$ an, ergibt sich folgendes Resultat: Nach der Theorie erwartet man nach Abbildung 6.17 für den

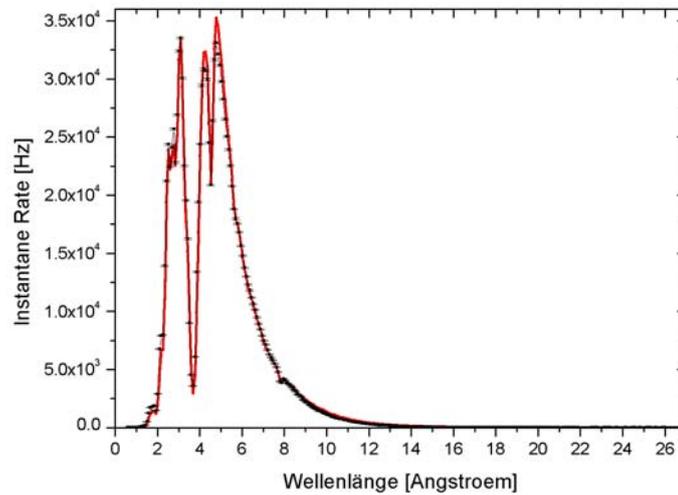


Abbildung 6.27: Mit dem CASCADE Detektor gemessenes Flugzeitspektrum. Die Daten werden durch einen Fit beschrieben. Der Fit basiert auf das theoretisch erwartete CASCADE Detektor Spektrum. Der Fit liefert einen Faktor von etwa 0.6 für die Abweichung zwischen Theorie und Messung.

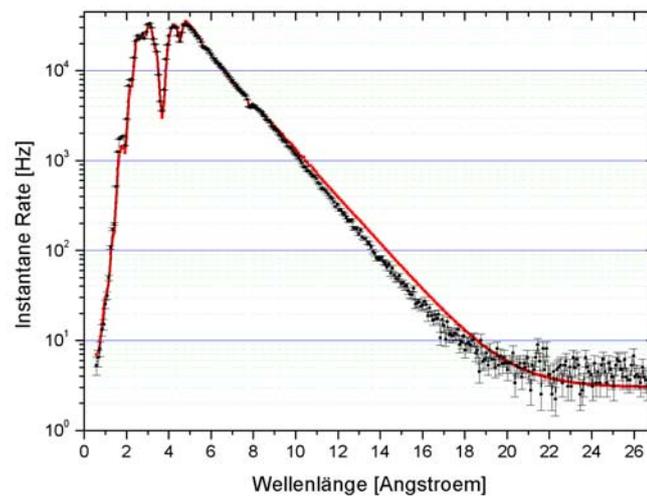


Abbildung 6.28: Logarithmische Darstellung von Abbildung 6.27.

untersuchten CASCADE Detektor eine Effizienz von etwa 15% bei einer Wellenlänge von 5 \AA . Mit dem gefundenen Faktor von etwa 0.6 folgt für die Effizienz des CASCADE Detektorprototypen ein Wert von ca. 9%. Das Referenzrohr hat bei dieser Wellenlänge nach Abbildung B.2 eine Effizienz von etwa 85%.

Die Abweichung zwischen theoretischer und experimentell bestimmter Nachweiseffizienz um einen Faktor von etwa 0.6 ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Diskriminatorschwellen beim CASCADE Detektor zu hoch eingestellt waren bzw. die Verstärkung an der Gain-GEM zu niedrig war, um alle Neutronensignale über die Diskriminatorschwelle zu verstärken.

6.5.4 Hochratentauglichkeit

Mithilfe der SRAMs konnte auf dieser Strahlzeit die Hochratentauglichkeit des Detektorsystems eindrucksvoll demonstriert werden. Folgende Messung soll als Beispiel angegeben werden: der CASCADE Detektor wurde mit einem kollimierten Strahl von 12.6 mm Durchmesser beleuchtet. Die dabei auf der gesamten sensitiven Fläche registrierte Zählrate betrug 660 kHz . Die meisten Konvertierungen konzentrierten sich dabei auf der Kreisfläche von 125 mm^2 des kollimierten Neutronenstrahls (siehe Abbildung 6.29).

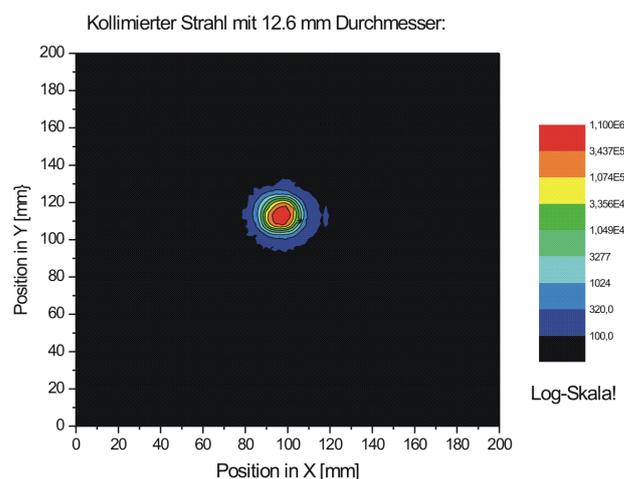


Abbildung 6.29: Der Detektor wurde mit einem kollimierten Strahl (12.6 mm Durchmesser) beleuchtet. Die dabei auf der gesamten sensitiven Fläche registrierte Zählrate betrug 660 kHz , wobei sich, wie deutlich zu erkennen ist, die meisten Konvertierungen auf der Kreisfläche des kollimierten Neutronenstrahls konzentrieren.

6.5.5 Pulshöhenspektren

Die ADC-Subkarte ermöglicht die Aufnahme von Pulshöhenspektren parallel zu einer Flugzeitmessung oder einer statischen Messung. Dazu wurden die analogen Ausgänge aller vier CIPix-Karten mit der ADC-Subkarte verbunden. Immer dann, wenn ein gültiges Ereignis gebildet wird, dessen Koordinaten mit den angeschlossenen Analogsignalen übereinstimmt, werden die dazugehörigen Spitzenwerte ermittelt. Auf diese Weise erhält man vier Pulshöhenspektren, im vorliegenden Fall für die Kanäle $X0 = 13$, $X1 = 30$, $Y0 = 40$ und $Y1 = 56$. Abbildung 6.30 zeigt als Beispiel das Pulshöhenspektrum für den Kanal $Y1$ für verschiedene CIPix-Diskriminatorschwellenwerten.

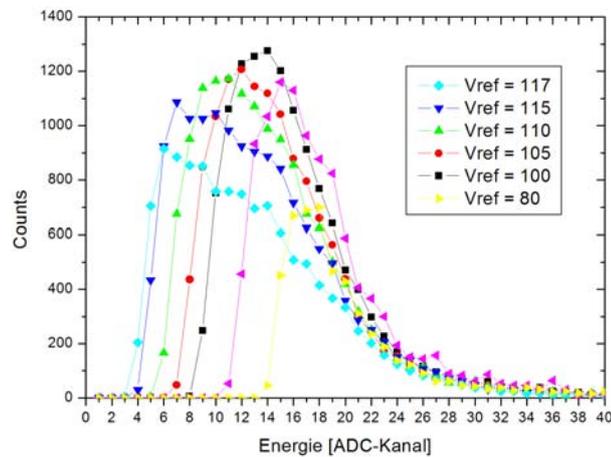


Abbildung 6.30: Pulshöhenspektren für unterschiedliche Einstellungen der CIPix-Diskriminatorschwellen, aufgenommen mit der ADC-Subkarte. Die gezeigten Daten wurden mit dem CIPix-Kanal $Y1 = 56$ gewonnen.

Je weiter die Schwellen von der Null (entspricht dem Registerwert 128) entfernt sind, desto weiter verschiebt sich, wie zu erwarten ist, der Beginn der Spektren zu höheren Energien hin. Kleine Pulse, die bei niedriger Schwelle noch detektiert wurden, werden bei höheren Schwellenwerten nicht mehr registriert.

Die ADCs haben eine Auflösung von 12-Bit und einen Eingangsbereich von $\pm 1 V$. Die analogen Pulse am Ausgang des CIPix-Chips weisen Amplituden von bis zu $100 mV$ auf. Um die analogen Signale zu verstärken, wurden deshalb Transformatoren an den differentiellen ADC-Eingängen angebracht. Die Verstärkung durch die Transformatoren hätte noch etwas größer sein können. Deshalb sind bei der hier präsentierten Messung nur die untersten 40 der insgesamt 512 gewählten Energiekanäle bevölkert.

Kapitel 7

Reflektometrie mit dem 2D-Detektor

Um der Neutronengemeinde zu demonstrieren, dass das 2D-CASCADE Detektorsystem auch unter den realen Bedingungen eines Nutzerinstrumentes erfolgreich eingesetzt werden kann, wurden Experimente am Neutronenreflektometer HADAS durchgeführt. Gegenstand der Untersuchung war eine Nickelschicht auf einem Glassubstrat. Mithilfe der Neutronenreflektometrie wurde die Dicke der Nickelschicht ermittelt. Die Reflektivität der Nickelschicht wurde zum einen mit dem CASCADE Detektor bestimmt und zum anderen mit dem Szintillationsdetektor des HADAS Instrumentes.

In den folgenden Abschnitten werden nach einer Einführung in die Theorie der Streuung unter streifendem Einfall und der Beschreibung des Reflektometers HADAS, die Ergebnisse dieser Reflektometriemessungen präsentiert. Mit dieser Messung konnte die einfache Integration des 2D-CASCADE Detektorsystems in bestehende Neutroneninstrumente demonstriert werden.

7.1 Streuung unter streifendem Einfall

7.1.1 Einleitung

Im Folgenden werden, basierend auf [85], die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis der durchgeführten Reflektometriemessung an einer Nickelschicht auf einem Glassubstrat notwendig sind, erläutert. Für Detailfragen sei auf die weiterführende Literatur verwiesen [85], [86], [87].

Bei der Streuung unter streifendem Einfall trifft die einfallende Welle unter sehr kleinen Glanzwinkeln zur Materialoberfläche θ ($0 < \theta < \text{wenige Grad}$) auf die Probe. Wird die Intensität der unter gleichem Winkel θ „spekulär“ reflektierten Welle gemessen, so

spricht man von Reflektometrie. Werden Neutronen unter einem Ausfallwinkel $\theta' \neq \theta$ nachgewiesen, so spricht man von diffuser Streuung.

Für den spekulären Strahl steht der Streuvektor \mathbf{Q} senkrecht auf der Oberfläche und es gilt im Grenzfall kleiner Glanzwinkel:

$$|\mathbf{Q}| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \ll |\mathbf{a}^*| \quad (7.1)$$

mit dem reziproken Gittervektor \mathbf{a}^* .

Der Streuvektor ist also sehr viel kleiner als ein reziproker Gittervektor. Daher kann die atomare Struktur der Materie im Rahmen von Reflektometriemessungen vernachlässigt werden und die Materie als Kontinuum beschrieben werden.

7.1.2 Die Wellengleichung im homogenen Medium

Im Rahmen der Quantentheorie werden Neutronenstrahlen als Materiewellen durch die Schrödingergleichung für die Wahrscheinlichkeitsamplitude Ψ beschrieben. Im zeitunabhängigen Fall gilt:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n} \Delta + (V(\mathbf{r}) - E) \right] \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (7.2)$$

Wie bereits erwähnt, lässt sich im Falle streifenden Einfalls aufgrund des kleinen Betrags des Streuvektors die Materie als Kontinuum beschreiben. Das Wechselwirkungspotenzial $V(\mathbf{r})$ ergibt sich demnach durch eine Volumenmittelung des Fermi-Potenzials $V_{Fermi}(\mathbf{r})$:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \int V_{Fermi}(\mathbf{r}) d^3r = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_j b_j \rho_j = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \rho_{sld} \quad (7.3)$$

wo ρ_j die Anzahldichte der Atomsorte j , b_j die Streulängen und ρ_{sld} die Streulängendichte bezeichnen. Mit der Energie $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}$ der einlaufenden ebene Welle ergibt sich aus 7.2 und 7.3 die Wellengleichung:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n} \Delta + \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_j b_j \rho_j - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \right) \right] \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (7.4)$$

Schließlich erhält man eine formal sehr einfache Wellengleichung, wenn man den in Materie ortsabhängigen Wellenvektor $\mathbf{k}_n(\mathbf{r})$ einführt:

$$[\Delta + k_n^2(\mathbf{r})] \Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (7.5)$$

Der Brechungsindex n ist definiert über das Verhältnis von k_n zum Betrag des Wellenvektors in Vakuum k und kann direkt aus dieser Herleitung der Wellengleichung abgelesen werden:

$$n = \frac{k_n}{k} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_j b_j \rho_j} \approx 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_j b_j \rho_j \quad (7.6)$$

Die Näherung ist dadurch gerechtfertigt, dass sich der Brechungsindex für Neutronen nur wenig von 1 unterscheidet. Die Abweichungen liegen in der Größenordnung von 10^{-6} .

Die Absorption von Neutronen in der Probe wird durch das Hinzufügen eines Imaginärteils zum Brechungsindex berücksichtigt. Für viele Materialien, insbesondere für die hier durchgeführte Reflektometrie an einer Nickelschicht auf einem Glassubstrat, ist die Absorption vernachlässigbar klein und wird daher im Folgenden nicht weiter verfolgt.

7.1.3 Die Fresnel'schen Formeln

Im Fall einer ideal glatten Grenzfläche zwischen Vakuum mit dem Brechungsindex vom Wert 1 und Materie mit dem Brechungsindex n lässt sich die Wellengleichung exakt lösen. Im Folgenden bezeichnen wir die Koordinate senkrecht zur Grenzfläche mit z . Die Grenzfläche liege bei $z = 0$ (siehe Abbildung 7.1).

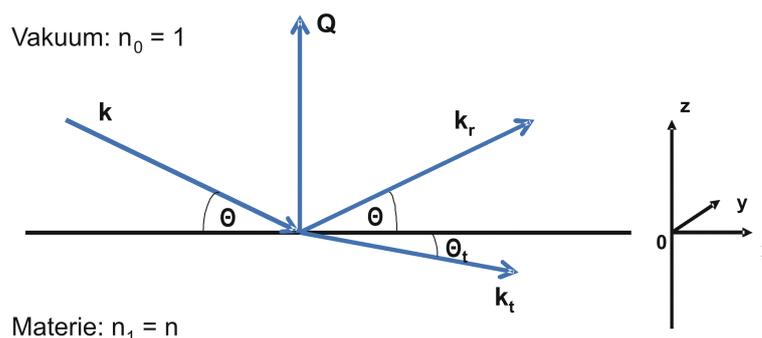


Abbildung 7.1: Geometrie bei der Reflexion an einer ideal glatten Grenzfläche zwischen Vakuum und Materie.

Die Lösung der Wellengleichung für diesen Fall findet man in Optik- und Elektrodynamikbüchern (z.B. [88] oder [89]). So erhält man für den Fall der ideal glatten Grenzfläche die Fresnel'schen Formeln:

$$\text{Reflexionskoeffizient : } r_f = \frac{k_z - k_{t,z}}{k_z + k_{t,z}} \quad (7.7)$$

$$\text{Transmissionskoeffizient : } t_f = \frac{2k_z}{k_z + k_{t,z}} \quad (7.8)$$

mit $k_z = k \sin \theta$ und $k_{t,z} = k_t \sin \theta_t = k(n^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}$. Die spekulär reflektierte Intensität ergibt sich aus dem Betragsquadrat des Reflexionskoeffizienten ($I = |r_f|^2$).

7.1.4 Brechungsgesetz und Totalreflexion

Den Zusammenhang zwischen θ und θ_t lässt sich aus der Stetigkeitsbedingung für die Tangentialkomponenten des Wellenvektors $k_x = k_{t,x}$ zusammen mit der Formel für den Brechungsindex $k_t = k \cdot n$ ableiten. Aus einfachen trigonometrischen Überlegungen ergibt sich dann das Snellius'sche Brechungsgesetz:

$$\frac{\cos \theta}{\cos \theta_t} = \frac{k_t}{k} = n \quad (7.9)$$

In Materialien mit positiver Streulänge ist der Brechungsindex für Neutronen kleiner als 1. Beim Übergang von Vakuum in Materie wird die Welle also zur Grenzfläche hin gebrochen, wie in Abbildung 7.1 zu sehen ist. Bei Brechung von Licht ergibt sich gerade das entgegengesetzte Verhalten. Wird der Einfallswinkel θ schrittweise verkleinert, so ergibt sich nach 7.9 irgendwann der Fall, dass θ_t zu 0 wird. Man spricht dann von externer Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen Vakuum und Medium. Den Winkel, für den θ_t verschwindet, bezeichnet man als den Grenzwinkel für externe Totalreflexion θ_c . θ_c ergibt sich aus der Bedingung: $\cos \theta_c = n$ für $n < 1$.

7.1.5 Reflektivität einer Einzelschicht

Für die Berechnung der Reflektivität eines Vielschichtsystems werden die Fresnel'schen Gleichungen an den verschiedenen Grenzflächen rekursiv angewandt [87], [90] bzw. mit Hilfe eines Matrizenformalismus für die Randbedingungen [85]. In unserem Fall genügt die Betrachtung einer Einzelschicht der Dicke d und der Brechzahl n_{lay} auf einem unendlich dicken Substrat der Brechzahl n_{sub} . Wie der Verlauf der in Abbildung 7.2 gezeigten Strahlen erwarten lässt, ergibt sich ein Interferenzmuster als Funktion des Einfallswinkels θ aufgrund des Phasenunterschieds zwischen der an der Grenzfläche zwischen n_{vac} und n_{lay} gestreuten Welle und der an der Grenzfläche zwischen n_{lay} und n_{sub} reflektierten Welle.

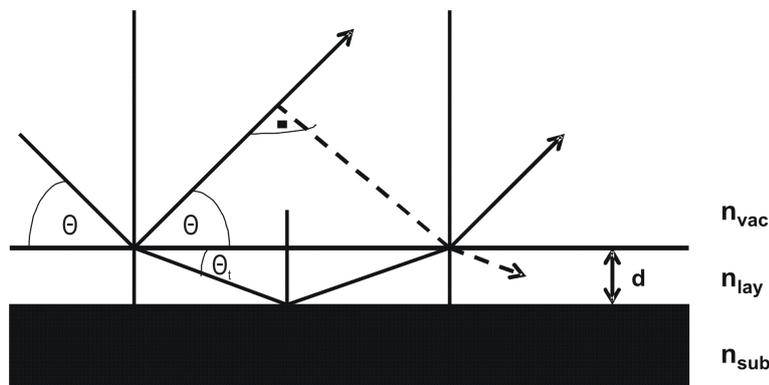


Abbildung 7.2: Geometrische Verhältnisse bei der Reflexion an einer Einzelschicht auf einem Substratmaterial.

Mit der Fresnel'schen Formel 7.7 erhält man für die Amplitude an der Grenzfläche Vakuum-Schicht

$$r_{f,1} = \frac{k_{vac,z} - k_{lay,z}}{k_{vac,z} + k_{lay,z}} \quad (7.10)$$

und für die Amplitude an der Grenzschicht Schicht-Substrat

$$r_{f,2} = \frac{k_{lay,z} - k_{sub,z}}{k_{lay,z} + k_{sub,z}} \quad (7.11)$$

mit $k_{vac,z} = k \sin \theta$, $k_{lay,z} = \sqrt{k_{vac,z}^2 - 4\pi\rho_{sld,lay}}$ und $k_{sub,z} = \sqrt{k_{vac,z}^2 - 4\pi\rho_{sld,sub}}$. Die Superposition dieser beiden Amplituden ergibt die reflektierte Amplitude eines solchen Einzelschichtsystems

$$R = \frac{r_{f,1} + r_{f,2} \cdot e^{2ik_{lay,z}d}}{1 + r_{f,1}r_{f,2} \cdot e^{2ik_{lay,z}d}} \cdot e^{-2ik_{vac,z}d} \quad (7.12)$$

Die reflektierte Intensität ergibt sich aus dem Betragsquadrat von R ($I = |R|^2$).

In der Reflektometrie ist es üblich, die reflektierte Intensität als Funktion des Betrags des Streuvektors anzugeben. Wie bereits erwähnt, gilt $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ für die Beziehung zwischen dem Einfallswinkel θ und dem Betrag des Streuvektors.

Aus dem Abstand der Interferenzmaxima kann in guter Näherung die Schichtdicke d bestimmt werden. Aus Abbildung 7.2 liest man einen Gangunterschied s zwischen der an der Grenzfläche n_{vac} und n_{lay} gestreuten Welle und der an der Grenzfläche zwischen n_{lay} und n_{sub} reflektierten Welle einen Wert von $s = 2 \cdot d \cdot n_{lay} \cdot \sin \theta$ ab. Bei Vernachlässigung der Brechung an der obersten Grenzfläche und unter Anwendung der für kleine Winkel θ gerechtfertigten Näherung $\sin \theta \approx \theta$ ergibt sich: $s \approx 2 \cdot d \cdot \theta$. Für den Abstand zweier benachbarter Interferenzmaxima ergibt sich daraus die Bedingung:

$$\lambda \approx 2 \cdot d \cdot (\Delta\theta) \Rightarrow \Delta Q \approx \frac{2\pi}{d} \quad (7.13)$$

7.1.6 Einfluss der Grenzflächenrauheit

Eine reale Grenzfläche wird immer eine gewisse Rauheit auf atomarem Niveau aufweisen. Der Verlauf der Grenzfläche wird dann durch die Parametrisierung $z(x,y)$ vollständig beschrieben. Die Detailinformation über eine individuelle Grenzfläche ist von keinerlei Interesse. Interessant sind vielmehr einfache statistische Parameter, wie etwa die mittlere quadratische Abweichung von ideal glatten Grenzflächen oder laterale Korrelationslängen. Diese statistischen Parameter können mithilfe von Streumethoden bestimmt werden.

In einem einfachen Modell nimmt man an, dass die Höhenkoordinate z über der Grenzfläche einer Zufallsverteilung um die nominelle Lage z_j der glatten Grenzfläche folgt. Ist diese Zufallsverteilung durch eine Gauß-Funktion beschrieben

$$P(\Delta z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\Delta z^2}{2\sigma^2}\right), \quad (7.14)$$

so nimmt das Brechungsindexprofil die Form an:

$$n(z) = \frac{n_j + n_{j+1}}{2} - \frac{n_j - n_{j+1}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{z - z_i}{\sqrt{2}\sigma_j}\right) \quad (7.15)$$

mit der Error-Funktion

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (7.16)$$

Die Reflektivität einer solchen rauen Grenzfläche erhält man durch eine Mittelung über die Reflektivitäten einer Schar von Grenzflächen, welche das Brechungsindexprofil beschreiben (siehe [91]). Als Ergebnis erhält man, dass die Fresnel-Koeffizienten der ideal glatten Grenzflächen durch modifizierte Fresnel-Reflektivitäten ersetzt werden müssen:

$$r_{\text{rauh}} = r_{\text{glatt}} \cdot \exp(-2\sigma_j^2 k_{zj} k_{zj+1}) \quad (7.17)$$

In dieser Gleichung beschreibt σ_j die mittlere quadratische Abweichung von der nominalen Lage der glatten Grenzfläche und k_{zj} die z-Komponente des Wellenvektors in der j-ten Schicht. Für größere Impulsüberträge kommt es also zu einer exponentiellen Dämpfung des Interferenzmusters.

7.2 Das Reflektometer HADAS

Die Reflektometriemessungen im April 2005 wurden am Reflektometer HADAS¹ durchgeführt, das sich in der Neutronenleiterhalle ELLA am Neutronenleiter NL-1 befindet. Das Reflektometer mit optionaler Polarisationsanalyse ist konzipiert, Oberflächen und Dünnschichtsysteme (z. B. für Anwendungen in der Magnetoelektronik) zu studieren.

Eine Skizze des Instruments zeigt Abbildung 7.3. Es besteht im Wesentlichen aus einem Doppelmonochromator, der Kollimationsstrecke, dem Proben Tisch und dem Streuarm mit ortsauflösendem Detektor.

Der Doppelmonochromator besteht im Wesentlichen aus parallel angeordneten (002)-orientierten Graphitkristallen, die um die senkrechte Achse so gedreht werden können, dass Wellenlängen zwischen 2 Å und 6.5 Å ausgewählt werden können. Die Richtung des Strahls wird durch zwei senkrechte Schlitzblenden definiert, die die horizontale Divergenz und die Breite des Strahls begrenzen. Der Abstand zwischen diesen beiden Kollimationsschlitzen beträgt 1.05 m und 0.45 m zwischen dem zweiten Schlitz und der Drehachse des Proben tisches. Um maximale Intensität zu erzielen, wird in der vertikalen Richtung der Strahl am Probenort fokussiert (durch den ersten Monochromatorkristall). Die Probe kann auf dem Proben Tisch durch sechs Freiheitsgrade in jede Position gebracht werden. Nach der Reflexion an der Probe werden die Neutronen von einem zweidimensional ortsauflösenden Szintillationsdetektor detektiert. Der Abstand zwischen Probe und Detektor beträgt 1.6 m. Als Szintillatormaterial wird ⁶Li-Glas verwendet, das an

¹HADAS: **H**ochauflösendes **D**reiachsenspektrometer (ursprünglicher Aufbau)

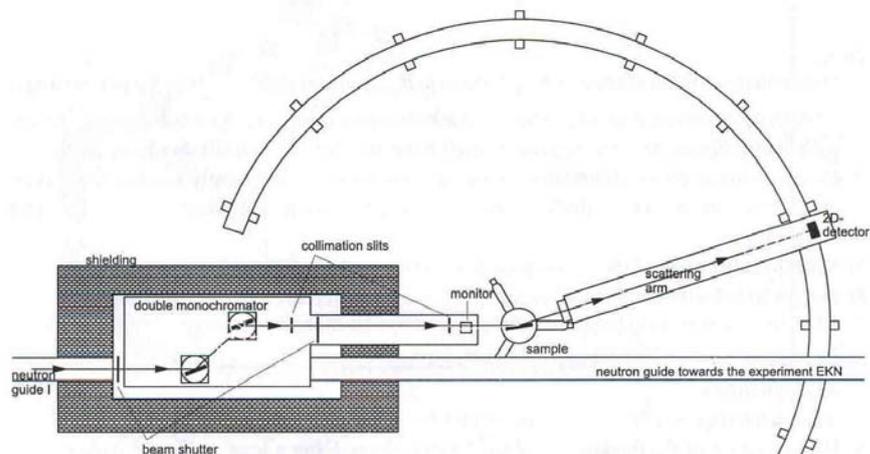


Abbildung 7.3: Schematische Aufsicht auf das HADAS Reflektometer. [10]

einen ortsauflösenden Photomultiplier gekoppelt ist. Die kreisförmige sensitive Fläche hat einen Durchmesser von 80 mm . Die Ortsauflösung ist $< 1.5\text{ mm}$. Mithilfe einer digitalen differentiellen Diskriminierungseinheit wird die Gamma-Empfindlichkeit des Szintillationsdetektors minimiert. Da die Verstärkung des eingesetzten Photomultipliers ortsabhängig ist und um bis zu $\pm 25\%$ variiert, wurde eine Diskriminierungseinheit entwickelt, bei der die digitale obere und untere Diskriminatorschwelle der ortsabhängigen Verstärkung entsprechend gesetzt werden. Dadurch können enge Diskriminatorfenster benutzt werden. Der Gamma-Untergrund wird somit drastisch reduziert, ohne dabei die Nachweiseffizienz für Neutronen zu beeinflussen. Für weitere Details zum Szintillationsdetektor sei auf [92] verwiesen.

Weitere technische Daten und Informationen zur Neutronenreflektometrie mit polarisierten Neutronen finden sich in [10].

7.3 Messungen

Auf der Strahlzeit im April 2005 wurde die Reflektivität von Neutronen an einer Nickelschicht auf einem Glassubstrat bestimmt. Die Reflektivität R gibt das Verhältnis des Neutronenflusses im spekulär reflektierten Strahl zum einfallenden Neutronenfluss an.

Zunächst wurde die Reflektivität der Nickelschicht mit dem Szintillationsdetektor des HADAS Reflektometers gewonnen. Der Einfallswinkel des Neutronenstrahls zur Probenoberfläche wurde von 0° ausgehend in Schritten von 0.015° erhöht. Bei jeder Winkeleinstellung wurde die reflektierte Intensität bestimmt.

Die Abbildung 7.4 zeigt das Ergebnis der Messung der Reflektivität als Funktion des Betrags des Streuvektors.

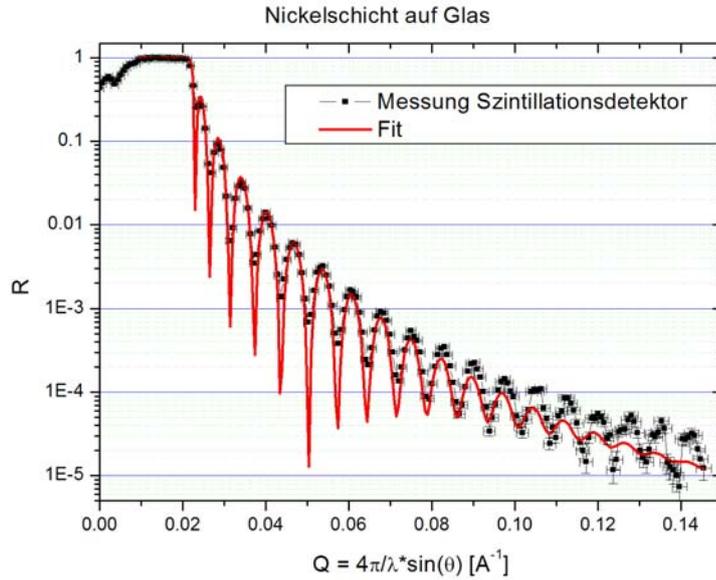


Abbildung 7.4: Reflektivität von Neutronen an einer Nickelschicht auf einem Glassubstrat. Der Fit liefert für die Schichtdicke d einen Wert von $d = (830 \pm 1) \text{ \AA}$. Die Messung wurde mit dem Szintillationsdetektor des HADAS Reflektometers durchgeführt.

Da die Reflektivität oberhalb des Grenzwinkels für Totalreflexion ($\theta_c \approx 0.42^\circ$ bzw. $Q_c \approx 0.02039 \text{ \AA}^{-1}$) sehr rasch abfällt, wurde die Ordinate in einem logarithmischen Maßstab dargestellt. Deutlich zu sehen sind die Oszillationen der Reflektivität aufgrund des in Abschnitt 7.1.5 beschriebenen Interferenzeffektes.

Die Daten wurden mit der in Gleichung 7.12 angegebenen Funktion gefittet. Zur Berücksichtigung der Grenzflächenrauheit an der Grenzfläche Luft-Nickel σ_1 und der Grenzflächenrauheit an der Grenzfläche Nickel-Substrat σ_2 , wurden die Fresnel-Formeln 7.10 und 7.11 nach Abschnitt 7.1.6 durch den Ausdruck 7.17 ersetzt. Der Fit berücksichtigt auch den Fehler δQ . δQ resultiert aus der endlichen experimentellen Auflösung des Reflektometers (Auflösung der Wellenlänge, Winkelauflösung). Wegen der Beziehung $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ berechnet sich δQ durch die folgende Formel:

$$\delta Q = \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\lambda^2} \sin \theta \delta \lambda\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{\lambda} \cos \theta \delta \theta\right)^2} \quad (7.18)$$

Der Neutronenstrahl wurde mittels zweier im Abstand $l = 950 \text{ mm}$ entfernter und $s_1 = s_2 = 0.3 \text{ mm}$ breiter Schlitze kollimiert. Daraus folgt für die Winkelauflösung $\delta \theta = (s_1 + s_2)/(2l) = 3.2 \cdot 10^{-4}$. Die Auflösung der Wellenlänge am HADAS Instrument beträgt $\delta \lambda = 1.1\%$ [10]. Damit lässt sich zu jedem Winkel θ der dazugehörige Fehler δQ berechnen.

Der Fit liefert für die Schichtdicke der Nickelschicht einen Wert von $d = (830 \pm 1) \text{ \AA}$.

Dieser Wert lässt sich nach Gleichung 7.13 bei großen Werten für den Betrag des Streuvektors auch aus dem Abstand der Interferenzmaxima bestimmen. Bestimmt man ΔQ aus Abbildung 7.4, erhält man in guter Übereinstimmung mit dem Fit wieder einen Wert von $d = (827 \pm 5) \text{ \AA}$. Bei kleinen Werten von Q liegen die Interferenzmaxima aufgrund des Effektes der Brechung etwas dichter beisammen. Hier kann Gleichung 7.13 nicht angewandt werden. Die gefundenen Werte für die Schichtdicke entsprechen den Erwartungen des Instrumentverantwortlichen, der die Probe zur Verfügung gestellt hat.

Für die Grenzflächenrauheiten liefert der Fit $\sigma_1 = (20.9 \pm 0.3) \text{ \AA}$ und $\sigma_2 = (0.9 \pm 0.3) \text{ \AA}$. Die Rauheit führt zu einer exponentiellen Dämpfung des Interferenzmusters. Für die genaue Beschreibung der Interferenzmaxima und -minima ist das Modell jedoch zu einfach. Möchte man auch die Grenzflächenrauheiten genau bestimmen, dann müsste man das Modell erweitern. Zusätzlich berücksichtigt werden müssten der stets vorhandene dünne Wasserfilm auf der Nickeloberfläche, die endliche Dicke des Substrates und die Inhomogenität der Nickelschicht. Für den Vergleich der Reflektivitätsmessungen zwischen dem Szintillationsdetektor und dem CASCADE Detektor sind diese Parameter aber von untergeordneter Bedeutung. Deren genaue Bestimmung wird deshalb nicht weiter verfolgt.

Die Reflektometriemessung wurde mit dem in Kapitel 6.4 beschriebenen 2D-CASCADE Detektor mit unveränderten Instrumenteneinstellungen wiederholt. Bei jedem Einfallswinkel des Neutronenstrahls wurde vom CASCADE Detektor ein statisches Bild aufgenommen. Das Ergebnis dieser Reflektometriemessung ist eine Serie von 2D-Bildern. Abbildung 7.5 zeigt als Beispiel sechs dieser Bilder für unterschiedliche Einfallswinkel θ .

Bei $\theta = 0^\circ$ ist nur der Primärstrahl zu sehen. Bei größeren Winkeln sind der Primärstrahl und der spekulär reflektierte Strahl deutlich getrennt voneinander zu erkennen. Der spekulär reflektierte Strahl wandert längs der sensitiven Fläche des ortsfest aufgestellten CASCADE Detektors und ändert dabei seine Intensität. Für jede Winkeleinstellung wurden die Counts im spekulären Reflex aufaddiert und die damit erhaltene spekulär reflektierte Intensität wurde bezüglich des einfallenden Neutronenflussess normiert. Als Ergebnis erhält man die in Abbildung 7.6 gezeigte Kurve.

Es konnten nur die ersten Oszillationen vermessen werden, da mit dem Herunterfahren des Reaktors die Messung beendet werden musste. Der Fit dieser Daten liefert für die Schichtdicke einen Wert von $d = (855 \pm 4) \text{ \AA}$ und für die Grenzflächenrauheiten Werte von $\sigma_1 = (21 \pm 4) \text{ \AA}$ und $\sigma_2 = (18 \pm 4) \text{ \AA}$. Der Fit der mit dem Szintillationsdetektor gewonnenen Daten lieferte für die Schichtdicke hingegen einen Wert von $d = (830 \pm 1) \text{ \AA}$. Die beiden Werte für die Schichtdicke stimmen also im Rahmen der Fehler nicht überein. Hätte man noch weitere Oszillationen bei höheren Impulsüberträgen messen können, ist davon auszugehen, dass beide Messungen übereinstimmende Werte für die Schichtdicke geliefert hätten.

Bei der Reflektivitätsmessung mit dem Szintillationsdetektor erstreckt sich die Reflektivität über ca. 5 Größenordnungen. Schaut man sich noch einmal die gemessene Point

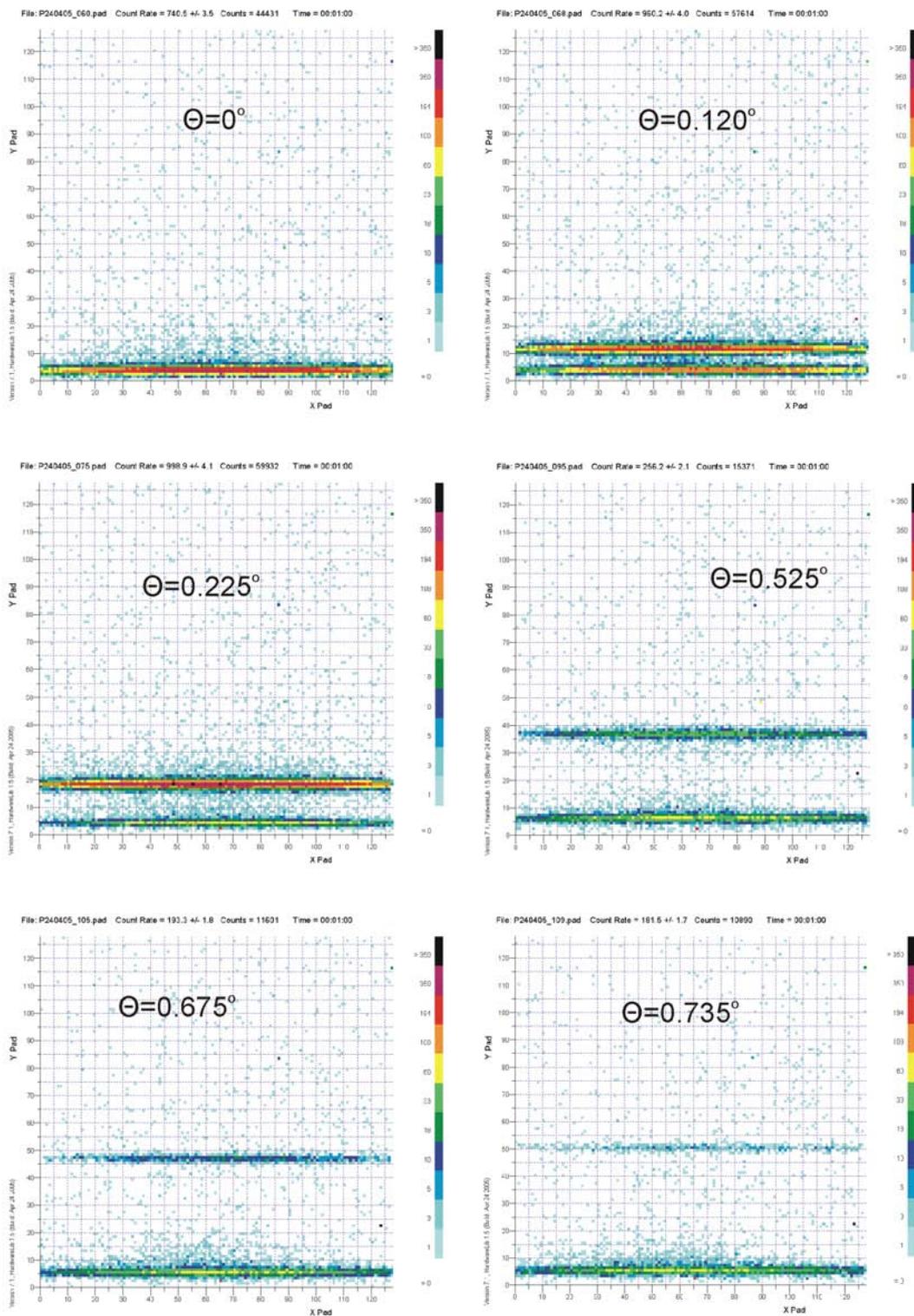


Abbildung 7.5: Reflektometrie an einer Nickelschicht auf Glas mit dem CASCADE Detektor. Der Einfallswinkel wurde in Schritten von 0.015° verändert. Bei jeder Einstellung wurde ein 2D-Bild aufgenommen. Die Abbildung zeigt sechs beispielhaft ausgewählte Bilder. Bei größeren Winkeln sind der Primärstrahl und der längs der sensitiven Fläche entlanglaufende spekulär reflektierte Strahl voneinander getrennt zu erkennen.

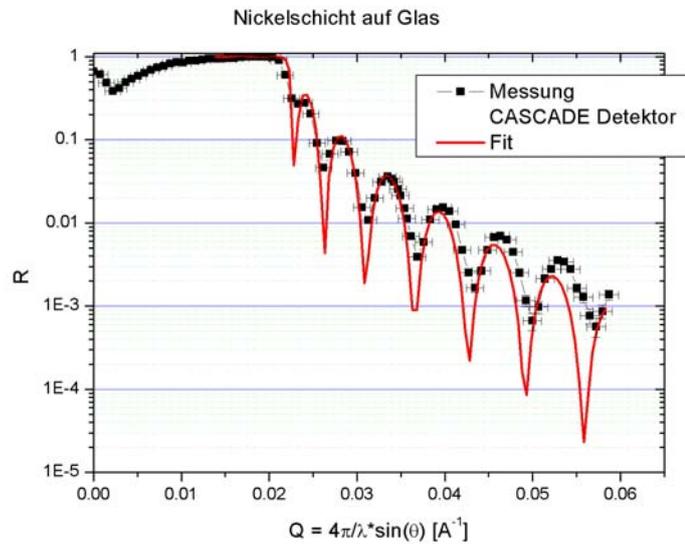


Abbildung 7.6: Reflektivität von Neutronen an einer Nickelschicht auf einem Glassubstrat. Die in Abbildung 7.4 gezeigte Messung mit dem Szintillationsdetektor wurde unter gleichen Instrumenteneinstellungen mit dem CASCADE Detektor wiederholt. Der Fit dieser Daten liefert für die Schichtdicke einen Wert von $d = (855 \pm 4) \text{ \AA}$. Messungen bei höheren Impulsüberträgen waren nicht mehr möglich, da mit dem Herunterfahren des Reaktors die Strahlzeit beendet war.

Spread Function von Abbildung 6.23 mit ihrer mehr als 5 Größenordnungen umfassenden Dynamik an, ist davon auszugehen, dass man mit dem 2D-CASCADE Detektorprototypen ebenso 5 Größenordnungen hätte erreichen können.

In Abbildung 7.7 sind zum Vergleich die mit dem Szintillationsdetektor und die mit dem CASCADE Detektor gewonnenen Reflektivitätskurven gemeinsam dargestellt.

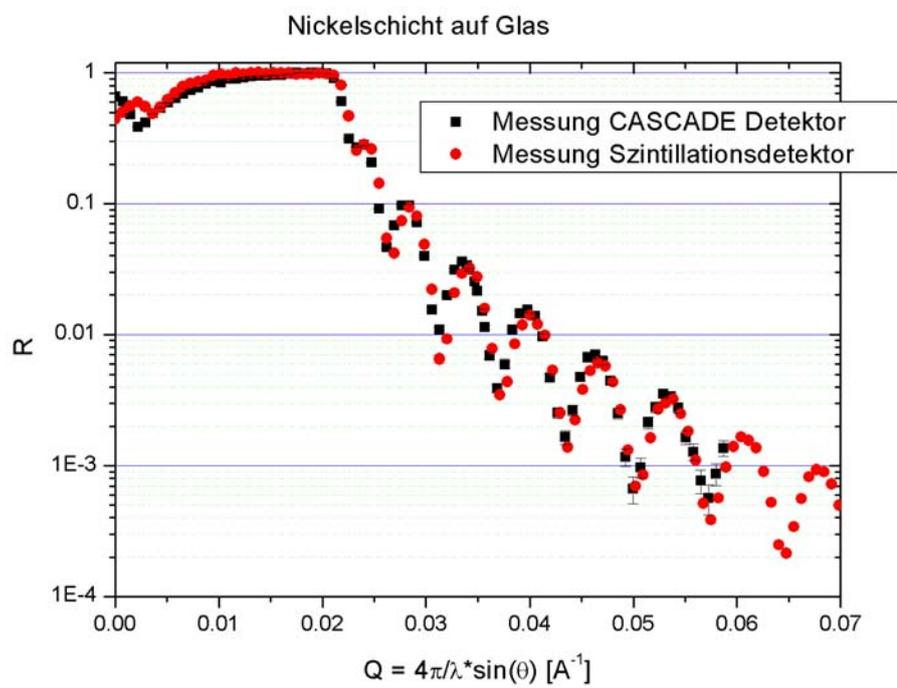


Abbildung 7.7: Vergleich der Reflektivitätskurven, aufgenommen mit dem CASCADE Detektor und dem Szintillationsdetektor.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem so genannten CASCADE Neutronendetektor und seiner Auslese. Der CASCADE Neutronendetektor ist ein Gasdetektor mit festen ^{10}B -Schichten als Neutronenkonverter. Der effiziente Nachweis thermischer und kalter Neutronen gelingt durch das Kaskadieren mehrerer substratverstärkter Borschichten, wodurch die Nachweiseffizienz der einzelnen Borschichten kumuliert wird. Als Substrat für die Borschichten dient die GEM-Folie (GEM: Gas Electron Multiplier), deren Ladungstransparenz dafür sorgt, dass die Ortsinformation trotz hintereinander kaskadierter Konverterschichten erhalten bleibt. Die geladenen Fragmente der Neutronen-Konvertierungsreaktion können dann mit einer geeigneten Elektrodenstruktur ortsaufgelöst detektiert werden.

Das primäre Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines 2D-CASCADE Detektorsystems. Dieses System sollte einen hochratenfähigen 2D-CASCADE Detektor und eine geeignete Elektronik für die Auslese des Detektors umfassen. Detektor und Elektronik sollten zusammen eine eigenständige und skalierbare Einheit bilden, die über eine Standardschnittstelle an jeden beliebigen PC angeschlossen werden kann. Das System sollte durch Messungen an Neutronenquellen charakterisiert werden.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurden zunächst verschiedene Elektronikmodule aus der Hochenergiephysik in das Gebiet der Neutroneninstrumentierung transferiert. Dazu gehören der CIPix-Chip und die FPGA-Karte DL535. Der CIPix-Chip ist ein Auslese-ASIC mit 64 unabhängigen Kanälen. Jeder Kanal besteht im Wesentlichen aus einem Vorverstärker und einem Diskriminator. Die Verarbeitung der digitalen CIPix-Diskriminatordaten erfolgte mit der DL535-Karte. Hierzu wurde der darauf befindliche FPGA programmiert.

Als erster Schritt zum 2D-Detektor für hohe Zählraten wurden im Rahmen einer Strahlzeit am ILL im Mai 2003 zwei 1D-CASCADE Detektoren gebaut und erfolgreich getestet. Der erste Prototyp mit einer sensitiven Fläche von $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ wurde mittels den diskret aufgebauten Vorverstärkern VV50-2 der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg bestückt. Mit diesen Vorverstärkern konnten allerdings nur einige wenige der insgesamt 32 Auslesekanäle des Detektors parallel ausgelesen werden. Der zweite 1D-CASCADE Detektor hatte eine sensitive Fläche von $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$. Dieser Detektor wurde als erster CASCADE Detektor überhaupt mit dem CIPix-Chip ausgelesen. Die weitere, parallele Verarbeitung der

digitalen CIPix-Daten von allen 64 Kanälen erfolgte mit der DL535-Karte. Auf dieser Strahlzeit konnte gezeigt werden, dass der CIPix-Chip für die Auslese von CASCADE Detektoren geeignet ist und dass die weitere Verarbeitung der digitalen Daten mittels eines FPGAs ohne Probleme möglich ist.

Mit dieser Hardware konnte allerdings weder die Auslese der 1D-Detektoren unter hohen und höchsten Raten, noch die Auslese der im Rahmen dieser Arbeit geplanten 2D-Detektoren mit einer wesentlich größeren Zahl an Auslesekanälen realisiert werden. Mit den bisher gewonnenen Erfahrungen wurde daher eine neue Detektorelektronik für hochratenfähige 2D-CASCADE Detektoren entwickelt und erfolgreich realisiert.

Das neue Elektroniksystem für die Auslese von 2D-CASCADE Detektoren mit 128 unabhängigen Kanälen in x und 128 unabhängigen Kanälen in y umfasst im Wesentlichen vier CIPix-Karten mit je einem CIPix-Chip und eine FPGA-Karte mit einem Virtex-II FPGA. Der FPGA wurde für die Verarbeitung der digitalen CIPix-Daten programmiert. Die Detektorelektronik ist vor Ort mit mehreren Speichern (SRAM, DDR SDRAM) ausgerüstet. Sie dienen zum Komprimieren und Ablegen der vom FPGA verarbeiteten Daten.

Basierend auf diesem Elektroniksystem wurde das erste 2D-CASCADE Detektorsystem gebaut. Auf einer Strahlzeit am Forschungsreaktor FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich im November 2004 wurde dieses Gesamtsystem ausgiebig getestet und charakterisiert. Die unerwartete Struktur der gemessenen Point Spread Function, die niedrige Nachweiseffizienz und die Untersuchungen zur 2D-Auslesestruktur führten zu dem Schluss, dass die eingesetzte 2D-Auslesestruktur nicht optimal ist. Deshalb wurde ein zweites, erweitertes 2D-CASCADE Detektorsystem gebaut und die 2D-Auslesestruktur durch eine überarbeitete Version ersetzt. Auch dieses Detektorsystem wurde am Forschungsreaktor FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich intensiv getestet und charakterisiert.

Um zu demonstrieren, dass das 2D-CASCADE Detektorsystem einfach in bestehende Instrumente integriert werden kann, wurde eine Reflektometriemessung am Reflektometer HADAS am FRJ-2 des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Gegenstand der Untersuchung war eine Nickelschicht auf Glas. Die Messung wurde zum Vergleich mit dem Szintillationsdetektor des HADAS Instrumentes wiederholt.

Das untersuchte 2D-CASCADE Detektorsystem lässt sich wie folgt charakterisieren:

- Sensitive Fläche: $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ mit 128 Kanälen in x und 128 Kanälen in y.
- Zählgas Mischung: Argon/ CO_2 im Verhältnis 90/10 (andere Gasmischungen sind prinzipiell möglich), Spülbetrieb unter Normaldruck
- Ortsauflösung: ca. $2.5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$
- Maximale Zählrate auf der gesamten sensitiven Fläche: ca. 1 MHz bei 10% Totzeit (limitiert durch die Elektronik).

- Maximale Zählrate pro Pixel: 330 kHz bei 10% Totzeit (limitiert durch die Elektronik).
- Für thermische Neutronen (2200 m/s) ergibt sich eine Zeitauflösung von ca. $10\text{ }\mu\text{s}$ für einen Detektor mit 10 GEM-Folien (Höhe des Detektorstapels ca. 2 cm).
- Nachweiseffizienz: experimentell bestimmt für einen Detektor mit zwei ^{10}B -Schichten mit einer Dicke von etwa $1.3\text{ }\mu\text{m}$ und $1.0\text{ }\mu\text{m}$: ca. 9% für $\lambda = 5\text{ \AA}$ (für die gewählten Betriebsparameter).
- γ -unempfindlich
- Gemessener dynamischer Bereich $I_{max}/I_{min} > 5 \cdot 10^4$
- Zusammen mit der hochintegrierten, auf der Rückseite des Detektors montierte Ausleseelektronik, ergibt sich ein autarkes und skalierbares Detektorsystem.

Mit dem Aufbau einer Kaskade aus zehn beidseitig mit ^{10}B beschichteten GEM-Folien wird das Projekt fortgesetzt. Damit sollte die theoretisch berechnete Nachweiseffizienz von 50% für thermische Neutronen (1.8 \AA) bzw. von 70% für kalte Neutronen (5 \AA) zu erreichen sein. Dies setzt allerdings weitere Entwicklungen in der Beschichtung der GEM-Folien mit Bor voraus. Derzeit werden die Borschichten durch Elektronenstrahl-aufdampfen aufgebracht. Die $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ -Folien lassen sich dabei bisher nur einseitig beschichten, weil die beidseitige Beschichtung zu Leckströmen zwischen Ober- und Unterseite der Folie führen. Weitere Probleme sind die Haftung der Borschichten auf den GEM-Folien und mechanische Spannungen, die sich unter anderem durch ein Zusammenrollen der beschichteten Folien bemerkbar machen. Mit einer geeigneten Vorbehandlung der Kupferflächen und einer Optimierung des Aufdampfprozesses sollten sich diese Probleme lösen lassen. Erste positive Resultate sind hier bereits vorzuweisen. Ferner besteht die Absicht, in Zukunft die Borschichten mittels Sputtern aufzubringen. Dazu wurde eine Sputteranlage aufgebaut. Intensive Entwicklungsarbeiten wie die Entwicklung eines neuen Sputter-Kopfes und die Suche nach geeigneten Prozessparametern für das Sputtern mit Bor sind im Gange.

Weiterhin kann die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems durch die Verbesserung der Detektorelektronik weiter gesteigert werden. Der nächste Schritt wird die Inbetriebnahme des DDR-SDRAM-Moduls auf der Detektorauslesekarte CDR 6.0 sein. Damit wäre die volle Flexibilität des Systems in puncto einstellbarer Orts- und Zeitkanäle gegeben.

Darüber hinaus wird im Rahmen eines Projektes der Europäischen Union (DETNI) ein neuer Auslesechip entwickelt, der 2007 den CIPix-Chip ersetzen soll. Dieser analog-digitale ASIC wird speziell für die Auslese von Neutronendetektoren entwickelt. Es handelt sich um ein selbsttriggernden Chip zur Verarbeitung statistisch eintreffender Daten.

Schließlich muss der CASCADE Detektor seinen stabilen Betrieb über viele Jahre hinweg, auch unter höchsten Raten, unter Beweis stellen.

Anhang A

Nachweiseffizienz einer Borschicht

Der folgende Anhang ist der Doktorarbeit von M. Klein [11] entnommen.

Die Nachweiseffizienz einer festen Borschicht für Neutronen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen hängt sie davon ab, wieviele der eintreffenden Neutronen absorbiert und konvertiert werden. Dies ist für unendlich dicke Borschichten zu 100% möglich. Zum anderen müssen die durch die Konvertierung erzeugten geladenen Teilchen (α und ${}^7\text{Li}$ -Kern) aber auch das Gasvolumen des Detektors erreichen, um nachgewiesen werden zu können. Dies ist nur für unendlich dünne Schichten (gasförmiger Konverter) zu 100% möglich. Für eine feste Konverterschicht erhält man also einen Kompromiss aus Absorption der Neutronen und Transmission der geladenen Teilchen.

Für die Absorption von Neutronen gilt:

$$N(x, t) = N(x = 0, t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} = N_0(t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} . \quad (\text{A.1})$$

Dabei bezeichnet σ den thermischen Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen, n_a die Anzahl der Absorberteilchen pro Volumen und $N_0(t)$ die Anzahl von Neutronen am Ort $x = 0$, an dem der Absorber beginnt. Nun ist $-\frac{dN(x,t)}{dx} \cdot dx$ gerade die Anzahl der auf der Weglänge dx absorbierten Neutronen. Für einen homogenen und zeitlich konstanten Neutronenfluss lässt sich die Dichte $n(x)$ der an der Stelle x pro Weglänge dx entstandenen α - bzw. ${}^7\text{Li}$ -Teilchen schreiben als:

$$n(x) = N_0 \cdot \sigma n_a \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x} . \quad (\text{A.2})$$

Um nun die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen zu berechnen, betrachte man eine Borschicht der Dicke d , auf die von links Neutronen auftreffen (s. Abb. A.1). Die Borschicht selbst wird von einem Substrat getragen, das für die Konvertierungsprodukte undurchlässig ist (z. B. eine $100 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie oder eine GEM-Folie). Nun muss noch der Anteil an geladenen Teilchen berechnet werden, der vom Entstehungsort

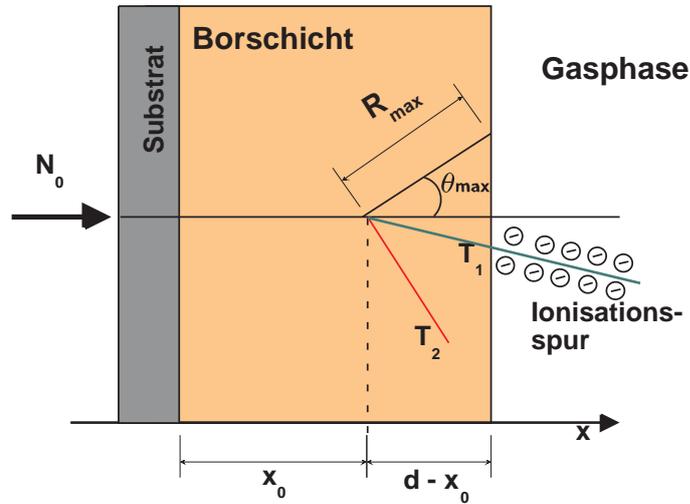


Abbildung A.1: Querschnitt durch eine substratverstärkte Borschicht. Von dem von links einfallenden Neutronenstrom werden beispielhaft an der Stelle x_0 Neutronen absorbiert. Die geladenen Konvertierungsprodukte werden in diesem Fall „vorwärts“ (in Richtung des Neutronenfluss) emittiert. Die resultierenden Trajektorien T_1 und T_2 erreichen nur für Emissionswinkel $\theta < \theta_{max}$ die Gasphase des Detektors.

x_0 aus die Schicht auch verlassen kann. Aus der endlichen Reichweite R_{max} der geladenen Teilchen in Bor ergibt sich ein Grenzwinkel θ_{max} , unter dem die Borschicht gerade noch verlassen werden kann:

$$\cos(\theta_{max}) = \frac{d - x_0}{R_{max}}. \quad (\text{A.3})$$

So werden nur Teilchen mit Trajektorien in einem um die Neutronenflussachse rotationssymmetrischen Kegel mit Öffnungswinkel $2 \cdot \theta_{max}$ die Gasphase in Vorwärtsrichtung erreichen. Da die Emission der geladenen Teilchen isotrop ist, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit P_{vor} , dass eine zufällig ausgewählte Trajektorie in den genannten Vorwärtskegel fällt, aus dem Verhältnis der Oberfläche der Kugelkappe mit dem Öffnungswinkel $2 \cdot \theta_{max}$ zu der gesamten Kugeloberfläche.

$$P_{vor} = \frac{\text{Fläche der Kugelkappe}}{\text{Fläche der gesamten Kugel}} = \frac{2\pi R_{max}^2}{4\pi R_{max}^2} \cdot \int_0^{\theta_{max}} \sin(\theta) d\theta = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos(\theta_{max})) \quad (\text{A.4})$$

Hat das geladene Teilchen eine größere Strecke als R_{max} in Bor zurückzulegen ($d - x > R_{max}$), so gelangt es nicht in die Gasphase.

$$P_{vor}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{d-x}{R_{max}}\right) & , (d-x) \leq R_{max} \\ 0 & , (d-x) > R_{max} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Da die GEM auf beiden Seiten mit Bor bedeckt werden soll, tritt auch der Fall auf, dass die Neutronen von rechts auftreffen (siehe in Abb. A.1). In diesem Fall können die Konversionsprodukte die Borschicht nur entgegen (Rückwärtsrichtung) dem einfallenden Neutronenstrom verlassen. Dann vertauschen x und $(d-x)$ ihre Rollen:

$$P_{rück}(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_{max}}\right) & , x \leq R_{max} \\ 0 & , x > R_{max} \end{cases} . \quad (\text{A.6})$$

Die Anzahl der nachgewiesenen geladenen Konvertierungsprodukte ist nun gleich dem Integral über das Produkt der Dichte der erzeugten Zerfallsteilchen (Gl. A.2) und der Austrittswahrscheinlichkeit in die Gasphase (Gl. A.5) entlang des Neutronenstrahls durch die Borschicht. Die Nachweiseffizienz ϵ berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen geladenen Konvertierungsprodukte und der Zahl der eingestrahelten Neutronen. Somit ergibt sich für die Nachweiseffizienz einer substratverstärkten Borschicht in Vorwärts- bzw. in Rückwärtsrichtung:

$$\begin{aligned} \epsilon_{vor} &= \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^d n(x) \cdot P_{vor}(x) dx & (\text{A.7}) \\ &= \frac{1}{2\sigma n_a \cdot R_{max}} \begin{cases} 1 + \sigma n_a \cdot (R_{max} - d) - (1 + \sigma n_a \cdot R_{max})e^{-\sigma n_a \cdot d} & , \text{für } d \leq R_{max} \\ (e^{\sigma n_a \cdot R_{max}} - 1 - \sigma n_a \cdot R_{max})e^{-\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d > R_{max} \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{rück} &= \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^d n(x) \cdot P_{rück}(x) dx & (\text{A.8}) \\ &= \frac{1}{2\sigma n_a \cdot R_{max}} \begin{cases} \sigma n_a \cdot R_{max} - 1 + (1 + \sigma n_a \cdot (d - R_{max}))e^{-\sigma n_a \cdot d} & , \text{für } d \leq R_{max} \\ \sigma n_a \cdot R_{max} - 1 + e^{-\sigma n_a \cdot R_{max}} & , \text{für } d > R_{max} \end{cases} . \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung beider Reaktionszweige (**I** und **II**) und beider geladener Teilchen (α und ${}^7\text{Li}$ -Kern) ergibt sich dann die Gesamteffizienz einer Schicht in Vorwärtsrichtung zu:

$$\begin{aligned} \epsilon_{vor} &= 0.94 \cdot \left(\epsilon_{vor}(\alpha, \text{Zweig I}) + \epsilon_{vor}({}^7\text{Li}, \text{Zweig I}) \right) + & (\text{A.9}) \\ &0.06 \cdot \left(\epsilon_{vor}(\alpha, \text{Zweig II}) + \epsilon_{vor}({}^7\text{Li}, \text{Zweig II}) \right) . \end{aligned}$$

Analog berechnet sich die Gesamteffizienz in Rückwärtsrichtung.

Anhang B

Nachweiseffizienz eines ^3He -Zählrohres

Auf der Strahlzeit am ILL im Mai 2003 wurde am Teststrahlplatz T13C die wellenlängenabhängige Nachweiseffizienz zweier baugleicher ^3He -Zählrohre bestimmt. Für die Durchführung dieser Messung wurde zunächst mithilfe von Schlitzblenden ein 1.6 mm breiter und 30 mm hoher kollimierter Neutronenstrahl erzeugt. Das erste Zählrohr mit einem Rohrdurchmesser von 25 mm wurde nun so positioniert, dass es von diesem kollimierten und monochromatischen Strahl zentral getroffen wurde. Das zweite Zählrohr wurde unmittelbar hinter das erste Zählrohr aufgestellt. Es sieht einen entsprechend durch die Absorption des ersten Rohres geschwächten Strahl. Dabei muss neben der Absorption von Neutronen im Zählgas (k_{Gas}) zusätzlich auch die Absorption von Neutronen in den Stahlwänden der Rohre (k_{Stahl}) berücksichtigt werden. Nach der Bestimmung der Zählraten wurde die Position der beiden Rohre vertauscht und es wurden erneut die Zählraten bestimmt. Dieser Vorgang wurde für verschiedene Wellenlängen durchgeführt.

Ist N_0 die einfallende Intensität und werden mit Z1 bzw. Z2 die Zählraten von Rohr 1 bzw. Rohr 2 und mit den Indizes V bzw. H die Positionen „vorne“ bzw. „hinten“ bezeichnet, dann gilt:

$$Z1_V = k_{\text{Gas}1} \cdot N_0 \cdot k_{\text{Stahl}} \quad (\text{B.1})$$

$$Z2_H = k_{\text{Gas}2} \cdot N_0 \cdot k_{\text{Stahl}} \cdot (1 - k_{\text{Gas}1}) \cdot k_{\text{Stahl}} \cdot k_{\text{Stahl}} \quad (\text{B.2})$$

$$Z1_H = k_{\text{Gas}1} \cdot N_0 \cdot k_{\text{Stahl}} \cdot (1 - k_{\text{Gas}2}) \cdot k_{\text{Stahl}} \cdot k_{\text{Stahl}} \quad (\text{B.3})$$

$$Z2_V = k_{\text{Gas}2} \cdot N_0 \cdot k_{\text{Stahl}} \quad (\text{B.4})$$

Durch elementare Umformungen erhält man:

$$\frac{Z2_H}{Z2_V} = (1 - k_{Gas1}) \cdot k_{Stahl} \cdot k_{Stahl} \quad (\text{B.5})$$

bzw. für eine Konsistenzprüfung

$$\frac{Z1_H}{Z1_V} = (1 - k_{Gas2}) \cdot k_{Stahl} \cdot k_{Stahl} \quad (\text{B.6})$$

Dieses Zählratenverhältnis wurde für drei verschiedene Wellenängen experimentell bestimmt (siehe Abbildung B.1). Durch diese Datenpunkte wird ein Fit gelegt, der auf folgender Gleichung basiert:

$$\frac{Z2_H}{Z2_V} = (1 - k_{Gas1}) \cdot k_{Stahl} \cdot k_{Stahl} = (1 - e^{-P1 \cdot \lambda}) \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda} \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda} \quad (\text{B.7})$$

Die Absorption im Gas wird durch $k_{Gas} = e^{-P1 \cdot \lambda}$ und die Absorption im Stahl durch $k_{Stahl} = e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda}$ beschrieben. P1 und P2 sind die Fitparameter. Diese Fitparameter haben die Werte: $P1 = (0.86561 \pm 0.00509) 1/\text{\AA}$ und $(P2 = 0.05601 \pm 0.00077) 1/\text{\AA}$.

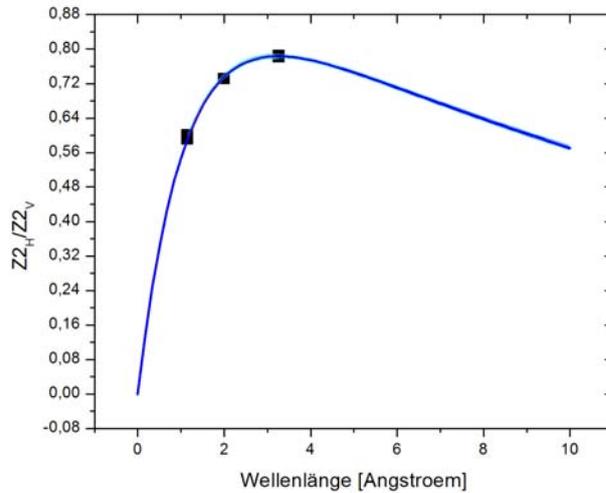


Abbildung B.1: Die mittels zweier Zählrohre bestimmten Datenpunkte werden durch die Funktion $(1 - e^{-P1 \cdot \lambda}) \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda} \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda}$ beschrieben. Dabei beschreibt der Faktor $e^{-P1 \cdot \lambda}$ die Neutronenabsorption im Zählgas und der Faktor $e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda}$ die Absorption in *einer* Stahlrohrwand der Zählrohre.

Die Nachweiseffizienz der untersuchten ^3He -Zählrohre ergibt sich aus Gleichung B.6, indem einer der beiden Faktoren $e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda}$ gestrichen wird. Es liegt nur eine einzige Stahlwand vor. Die Effizienz berechnet sich also durch folgende Funktion:

$$\varepsilon(\lambda) = (1 - e^{-P1 \cdot \lambda}) \cdot e^{-\frac{P2}{2} \cdot \lambda} \quad (\text{B.8})$$

mit den oben bereits erwähnten Fitparametern P1 und P2. In Abbildung B.2 ist die Nachweiseffizienz der untersuchten Zählrohre als Funktion der Wellenlänge aufgetragen.

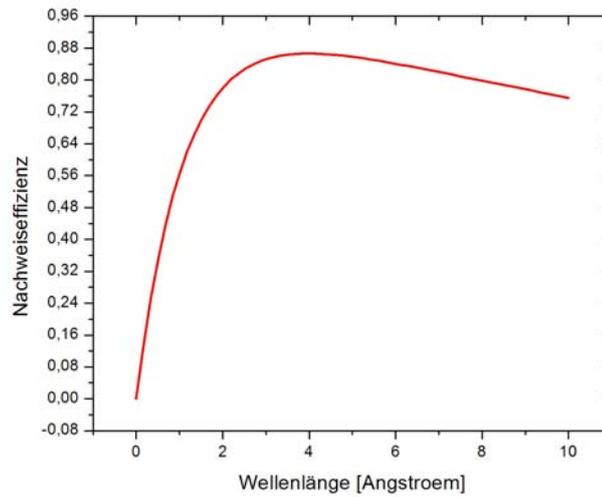


Abbildung B.2: Nachweiseffizienz eines Zählrohres als Funktion der Wellenlänge.

Mit Gleichung B.6 konnte erfolgreich die Konsistenz geprüft werden. Die beiden untersuchten Zählrohre sind nicht nur baugleich, sondern haben auch die gleiche Effizienz.

Anhang C

Architektur von FPGAs

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden FPGAs von den beiden Markt- und Technologieführern Altera (APEX20K) und von Xilinx (Virtex-II und Spartan-3) programmiert. Im Folgenden soll am Beispiel der Virtex-II FPGAs von Xilinx die grundlegende Architektur von FPGAs erläutert werden.

FPGAs der Virtex-II Familie gehören zu den ressourcenstärksten FPGAs von Xilinx. Sie enthalten die folgenden grundlegenden Ressourcen (siehe Abbildung C.1):

- Configurable Logic Blocks (CLBs): stellen Register (programmierbar als flankensensitive D-Flip-Flops oder zustandssensitive Latches), Tri-State Buffer und Funktionsgeneratoren (als Look-Up Tables, Schieberegister oder Distributed SelectRAM Speicher konfigurierbar) zur Verfügung. Siehe Abbildung C.2 und Abbildung C.3.
- Input/Output Blocks (IOBs): werden zur Realisierung der Schnittstelle zwischen der FPGA-internen Logik und der Außenwelt benötigt. Siehe Abbildung C.4.
- FPGA-interne Speicherblöcke: Block SelectRAM. Die Block SelectRAM Speicherressourcen sind als 18 KBit Dual-Port RAM realisiert. Die beiden Ports dieser Dual-Port RAMs sind synchron und unabhängig, d. h. während eines Schreibzugriffes auf den einen Port kann gleichzeitig auf den anderen Port gelesen werden. Block SelectRAM Blöcke können in verschiedenen Tiefen und Breiten (von $16\text{K} \times 1\text{-Bit}$ bis hin zu $512 \times 36\text{-Bits}$) und auch als Single-Port RAM konfiguriert werden. Block SelectRAM Speicherblöcke können kaskadiert werden, um auf diese Weise große interne Speicher aufzubauen.
- Multiplizier Blöcke: Jeder Multiplizier Block ist mit einem Block SelectRAM Speicherblock assoziiert. Ein Multiplizier Block ist ein $18\text{-Bit} \times 18\text{-Bit}$ Multiplizierer und ist für Operationen optimiert, die auf den Inhalt eines Ports des assoziierten Block SelectRAM Speicherblocks basieren. Die Multiplizierer können aber auch unabhängig von den Block SelectRAM Speicherblöcken verwendet werden.

- Digital Clock Manager (DCMs): aus der Verteilung der Clocks innerhalb des FPGAs resultierende Laufzeitverzögerungen lassen sich mithilfe der DCMs beseitigen (de-skewing). Ferner können Clocks in ihrer Phase verschoben werden (fein oder grob). Die sehr flexible Frequenzsynthese erlaubt die Erzeugung von Clocks mit Frequenzen, die gleich der Frequenz der Eingangsclock multipliziert mit dem Verhältnis M/D ist. M und D sind dabei ganze Zahlen. Die erlaubten Werte für M und D finden sich im Datenblatt. Siehe Abbildung C.5.
- Programmierbares Routing Netzwerk (Active Interconnect Technology): stellt die notwendigen Verbindungen zwischen CLBs, IOBs, DCMs, Multiplizierer und Block SelectRAM Speicherböcken her. Es wird zwischen primären (Global Routing Matrix) und sekundären (Switch Matrix) und zwischen globalen (Global Clock Lines) und lokalen (Fast Connects) Routing Ressourcen unterschieden.

In den folgenden Abbildungen werden die genannten Ressourcen näher erläutert. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Ressourcen wird auf das Datenblatt [61] und auf das Benutzerhandbuch [62] für Virtex-II FPGAs verwiesen.

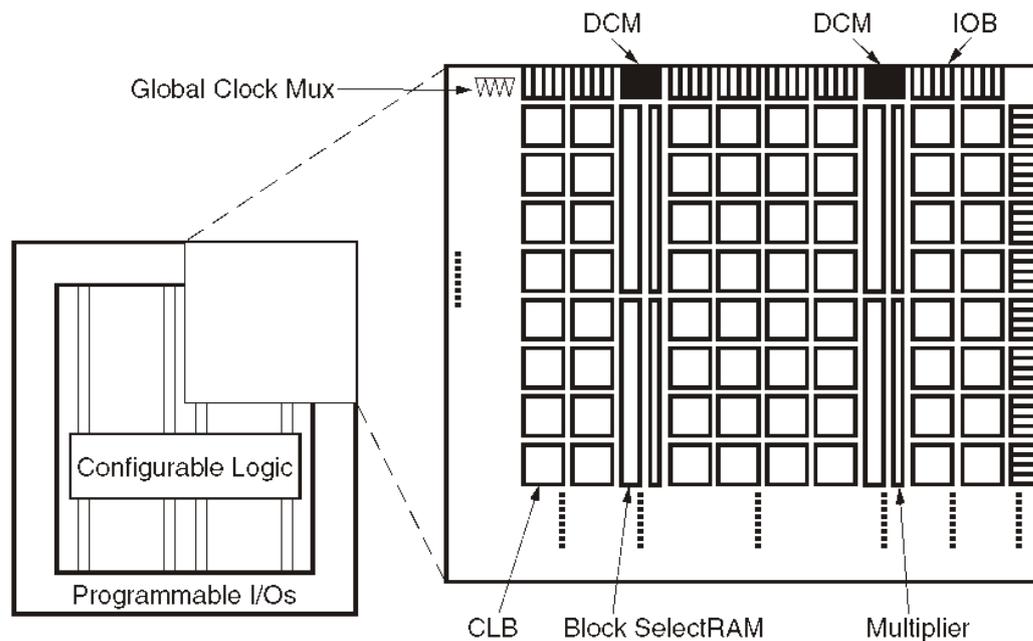


Abbildung C.1: Überblick über die Architektur von Virtex-II FPGAs: die programmierbaren Bausteine der Virtex-II Familie umfassen Input/Output Blöcke (IOBs), Configurable Logic Blocks (CLBs), Digital Clock Manager (DCMs), Multiplizierer und Block SelectRAM, die in einem regelmäßigen Array angeordnet sind. Durch programmierbare Routing Ressourcen (Active Interconnect Technology) können diese Elemente untereinander verbunden werden [61].

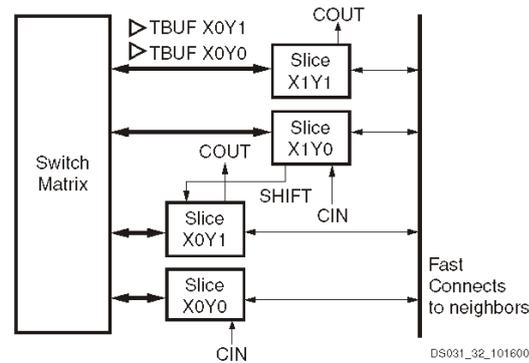


Abbildung C.2: Struktur eines CLB: jedes CLB ist an die Switch Matrix gebunden und erhält auf diese Weise Zugang zur General Routing Matrix. Jedes CLB Element besteht aus vier Slices. Die Fast Connects ermöglichen die Kommunikation zwischen den einzelnen Slices eines CLB und zusätzlich ermöglichen die Fast Connects das Routing zu benachbarten CLB. Neben den Slices weist jedes CLB als zusätzliche Ressource zwei Tri-State Buffer auf [61].

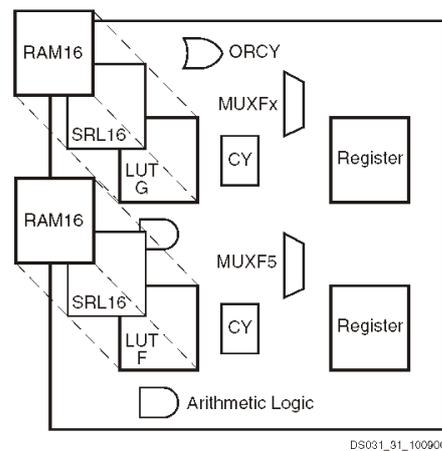


Abbildung C.3: Struktur eines Slices. Jeder Slice enthält zwei Funktionsgeneratoren (F & G), zwei Register, arithmetische Logikgatter, große Multiplexer (MUXF), eine schnelle „carry look-ahead chain“ (CY) und eine horizontale „cascade chain“ (ORCY). Die Funktionsgeneratoren können als Look-Up Tables (LUT) mit je vier Eingängen, als 16-Bit Schieberegister (SRL16) oder als 16-Bit Distributed SelectRAM Speicher (RAM16) konfiguriert werden. Die beiden Register können als flankensensitive D-Flip-Flops oder als zustandssensitive Latches konfiguriert werden. Kombinatorische Logik wird durch die Look-Up Tables realisiert. Die Laufzeitverzögerung durch die Look-Up Tables ist konstant. Die Kapazität zur Realisierung kombinatorischer Logik ist durch die Anzahl der Eingänge einer Look-Up Table und nicht durch die Komplexität limitiert. Die verschiedenen LUTs eines CLB, aber auch die LUTs verschiedener CLB können kombiniert werden [61].

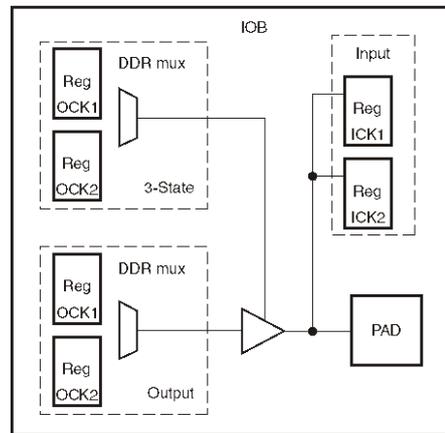


Abbildung C.4: Input/Output Block (IOB). Die IOBs sind programmierbar und es werden folgende Kategorien unterschieden: Der Input Block mit einem optionalen Single Data Rate oder Double Data Rate Register, der Output Block mit einem optionalen Single Data Rate oder Double Data Rate Register und einem optionalen Tri-State Buffer und der bidirektionale Block (jegliche Kombinationen der Ein- und Ausgangskonfigurationen). Die Register können entweder als flankensensitive D-Flip-Flops oder aber als zustandssensitive Latches konfiguriert werden. Die IOBs unterstützen alle gängigen I/O-Standards (single-ended und differentielle Standards) [61].

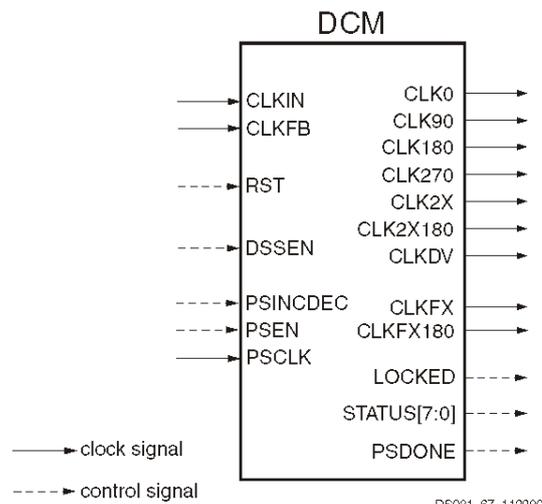


Abbildung C.5: Digital Clock Manager (DCM). Funktional besteht jeder DCM aus drei Blöcken: Delay-Locked Loop (DLL), Digital Frequency Synthesizer (DFS) und Digital Phase Shifter (DPS). Bei der Verteilung der Clocks innerhalb des FPGAs entstehen aufgrund von Laufzeiten Verzögerungen, die mithilfe der DLL kompensiert werden können. Mit dem DFS lassen sich Clocks multiplizieren und dividieren. Mit dem Digital Phase Shifter lassen sich die Phasen von Clocks verschieben. Durch eine Fülle von Attributen lassen sich diese DCMs den jeweiligen Anforderungen anpassen [61].

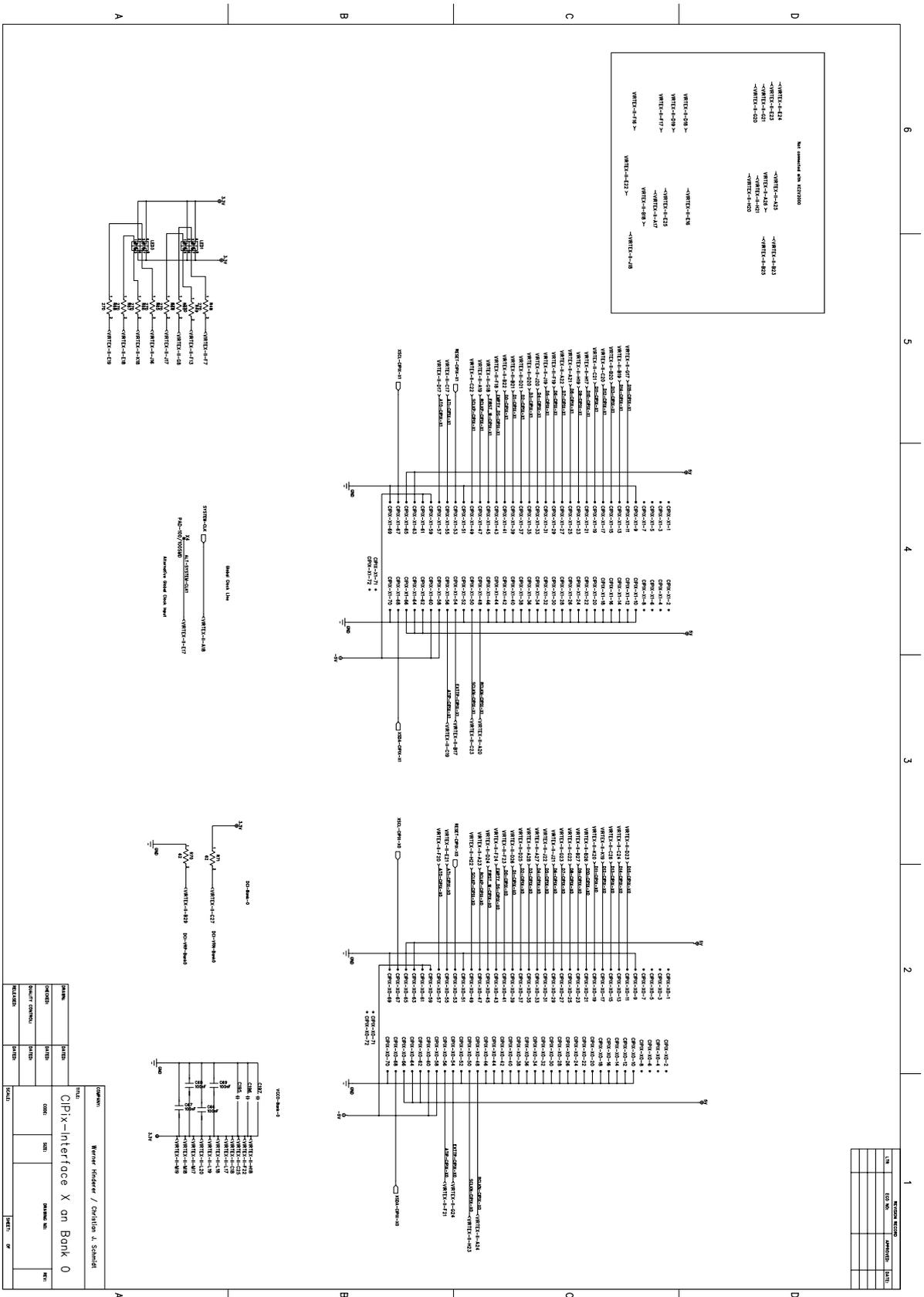
Die Komplexität der hier vorgestellten Virtex-II FPGAs erlaubt nur einen sehr kurzen Überblick. Weitere, ausführliche Informationen zu den Virtex-II FPGAs finden sich im 311 Seiten umfassenden Datenblatt [61] und im 448 Seiten umfassenden Benutzerhandbuch [62].

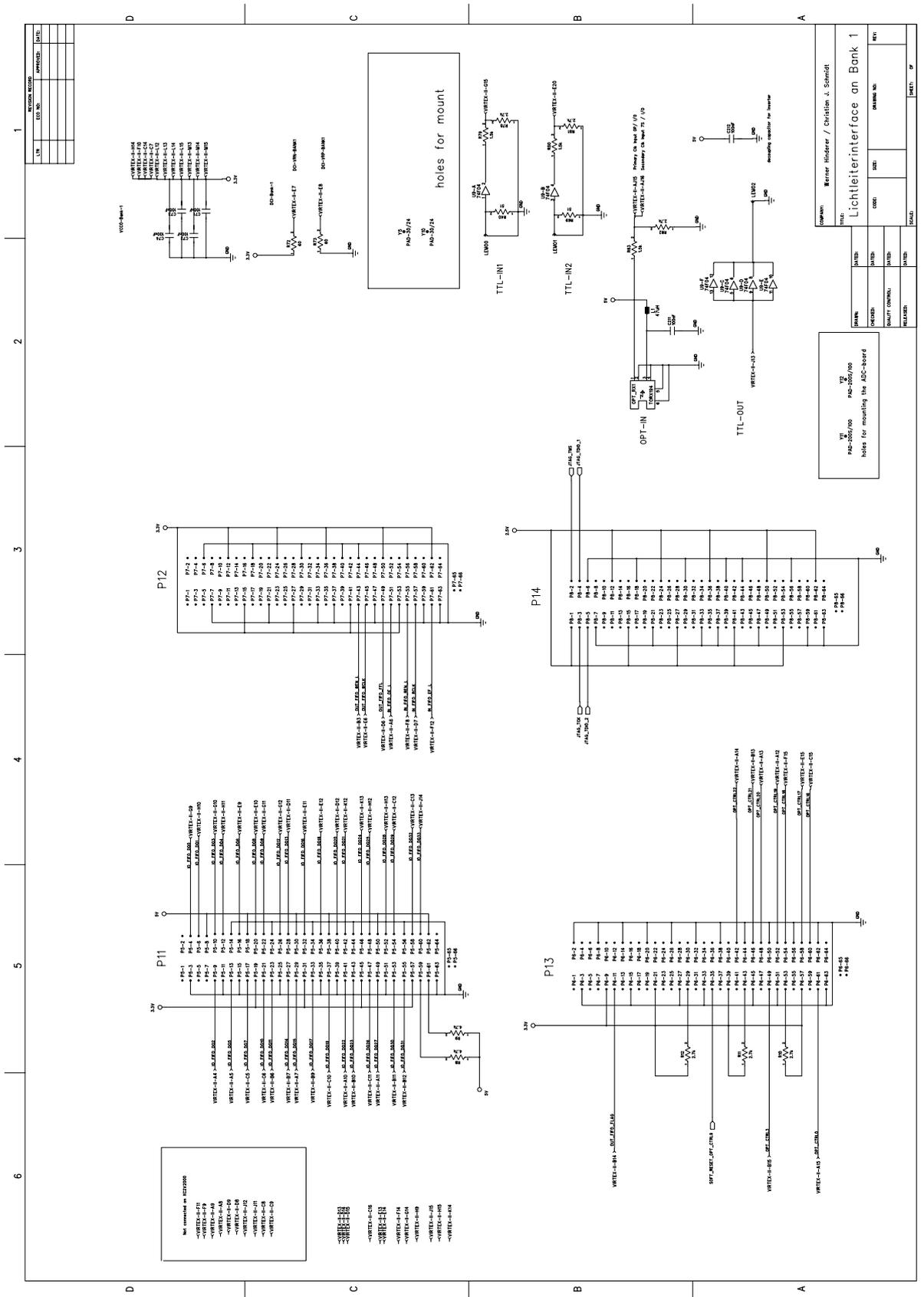
Die Architektur von Xilinx FPGAs und die Architektur von Altera FPGAs sind sehr ähnlich. So finden sich sämtliche, oben beschriebene Ressourcen auch in Altera FPGAs. Die CLBs sind vergleichbar mit den Logic Elements (LEs), die IOBs vergleichbar mit den Input/Output Elements (IOEs), die DCMs vergleichbar mit den Phase-Locked Loops (PLLs), die Block SelectRAM Blöcke vergleichbar mit den Embedded System Blocks (ESBs) und die Active Interconnect Technology vergleichbar mit der FastTrack Interconnect Technology.

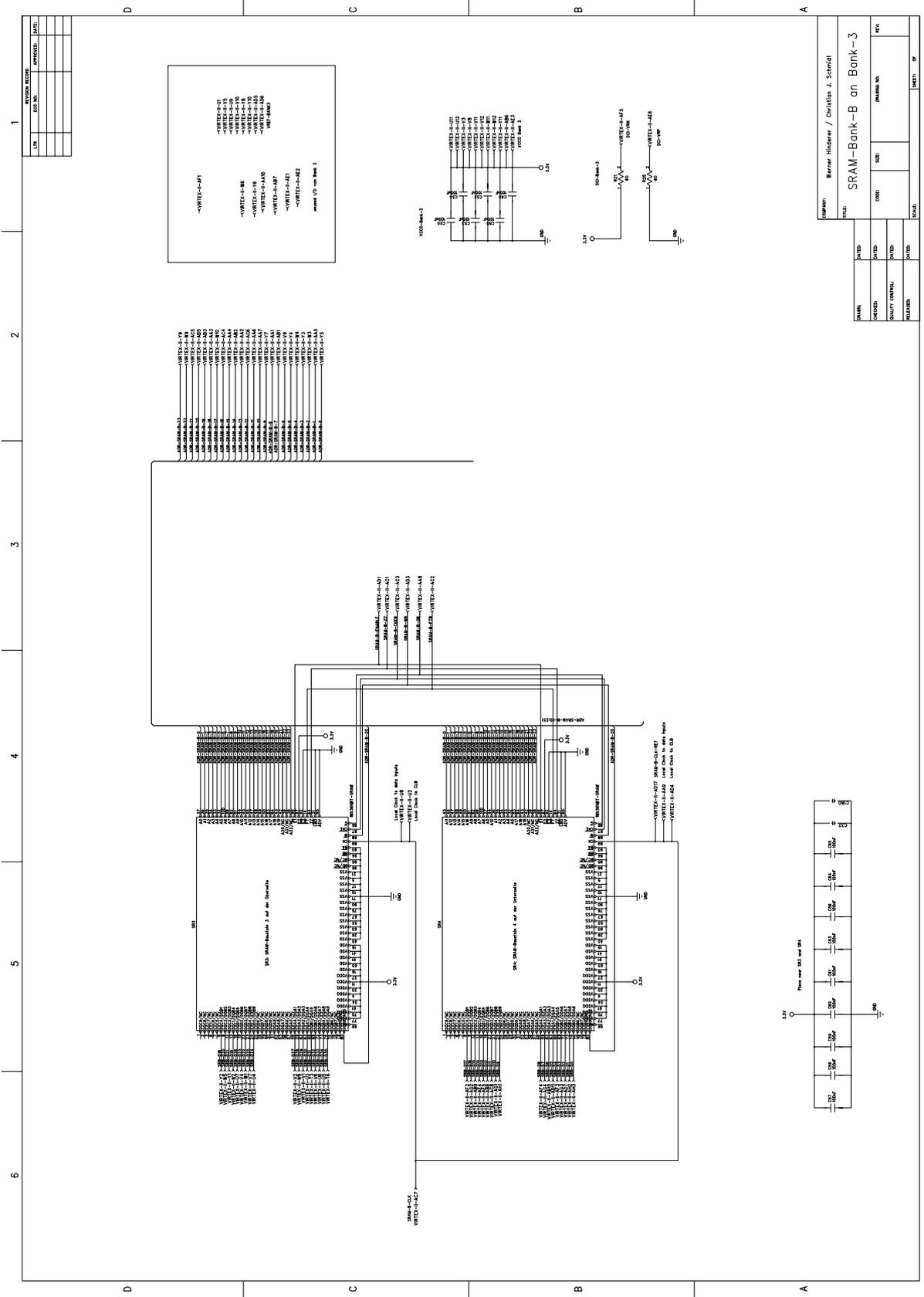
Anhang D

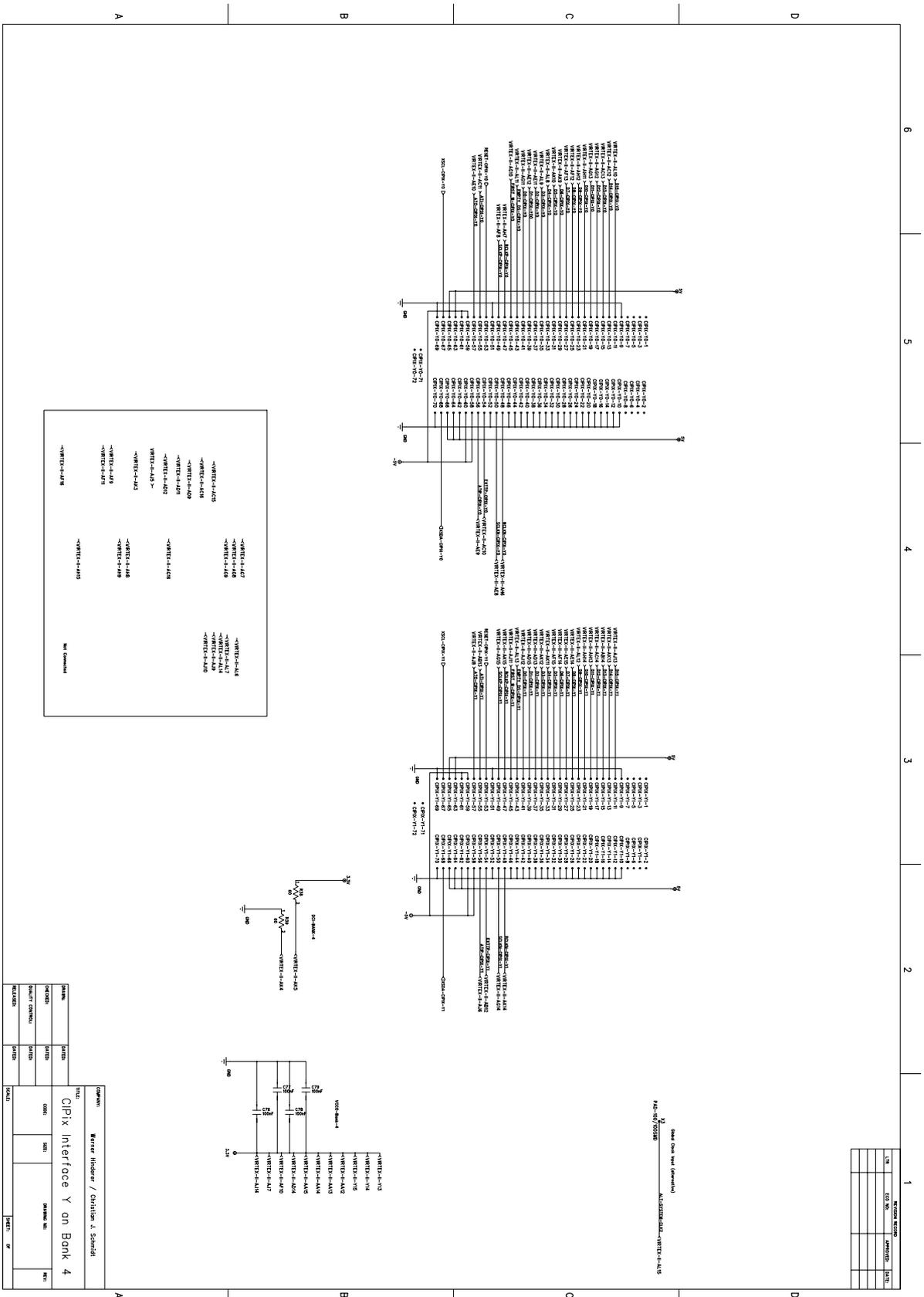
Schaltplan der FPGA-Karte CDR-1.0

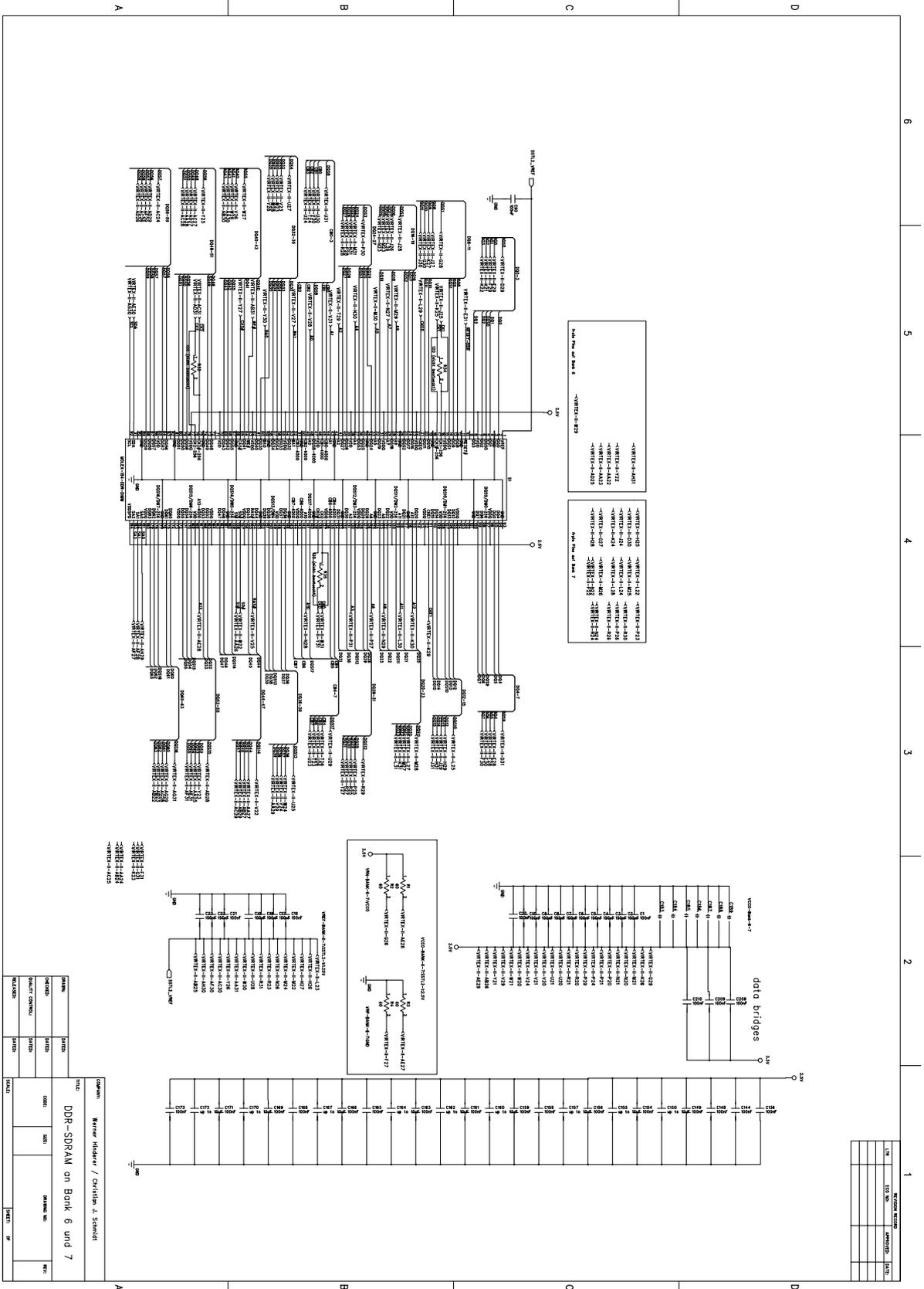
Die FPGA-Karte CDR-1.0 übernimmt die Ansteuerung und Konfiguration der aufgesteckten CIPix-Karten (CIPix-X0, X1, Y0, Y1 und T), realisiert die digitale Verarbeitung der CIPix-Daten und stellt über ein Lichtleiterinterface eine bidirektionale Verbindung zu einem Steuerrechner her. Das Herzstück dieser Karte ist ein XC2V3000-BF957 FPGA von Xilinx. Zwei unabhängige ZBT-SRAM Bänke mit je 8 MByte Speicherkapazität und ein DIMM-Sockel zur Aufnahme eines DDR SDRAMs mit 1 GByte Speicherkapazität dienen zur Erstellung von Histogrammen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Karte findet sich in Kapitel 4.





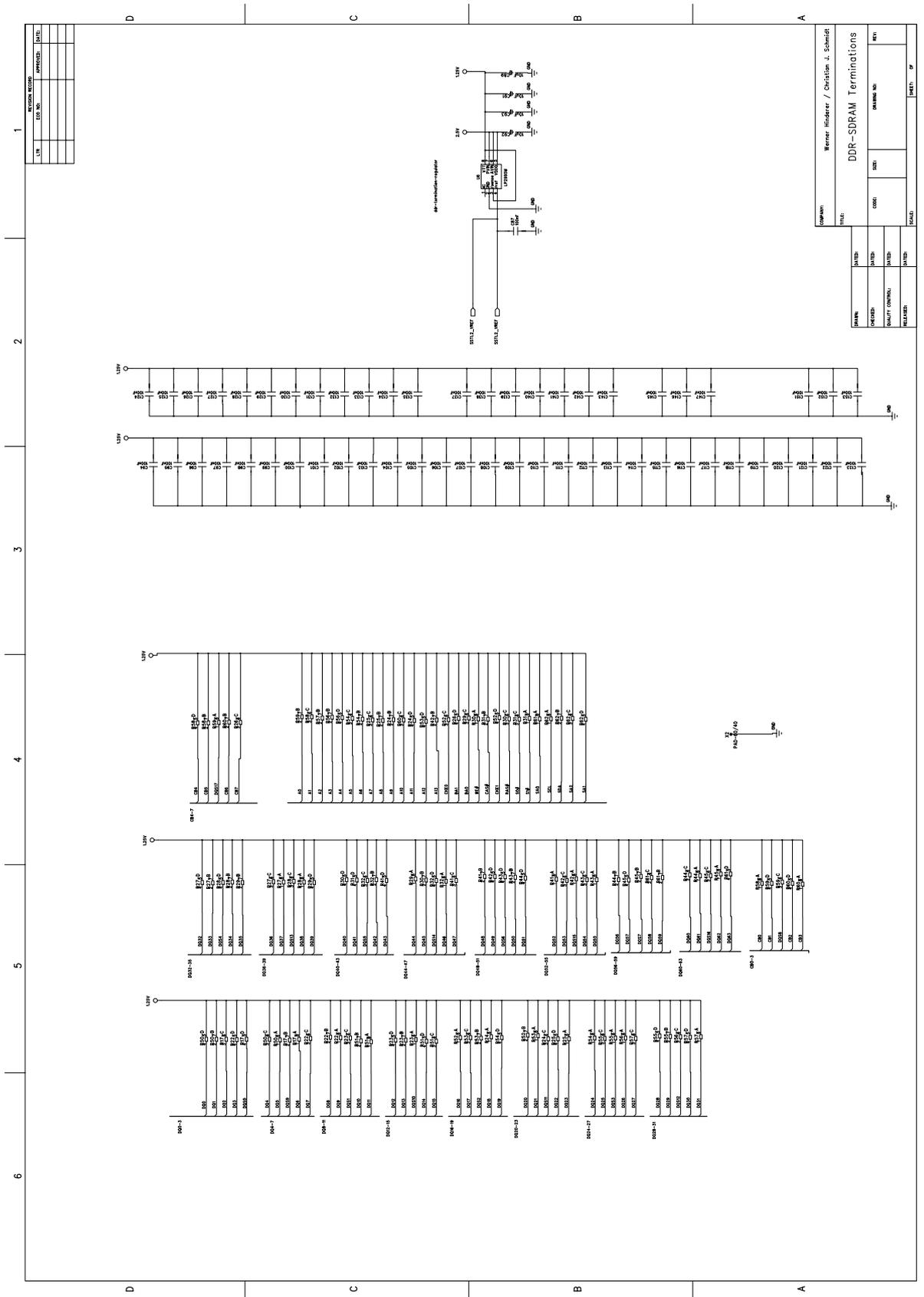






CASCADE-BACKPL0404-final.sch-8 - Tue Mar 29 13:44:03 2005

MEM-MEM



REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

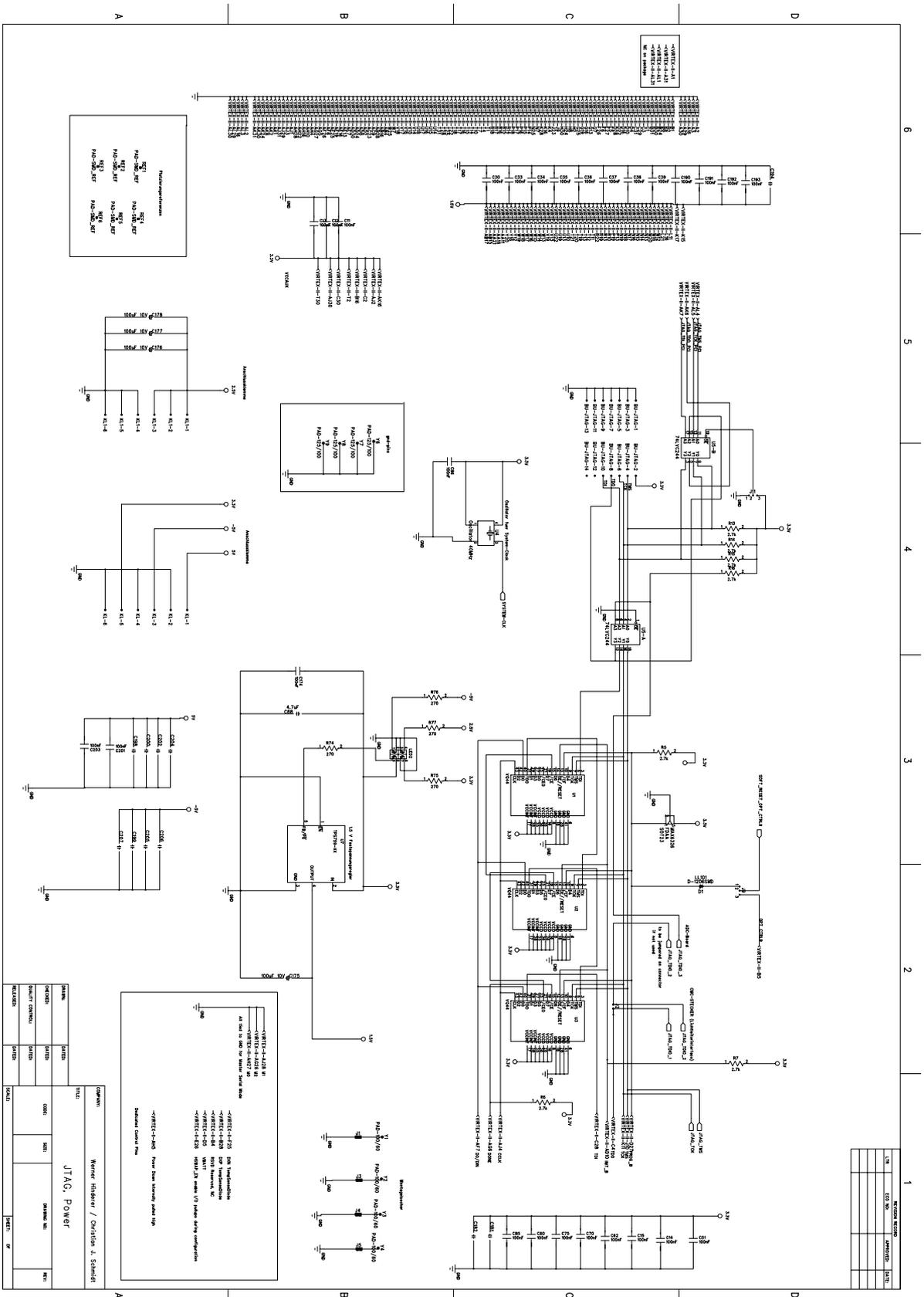
REV.	DATE	BY	CHKD.

COMPANY	Werner Hildner / Christian J. Schmidt	
TITLE	DDR-SDRAM Terminations	
DRAWN	DATE	SCALE
CHECKED	DATE	SCALE
DESIGN (ORIGIN)	DATE	SCALE
RELEASED	DATE	SCALE

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.

REV.	DATE	BY	CHKD.



Literaturverzeichnis

- [1] **Proceedings of** „*Workshop on neutron detectors for spallation sources*“, Brookhaven National Laboratory, (1998)
http://www.sns.gov/users/instrument_systems/detector
- [2] **R. Cooper et al.**, „*A program for neutron detector research and development*“, White Paper, Oak Ridge National Laboratory, (2003)
- [3] **G. F. Knoll**, „*Radiation Detection and Measurement*“, John Wiley & Sons, (1979)
- [4] **W. R. Leo**, „*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*“, Springer Verlag, (1994)
- [5] **K. Kleinknecht**, „*Detektoren für Teilchenstrahlung*“, Teubner Studienbücher, (2000)
- [6] **P. Convert, J. B. Forsyth**, „*Position Sensitive Detection of Thermal Neutrons*“, Academic Press, (1983)
- [7] **G. Bruckner**, „*Ortsauflösender Nachweis von thermischen Neutronen durch Siliziumdetektoren (Gd-Si-Planardioden)*“, Doktorarbeit, Universität Wien, (1998)
- [8] **C. Schulz**, „*Entwicklung eines neuartigen Niederdruck-Detektors mit hoher Orts- und Flugzeitauflösung zum Nachweis thermischer Neutronen*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, (1999)
- [9] „**Table of Isotopes**“, *edited by C. M. Lederer and V. S. Shirley*, John Wiley & Sons, (1978)
- [10] **Institut für Festkörperforschung**, „*Neutron Scattering Experiments at the Research Reactor in Jülich*“, Forschungszentrum Jülich, (2003)
- [11] **M. Klein**, „*Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum ortsaufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen*“, Doktorarbeit, Universität Heidelberg, (2000)

- [12] **P. L. Davidson et al.**, „*An Update on ISIS Detectors*“, Proceedings of the 11. Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, (1990) 957
- [13] **C. C. Wilson**, „*The development and performance of position-sensitive detectors at ISIS*“, SPIE Vol. 1737, (1992) 226
- [14] **R. A. Schrack**, „*A Microchannel Plate Neutron Detector*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 222**, (1984) 499
- [15] **Nova Scientific**, „*Neutron Imaging*“, <http://www.novascientific.com>
- [16] **A. Gildemeister**, „*Fast dynamic radiography at a high-flux thermal neutron beam*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (2003)
- [17] **C. Rausch**, „*Detektoren für thermische Neutronen mit hoher Ortsauflösung*“, Doktorarbeit, Technische Universität München, (1996)
- [18] **The ILL Yellow Book**, „*Guide to Neutron Research Facilities at the ILL*“, (2001)
- [19] **G. Bruckner, A. Czermak, H. Rauch, P. Weilhammer**, „*Position sensitive detection of thermal neutrons with solid state detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424**, (1999) 183
- [20] **C. Petrillo, F. Sacchetti, O. Toker, N. J. Rhodes**, „*Solid state neutron detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 378**, (1996) 541
- [21] **M. E. Rose, A. Korff**, „*An investigation of the properties of proportional counters*“, Phys. Rev. **59**, (1941) 850
- [22] **T. Z. Kowalski**, Nucl. Instr. and Meth. **A 234**, (1985) 521
- [23] **B. Guerard**, „*Neutron detectors development toward future spallation sources*“, Neutron Detector Workshop at Tennessee, (2002) http://www.sns.gov/users/instrument_systems/detector
- [24] **G. Charpak et al.**, „*The use of multiwire proportional chambers to select and localize charged particles*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 62**, (1968) 202
- [25] **V. Radeka, N. A. Schacknowski, G. C. Smith, B. Yu**, „*High performance, imaging, thermal neutron detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 419**, (1998) 642

- [26] **J. Fried, J. A. Harder, G. J. Mahler, D. S. Makowiecki, J. A. Mead, V. Radeka, N. A. Schaknowski, G. C. Smith, B. Yu**, „*A large, high performance, curved 2D position-sensitive neutron detector*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 478**, (2002) 415
- [27] **A. Oed**, „*Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 263**, (1988) 351
- [28] **F. Sauli et al.**, „*Ageing studies with gaseous microstrip gas chambers*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 348**, (1994) 109
- [29] **F. Sauli**, „*Gas filled detectors*“, IEEE Short course on radiation detection and measurement, Norfolk (Virginia), (2002)
<http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [30] **F. Sauli**, „*GEM: A new concept of electron amplification in gas detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 386**, (1997) 531
- [31] **F. Sauli**, „*Development and applications of gas electron multiplier detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 505**, (2003) 195
- [32] **F. Sauli**, „*Micro-pattern gas detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 477**, (2002) 1
- [33] **J. Benlloch et al.**, „*Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM)*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 419**, (1980) 410
- [34] **B. Ketzer et al.**, „*GEM detectors for COMPASS*“, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-48, (2001) 1605
- [35] **C. Altunbas et al.**, „*Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for COMPASS*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 490**, (2002) 177
- [36] **F. A. F. Fraga et al.**, „*CCD readout of GEM based neutron detectors*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 475**, (2002) 357
- [37] **A. Breskin, G. Charpak, S. Majewski**, „*On the low-pressure operation of multistep avalanche chambers*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 220**, (1984) 349
- [38] **B. Gebauer, C. Schulz, T. Wilpert**, „*Novel large-area thermal neutron imaging detectors comprising $^{157}\text{Gd}/\text{CsI}$ -converters and micro-strip gas detectors with low-pressure, two-stage amplification and delay line readout*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 392**, (1997) 68

- [39] **J. Schelten, R. Engels, U. Clemens, G. Kemmerling**, „*Neutron Detection Experiments With Ionisation Counter And ^6Li Converter*“, IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference 2003, Portland, USA, (2003)
<http://www.fz-juelich.de/zel/Publications/Patents/>
- [40] **H. Bruhns**, „*Bau eines CASCADE Neutronendetektors*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (2002)
- [41] **A. Bressan, J. C. Labbé, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli**, „*Beam tests of the gas electron multiplier*“, Nucl. Instr. and Meth. **A 425**, (1999) 262
- [42] **SRIM**, by *J. F. Ziegler*, IBM-Research
- [43] **DuPont**, „*Kapton homepage*“, <http://www.dupont.com/kapton>
- [44] „*Neutron scattering lengths and cross sections of the elements and their isotopes*“, Neutron News, Vol. 3, No. 3, (1992) 29
- [45] **B. Märkisch**, „*Studies on CASCADE Detector Prototypes and Development of its Infrastructure*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (2002)
- [46] **F. Sauli**, „*Suggested GEM handling procedures and operation*“, CERN-PPE-TA1-Gas Detectors, (2000)
<http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [47] **D. Baumeister, M. Feuerstack-Raible, S. Löchner**, „*CIPix User Manual*“, ASIC-Labor, Universität Heidelberg, (1998)
- [48] **Philips Semiconductor**, „*The I^2C -Bus Specification*“, Version 2.1, (2000)
- [49] **S. Löchner**, „*Charakterisierung und Entwicklung eines CIP-Auslese-ASIC für das H1-Upgrade-Project 2000*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1998)
- [50] **D. Baumeister**, „*Entwicklung und Charakterisierung eines ASICs zur Kathoden-auslese von MWPCs für das H1-Experiment bei HERA*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (1999)
- [51] **U. Stange**, „*Charakterisierung und Weiterentwicklung des CIPix*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (2000)

- [52] **A. Vollhardt**, „*Entwurf und Bau einer Frontend-Steuerung für das CIP-Upgrade Projekt für H1 bei HERA*“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, (2001)
- [53] **K. Schindler**, „*Entwicklung und Bau der Ausleseelektronik des CASCADE-Neutronendetektors*“, Staatsexamensarbeit, Universität Heidelberg, (2002)
- [54] **Elektronische Werkstatt des Physikalischen Instituts**, „*Spezifikationen und Schaltpläne*“, Universität Heidelberg
- [55] **Altera Corporation**, „*APEX20K, Programmable Logic Device Family*“, Datenblatt DS-APEX20K-4.3, (2002)
- [56] **Altera Corporation**, <http://www.altera.com>
- [57] **Wiener, Plein & Baus GmbH**, <http://www.wiener-d.de>
- [58] **PADS Software**, <http://www.mentor.com>
- [59] **FASTComTec GmbH**, „*MCD-2, Dual Input Multiscaler / Multichannel Analyser*“, Benutzerhandbuch, (1998)
- [60] **Xilinx**, <http://www.xilinx.com>
- [61] **Xilinx**, „*Virtex-II Platform FPGAs: Complete Data Sheet*“, Datenblatt DS031, (2003)
- [62] **Xilinx**, „*Virtex-II Platform FPGA Userguide*“, Benutzerhandbuch UG002 (v1.6.1), (2003)
- [63] **Altera**, „*Stratix FPGA Family*“, Errata Sheet, ver. 2.8, (2005)
- [64] **Altera**, „*Using External Series and Parallel Termination with Stratix and Stratix GX Devices*“, Application Note AN-336-1.0, (2003)
- [65] **GSI Technology**, „*36Mb Pipelined and Flow Through Synchronous NBT SRAM*“, Datenblatt GS8320Z18/36T-250/225/200/166/150/133, (2003)
- [66] **Struck Innovative Systeme GmbH**, „*SIS1100/3100 LINUX Driver*“, Programmers Manual, (2003)

- [67] **Struck Innovative Systeme GmbH**, „*SIS1100-CMC PCI CMC Carrier*“, Benutzerhandbuch, (2001)
- [68] **Struck Innovative Systeme GmbH**, „*SIS1100/3100 Standard Design Firmware Version 5*“, Benutzerhandbuch, (2003)
- [69] **PLD Applications**, „*PCI-X SYS User's Guide Version 1.0 rev1*“, www.plda.com
- [70] **PLD Applications**, „*OF_PMC_SYS User's Guide Version 2.0β*“, <http://www.plda.com>
- [71] **Silicon Software GmbH**, „*microEnable Software-Benutzerhandbuch Windows und Linux*“, Benutzerhandbuch, (2001)
- [72] **Altera**, „*Stratix PCI Development Board*“, Benutzerhandbuch, (2003)
- [73] **Toshiba**, „*Fiber Optic Receiving Module TORX194*“, Datenblatt, (2001)
- [74] **Micron Technology**, „*Registered DDR-SDRAM DIMM*“, Datenblatt MT36VDDT12872, (2003)
- [75] **Xilinx**, „*Xilinx Parallel Cable IV*“, Datenblatt DS097, (2004)
- [76] **Xilinx**, „*XC18V00 Series In-System Programmable Configuration PROMs*“, Datenblatt DS026, (2003)
- [77] **Analog Devices**, „*12-Bit, 20/40/65 MSPS Dual A/D Converter*“, Datenblatt AD9238, (2003)
- [78] **Xilinx**, „*Spartan-3 FPGA Family: Complete Data Sheet*“, Datenblatt DS099, (2004)
- [79] **OpenCores**, „*I2C Controller Core*“, <http://www.opencores.org>
- [80] **Xilinx**, Constraints Guide, ISE 6.1i
- [81] **CST EM-Studio**, *CST - Computer Simulation Technology* <http://www.cst.de>
- [82] **ISEG Spezialelektronik GmbH** <http://www.iseg-hv.de>

- [83] **M. Klein, C. Schmidt**, „*A short Manual to the CASCADE Detector*“, Betriebsanleitung, (2002)
- [84] **J. Duppich, K. Werner**, „*Das externe Neutronenleiterlabor ELLA am FRJ-2 der KFA Jülich*“, Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Institut für Festkörperforschung, (1989)
- [85] **T. Brückel, E. Kentzinger**, „*Streumethoden zur Untersuchung von Dünnschichtsystemen*“, *Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF Ferienkurses „Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung*“, Schriften des Forschungszentrums Jülich, Reihe Materie und Material/Matter and Materials, Band 2, (1999)
- [86] **T. Brückel, G. Heger, D. Richter, R. Zorn**, „*Laboratory Course, Neutron Scattering*“, Schriften des Forschungszentrums Jülich, Reihe Materie und Material/Matter and Materials, Band 15
- [87] **X. L. Zhou, S. H. Chen**, „*Theoretical foundation of x-ray and neutron reflectometry*“, Physics Reports 257, (1995) 223
- [88] **Bergmann-Schäfer**, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3: „Optik“*, Walter de Gruyter, (1978)
- [89] **H. Stumpf, W. Schuler**, „*Elektrodynamik*“, Friedr. Vieweg & Sohn, (1981)
- [90] **C. F. Majkrzak, J. F. Ankner, N. F. Berk, D. Gibbs**, „*Neutron and X-ray Diffraction Studies of Magnetic Multilayers*“, in: L. H. Bennett & R. E. Watson (Eds.) „*Magnetic Multilayers*“ World Scientific, Singapore, (1994)
- [91] **L. Névot, P. Croce** „*Caracterisation des surface par reflexion rasante de rayons X. Application a l'etude du polissage de quelques verres silicates*“, Rev. de Phys. appl. 15 (1980) 761
- [92] **M. Kanyo, R. Reinartz, J. Schelten, K. D. Müller**, „*Two-Dimensional Neutron Scintillation Detector with optimal Gamma Discrimination*“, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-40, (1993)

