

Diplomarbeit

**Inbetriebnahme und  
Charakterisierung von  
Detektorsystemen für  
elektromagnetische Tests von  
Spektrometern**

Pascal Renschler

3. September 2007

an der  
Universität Karlsruhe (TH)  
Fakultät für Physik

**Referent**

Prof. Dr. G. Drexlin

**Koreferent**

Prof. Dr. J. Blümer

**Kontakt**

Pascal Renschler  
Forschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Kernphysik  
Postfach 3640  
76021 Karlsruhe  
Deutschland  
Email: [pascal.renschler@ik.fzk.de](mailto:pascal.renschler@ik.fzk.de)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>e</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>g</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Die Entdeckung der Neutrinos und das Standardmodell . . . . .	1
1.2 Die Neutrinooszillation . . . . .	3
1.3 Experimentelle Ansätze zur Bestimmung der Neutrinomasse . . . . .	7
<b>2 Das KATRIN Experiment</b>	<b>13</b>
2.1 Theorie und Prinzip von KATRIN . . . . .	13
2.2 Der Aufbau von KATRIN . . . . .	16
2.2.1 Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle und die Transportstrecke . . . . .	16
2.2.2 Die Tandem-Spektrometer . . . . .	18
2.2.3 Der Fokalebenendetektor . . . . .	19
<b>3 Das KATRIN Vorspektrometer Testexperiment</b>	<b>25</b>
3.1 Der Aufbau des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments . . . . .	26
3.1.1 Das Vorspektrometer . . . . .	26
3.1.2 Die Elektronenquelle . . . . .	31
3.1.3 Die Detektorkammer . . . . .	38
3.1.4 Das Datenaufnahmesystem der Detektoren . . . . .	41
3.2 Detektoren am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment . . . . .	50
3.2.1 Die Mikrokanalplatte (MCP) . . . . .	50
3.2.2 Die segmentierte PIN-Diode (SPD) . . . . .	56
<b>4 Charakterisierung der segmentierten PIN Diode</b>	<b>65</b>
4.1 Der Messaufbau . . . . .	65
4.2 Analysemethoden und -software . . . . .	66
4.2.1 Die ROOT-Umgebung . . . . .	66
4.2.2 Modulares Softwarekonzept . . . . .	68
4.2.3 Die erstellten Module . . . . .	69
4.3 Energiekalibration und Energieauflösung . . . . .	73
4.3.1 Durchgeführte Messung . . . . .	73
4.3.2 Analyse und Resultate . . . . .	76

## *Inhaltsverzeichnis*

4.4	Temperatur- und Sperrspannungsabhängigkeit der Energieauflösung . . . . .	79
4.4.1	Energieauflösung bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	79
4.4.2	Energieauflösung bei verschiedenen Sperrspannungen . . . . .	82
4.5	Untergrundmessung . . . . .	84
4.5.1	Korrelationen zwischen Pixeln . . . . .	84
4.5.2	Zeitliches Verhalten . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Fernsteuerung der ORCA Datenaufnahmesoftware mit LabView</b>	<b>93</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>I</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>V</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>VII</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Erlaubte Regionen für Neutrinooszillations-Parameter von KamLAND	6
1.2	Massenskala der Neutrinomassen-Eigenwerte . . . . .	8
1.3	Ergebnisse der Experimente zur Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritiumzerfall seit 1990 . . . . .	9
2.1	Das $\beta$ -Spektrum von Tritium . . . . .	13
2.2	Prinzip eines MAC-E Filters . . . . .	15
2.3	Der Aufbau des KATRIN Experiments . . . . .	16
2.4	Tritiumführende Teile des KATRIN Experiments . . . . .	17
2.5	Die KATRIN Tandem-Spektrometer mit Vorspektrometer und Hauptspektrometer . . . . .	18
2.6	Der schematische Aufbau einer PIN Diode . . . . .	20
2.7	Die Segmentierung des Fokalebenendetektors . . . . .	22
3.1	Aufbau des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments . . . . .	25
3.2	Das schematische Vakuumsystem des KATRIN Vorspektrometer Experiments . . . . .	27
3.3	Ein Schematischer Überblick über das Mess- und Regelsystem am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment . . . . .	29
3.4	Die grafische Oberfläche der auf ZEUS basierenden Mess- und Regelssoftware des KATRIN Vorspektrometers . . . . .	30
3.5	Der Aufbau der Elektronenquelle . . . . .	31
3.6	Eine Fotografie der beschädigten goldbedampften Quarzglasspitze des Elektronenemitters . . . . .	33
3.7	Eine technische Zeichnung des pneumatischen Blenden- und Schließsystems (PBSS) . . . . .	35
3.8	Der Aufbau der Steuerung des PBSS und der Spannungsversorgung der Elektronenkanone . . . . .	35
3.9	Benutzeroberfläche der Ansteuerungssoftware des PBSS . . . . .	36
3.10	Der Aufbau der Detektorkammer . . . . .	38
3.11	Die segmentierte PIN-Diode in verschiedenen magnetischen Flussschläuchen . . . . .	39
3.12	Der schematische Aufbau des Detektor-Kühlsystems . . . . .	41
3.13	Die Triggerschaltung des Datenaufnahmesystems . . . . .	43
3.14	Die grafische Oberfläche der ORCA Datenaufnahmesoftware . . . . .	44

3.15	Die schematische zeitliche Ankunft von Ereignissen beim Datenaufnahmesystem . . . . .	46
3.16	Der schematische Messaufbau zur Totzeitmessung . . . . .	47
3.17	Die Ergebnisse der Effizienzmessung des Datenaufnahmesystems . . . . .	49
3.18	Der Aufbau und das Prinzip einer Mikrokanalplatte (MCP) . . . . .	51
3.19	Die Beschaltung und der Verstärkungsfaktor der MCP . . . . .	51
3.20	Fotografien der MCP in eingebautem Zustand . . . . .	52
3.21	Die ADC Spektren der MCP bei verschiedenen Magnetfeldstärken . . . . .	54
3.22	Fotografien der Beschädigungen der MCP und einer Signaldurchführung . . . . .	55
3.23	Der schematische und reale Aufbau der segmentierten PIN-Diode . . . . .	58
3.24	Fotografien der Kühlung der Detektorkeramik . . . . .	59
3.25	Fotografien der U-Federn aus Kupfer und der abgedrehten Schrauben für die SPD . . . . .	60
3.26	Der Temperatur- und Druckverlauf an der SPD bei Kühl- und Heiztests . . . . .	61
3.27	Zwei Restgasanalysen der Detektorkammer mit installierter SPD bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	63
4.1	Die Lage der SPD bezüglich der Strahlachse und der Detektorkammer . . . . .	65
4.2	Das Konzept zur Datenanalyse . . . . .	69
4.3	Der schematische Ablauf des Moduls zur Energiekalibration . . . . .	71
4.4	Die überlagerten ADC-Histogramme der Röntgenlinien der $^{241}\text{Am}$ Quelle . . . . .	75
4.5	Die ermittelten Erwartungswerte aller Gaußanpassungen . . . . .	75
4.6	Typische Peaks der ADC Spektren der verwendeten Kalibrationsquelle . . . . .	77
4.7	Ein Vergleich aller Erwartungswerte nach Energiekalibration mit der verwendeten Referenzenergie . . . . .	78
4.8	Typische Peaks nach der Energiekalibration . . . . .	80
4.9	Die relative Energieauflösungen der 64 Pixel der SPD . . . . .	81
4.10	Die relative Energieauflösung für verschiedene Detektortemperaturen . . . . .	83
4.11	Die relative Energieauflösung bei Sperrspannungen von 10 V bis 16 V . . . . .	83
4.12	Die Differenz der Pixelnummern aufeinanderfolgender Ereignisse . . . . .	85
4.13	(Das Untergrundspektrum und die Zeitdifferenzen aufeinanderfolgender Ereignisse eines typischen Pixels . . . . .	86
4.14	Ein typischer Verlauf eines Rauschereignisses . . . . .	87
4.15	Ein Streudiagramm der Energie über der Zeit . . . . .	89
4.16	Ein Vergleich der Untergrundraten der SPD mit einer in [47] simulierten PIN-Diode . . . . .	89
A.1	Die Benutzeroberfläche von AutoTRAP . . . . .	95

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionen des Standardmodells und deren Ladung . . . . .	2
3.1	Übersicht der Loch- und Schließblenden des PBSS . . . . .	34
3.2	Die ermittelten Totzeiten des Datenaufnahmesystems . . . . .	48
3.3	Ein Vergleich der Spezifikationen und Eigenschaften von FPD und SPD	57
3.4	Die benötigten Spannungen zum Betrieb der SPD . . . . .	57
4.1	Die Röntgenlinien für verschiedene Austrittsfenster der Americium- Kalibrationsquelle . . . . .	67
4.2	Die Namenskonvention der SPD Pixel . . . . .	67
4.3	Die Standardstruktur des <i>eventtree</i> . . . . .	70
4.4	Die gesetzte Schwellwerte am Datenaufnahmesystem . . . . .	74
4.5	Die Ereignisraten in den Hauptpeaks . . . . .	74
4.6	Die gemittelte relative Abweichungen der Scheitelwerte von den Re- ferenzenergien . . . . .	79
4.7	Die gemittelten Energieauflösungen $\Delta E$ der SPD bei $T = -56^\circ\text{C}$ . . .	81



# 1 Einleitung

Das erste Kapitel gibt einen kurzen historischen Überblick von der Postulierung des Neutrinos bis zum experimentellen Nachweis der verschiedenen Neutrinoarten. Es wird dann auf die Evidenz für massive Neutrinos und deren Auswirkung auf verschiedene Forschungszweige der Physik eingegangen. Schließlich werden experimentelle Methoden zur Bestimmung der Neutrinomasse vorgestellt.

## 1.1 Die Entdeckung der Neutrinos und das Standardmodell

Das Neutrino wurde 1930 von Wolfgang Pauli postuliert [36] und ist bis heute Gegenstand aktueller Forschung. Nach Vermessung der diskreten Energiespektren von  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung gab der kontinuierliche Verlauf des Energiespektrums der  $\beta$ -Strahlung, der 1914 von James Chadwick vermessen wurde [10], Rätsel auf. Der als Zweikörperzerfall angenommene  $\beta$ -Zerfall verletzte die fundamentale Energieerhaltung und die quantenmechanische Spinstatistik. Pauli löste diese Probleme 15 Jahre später durch die Einführung eines hypothetischen Teilchens, das gleichzeitig mit dem  $\beta$ -Elektron entsteht und einen Teil der beim Zerfall freiwerdenden Energie aufnimmt. Es musste einen halbzahligen Spin besitzen, elektrisch neutral sein und nur schwach wechselwirken. Enrico Fermi griff Paulis Postulat auf und formulierte eine immernoch gültige theoretische Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls [13]. In der Fermitheorie ergibt sich ebenfalls ein extrem kleiner Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung zwischen Neutrinos und Materie. Dies gestaltet ihren experimentellen Nachweis äußerst schwierig.

Das Postulat Paulis wurde deshalb erst 1956 am Savannah River Plant Kernreaktor von Fred Reines und Clyde Cowan durch eine lange experimentelle Messreihe bestätigt [40]. Der Messaufbau bestand aus einer wässrigen Cadmiumchlorid-Lösung, die von zwei Flüssig-Szintillationszählern umgeben war. Im Kernreaktor entstehende Elektronantineutrinos reagieren durch den inversen  $\beta$ -Zerfall

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.1)$$

mit den freien Protonen der wässrigen Cadmiumchlorid-Lösung. Das entstehende Positron wird schnell abgebremst und annihiliert mit einem Elektron aus der Lösung zu zwei  $\gamma$ -Quanten. Etwa  $5 \mu\text{s}$  später wird das entstandene Neutron von einem

## 1 Einleitung

Kadmiumkern absorbiert, der unter der Emission von mindestens einem weiteren  $\gamma$ -Quant wieder in den Grundzustand zurückfällt. Ein Elektronantineutrino wurde somit durch das charakteristische Signal der zeitlich und räumlich in Koinzidenz detektierten  $\gamma$ -Quanten nachgewiesen.

1962 fanden Melvin Schwartz, Leon M. Ledermann und Jack Steinberger eine experimentelle Evidenz für die Existenz einer zweiten Neutrinoart [17]. Anhand eines an einem Teilchenbeschleuniger erzeugten Pionenstrahls wurden Pionzerfälle der Art

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

untersucht. Hierbei wurde festgestellt, dass die bei diesem Zerfall entstehenden Neutrinos nie die Erzeugung von Elektronen oder Positronen, sondern nur die Erzeugung von  $\mu^\pm$  induzierten. Damit waren zwei Neutrinoarten, die  $\bar{\nu}_e$  und die  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$  experimentell nachgewiesen.

Das in den sechziger und siebziger Jahren entwickelte Standardmodell der Teilchenphysik beinhaltet zwölf Elementarteilchen und deren Antiteilchen und beschreibt ihre Wechselwirkung durch Austauschteilchen untereinander [18]. Die Elementarteilchen sind in drei Generationen und zwei Familien, die Leptonen und die Quarks, unterteilt (siehe Tabelle 1.1).

Die Quarks unterliegen neben der elektromagnetischen und der schwachen auch der starken Wechselwirkung, deren Quantenzahl Farbladung durch Gluonen vermittelt wird. Sie kommen nur in farbladungsneutralen Dubletts (Mesonen) oder Triplets (Baryonen) vor und sind aufgrund des mit zunehmendem Teilchenabstand linear ansteigenden Quark-Quark-Potenzials nicht separabel (confinement). Wird ein maximaler Abstand überschritten, reicht die Energie aus, um zwei neue Quarks zu bilden und somit zwei unabhängige Quarkpaare zu erzeugen [38].

Die geladenen Leptonen unterliegen nur der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Letztere wird durch das Coulombpotenzial beschrieben und durch Photonen vermittelt. Die drei neutralen Neutrinos (und ihre Antiteilchen) nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung teil, die durch das  $Z^0$ -Boson und die  $W^\pm$ -Bosonen vermittelt wird.

**Tabelle 1.1: Die Fermionen des Standardmodells und deren elektrische Ladung in relativen Einheiten zur Elektronenladung  $e$ . Zu allen aufgeführten Teilchen existiert je ein Antiteilchen.**

Generation	1	2	3	el. Ladung [e]		
Quarks	$u$	$c$	$t$	+2/3	+2/3	+2/3
	$d$	$s$	$b$	-1/3	-1/3	-1/3
Leptonen	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	-1	-1
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	0	0

Im Standardmodell besitzen die drei Leptongenerationen, zu denen jeweils eine Neutrinoart gehört, eine eigene Leptonflavourzahl  $L_\alpha$ , mit  $\alpha = e, \mu, \tau$ , die separat erhalten ist. Die Neutrinos tragen keine elektrische Ladung, sind masselos und haben daher auch kein magnetisches Dipolmoment.

Das im Standardmodell vorhandene dritte Antineutrino  $\bar{\nu}_\tau$  wurde 2001 durch das DONUT-Experiment am Fermilab nachgewiesen [29]. Hierzu wurde ein 800 GeV Protonstrahl auf ein Wolframtarget geschossen und der leptonische Zerfall des  $D_S$  Mesons untersucht, bei dem  $\tau$  und  $\bar{\nu}_\tau$  entstehen.

Die Anzahl  $N$  der leichten Neutrinogenerationen wurde aus der Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons am LEP-Teilchenbeschleunigerexperiment am CERN<sup>1</sup> zu  $N = 3,00 \pm 0,08$  bestimmt [43]. Es werden somit keine weiteren aktiven Neutrinoarten erwartet.

Im Jahr 1958 bestimmte Maurice Goldhaber die Helizität von Neutrinos experimentell zu  $h_\nu = -1,0 \pm 0,3$  [22]. Im Rahmen der Messgenauigkeit impliziert dieses Resultat die maximale Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung, wie sie auch in das Standardmodell aufgenommen wurde. Kommen Neutrinos tatsächlich ausschließlich linkshändig und Antineutrinos ausschließlich rechtshändig vor, so müssen sie sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen und somit eine Ruhemasse von Null besitzen.

## 1.2 Die Neutrinooszillation

Die Annahme masseloser Neutrinos erfordert von teilchentheoretischer Seite die Existenz einer inneren Symmetrie im  $\nu$ -Sektor. Von experimenteller Seite wurde dieses Problem gelöst: In den 90er Jahren häuften sich die Hinweise auf massive Neutrinos. Die Evidenz hierfür ergibt sich aus dem Phänomen der Flavour-Oszillation, bei der sich die verschiedenen Neutrinoarten ineinander umwandeln. Die Flavour-Eigenzustände  $|\alpha\rangle$ , mit  $\alpha = e, \mu, \tau$ , entsprechen nicht den Massen-Eigenzuständen  $|m_i\rangle$ , mit  $i = 1, 2, 3$ , sondern sind mit der unitären  $3 \times 3$  Mischungsmatrix  $U$  durch

$$|\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |m_i\rangle \quad (1.3)$$

gegeben. Die sogenannte MNSP<sup>2</sup>-Matrix  $U$  hat die faktorisierte Form

---

<sup>1</sup>Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, vormalis Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup>Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo

$$\begin{aligned}
 U = & \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \\
 & \times \begin{pmatrix} c_{12} & -s_{12} & 0 \\ s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i(\phi_2/2+\delta)} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

mit  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  und  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ , wobei  $\theta_{ij}$  die drei Mischungswinkel beschreiben. Die Phasen  $\delta$ ,  $\phi_2$  und  $\phi_3$  sind CP-verletzend. Auf sie wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Die Übergangswahrscheinlichkeit  $P$  von einem Flavour-Zustand  $\alpha$  zu einem Flavour-Zustand  $\beta$  ist im Vakuum gegeben durch

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i\Delta m_{ij}^2 L/2E} \right|^2 \quad \text{mit } \Delta m_{ij} = m_i - m_j \neq 0 \text{ für } i \neq j, \tag{1.5}$$

mit der zurückgelegten Wegstrecke  $L$  und der Neutrinoenergie  $E$ .

Aus dem Nachweis eines Flavourübergangs folgt insbesondere auch, dass alle Neutrinoarten eine unterschiedliche Masse haben müssen und somit zumindest zwei nicht masselos sind. Außerdem ist die Leptonflavourzahlerhaltung verletzt. Damit stehen die Flavour-Oszillationen nicht im Einklang mit dem Standardmodell.

Die erste eindeutige Evidenz für Neutrinooszillation bei der Analyse atmosphärischer Neutrinos gab erstmals 1998 das Super-Kamiokande Experiment [57]. Hochenergetische kosmische Strahlung erzeugt in der oberen Atmosphäre ständig sekundäre Teilchen, darunter Pionen und Kaonen, die bei ihren Zerfällen Elektron- und Myon-neutrinos produzieren. Der Detektor besteht aus einem mit 50 kt hochreinem Wasser gefüllten, zylindrischen Tank, der unterirdisch installiert und durch ca. 1 km Gestein abgeschirmt ist. Die Innenseite des Tanks ist mit mehr als 10000 Photomultipliern ausgekleidet. Im Tank werden von Elektron- und Myon-neutrinos induzierte Reaktionen der Form

$$\nu_e + N \rightarrow X + e^- \tag{1.6}$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow X + \mu^- \tag{1.7}$$

durch den Cherenkov-Lichtkegel der entstehenden Leptonen nachgewiesen. Es kann aufgrund der Randschärfe des Lichtkegels zwischen  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  unterschieden und die Richtung des einfallenden Neutrinos bestimmt werden.

Das Experiment stellte eine starke Korrelation der aufgenommenen  $\nu_\mu$ -Rate mit dem Einfallswinkel und somit mit der zurückgelegten Strecke von  $L_{min} = 15$  km bis  $L_{max} = 13000$  km fest. Die  $\nu_e$ -Rate war unkorreliert. Unter der Annahme einer

Zwei-Neutrinooszillation im Vakuum zwischen  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  mit der Übergangswahrscheinlichkeit

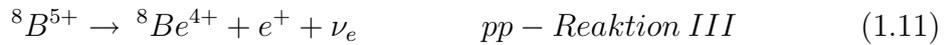
$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2 2\theta_{ij} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

findet man aus den experimentellen Ergebnissen eine maximale Mischung zwischen  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ . Die entstehenden  $\nu_\tau$  können aber mit diesem Experimentaufbau nicht nachgewiesen werden.

Eine weitere natürliche Quelle für Neutrinos ist die Sonne, in der durch die pp-Reaktionskette

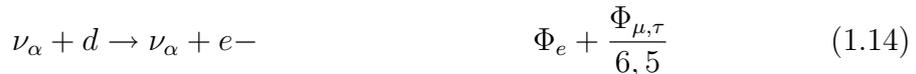


die in mehreren Schritten abläuft, ausschließlich Elektronneutrinos erzeugt werden. Hier seien speziell die  $\nu_e$ -erzeugenden Reaktionen



erwähnt.

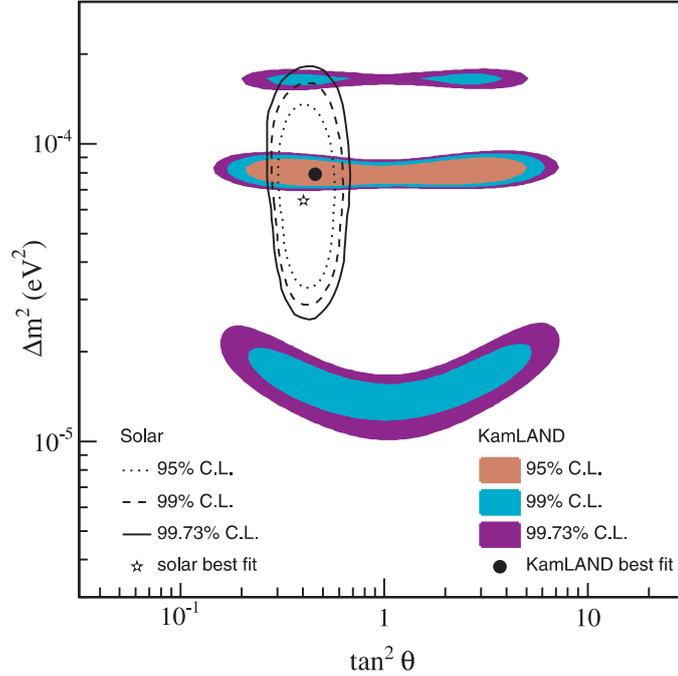
Zahlreiche verschiedenartige Messungen des Elektronneutrino fluxes  $\Phi_e$ , unter anderem durch Ray Davis am Homestake Experiment [9], GALLEX [19], SAGE [44] [28] und Super-Kamiokande, ergaben konsistent über mehrere Jahre zu geringe Werte um mit dem Standardmodell der Sonne [2] übereinzustimmen. Das Sudbury Neutrino Observatory (SNO) konnte schließlich das solare  $\nu$ -Problem lösen und die Flüsse  $\Phi_e$  und  $\Phi_{\mu,\tau}$  aller Neutrino flavours messen [48]. Hierzu wurde ähnlich dem Super-Kamiokande Experiment ein unterirdischer Tank mit mehreren tausend Photomultipliern ausgekleidet, aber in diesem Fall mit etwa 1000 t schwerem Wasser ( $D_2O$ ) gefüllt. Somit können die verschiedenen Flüsse der Neutrino flavours durch die Reaktionen



nachgewiesen werden. Die Analyse der Messergebnisse zeigt, dass die Summe der Neutrino fluxes  $\Phi_{\mu,\tau}$  und  $\Phi_e$  genau dem vorhergesagten  $\nu_e$ -Fluss des Standardmodells der Sonne entspricht.

Das Borexino Experiment untersucht seit Mai 2007 den Fluss der durch Reaktion (1.10) entstehenden solaren  ${}^7Be$ -Elektronneutrinos. Die aktuellen Ergebnisse des Borexino Experiments geben eine weitere aktuelle Evidenz für die sogenannte LMA-MSW <sup>3</sup> Neutrinooszillation als korrekte Ergänzung für die theoretische Beschreibung

<sup>3</sup>englisch: Large Mixing Angle Lösung des Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Modells. Ergänzend



**Abbildung 1.1: Erlaubte Regionen für Neutrinooszillations-Parameter von KamLAND [31].** Die LMA-MSW Region des solaren Neutrinoexperiments SNO ist ebenfalls eingezeichnet [49].

von Neutrinooszillationen in Materie [5]. Die von Borexino erstmals in Echtzeit detektierten  ${}^7\text{Be}$ -Elektronneutrinos mit einer festen Energie von 0,862 MeV haben laut des LMA-MSW Modells nach dem Weg von der Sonne bis zum unterirdischen Detektor eine Überlebenswahrscheinlichkeit von  $P_{\tau\text{Be}} = 1 - P_{e \rightarrow \mu, \tau} \approx 66\%$ .

Die durch (1.11) entstehenden  ${}^8\text{B}$ -Elektronneutrinos, die von Super-Kamiokande nachgewiesen werden, haben aufgrund ihrer Energie im Bereich von einigen MeV unter Berücksichtigung der LMA-MSW Theorie eine deutlich geringere Überlebenswahrscheinlichkeit von  $P_{s\text{B}} = 33\%$ .

Die Ergebnisse von Borexino und Super-Kamiokande stimmen mit diesen Vorhersagen überein, bestätigen so das Standardmodell der Sonne und geben eine weitere Evidenz für die LMA-MSW Neutrinooszillationen in Materie [5].

Das KamLAND Experiment [30] untersuchte in japanischen Kernreaktoren erzeugte Elektronantineutrinos. Der Nachweis erfolgte in einem unterirdischen Tank, der mit 1000 t Flüssigszintillator gefüllt und mit Photomultipliern ausgekleidet war, über die Zerfallsprodukte der Reaktion (1.1). Im Umkreis von 100-200 km des Detektors befinden sich ca. 70 Kernkraftwerke, die als Quellen dienen. Auch das KamLAND

---

zur Neutrinooszillation im Vakuum beschreibt das MSW Modell die Oszillation von Elektron- bzw. Tauneutrinos in Materie und gibt somit einen korrigierten Bereich für das Verhältnis  $\Delta m_{ij}^2$  zu  $\tan^2 \theta_{ij}$  an. LMA bezeichnet die Lösungen mit einem großen Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{ij}$ . Siehe [37], [42], [56], [1] und [15].

Experiment bestätigte das „Verschwinden“ von Elektronantineutrinos und somit die Neutrinooszillation. Die experimentellen Ergebnisse stehen ebenfalls im Einklang mit der LMA-MSW Theorie [37] und sind in Abbildung 1.1 dargestellt.

## 1.3 Experimentelle Ansätze zur Bestimmung der Neutrinomasse

Die experimentellen Ergebnisse der Neutrinooszillationsmessungen geben jedoch keine Auskunft über die absoluten Neutrinomassen, sondern nur über die Verhältnisse der Neutrinomassenquadrate zueinander. Zusammen mit der Bestimmung nur einer absoluten Neutrinomasse können alle Neutrinomassen berechnet werden.

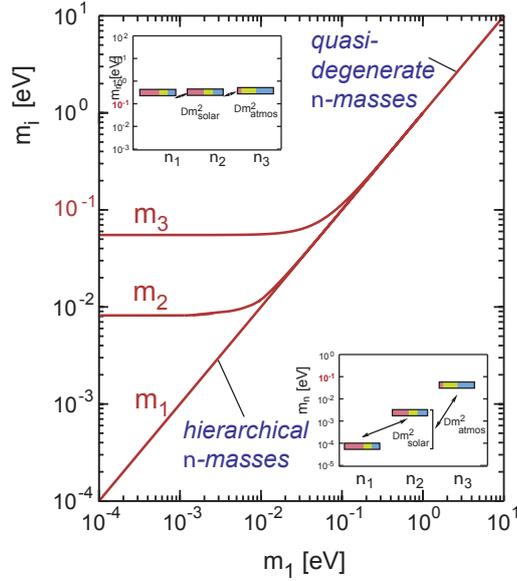
Eine Bestimmung der Neutrinomasse im Sub-eV-Bereich

- gibt Aufschluss über den Anteil der Neutrinomasse an der Energiedichte des Universums. Aus der Urknall-Theorie der Kosmologie folgt, dass beim Urknall ca.  $10^9$  mal mehr Neutrinos entstanden sind als Baryonen. Neutrinos gehören in der Kosmologie zur Klasse der Heißen Dunklen Materie (HDM) und nehmen je nach ihrer Masse einen Anteil an der gesamten Energiedichte des Universums von 0,1% bis 5% ein, der im Bereich der baryonischen Materie liegt [32].
- bestimmt zusammen mit den Ergebnissen aus Neutrinooszillationsexperimenten die Hierarchie und die Werte aller Massen-Eigenzustände  $m_i$  (siehe Abbildung 1.2).
- lässt einen Schluss auf den Einfluss von Neutrinos bei der Bildung der Strukturen des Universums zu [35].
- ermöglicht ein genaueres Verständnis der Ereignisse in Supernova-Explosionen [14] [3].
- gibt entscheidende Hinweise zur Evaluierung physikalischer Modelle zur Massengenerierung in der Teilchenphysik jenseits des Standardmodells.

Es existieren zur Zeit zwei experimentelle Ansätze, um die Neutrinomasse unter Laborbedingungen zu messen:

- Die Untersuchung des neutrinolosen Doppelbetazerfalls ( $0\nu\beta\beta$ ).
- Die Untersuchung des Energiespektrums der  $\beta$ -Elektronen des einfachen  $\beta$ -Zerfalls.

Bei einem doppelten  $\beta$ -Zerfall ( $2\nu\beta\beta$ ) zerfallen simultan zwei Neutronen unter Aussendung je eines Elektrons und eines Antielektronneutrinos in Protonen. Die Elektronen besitzen somit wie beim einfachen  $\beta$ -Zerfall ein kontinuierliches Energiespektrum. Der doppelte Betazerfall kann allerdings nur bei Elementen gefunden werden, bei denen der einfache  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten oder stark unterdrückt ist, was die Anzahl auf 36 Elemente limitiert (u.A.  $^{76}\text{Ge}$  [55],  $^{130}\text{Te}$  und  $^{136}\text{Xe}$  [12]).



**Abbildung 1.2: Massenskala der Neutrinomassen-Eigenwerte**, ausgehend von dem kleinsten Massen-Eigenwert  $m_1$ . Ist  $m_1$  klein, so folgt eine hierarchische Massenskala, ist  $m_1$  groß, so sind die Massenunterschiede  $\Delta m^2$  vernachlässigbar und es folgt eine quasi-degenerierte Massenskala [32].

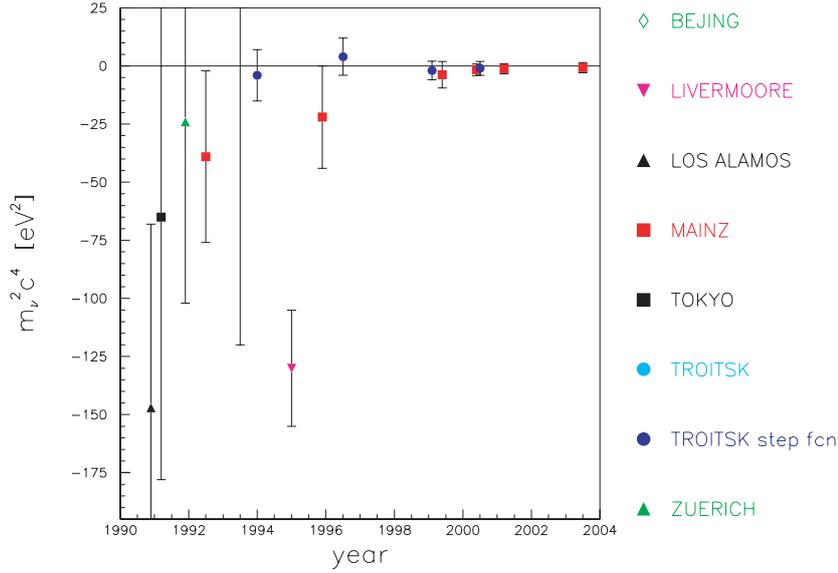
Nimmt man an, dass Neutrinos Majorana-Teilchen [34] und somit ihre eigenen Antiteilchen sind, ist ein neutrinoloser doppelter  $\beta$ -Zerfall möglich. Das am ersten Vertex entstehende Elektronantineutrino wird am zweiten Vertex zusammen mit dem dort entstandenen Neutrino absorbiert. Es werden beim  $0\nu\beta\beta$  zwei Elektronen mit einer spezifischen Energie emittiert. Das rechtshändig emittierte Antielektronenneutrino muss somit als linkshändiges Elektronneutrino aufgenommen werden. Dies impliziert für das Neutrino eine gemischte Helizität und somit eine von Null verschiedene Masse, was aber ebenso wie die Änderung der Leptonzahl von  $\Delta L = 2$  im Standardmodell verboten ist. Die Messungen sind aufgrund der hohen Halbwertszeiten der in Frage kommenden Isotope<sup>4</sup> sehr aufwändig und führen nur zum Erfolg, wenn Neutrinos tatsächlich Majorana-Teilchen sind. Gemessen wird die effektive Neutrinomasse  $m_{ee}$  aus der kohärenten Summe der Masseneigenzustände:

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| c_{13}^2 c_{12}^2 m_1 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 e^{i\phi_2} + s_{13}^2 m_3 e^{i\phi_3} \right|. \quad (1.15)$$

Auf die CP-verletzende Dirac-Phase  $\delta$  wird ab hier der Form halber verzichtet. Die unbekannt und CP-verletzenden Majorana-Phasen  $\phi_i$  sind im Allgemeinen komplex und können somit durch die Summierung über alle Massen-Eigenzustände  $m_i$  eine teilweise Auslöschung der effektiven Neutrinomasse  $m_{ee}$  ergeben [15].

<sup>4</sup> $T_{1/2} > 1,2 \times 10^{24}$  a für  $^{136}\text{Xe}$  [43]

### 1.3 Experimentelle Ansätze zur Bestimmung der Neutrinomasse



**Abbildung 1.3: Ergebnisse der Experimente zur Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Tritiumzerfall seit 1990 [32].** Das Verständnis von systematischen Fehlern und die Verbesserung der Experimentaufbauten hat die Fehler der Neutrinomassenbestimmung stark verringert und das Problem von negativen Massenquadraten gelöst.

Eine hochauflösende Untersuchung des Energiespektrums der beim einfachen Tritium  $\beta$ -Zerfall entstehenden Elektronen in der Nähe des Endpunkts lässt die Bestimmung der Elektronantineutrinomasse durch

$$m_e^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2 = |c_{13}^2 c_{12}^2 m_1 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 + s_{13}^2 m_3| \quad (1.16)$$

zu. In dieser Summe verschwinden die Majorana-Phasen und es treten somit keine Auslöschungen auf [15]. Das Ergebnis ist unabhängig davon, ob Neutrinos Majorana- oder Dirac-Teilchen sind und auch unabhängig von weiteren Modellannahmen. Die Experimente mit Tritiumzerfällen haben eine mehr als 60-jährige Tradition, da Tritium

- die zweitniedrigste Endpunktsenergie von  $E_0 = 18,6$  keV aller  $\beta$ -Strahler besitzt, welche die Zählrate  $dN/dE \propto (E_0 - E)^2$  im Endpunktsbereich steigert, da in diesen Bereich  $(1/E_0)^3$  aller  $\beta$ -Elektronen fallen,
- eine angemessen kurze Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 12,3$  a aufweist, die eine hohe Quellstärke ermöglicht,
- eine einfache Elektronenkonfiguration besitzt, welche die Korrekturen für die Interaktionen von Tochterkern und ausgesandtem Elektron ermöglicht,
- einen übererlaubten  $\beta$ -Zerfall durchführt, der Energiekorrekturen des Kernmatrixelements unnötig macht [32].

## 1 Einleitung

Abbildung 1.3 zeigt die Experimente der letzten 20 Jahre, die nach diesem Prinzip durchgeführt wurden und deren Ergebnisse.

Mit dem KATRIN Experiment entsteht ein Tritiumzerfallsexperiment der nächsten Generation, das die Elektronantineutrinomasse mit einer Sensitivität von  $m(\bar{\nu}_e) \leq 0,2 \text{ eV}/c^2$  (90% C.L.) messen wird.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Aufbaus des KATRIN Experiments und ist wie folgt gegliedert:

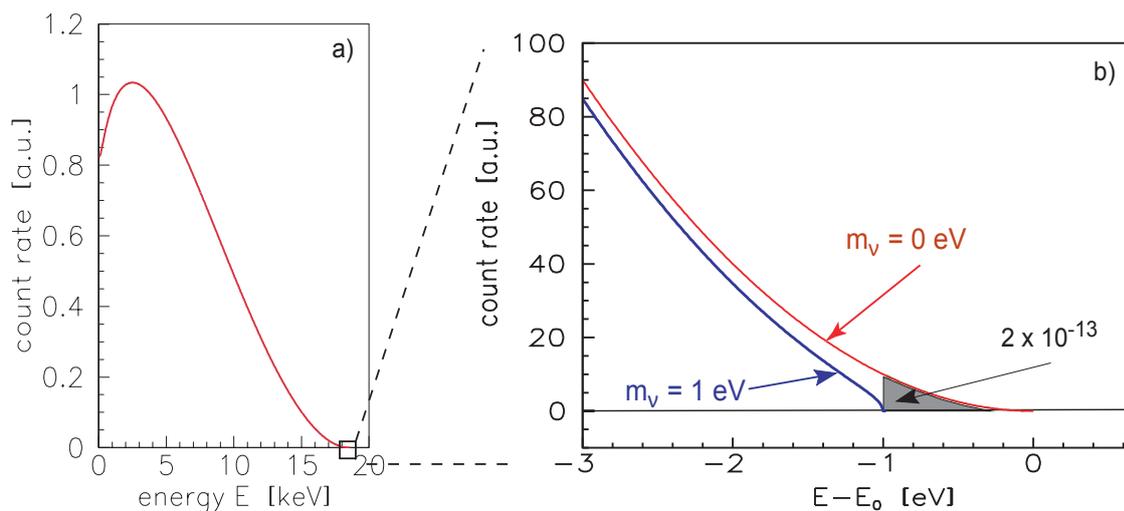
- Kapitel 2 schildert die Theorie zur Messung der Neutrinomasse aus dem Tritium  $\beta$ -Zerfall und beschreibt den Aufbau des KATRIN Experiments.
- Kapitel 3 gibt eine detaillierte Beschreibung des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments mit besonderem Schwerpunkt auf den verwendeten Detektorsystemen.
- In Kapitel 4 wird die Messung und deren Ergebnisse von charakteristischen Eigenschaften der segmentierten PIN-Diode wie Energieauflösung und Detektoruntergrund beschrieben.
- Die Arbeit wird in Kapitel 5 zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf die weiteren Messungen bezüglich der Detektorsysteme und deren Anwendung z.B. auch am KATRIN Hauptspektrometer gegeben.



## 2 Das KATRIN Experiment

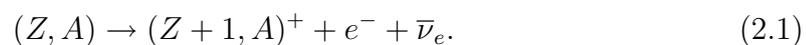
Das Ziel des **K**Arlsruhe **TR**itium Neutrino Experiments ist es, die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von  $m(\bar{\nu}_e) \leq 0,2 \text{ eV}/c^2$  (90% C.L.) zu messen. Dieses Ziel wird durch eine direkte und modellunabhängige experimentelle Methode erreicht, die nur die relativistische Energie-Impulsbeziehung nutzt. Über die exakte Bestimmung der Form des  $\beta$ -Spektrums von Tritium im Bereich der höchsten Elektronenenergien kann die Neutrinomasse bestimmt werden. Im Folgenden wird dieser Zusammenhang dargelegt und anschließend der Aufbau des KATRIN Experiments erklärt.

### 2.1 Theorie und Prinzip von KATRIN



**Abbildung 2.1: Das  $\beta$ -Spektrum von Tritium.** (a) Energiespektrum im Bereich 0-20 keV. (b) Vergrößerung des Bereichs am Endpunkt des Spektrums. Die Kurven zeigen Rechnungen für verschiedene angenommene Elektronantineutrinomassen  $m_\nu$ . In das Energieintervall mit einer Breite von 1 eV vor der Endpunktsenergie  $E_0$  fällt nur ein Bruchteil von  $2 \times 10^{-3}$  aller Ereignisse [32].

Bei einem  $\beta^-$ -Zerfall eines Kerns wandelt sich ein Proton des Mutterkerns in ein Neutron um. Bei der Umwandlung entsteht ein Elektron und ein Elektronantineutrino durch



Die freigesetzte Energie teilt sich im Ruhesystem des Mutterkerns unter den drei Zerfallsprodukten auf. Der verbliebene Kern hat im Vergleich zum Elektron und zum Elektronantineutrino eine in erster Näherung als unendlich groß anzunehmende Masse<sup>1</sup>. Die kinetische Energie teilt sich somit nur zwischen den beiden leichtesten Zerfallsprodukten auf. Das entstehende  $\beta$ -Spektrum lässt sich durch Fermis Goldene Regel

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho(E) \quad (2.2)$$

bestimmen, die die Rate  $dN/dt$  in einem Energieintervall  $E + \Delta E$  emittierter Elektronen mit der Phasenraumdichte  $\rho(E)$  und dem Übergangsmatrixelement  $M$  angibt. Dies führt auf folgende Form [54]:

$$\frac{d^2 N}{dt dE} = A(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m^2(\bar{\nu}_e) c^4} \Theta(E_0 - E - m(\bar{\nu}_e) c^2) \quad (2.3)$$

$$\text{mit } A(E) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{2\pi^2 \hbar^7} |M^2| F(E, Z + 1) p_e (E + m_e c^2) (E_0 - E) \quad (2.4)$$

$G_F$ : Kopplungskonstante       $\Theta_C$ : Cabibbo Winkel  
 $M$ : Übergangsmatrixelement       $E_0$ : Endpunktsenergie  
 $p_e$ : Impuls des Elektrons       $m_e$ : Elektronenmasse

$F(E, Z + 1)$ : Fermifunktion

Die Fermifunktion  $F$  berücksichtigt die Coulomb-Wechselwirkung zwischen emittiertem Elektron und Tochterkern. Das Übergangsmatrixelement  $M$  ist für den übererlaubten  $\beta$ -Zerfall von Tritium energieunabhängig. Die Erzeugung eines Elektronantineutrinos ist nur möglich, wenn die Differenz der Endpunktsenergie und der Elektronenergie größer als die Ruhemasse des  $\bar{\nu}_e$  ist. Dies wird durch die Stufenfunktion  $\Theta(E_0 - E - m(\bar{\nu}_e) c^2)$  beschrieben.

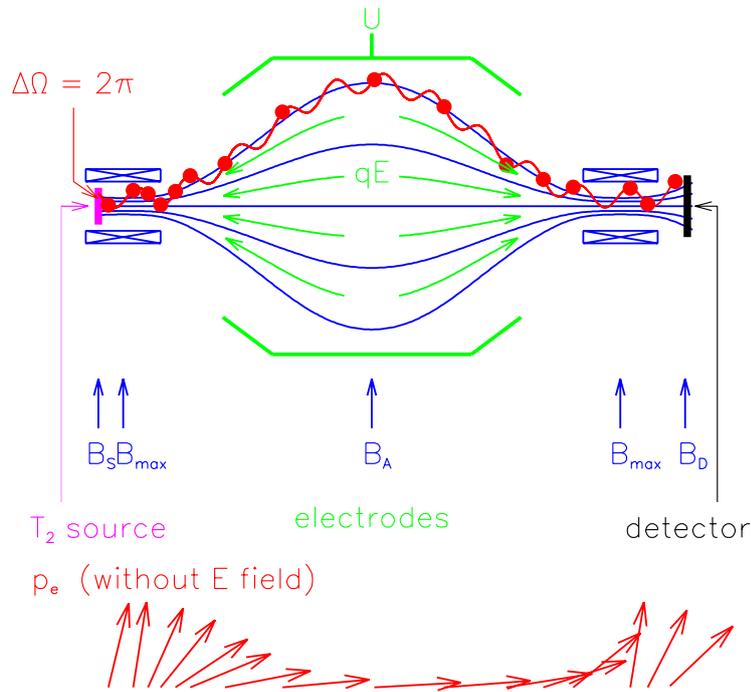
Die Neutrinomasse beeinflusst die Form des  $\beta$ -Spektrums nur in der Nähe der Endpunktsenergie  $E_0$  (siehe Abbildung 2.1). Das letzte eV-Intervall des Spektrums enthält durchschnittlich nur eines von  $5 \times 10^{13}$  emittierten Elektronen. Um diesen Endpunktsbereich zu vermessen, bedarf es daher

- einer Quelle mit hoher Intensität,
- eines Spektrometers mit hoher Energieauflösung,
- einer hohen Detektoreffizienz, und
- einer niedrigen Untergrundrate.

Um eine hohe Energieauflösung zu erreichen, wird ein MAC-E Filter<sup>2</sup> eingesetzt (siehe Abbildung 2.2). Die in den Filter eindringenden Elektronen werden entlang

<sup>1</sup>In der detaillierten Datenanalyse werden Rückstoßeffekte berücksichtigt.

<sup>2</sup>englisch: Magnetic Adiabatic Collimation followed by an Electrostatic Filter



**Abbildung 2.2: Prinzip eines MAC-E Filters.** Die Impulsausrichtung erfolgt wegen der adiabatischen Invarianz des magnetischen Moments  $\mu$  durch das inhomogene Magnetfeld (blaue Linien). Das elektrische Retardierungspotenzial (grüne Linien) wirkt als Energiefilter [32].

der von zwei supraleitenden Zylinderspulen erzeugten magnetischen Feldlinien adiabatisch auf Zyklotronbahnen durch das Spektrometer geführt. Die Magnetfeldstärke  $B$  sinkt von den Zylinderspulen bis zur Mitte des Spektrometers (Analyseebene) um mehrere Größenordnungen, was eine adiabatische Änderung der Transversalkomponente der Energie  $E_{\perp}$  bei konstantem magnetischen Moment  $\mu$  erzeugt. Es gilt:

$$\mu = \frac{e}{2m_e} |\vec{l}| = \frac{E_{\perp}}{B} = const. \quad (2.5)$$

Somit wirkt eine Gradientenkraft

$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (2.6)$$

welche die Elektronenimpulse in der Analyseebene bis auf eine kleine Restkomponente parallel zu den Magnetfeldlinien ausrichtet [53]. Mit Hilfe eines angelegten Retardierungspotenzials mit einem Maximum in der Analyseebene, kann man selektieren, welche Elektronen transmittiert und welche reflektiert werden. Das elektrische Feld wird durch eine zylinderförmige Elektrode aufgebaut. Transmittierte Elektronen werden wieder auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt und zum Nachweis auf einen Detektor geleitet.

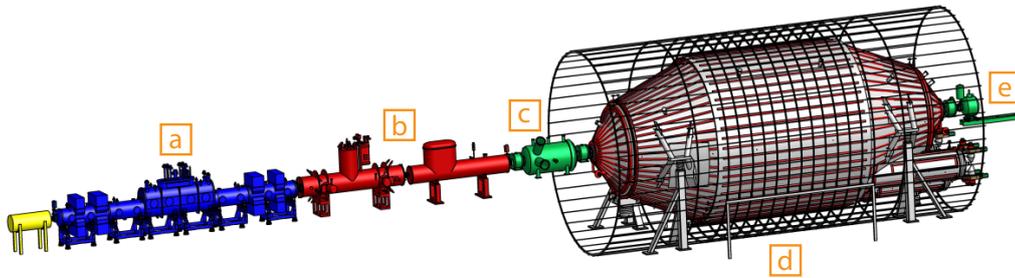
Ein MAC-E Filter arbeitet also als integrierender energetischer Hochpassfilter. Die relative Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (2.7)$$

ergibt sich durch die verbleibende transversale Energiekomponente in der Analysierebene. Hierbei bezeichnet  $B_{min} = B_A$  das Magnetfeld in der Analysierebene und  $B_{max}$  das stärkste Magnetfeld innerhalb der Anordnung.

## 2.2 Der Aufbau von KATRIN

Das KATRIN Experiment besteht aus der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle, der Transportstrecke, dem Vor- und Hauptspektrometer und dem Fokalebenenendetektor. Der Aufbau ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Nachfolgend werden die einzelnen Komponenten und deren Funktion beschrieben.

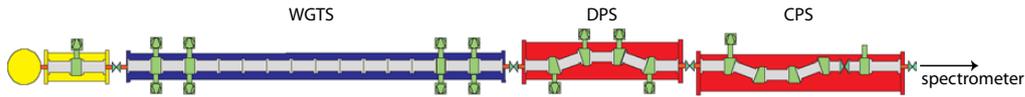


**Abbildung 2.3: Der Aufbau des KATRIN Experiments [32]:** (a) Fensterlose gasförmige Tritiumquelle (b) Transportstrecke mit differentieller Pumpstrecke und kryogener Pumpstrecke (c) Vorspektrometer (d) Hauptspektrometer mit Luftspulen (e) Fokalebenenendetektor

### 2.2.1 Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle und die Transportstrecke

Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS<sup>3</sup>) besteht aus einem 10 m langen und 90 mm durchmessenden Edelstahlrohr, in dessen Mitte gasförmiges molekulares Tritium  $T_2$  mit einer Reinheit von mehr als 95% eingelassen wird. An den Enden des Rohres befinden sich mehrere Turbomolekularpumpstufen, die den Tritiumfluß durch differentielles Pumpen reduzieren und das Tritium über einen Kreislauf wieder zur Quelle zurückführen. Die Quelle ist von supraleitenden Magneten mit einer

<sup>3</sup>englisch: Windowless Gaseous Tritium Source



**Abbildung 2.4: Tritiumführende Teile des KATRIN Experiments [32]** mit der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS), der differentiellen Pumpstrecke (DPS) und der kryogenen Pumpstrecke (CPS)

Feldstärke von  $B = 3,6 \text{ T}$  umgeben. Die im erzeugten Flussschlauch beim Tritiumzerfall entstehenden Elektronen werden isotrop emittiert. Die in vorwärtsrichtung emittierten Elektronen werden aus der Quelle in Richtung Spektrometer geführt. Um eine Zerfallsrate von  $9,5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$  zu erreichen, wird eine Säulendichte von  $\rho \cdot d = 5 \times 10^{17} \text{ Molekülen/cm}^2$  benötigt, was einer umgesetzten Tritiummenge von ca. 40 g pro Tag entspricht. Diese kann nur durch einen geschlossenen Kreislauf aufgebracht werden. Durch die hohen Anforderung an die Tritiummenge und die zugehörige Infrastruktur ist das Forschungszentrum Karlsruhe mit dem Tritium Labor Karlsruhe (TLK) der einzige Standort, an dem das KATRIN Experiment durchgeführt werden kann.

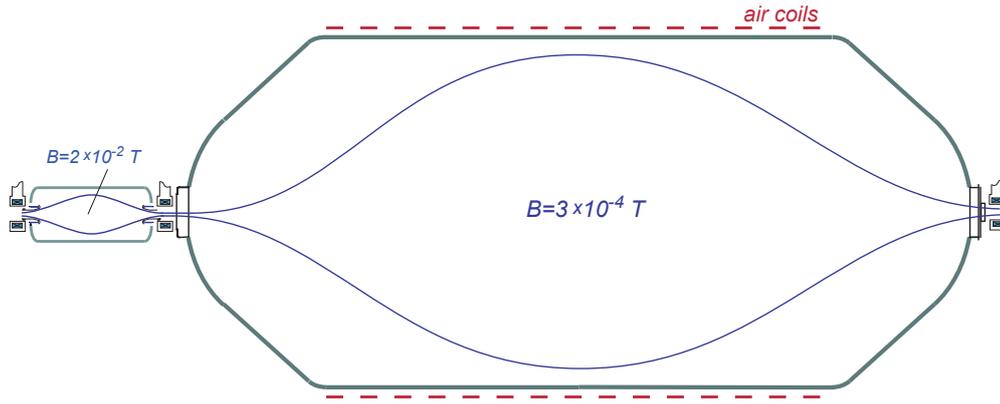
Um systematische Fehler der Neutrinomassenmessung kleiner als die prognostizierten statistischen Fehler zu halten, muss die Säulendichte auf 0,1% bekannt sein [32]. Hierzu muss die Quelle auf einer zeitlich und räumlich konstanten Temperatur von 27 K mit Schwankungen  $< 0,1\%$  gehalten und überwacht werden. Auch der Tritiumfluss und die Isotopenreinheit müssen auf 0,1% genau bekannt sein.

Die Aufgabe der angrenzenden Transportstrecke ist die Reduktion des Tritiumflusses der Quelle von  $1,8 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$  auf  $10^{-14} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ , um eine Kontamination der angrenzenden Spektrometer zu verhindern. Im Spektrometerbereich zerfallende Tritiummoleküle würden den Untergrund der Messungen erhöhen und sind demnach auf Raten  $< 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  spezifiziert. Um dies zu erreichen, wird eine differentielle Pumpstrecke (DPS) verwendet, die den Fluss durch Turbomolekularpumpen um einen Faktor  $10^7$  reduziert.

An die DPS schließt sich die kryogene Pumpstrecke (CPS<sup>4</sup>) an, auf deren Innenfläche eine dünne Argonschneeschiicht mit einer Temperatur von 5 K aufgebracht ist. Bei dieser Temperatur werden Tritiummoleküle adsorbiert und somit der Tritiumfluss um einen Faktor  $\geq 10^7$  reduziert. Die DPS und CPS sind mit supraleitenden Magneten umgeben, die die Elektronen adiabatisch durch die Anordnung führen. Um ein geradliniges Durchfliegen für elektrisch neutrale Tritiummoleküle unmöglich zu machen, ist die Richtung der Strahlführung mehrfach um  $20^\circ$  gekippt (siehe Abbildung 2.4).

WGTS, DPS und CPS bilden mit dem Tritium-Rückführsystem einen geschlossenen Tritiumkreislauf und werden im TLK aufgebaut.

<sup>4</sup>englisch: Cryogenic Pumping Section



**Abbildung 2.5: Die KATRIN Tandem-Spektrometer mit Vorspektrometer und Hauptspektrometer [32].** Mit dem magnetischen Flussschlauch (Blau) und den Luftspulen (Rot).

## 2.2.2 Die Tandem-Spektrometer

Zur hochauflösenden Energiebestimmung werden zwei unterschiedlich dimensionierte MAC-E Filter verwendet (siehe Abbildung 2.5). Das in Kapitel 3.1.1 ausführlich beschriebene Vorspektrometer ist nicht direkt für die Energiebestimmung des  $\beta$ -Spektrums verantwortlich, sondern reduziert bei einem festen Retardierungspotenzial von  $U_{VS} = 18,3 \text{ kV}$  den Fluss von  $\beta$ -Elektronen, um Untergrundbeiträge durch Ionisierung von Restgasen im Hauptspektrometer klein zu halten. Hierzu ist eine Energieauflösung von  $\Delta E_{VS} \approx 100 \text{ eV}$  ausreichend.

Das 10 m durchmessende Hauptspektrometer<sup>5</sup> mit einer Länge von 23,3 m erlaubt mit einem Magnetfeld in der Analysierebene von  $B_A = 3 \times 10^{-4} \text{ T}$  die Vermessung eines magnetischen Flussschlauchs von

$$\Phi = \int B dA = B_{max} \cdot A_{B_{max}} = B_A \cdot A_A = 191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2. \quad (2.8)$$

Es besitzt eine Energieauflösung von  $\Delta E_{HS} = 0,93 \text{ eV}$  im Zentrum der Analysierebene.

Für beide Spektrometer wird ein Restgasdruck von  $p < 10^{-11} \text{ mbar}$  gefordert, um ionisierbare Gasmoleküle und somit die induzierte Untergrundrate zu reduzieren. Das Vakuum wird durch ein kaskadiertes Pumpsystem aus Turbomolekularpumpen, Vorpumpen und dem Einsatz von Getterpumpen erreicht.

Um kosmisch induzierte niederenergetische Elektronen aus den Spektrometerwänden am Eindringen in den Flussschlauch zu hindern, sind die Spektrometer mit einer inneren segmentierten Drahtelektrode ausgekleidet, die auf ein negatives elektrisches

<sup>5</sup>Dies entspricht einem verwendbaren Durchmesser in der Analysierebene von  $D_A = 9 \text{ m}$  und somit einer Fläche von  $A_A = 63,6 \text{ m}^2$ .

ches Potenzial gelegt wird. Weiterhin übernimmt die innere Elektrode die Feinjustage des elektrischen Retardierungsfeldes zur optimalen Ausrichtung des elektrischen zum magnetischen Feld. Das magnetische Feld des Hauptspektrometers kann durch externe Luftspulen korrigiert werden, um den Durchgriff des Erdmagnetfelds oder andere unerwünschte Verformungen auszugleichen.

### 2.2.3 Der Fokalebenendetektor

Der Fokalebenendetektor (FPD<sup>6</sup>) wird die von den Spektrometern transmittierten Elektronen mit einer Energie  $E$  zwischen  $18,3 \text{ keV} \leq E \leq E_0 = 18,6 \text{ keV}$  nachweisen und wird bei Magnetfeldstärken  $B_{max}$  von  $3 - 5 \text{ T}$  betrieben. Hieraus ergibt sich nach 2.8 eine maximal benötigte sensitive Fläche von  $A_{B_{max}} = 64 \text{ cm}^2$  und somit ein Durchmesser von  $\phi_{max} = 90 \text{ mm}$ .

Um die prognostizierte statistische Genauigkeit der Messung zu erreichen, muss der FPD eine Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\beta$ -Elektronen von mehr als 90% besitzen. Außerdem muss eine gesamte Untergrundrate von weniger als 10 mHz erreicht werden, von der nur 1 mHz vom Detektor selbst stammen darf. Um diese intrinsische Untergrundrate zu erreichen, werden folgende Eigenschaften verlangt:

- eine Energieauflösung von  $\Delta E_0 = 600 \text{ eV}$  (FWHM<sup>7</sup> bei  $E = 18,6 \text{ keV}$ ),
- eine möglichst geringe natürliche Radioaktivität der umgebenden Materialien,
- eine zusätzliche passive Abschirmung, und
- ein aktives Vetosystem, um kosmisch induzierte Ereignisse zu erkennen.

Die passive Abschirmung aus einer zylindrischen 5 cm dicken Kupferschicht wird zwischen Detektor und Vakuumkammer eingebracht. Diese Abschirmung soll die Zerfallsprodukte aus natürlichen radioaktiven Zerfällen stoppen. Innerhalb des Kupferzylinders ist das aktive Vetosystem eingebaut. Es besteht aus zwei Platten eines Kunststoffszintillators, die mit optischen Fasern durchzogen sind. Durchquert ein kosmisches Teilchen den Szintillator, erzeugt es Licht, das von den optischen Fasern auf Detektoren geleitet wird und die Ereignisaufnahme wird für einen definierten Zeitraum unterbrochen.

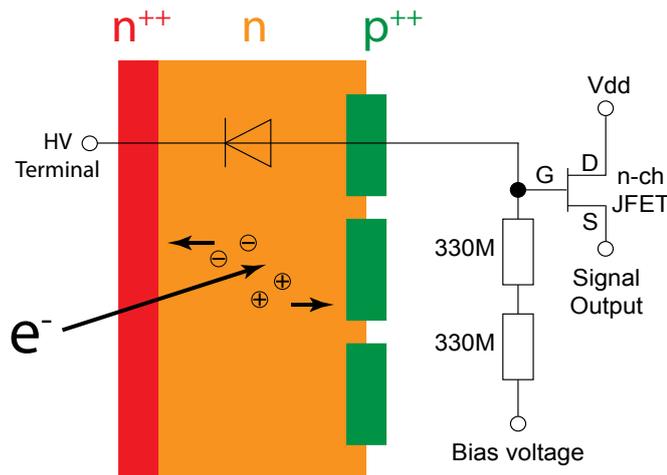
Der Detektor ist eine 148-fach unterteilte Silizium PIN-Diode. Sie besteht aus einer  $n^{++}$ -dotierten und einer  $p^{++}$ -dotierten Schicht, die durch einen  $n$ -dotierten Teil getrennt sind und hat eine Dicke von  $500 \mu\text{m}$ . Im spannungsfreien Zustand bildet sich eine Zone ohne Ladungsträger zwischen  $n$ - und  $p^{++}$ -Schicht aus, da Elektronen und Elektronenlöcher der verschieden dotierten Teile rekombinieren. Diese Verarmungszone wird durch Erhöhen einer Spannung in Sperrrichtung vergrößert, bis eine vollständige Verarmung der  $n$ -Schicht über den gesamten Querschnitt des Wafers erreicht ist.

---

<sup>6</sup>englisch: Focal Plane Detector

<sup>7</sup>englisch: Full Width Half Maximum

**Abbildung 2.6: Der schematische Aufbau einer PIN Diode inklusive der JFET Stufe.** Zwischen  $n^{++}$ - und  $p^{++}$ -Schicht ist eine Spannung in Sperrichtung angelegt. Eintreffende Elektronen erzeugen Ladungsträgerpaare, die durch das elektrische Feld getrennt und über die JFET-Stufe zu einem Signal verstärkt werden.



Ein auf die PIN-Diode auftreffendes Elektron verliert durch inelastische Stöße mit den Atomkernen und durch elastische Streuung an den gebundenen Elektronen Energie. Der Energieverlust  $dE$  pro Weglänge  $dx$  ist durch die modifizierte Bethe-Bloch-Formel [33]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.9)$$

gegeben, wobei  $\tau$  die kinetische Energie des Elektrons in  $m_e c^2$  und

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2r+1) \ln 2}{(\tau+1)^2}$$

ist, mit

$r_e$ :	Elektronenradius	$m_e$ :	Elektronenmasse
$N_a$ :	Avogadrozahl	$I$ :	Anregungspotenzial
$Z$ :	Ordnungszahl des Absorbers	$A$ :	Massenzahl des Absorbers
$\rho$ :	Dichte des Absorbers	$\beta$ :	$v/c$ des eintreffenden Teilchens
$\delta$ :	Dichtekorrektur	$C$ :	Schalenkorrektur.

Die deponierte kinetische Energie erzeugt Elektron-Loch-Paare, die aufgrund des äußeren elektrischen Feldes getrennt werden und zur Anode bzw. Kathode wandern. Die zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares benötigte Energie bei Raumtemperatur in Silizium beträgt durchschnittlich  $w = 3,62$  eV. Diese Proportionalität zwischen deponierter Energie und Elektron-Loch-Paaren erlaubt die Bestimmung der Energie des einfallenden Teilchens. Ein eintreffendes Elektron mit einer kinetischen Energie von  $E = 18,6$  keV erzeugt somit durchschnittlich ca.  $J = E/w = 5167$  Ladungsträgerpaare, die als Signal verstärkt und vom Datenaufnahmesystem registriert

werden. Für typische Kapazitäten von 9 pF entspricht dies einem Spannungshub von  $92 \mu\text{V}$ .

Die Energieauflösung des Detektors für einen Strahl aus monoenergetischen Teilchen wird als eine Gaußverteilung mit spezifischer Breite bzw. Standardabweichung  $\sigma$  angenommen. Die Auflösung ergibt sich durch die statistische Schwankungen der pro auftreffendem Elektron erzeugten  $J$  Ladungsträgerpaare. Die Energieauflösung  $\Delta E$  ist durch die volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) dieser Gaußverteilung definiert. Die relative Energieauflösung bei einer Energie  $E$  ergibt sich durch

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E} = \frac{2\sqrt{2\ln 2} \sigma}{E}. \quad (2.10)$$

Die statistische Abhängigkeit der  $J$  erzeugten sekundären Ladungsträgerpaare für jedes eintreffende Elektron gehorcht jedoch nicht der Poissonstatistik, sondern muss mit dem Fano-Faktor  $F^8$  korrigiert werden. Mit  $\sigma = \sigma_F \cdot w = \sqrt{FJ} \cdot w$  folgt für die relative intrinsische Energieauflösung  $\Delta E_{det}$ :

$$R = \frac{\Delta E_{det}}{E} = 2,35 \frac{\sqrt{FJ}}{J} = 2,35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (2.11)$$

Für Elektronen mit  $E_0 = 18,6 \text{ keV}$  ergibt sich  $R = 1,1\%$  und somit  $\Delta E_{det} = 211 \text{ eV}$ . Ein großer Anteil der Energieauflösung kommt aber von anderen Quellen, wie z.B. der Verstärkerelektronik  $\Delta E_{det}$  oder thermisch erzeugten Ladungsträgern  $\Delta E_{therm}$ . Die gesamte Energieauflösung ergibt sich gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

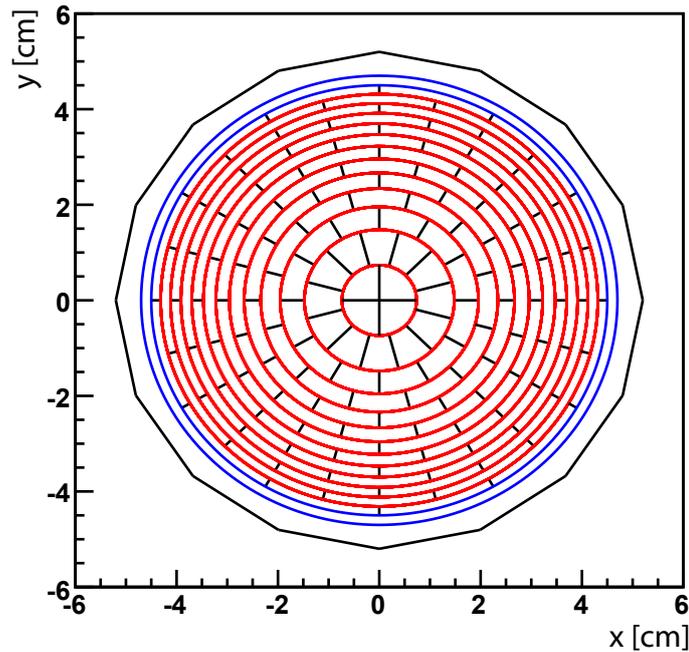
$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{det})^2 + (\Delta E_{el})^2 + (\Delta E_{therm})^2 + \dots \quad (2.12)$$

Die in der ganzflächigen  $n^{++}$ -dotierten Eingangsschicht deponierte Energie kann nicht nachgewiesen werden und geht für die Energiebestimmung verloren (Tot-schicht). Niederenergetische Elektronen erfahren in Silizium Streuprozesse mit großen Winkeln, was zu einem Wiederaustritt aus der Diode führen kann. Ein senkrecht auf Silizium treffendes Elektron mit einer kinetische Energie von 20 keV hat eine Rückstreuwahrscheinlichkeit von 18%. Rückgestreute Elektronen werden durch das im Detektorbereich erzeugte magnetische Feld oder das im Hauptspektrometer angelegte Retardierungspotenzial reflektiert und wieder zum Detektor zurückgeführt, was ein mehrfaches Durchqueren der Tot-schicht zur Folge hat. Durch die mehrfach nur teilweise deponierte Energie entsteht ein niederenergetischer Ausläufer der beobachteten Gaußform. Generell vermindert eine möglichst dünne Tot-schicht systematische Fehler der Messung und eine Verbreiterung der Energieauflösung.

Für den Fokalebenendetektor wird eine Tot-schicht von  $\lambda < 50 \text{ nm}$  gefordert, was

---

<sup>8</sup>Der Fano-Faktor ist eine Funktion von allen fundamentalen Prozessen die zu einem Energie-transfer im Detektor führen können und es gilt  $\sigma_F = \sqrt{F \cdot J}$ . Dies beinhaltet z.B. auch Phononenanregung, die nicht zu Ionisation führt. Mit  $F = 1$  geht  $\sigma_F$  in die Poissonstatistik über. Für Silizium bei Raumtemperatur wird  $F \approx 0,12$  gemessen [33].



**Abbildung 2.7: Die Segmentierung des Fokalebeneendetektors.** Rot: 148 sensitive Pixel für den Nachweis von  $\beta$ -Elektronen. Blau: „Guard Ring“ zur Abschirmung der sensitiven Fläche von Gitterstörungen am Rand, die freie Ladungsträger generieren können. Schwarz: Wafergrenzen. [50]

einem Energieverlust von 120 eV für Elektronen mit  $E_0 = 18,6$  keV pro senkrechtem Durchgang entspricht [50].

Der Auftreffort des Elektrons auf dem Detektor enthält die Information über den Durchgangspunkt durch die Analysierebene des Spektrometers. Um systematische Fehler durch Inhomogenitäten des Retardierungspotenzials und des Magnetfeldes in der Analysierebene in der Datenanalyse bei möglichst geringer Pixelanzahl zu korrigieren, wurde die sensitive Detektorfläche in geometrisch optimierte Pixel unterteilt (siehe Abbildung 2.7). So steigt die Ortsauflösung zu den Rändern hin an, da hier die Inhomogenitäten der Felder in der Analysierebene am stärksten sind. Die Ortsauflösung von  $30^\circ$  in azimuthaler Richtung spiegelt die erwartete Azimuthalsymmetrie der Felder wieder. Die Pixel haben einen Abstand von maximal  $300 \mu\text{m}$  und eine einheitliche Fläche von  $44,1 \text{ mm}^2$  mit einer Kapazität  $C \approx 9 \text{ pF}$ .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Halbleiterdetektoren für niederenergetische Elektronen ist nahe 100% und wird nur durch Leckströme<sup>9</sup> und die Signalverstärkung limitiert. Leckströme fließen bei angelegter Sperrspannung und resultieren unter anderem aus thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paaren. Die Reduzierung dieser Leckströme, die auch die Energieauflösung negativ beeinflussen, erfolgt durch Küh-

<sup>9</sup>Leckströme werden bei lichtempfindlichen Halbleiterdioden auch oft Dunkelströme genannt.

lung des Detektors. Jeder Pixel hat einen spezifizierten Leckstrom von  $I = 0,1 \text{ nA/Pixel}$  bei einer Temperatur von  $T = -100^\circ\text{C}$  und führt damit zu einem Rauschbeitrag in der Größe des anvisierten elektronischen Rauschens von  $600 \text{ eV}$ . Dies wird es ermöglichen, eine Nachweisschwelle von  $5 \text{ keV}$  deponierter Energie zu erreichen.

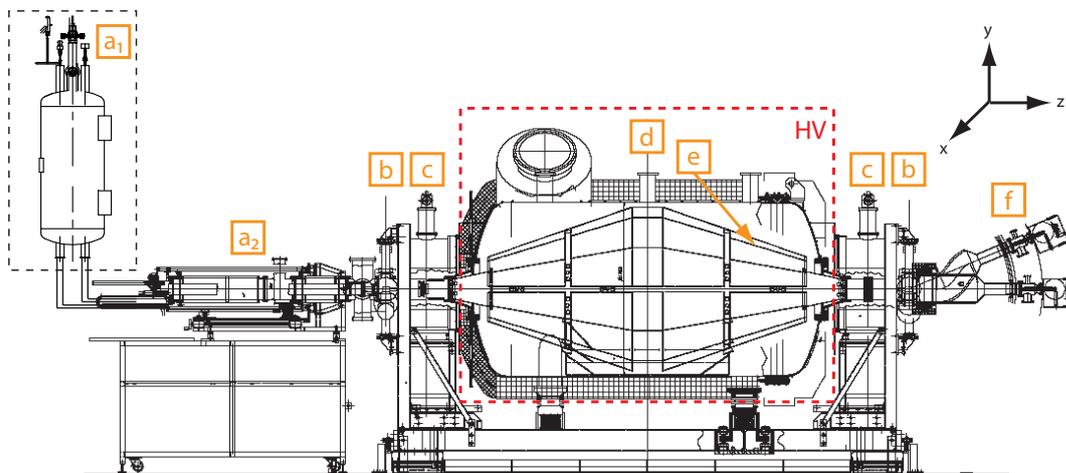
Die gesammelte Erfahrung in der Entwicklung und im Umgang mit den im nächsten Kapitel vorgestellten Detektoren und Datenaufnahmesystemen fließt in starkem Maße in das Design und die Entwicklung des Fokalebenendetektors und dessen Datenaufnahmesystem ein.



### 3 Das KATRIN Vorspektrometer Testexperiment

Das KATRIN Vorspektrometer Testexperiment hat zwei Hauptaufgaben. Zum einen die Überprüfung der Funktion und der Eigenschaften des Vorspektrometers für den späteren Gesamtaufbau (Kapitel 2.2) des KATRIN Experiments und zum anderen diente es als vorbereitendes Testexperiment für das Design, die Herstellung und die Testprozeduren des vielfach größeren KATRIN Hauptspektrometers. Die Herstellung des Vakuumtanks, das Vakuumkonzept wie auch das Heiz-/Kühlsystem wurden erfolgreich getestet und fanden auch beim Hauptspektrometer Anwendung. Außerdem wurde eine erste Transmissionsfunktion vermessen [16] und somit die Funktion als MAC-E Filter bestätigt.

Im Folgenden wird der Testaufbau mit besonderem Augenmerk auf die für diese Arbeit relevanten Bestandteile beschrieben. Anschließend werden die bisher am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment verwendeten Detektoren vorgestellt.



**Abbildung 3.1: Der Aufbau des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments.** Die rot gestrichelte Linie zeigt die Trennung von Erdpotenzial und Hochspannungsbereich durch Keramikisolatoren.

(a<sub>1</sub>) Dewar mit flüssigem Stickstoff (nicht maßstäblich) (a<sub>2</sub>) Detektorkammer (b) DN200 Ventile (c) supraleitende Magnete (d) Analysierebene (e) innere Elektrode (f) Elektronenquelle.

## 3.1 Der Aufbau des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments

Der Aufbau des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments ist in Abbildung 3.1 gezeigt und besteht aus einer Elektronenquelle, dem Vorspektrometer und einem Detektorsystem. In den nachfolgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Testexperiments vorgestellt. Es wird insbesondere auch auf die Detektorkammer und das verwendete Datenaufnahmesystem eingegangen.

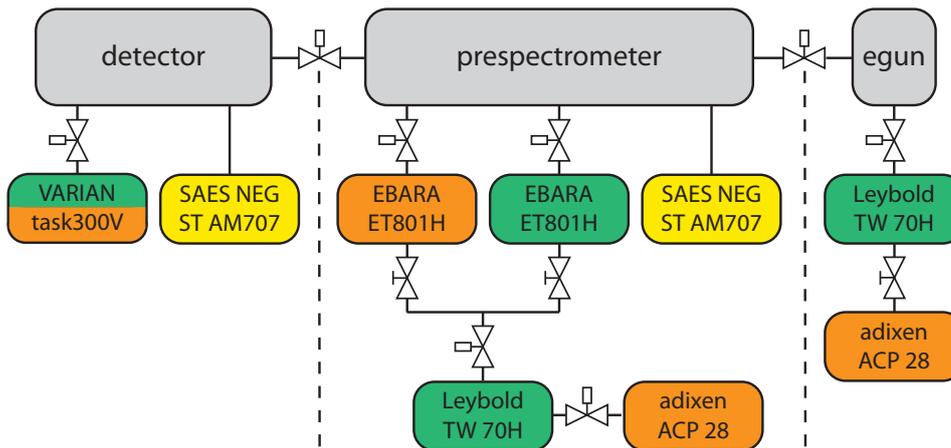
### 3.1.1 Das Vorspektrometer

#### Elektromagnetischer Aufbau

Das Vorspektrometer mit einem Außendurchmesser von 1,70 m, einer Länge von 3,38 m und einer Wandstärke von 1 cm wird im Gesamtaufbau alle niederenergetischen Elektronen reflektieren, die für die Neutrinomassenbestimmung ohne Bedeutung sind. Nur der hochenergetische Anteil  $E > 18,3$  keV des Tritium  $\beta$ -Spektrums, der Informationen über die Neutrinomasse trägt, wird transmittiert. Dies entspricht einer Reduktion der Elektronenrate der Quelle von  $10^{10} \text{ s}^{-1}$  um sechs Größenordnungen. Das Vorspektrometer funktioniert nach dem Prinzip eines MAC-E Filters (siehe Abbildung 2.2).

Das Magnetfeld zur Führung der Elektronen wird durch zwei supraleitende Zylinderwindspulen (Cryogenic Ltd.) in einem Abstand von 4,3 m erzeugt. Jeder Solenoid erreicht eine maximale Feldstärke von  $B_{max} = 4,5$  T im Zentrum der Spulen. Dieser Wert wird bei einem Strom von 160 A erreicht und entspricht einer Feldstärke in der Analysierebene von  $B_A = 0,016$  T. Die Supraleiter bestehen aus Niob-Titan und müssen daher zur Inbetriebnahme auf ca. 4 K gekühlt werden. Die Kühlung erfolgt durch das Cryogen Free System [11] in einem geschlossenen Kühlkreislauf.

Das elektrische Retardierungsfeld mit  $U = -18,3$  kV wird durch ein mehrkomponentiges System von in das Spektrometer eingebauten inneren Elektroden und der Tankaußenhülle selbst erzeugt. Jedes der Teilelemente kann auf ein individuelles Potenzial gelegt werden. Primär wird das Retardierungsfeld durch die angelegte Spannung am Tank ( $U_{max} \geq -35$  kV), sowie durch die Form der Erdelektroden an Ein- und Ausgang des Spektrometers bestimmt. Die inneren Elektroden dienen zur Feinjustage des Retardierungsfeldes ( $\Delta U_{max} \leq 5$  kV), um dieses möglichst parallel zum magnetischen Führungsfeld auszurichten. Die Segmentierung der inneren Elektrode erlaubt die Erzeugung von Dipolfeldern und damit die Entleerung von Penningfallen [21].



**Abbildung 3.2:** Das schematische Vakuumsystem des KATRIN Vorspektrometer Experiments, bestehend aus Turbomolekularpumpen (grün), Getterpumpen (gelb) und Vorpumpen (orange).

### Vakuumkonzept

Um die hohen Vakuumanforderungen von  $10^{-11}$  mbar mit einer effizienten Pumpleistung zu erfüllen, wurde das Vorspektrometer aus 1.4429 (316LN) Edelstahl hergestellt. Diese Stahlsorte zeichnet sich durch hohe Materialfestigkeit, niedrige Ausgasraten, hohe Korrosionsfestigkeit und geringe magnetische Permeabilität speziell an Schweißnähten aus. Die Innenfläche wurde elektropoliert, um eine größtmögliche Sauberkeit und geringe Oberflächenrauigkeit zu garantieren. Zum einen wird so die Ausgasrate durch eine verkleinerte und saubere Oberfläche gesenkt, und zum anderen werden erhöhte elektrische Feldstärken an Mikrospitzen im Material verhindert, die zu Überschlägen führen könnten. Alle weiteren eingebauten Teile wurden einer Reinigungsprozedur im mit Ethanol gefüllten Ultraschallbad und anschließender Reinigung mit Reinstwasser unterzogen.

Das kaskadierte Pumpsystem des Vorspektrometertanks (Abbildung 3.2) besteht aus zwei parallel am Vorspektrometer montierten Turbomolekularpumpen (EBARA ET801H) mit einer effektiven Saugleistung von jeweils  $Q = 8001/s$ , einer seriell angeschlossenen Turbomolekularpumpe (LEYBOLD TW70H) und einer Vorpumpe (ADIXEN ACP28). Dieser Aufbau berücksichtigt den maximalen Kompressionsfaktor von ca.  $10^4$  zwischen dem Vor- und Hochvakuum. Der Kompressionsfaktor wird durch die Rückdiffusion von einzelnen Gasmolekülen entgegen der Pumprichtung bedingt und limitiert den erreichbaren Enddruck.

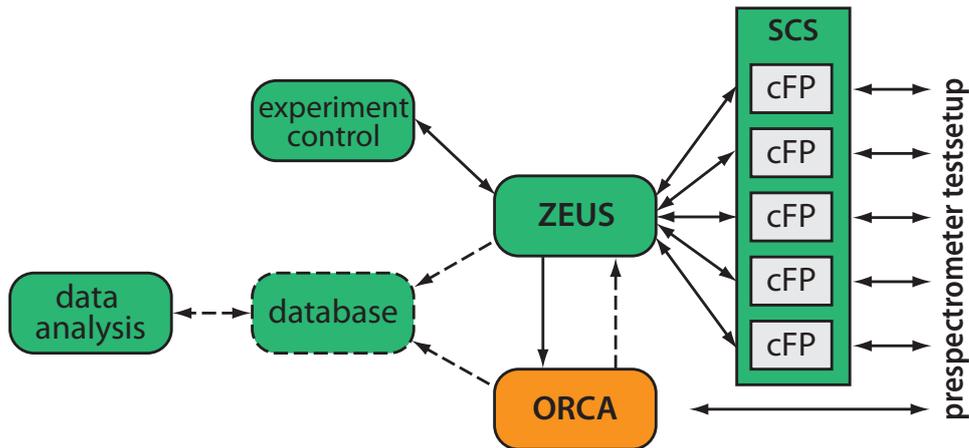
Das von der ersten Pumpstufe (Vorpumpe) erzeugte Vakuum liegt im Bereich von  $10^{-3}$  mbar, das der zweiten Pumpstufe bei  $10^{-7}$  mbar. Somit kann die erste Pumpstufe zusammen mit den Getterpumpen den geforderten Druck von  $10^{-11}$  mbar im Spektrometer erreichen.

Da die hauptsächliche Gaslast nach einem Ausheizbetrieb bei ca. 170°C aus Wasserstoff besteht, der aus den Edelstahlflächen (Elektrode, Wand, etc.) diffundiert, werden zusätzlich Getterpumpen (SAES NEG ST707) eingesetzt. Getterpumpen haben im Vergleich zu Turbomolekularpumpen eine sehr viel höhere Pumpleistung für Wasserstoff. Sie lagern die freien Wasserstoffmoleküle fest in das Gettermaterial ein und senken so deren Partialdruck. Um die Gettermaterialien von einer Deckschicht aus Argon zu befreien und damit zu aktivieren, müssen sie auf mindestens 350°C erhitzt werden. Spätestens nach einer eventuellen Belüftung sind sie gesättigt und müssen durch erneutes Erhitzen reaktiviert werden, um den eingelagerten Wasserstoff zu lösen und somit wieder eine hohe Pumpleistung zu entwickeln.

Die gesamte Pumpleistung für Wasserstoff am Vorspektrometer beträgt 25000 l/s. Für nicht getterbare Gase liegt sie bei ca. 1000 l/s. Die erreichten Drücke ohne den Einsatz von Getterpumpen liegen im Bereich von  $10^{-10}$  mbar und werden routinemäßig erreicht. An einem durchgeführten Testexperiment wurde gezeigt, dass der erforderliche Druck von  $10^{-11}$  mbar erreicht werden kann [7]. Alle direkt am Vorspektrometer verwendeten Pumpen können auch bei vollem Magnetfeld störungsfrei betrieben werden, da der Abstand zur Strahlachse durch Pumpstutzen vergrößert ist.

Die für das Ausheizen notwendige Heizleistung wird von einem Heiz-/Kühlsystem erbracht. Auf der gesamten Außenfläche des Vorspektrometers sind, unter einer thermischen Isolationsschicht von ca. 20 cm Dicke, Rohrleitungen montiert, die von Thermoöl<sup>1</sup> durchflossen werden. Diese sind mit einer Anlage außerhalb der Technikumshalle verbunden, die das Thermoöl auf die gewünschte Temperatur erhitzt bzw. kühlt. Alle Stellen, die nicht durch Rohrleitungen erreichbar sind, werden mit elektrischen Heizbändern bzw. Heizkissen erhitzt, die durch Temperatursensoren geregelt sind. Durch den Ausheizvorgang werden auch die Gettermaterialien aktiviert.

Ein Kühlbetrieb des Vorspektrometers bis maximal  $-20^{\circ}\text{C}$  ist zur Verringerung der thermischen Ausgasrate der inneren Tankfläche und damit zur Verbesserung des Gesamtvakuums im System möglich. Um zu verhindern, dass sich auf der äußeren Oberfläche der auf Hochspannung liegenden Tankwand Kondenswasser bildet und sowohl Kriechströme als auch Spannungsüberschläge möglich werden, ist der gesamte Versuchsaufbau in einer Trockenluftkabine untergebracht. Es handelt sich um eine luftdichte Umhausung, in der die Luft von einer externen Lufttrocknungsanlage umgewälzt wird. Somit kann der Taupunkt auf bis zu  $-25^{\circ}\text{C}$  gesenkt werden. Während des Messbetriebs sind die Türen der Kabine mit dem Hochspannungs-Interlock-System verbunden, das bei Unterbrechung sofort alle Hochspannungsnetzgeräte ausschaltet. Somit ist ein wirksamer Schutz vor der Gefährdung von Menschen durch das Hochspannungssystem gewährleistet.



**Abbildung 3.3: Ein Schematischer Überblick über das Mess- und Regelsystem am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment.** ZEUS dient zusammen mit ORCA (siehe Kapitel 3.1.4) als zentrale Schnittstelle zwischen Hardware (eckige Symbole) und Software (runde Symbole), sowie zur Experimentsteuerung. Gestrichelte Symbole und Pfeile sind noch in der Entwicklungsphase. Grün markierte Komponenten wurden am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt, orange markierte an der University of Washington.

### Das Slow Control System (SCS)

Alle am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment verwendeten Geräte und Bauteile mit digitalem Interface werden über das Slow Control System (SCS) gesteuert und überwacht. Hierzu zählen speziell Ventile, Pumpen, die Hochspannungsnetzgeräte und Blenden für den Elektronenemitter (siehe Kapitel 3.1.2). Außerdem wird eine Vielzahl von Sensoren und Messgeräten ausgelesen und die Messwerte gespeichert. Hier sind insbesondere die über den gesamten Experimentaufbau verteilten PT100 Temperatursensoren, zahlreiche Druckmessgeräte und die z-Position des Detektors (siehe Kapitel 3.1.3) zu nennen.

Das Slow Control System besteht aus fünf National Instruments compact FieldPoints (NI cFP). Ein FieldPoint ist im wesentlichen eine auf LabView<sup>2</sup> basierende speicherprogrammierbare Steuerung (SPS), die hardwareseitig über eine Vielzahl verfügbarer Ein- und Ausgabemodule erweitert und so an die jeweilige Aufgabe angepasst werden kann. Auf die FieldPoints werden beliebige mit LabView erstellte Programme übertragen und lokal ausgeführt. Alle FieldPoints sind über ein autarkes auf TCP/IP<sup>3</sup> basierendes Netzwerk mit einem Windows PC verbunden. Über diesen ist es möglich, auf je einen FieldPoint zuzugreifen und die angeschlossenen Geräte zu

<sup>1</sup>Marlotherm LH, Temperaturbereich von  $-20$  bis  $350^{\circ}\text{C}$  [45]

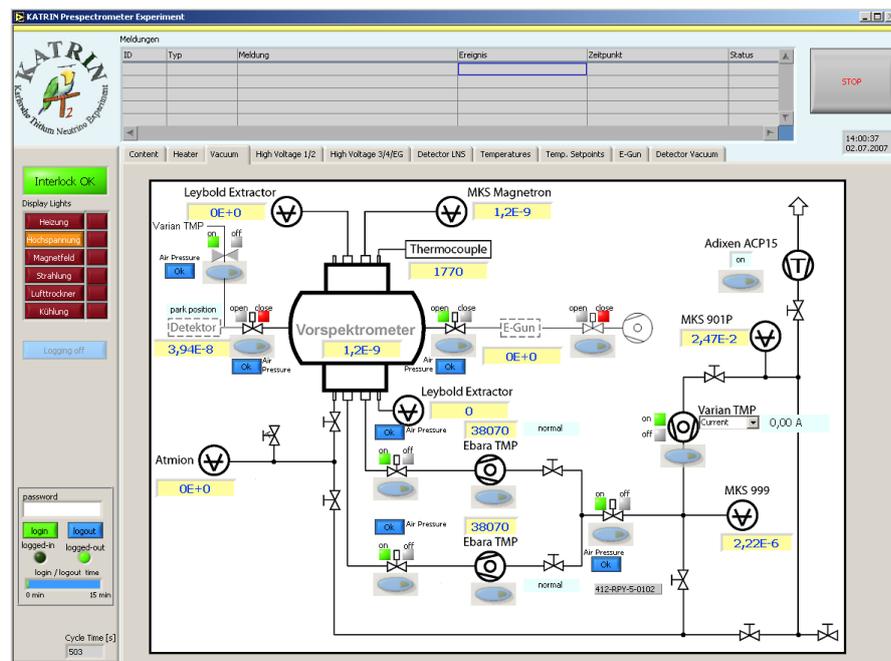
<sup>2</sup>National Instruments LabView, eine grafische Programmiersprache für den Mess- und Regelbereich

<sup>3</sup>Transmission Control Protocol (TCP)/Internet Protocol (IP), für viele Netzwerk und worldwide web (www) benutztes Übermittlungsprotokoll

steuern. Alle anfallenden Messdaten werden auf dem FieldPoint zwischengespeichert und in regelmäßigen Abständen auf einen zentralen Datenserver gesichert.

Zur Durchführung von komplexen Überwachungen oder Steuerungen, die mehrere FieldPoints umfassen, muss man auf die Plattform ZEUS<sup>4</sup> zurückgreifen. ZEUS ist eine LabView Anwendung, die zur Datenaufnahme und Datenverarbeitung konzipiert ist. Sie kann alle Fieldpoints parallel ansprechen, vorhandene Daten herunterladen und aufbereitet an ein Datenbanksystem senden, das auch weitere Informationen enthält<sup>5</sup>. Falls für den Experimentaufbau sicherheitsrelevante Parameter wie Temperatur, Druck oder elektrische Spannungen kritische Werte erreichen, löst ZEUS Alarm aus und benachrichtigt z.B. via E-Mail oder SMS<sup>6</sup> die Experimentleiter.

ZEUS kann aber auch eine steuernde Funktion übernehmen und alle Parameter der von den FieldPoints gesteuerten Geräte verändern, die in ZEUS implementiert wurden. So ist es möglich, eine zentrale und grafische Steuersoftware für das Experiment zu erstellen, mit dem autorisierte Benutzer auch komplexe Experimentabläufe effizient bewältigen können. Als Beispiel ist ein Bild der Oberfläche zur Steuerung und Beobachtung des Vakuumsystems in Abbildung 3.4 gezeigt.

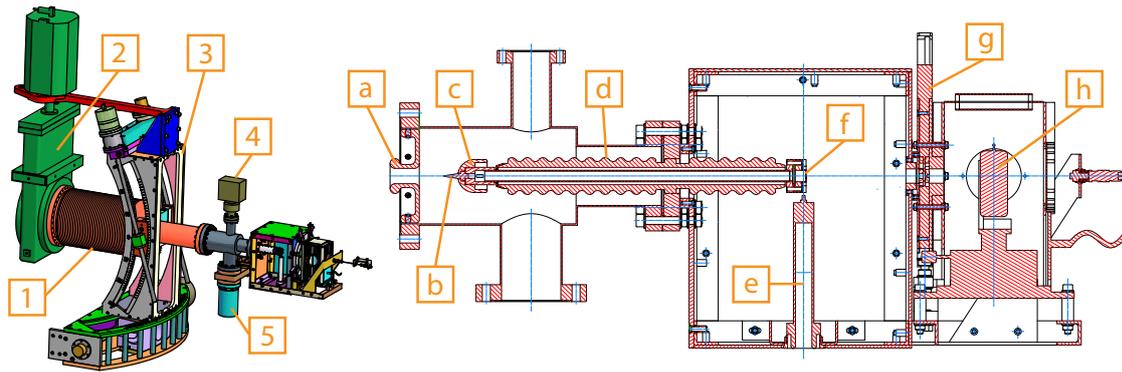


**Abbildung 3.4:** Die grafische Oberfläche der auf ZEUS basierenden Mess- und Regelsoftware des KATRIN Vorspektrometers, hier am Beispiel des Vakuumsystems. Die Oberfläche gibt am Prozessbild aktuell ausgelesene Werte aus und es lassen sich nach der Eingabe eines Passwortes z.B. Ventile öffnen bzw. schließen.

<sup>4</sup>Zentrale Datenerfassung und Steuerung

<sup>5</sup>z.B. Daten vom Datenaufnahmesystem ORCA (siehe 3.1.4)

<sup>6</sup>Short Messaging Service



**Abbildung 3.5: Der Aufbau der Elektronenquelle.**

**Links: 3D-Modell der Elektronenkanone mit Halterung**

(1) Membranbalg (2) DN 200 VAT Ventil zum Vorspektrometer (3) In zwei Achsen um  $\pm 23^\circ$  pneumatisch verfahrbare Halterung (4) VACOM ATMION Vakuummessröhre (5) LEYBOLD TW 70H Turbomolekularpumpe

**Rechts: Schnitt durch die Elektronenkanone**

(a) Lochblende auf Erdpotenzial (b) Goldbedampfte Quarzglasspitze (c) Schraubbare Kappe als Halterung der Spitze (d) Isolator (e) Anschluss für HV-Versorgung der Spitze (f) Eintrittsfenster für UV-Licht (g) Pneumatisches Blenden- und Schließsystem (h) HAMAMATSU Deuteriumlampe

### 3.1.2 Die Elektronenquelle

Um die Transmissionsfunktion des Vorspektrometers zu vermessen, wird eine kompakte Elektronenquelle benötigt. Sie muss Elektronen mit Energien im Bereich des Endpunktes des Tritium  $\beta$ -Spektrums erzeugen und innerhalb des kompletten für die Neutrinomassenmessung relevanten Flusschlauchs von  $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$  injizieren können. Die Quelle sollte monoenergetische<sup>7</sup> Elektronen emittieren, um die Energieauflösung des Vorspektrometers genau untersuchen zu können. Die nachfolgend beschriebene Elektronenquelle weist eine Energieungenauigkeit von deutlich weniger als  $0,5 \text{ eV}$  auf, was zu einer vernachlässigbaren Verbreiterung der Transmissionsfunktion führt. Die anisotrope Winkelverteilung wurde simuliert [27] und erlaubt somit eine Extrapolation der Messdaten auf die zu erwartenden Daten bei einer Messung mit der isotrop emittierenden WGTS.

#### Der Aufbau der Elektronenquelle

Die Elektronenquelle, die umgangssprachlich meist als Elektronenkanone bezeichnet wird, ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Eine Quarzglasspitze mit aufgedampfter Goldschicht wird mit ultraviolettem Licht (UV-Licht) bestrahlt, wodurch Elektronen

<sup>7</sup>Die Unschärfe der Elektronenenergie sollte deutlich kleiner sein, als die Energieauflösung des Vorspektrometers, die  $100 \text{ eV}$  bei einem Retardierungspotenzial von  $U = 18,6 \text{ kV}$  beträgt.

durch den photoelektrischen Effekt aus der Goldschicht gelöst werden. Die Goldschicht wird auf ein einstellbares negatives Potenzial gelegt und die emittierten Elektronen werden zu einer gelochten Elektrode auf Erdpotenzial hin beschleunigt. Die Potenzialdifferenz ist somit proportional zu der Bewegungsenergie der Elektronen.

An der gewölbten Spitze des Quarzglaskörpers, der im UHV<sup>8</sup>-Bereich positioniert ist, wurde Gold mit einer Flächenbelegung von  $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  aufgedampft, die eine halbtransparente Oberfläche ergibt. Die Rückseite ist unbehandelt, um das kurzwellige Licht ungehindert eindringen zu lassen. Der Mantel der Spitze ist mit einer dickeren, lichtundurchlässigen Goldschicht bedampft, um eine hier unerwünschte Elektronenemission zu verhindern. Die Quarzglasspitze wird von einer halbkugelförmigen Edelstahlblende gehalten, aus der sie herausragt. Beide sind vom Erdungspotenzial durch einen keramischen Isolator getrennt, in dessen Inneren ein Edelstahlrohr verläuft, das gleichzeitig die angelegte Spannung an die Quarzglasspitze leitet und den Einfallskanal für das UV-Licht darstellt. Das ultraviolette Licht wird von einer Deuteriumlampe erzeugt. Das emittierte UV-Spektrum besitzt ein Intensitätsmaximum bei  $\lambda = 220 \text{ nm}$  und reicht von  $\lambda_{\min} = 185 \text{ nm}$  bis  $\lambda_{\max} = 400 \text{ nm}$ . Die Grenzen ergeben sich durch das Austrittsfenster der Deuteriumlampe. Damit reicht die Energie des UV-Lichtes aus, um die Austrittsarbeit für Elektronen aus Gold von  $W_A = 4,8 \text{ eV}$  aufzubringen. Die verwendete Deuteriumlampe vom Typ HAMAMATSU L6565 weist laut Datenblatt eine niedrige zeitliche Fluktuation von 0,005% auf [24].

Die benötigte Beschleunigungsspannung für die Elektronen wird von einem FuGHCN 35 Hochspannungsnetzgerät erzeugt, das bis  $-30 \text{ kV}$  frei einstellbar ist. Die an der Quarzglasspitze ankommende Intensität des UV-Lichts und damit die Intensität des emittierten Elektronenstroms konnte durch manuelles Verschieben eines Grobblechs mit Bohrungen verschiedener Durchmesser verändert werden. Dieses manuelle Blenden- und Schließsystem (PBSS) ersetzt, das im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Alle Abbildungen verwenden den aktuellen Aufbau mit integriertem PBSS.

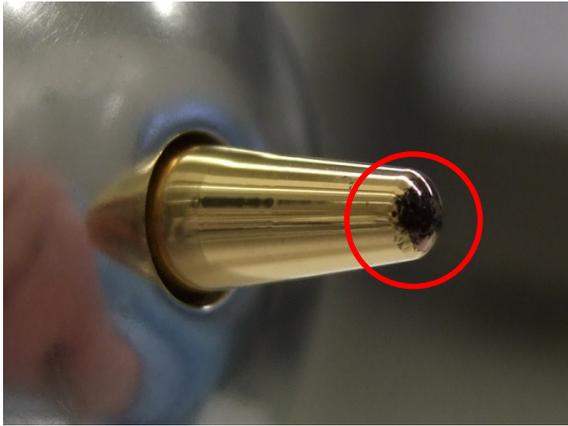
Die Elektronenkanone ist über einen Membranbalg mit dem DN 200<sup>9</sup> Ventil des Vorspektrometers verbunden. Sie wird von einer Konstruktion gehalten, die mit pneumatischen Motoren verfahren werden kann. Es ist somit möglich, die Elektronenkanone horizontal und vertikal um je bis zu  $\pm 23^\circ$  relativ zur Strahlachse zu verfahren<sup>10</sup>. Die Elektronen können demnach auf verschiedenen radialen Bahnen durch das Vorspektrometer geleitet werden. Dabei wurde der Abstand der Quarzglasspitze zum Zentrum des nächsten Magneten so gewählt, dass ausgewählte Bereiche des gesamten für die Neutrinomassenmessung relevanten Flussschlauches untersucht werden können. So kann z.B. die Rotationssymmetrie des Magnetfeldes oder die Homogenität

---

<sup>8</sup>Ultra-Hoch-Vakuum,  $10^{-7} \text{ mbar} < p < 10^{-12} \text{ mbar}$

<sup>9</sup>Die korrekte Bezeichnung DN 200 CF wird in der vorliegenden Arbeit der Form halber abgekürzt. Alle verwendeten DN Maße beziehen sich auf ConFlat-Flanschverbindungen, wenn nicht explizit anders vermerkt.

<sup>10</sup>Für die Summe der Verfahrwinkel  $\alpha_x$  und  $\beta_y$  ist  $|\alpha_x| + |\beta_y| \leq 23^\circ$  zu beachten.



**Abbildung 3.6:** Eine Fotografie der beschädigten goldbedampften Quarzglasspitze des Elektronenemitters. Der beschädigte Bereich ist rot markiert. Das Fehlen der transparenten Goldschicht wurde durch Hochspannungsüberschläge bedingt, bei denen temporär hohe Temperaturen auftreten können.

des Retardierungspotenzials in der Analysierebene überprüft werden.

Bei der Inbetriebnahme der Elektronenkanone wurden zahlreiche Spannungseinbrüche beobachtet, da an dem zugehörigen HV-Netzgerät eine Strombegrenzung von typischerweise  $1\mu\text{A}$  eingestellt war. Die Spannungseinbrüche traten ab einer angelegten Spannung von 3 kV auf. Ihre Häufigkeit und Stärke war von der Magnetfeldstärke und der Intensität des UV-Lichts unabhängig. Nach dem Polieren der Erdelektrode, einer Abstandsvergrößerung zwischen Quarzglasspitze und Erdelektrode und der Reinigung aller umliegenden Flächen nach dem standardisierten UHV Reinigungsprozess, verliefen die Tests mit einer Vollmetallspitze bis zur maximalen Spannung von -30 kV erfolgreich ohne Spannungseinbrüche.

Bei der visuellen Untersuchung der Goldspitze wurde festgestellt, dass der transparente Bereich der Goldschicht beschädigt war. Auf etwa der Hälfte der halbtransparenten Fläche war keine Goldschicht mehr zu erkennen (siehe Abbildung 3.6). Als Ursache kommen primär die hohen Temperaturen in Frage, die bei einem Spannungsüberschlag entstehen und die Goldschicht verdampfen können. Das stabile Verhalten zeigte sich auch nach dem Einbau der neu bedampften Goldspitze<sup>11</sup> bei ausgeschalteter UV-Lampe. Sobald sie jedoch mit UV-Licht bestrahlt wurde, waren wieder Spannungseinbrüche zu beobachten. Die Stärke und Häufigkeit der Überschläge war mit der Intensität der Bestrahlung korreliert.

Die möglichen Ursachen hierfür waren

- die Belegung der Oberfläche des an die Spitze angrenzenden Isolators mit Elektronen, wenn kein Magnetfeld angelegt ist, und
- die Ansammlung von Elektronen in Penningfallen<sup>12</sup>, was die Ionisation des vorhandenen Gasgemisches nach sich zieht.

<sup>11</sup>Die Bedampfung wurde an der Universität Münster, einem KATRIN Kollaborationspartner, durchgeführt.

<sup>12</sup>Eine Penningfalle entsteht, wenn das elektrische Potenzial entlang einer Magnetfeldlinie eine Senke hat. Sie tritt für negativ geladene Teilchen nur auf, wenn die Magnetfeldlinie zwei Flächen mit gleichem negativem Potenzial verbindet. Je tiefer die Senke, umso stärker ist die Ionisation und die darauf folgende Entladung [21].

Beide Ansätze basieren auf der Tatsache, dass mit der kinetischen Energie  $E = eU_0 - W_A$  emittierte Elektronen die entweder vom Retardierungspotenzial oder magnetisch reflektiert werden nicht in die Goldschicht zurückkehren können.

### Das pneumatische Blenden- und Schließsystem (PBSS)

Eine zeitlich begrenzte periodische Potenzialerhöhung der Goldschicht erlaubt die Absorption von gefangenen Elektronen und verhindert somit die Ansammlung von Raumladungen, die zu Spannungsüberschlägen führen können. Während dieses Zeitintervalls dürfen allerdings keine weiteren Elektronen emittiert werden, weil sonst zum einen die Änderung des Potenzials mit jeder Periode vergrößert werden müsste und zum anderen die Energieunschärfe der Quelle erhöht würde.

Zu diesem Zweck wurde mit dem PBSS ein automatisches Schließsystem entworfen. Es besteht aus einer radialen Anordnung von zehn pneumatisch bewegten Metallschiebern in zwei Ebenen (siehe Abbildung 3.7). Jede Ebene enthält vier Schieber mit Bohrungen verschiedener Durchmesser (Lochblenden) und je einen ohne Bohrung (Schließblende). Die Blenden sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Trägerplatte hat im Mittelpunkt eine Bohrung von 10 mm. Je eine Blende pro Ebene kann in das Zentrum der Apparatur verschoben werden, in dem die Bohrungen dann konzentrisch zueinander liegen. Durch die pneumatische Kraftübertragung und Fertigung aus nicht magnetischem Materialien ist das System auch in starken Magnetfeldern voll funktionsfähig.

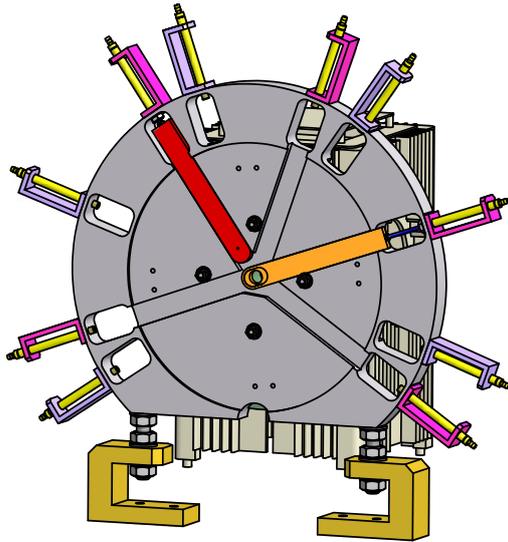
Der hardwareseitige Aufbau des pneumatischen Blenden- und Schließsystems ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Als Hauptsteuergerät für das Einschieben der gewünschten Blende wurde wegen der gleichzeitig notwendigen Änderung des Potenzials der Goldschicht der FieldPoint für die Hochspannungssteuerung gewählt. In den FieldPoint wurde ein zusätzliches digitales Ausgabemodul<sup>13</sup> und ein integrierter Anschlussblock<sup>14</sup> eingebaut. Der Anschlussblock verteilt eine am Eingang angelegte Spannung je nach Status der Kanäle des digitalen Anschlussblocks auf bis zu 35 Ausgänge.

**Tabelle 3.1: Übersicht der Loch- und Schließblenden des PBSS.** Ist keine Blende gesetzt, beträgt der Lochdurchmesser 10 mm. Der Kanal bezeichnet gleichzeitig die Ventilnummer, den Kontakt des D-Sub Steckers und den Ausgang des digitalen Ausgabemoduls.

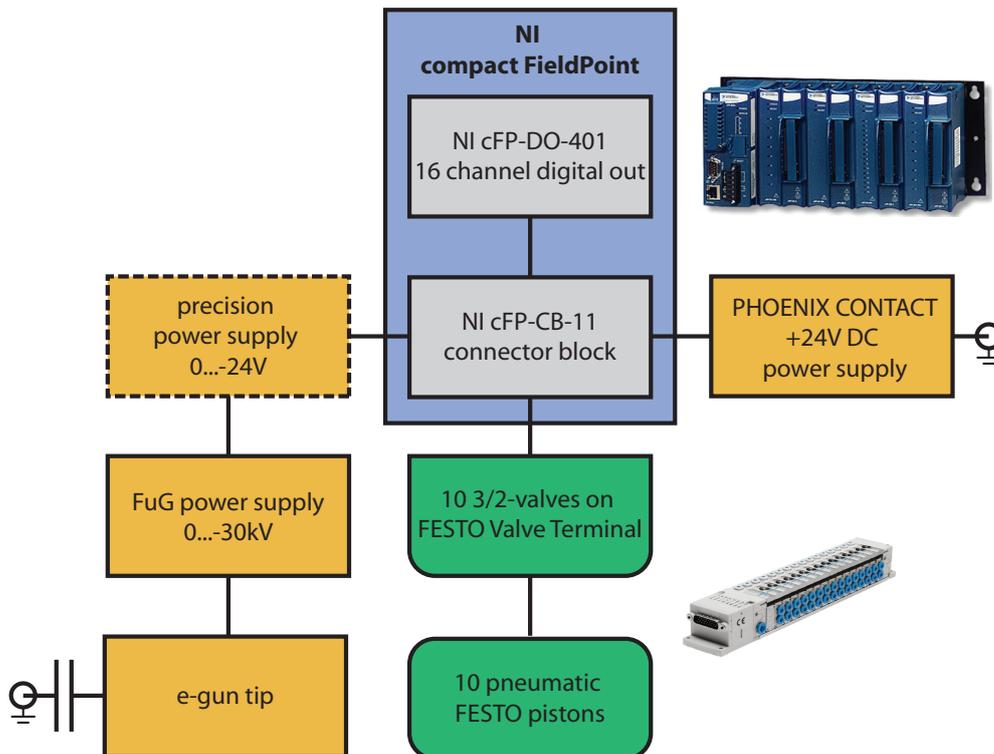
	Ebene 1					Ebene 2				
<b>Bohrung [mm]</b>	0,4	0,6	0,8	1	-	2	4	6	8	-
<b>Kanalnummer</b>	1	2	3	4	9	5	6	7	8	10

<sup>13</sup>NI cFP-DO-401

<sup>14</sup>NI cFP-CB-11



**Abbildung 3.7:** Eine technische Zeichnung des pneumatischen Blenden- und Schließsystems (PBSS) mit zehn Pneumatikkolben (Gelb) und zwei von insgesamt zehn Metallschiebern (Rot und Orange) in zwei Ebenen. Es sind Lochdurchmesser von 0,4mm bis 10mm und je eine Schließblende pro Seite wählbar.



**Abbildung 3.8:** Der Aufbau der Steuerung des PBSS und der Spannungsversorgung der Elektronenkanone. Für elektrische Geräte wurden eckige und für pneumatische Geräte runde Symbole verwendet. Die gestrichelte Präzisionsspannungsversorgung ist optional für Messungen der Transmissionsfunktion.



**Abbildung 3.9: Benutzeroberfläche der Ansteuerungssoftware des PBSS.** Es sind verschiedene Blendendurchmesser und das entleeren von Elektronenfallen einstellbar.

Zum Verschieben der Blenden wurden Pneumatikkolben<sup>15</sup> mit einem Hub von 20 mm bei einem Druck von 3,5-7 bar verwendet, die sich im drucklosen Zustand durch eine Feder zusammenziehen. Sie wurden über ca. 3 m lange Pneumatikschläuche mit einer FESTO CPV Typ 80 Ventilinsel verbunden, die mit 10 3/2-Wege Magnetventilen bestückt ist. Liegt eine Spannung von 24 V an den Ventilen an, so wird der am Eingang herrschende Druck zum Ausgang weitergeleitet, ansonsten ist das Ventil belüftet und es herrscht Normaldruck am Ausgang. Die Spannungen werden über einen 25-poligen D-Sub Stecker der Ventilinsel an das jeweilige Ventil weitergeleitet. Die Kontakte eins bis zehn entsprechen den jeweiligen Ventilen (siehe Tabelle 3.1). Als Spannungsversorgung wurde ein kompaktes 24 V Netzteil<sup>16</sup> an den Eingang des Anschlussblocks angeschlossen.

Für die Änderung des an der Goldschicht anliegenden Potentials wird ebenfalls diese +24 V Spannungsversorgung verwendet. Die Spannungserhöhung kann durch das digitale Ausgabegerät und somit vom FieldPoint gesteuert werden und wird auf den Erdungseingang des HV-Netzgeräts gegeben. Diese Änderung ist ausreichend, da die Austrittsarbeit von Elektronen in Gold bei 4,8 eV liegt und somit alle gefangenen Elektronen in die Goldschicht zurückkehren können. Es wurde darauf verzichtet, die am HV-Netzgerät eingestellte Spannung zu verändern. Zum einen dauert die Änderung der Spannung durch das Slow Control System mehrere Sekunden, und zum anderen wird so verhindert, dass die gleich eingestellten Spannungen vor und nach der Entleerung durch Toleranzen des HV-Netzgeräts abweichen.

Für Messungen der Transmissionsfunktion kann noch ein weiteres Netzgerät zwischen +24 V Spannungsversorgung und dem HV-Netzgerät in Reihe geschaltet wer-

<sup>15</sup>FESTO Rundzylinder EG-4-20-PK-2

<sup>16</sup>PHOENIX CONTACT MINI-PS-100-240AC/24DC/1

den, das eine höhere Präzision als das HV-Netzgerät besitzt. Mit dieser Konfiguration kann ein Bereich von ca. 19 eV vermessen und gleichzeitig Elektronenfallen entleert werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software zur Ansteuerung des PBSS wurde in der LabView Umgebung erstellt und in den FieldPoint bzw. das Slow Control System integriert. Die Bedienoberfläche ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Die Aufgaben der Steuersoftware sind ein sicherer Blendenwechsel und die Aktivierung der zyklischen Potenzialänderung zur Entleerung von Penningfallen. Ein sicherer Blendenwechsel bedeutet hierbei, dass während des Wechsels keine stärkere Intensität an UV-Licht an die Quarzglasspitze dringt als vor oder nach dem Wechsel. Wenn zum Beispiel in Ebene 1 eine Blende gesetzt ist und auf eine Blende aus Ebene 2 gewechselt werden soll, sieht der Vorgang wie folgt aus:

1. Schließblende in Ebene 2 einfahren.
2. Alte Lochblende in Ebene 1 zurückfahren.
3. Schließblende in Ebene 1 einfahren.
4. Schließblende in Ebene 2 zurückfahren.
5. Neue Lochblende in Ebene 2 einfahren.
6. Schließblende in Ebene 1 zurückfahren.

Die Steuersoftware erkennt bei Anforderung eines Wechsels den aktuellen Status der Blenden und entscheidet dann, welche Abfolge nötig ist um mit möglichst wenigen Blendenverschiebungen auszukommen. Nach der Bewegung einer Blende wartet das Programm für eine einstellbare Zeitdauer, bis wieder eine Blende bewegt werden darf. Dies trägt der Tatsache Rechnung, dass die Schaltvorgänge im Ventil durch den Druckaufbau im Schlauch nur zeitverzögert Auswirkung auf die Kolben haben. Ohne diese Wartezeit würden unweigerlich Blenden zusammenstoßen. Erfahrungsgemäß sind erneute Verschiebungen nach 0,5s als sicher zu bezeichnen.

Der periodische zeitliche Abstand nach dem die Elektronenfallen geleert werden sollen kann frei gewählt werden. Die Zeitkonstanten in denen sich Penningfallen füllen können nur schwer berechnet werden und reichen von wenigen Millisekunden bis zu mehreren Stunden. Auch die Zeitdauer in der das erhöhte Potenzial zur Entleerung der Fallen anliegt, kann vom Experimentator frei festgelegt werden. In diesem Fall wird die Schließblende, die nicht auf der Ebene der momentan gesetzten Lochblende liegt, eingefahren und danach die +24 V Versatzspannung angelegt. Nach der eingestellten Entleerungszeit wird die Spannung wieder getrennt und die Schließblende zurückgefahren. Diese Zeitbereiche werden bei der Datenanalyse aus den Datensätzen entfernt.

Nach Installation und Funktionstest des PBSS, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, konnte die Elektronenkanone bis zu einer Spannung von 19 kV erfolgreich betrieben werden. Es wurden keine Spannungseinbrüche mehr beobachtet. Bei Messungen mit maximalem Magnetfeld und 0,4 mm Lochblende wurden poten-

zielle Elektronenfallen im Abstand von 60s für 10s entleert. Höhere Spannungen, größere Blendendurchmesser oder optimierte Entleerzyklen wurden nicht getestet, um wichtige anstehende Messungen durch eine mögliche erneute Zerstörung der Goldspitze nicht zu gefährden.

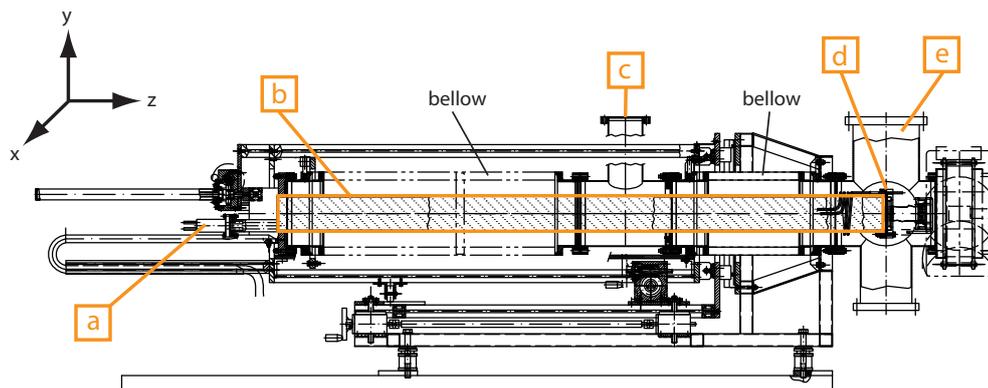
Die Elektronenkanone kann somit u.a. durch das PBSS die geforderten Elektronen mit Energien im Bereich der Tritiumendpunktsenergie von  $E_0 = 18,6 \text{ keV}$  erzeugen und über mehrere Stunden konstant stabile elektromagnetische Verhältnisse aufrecht erhalten.

#### 3.1.3 Die Detektorkammer

Die Detektorkammer ist ein eigenständiger UHV-Rezipient, der den Detektor beherbergt und über einen DN 200 Ganzmetallschieber mit dem Vorspektrometer verbunden ist. Die Kammer weist folgende Eigenschaften auf:

- Beweglichkeit des Detektors in drei Raumrichtungen.
- Zuführungs- und Austrittsleitung für flüssigen Stickstoff zur Kühlung des Detektors.
- V-förmige Pumpstutzen für verschiedene Vakuumpumpen.
- Doppelkreuz mit Stutzen für Instrumentierung (Vakuummessgeräte, Restgasanalysatoren) und Vakuumpumpen.
- Berstscheibe für Überdruckausgleich bei Austritt von flüssigem Stickstoff.

Die bisher in der Kammer verwendeten Detektoren werden in den Kapiteln 3.2.1 und 3.2.2 vorgestellt.



**Abbildung 3.10: Der Aufbau der Detektorkammer.**

(a) Anschluss für Kühlung (b) Bewegliche Detektorlanze in Ausgangsposition (c) V-förmig angebrachte Stutzen mit DN 100 Flansch (d) DN 100 Flansch zur Befestigung des Detektorflansches (e) Doppelkreuz.

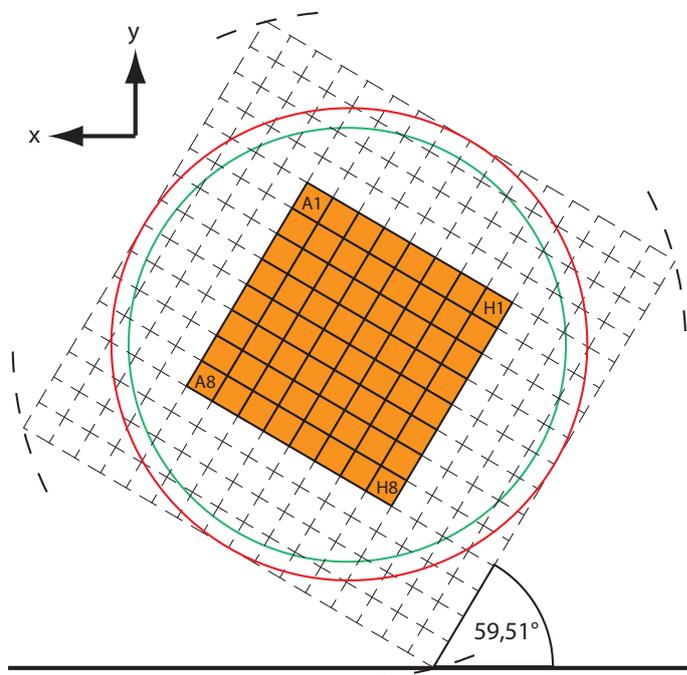
Abbildung 3.10 zeigt den Aufbau der Detektorkammer. Um eine möglichst große Fläche des erwarteten Fluss Schlauches von  $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$  abtasten zu können, ist die Lanze die den Detektor hält in allen Richtungen beweglich. Sie kann aus der gezeigten Ausgangsposition 500 mm in Richtung Vorspektrometer und in der vertikalen Ebene um je 20 mm in positive und negative x- und y-Richtung bewegt werden. Sie bleibt hierbei immer parallel zur Strahlachse. Die Position der Lanze relativ zu ihrer kalibrierten Ausgangslage wird an außen angebrachten Skalen abgelesen. Die Beweglichkeit wird durch zwei UHV-taugliche Membranbälge ermöglicht.

Mit der beweglichen Lanze kann der Detektor durch das geöffnete Ventil bis ins Zentrum des angrenzenden Magneten geschoben werden. Hier ist der Fluss Schlauch mit einem Durchmesser von 7,35 cm am kleinsten und kann von der segmentierten PIN-Diode (SPD) mit Hilfe der beweglichen Lanze vollständig untersucht werden (siehe Abbildung 3.11).

Das Slow Control System wird mittels Sensoren über die Position der Lanze informiert und verhindert das softwaregesteuerte Schließen des Ventils. Außerdem ist zusätzlich eine Verriegelungselektronik zwischen Sensor- und Ventilsteuerung verbaut, die auch das manuelle Schließen bei ausgefahrener Lanze unmöglich macht.

Um Detektoren in der Kammer verwenden zu können, die eine Kühlung benötigen, wurde eine Rohrleitung vom Ende der Detektorlanze bis zur Detektorhalterung und wieder zurück vorgesehen. Die geraden Rohrverläufe bestehen aus Edelstahl und die Rohrbiegung um  $180^\circ$  in der Nähe des Detektors besteht aus Kupfer<sup>17</sup>. Das Rohr verläuft im UHV-Bereich der Detektorkammer und ist somit thermisch isoliert.

Das Kupferrohr ist atmosphärenseitig über ein flexibles Rohrsystem mit einem



**Abbildung 3.11: Die segmentierte PIN-Diode in verschiedenen magnetischen Flussschläuchen.** Die sensitive Fläche der SPD ist in gelb dargestellt und misst  $16 \text{ cm}^2$ . Die gestrichelte Fläche zeigt die mögliche Verschiebung der SPD um  $\pm 2 \text{ cm}$  in x- und y-Richtung durch die bewegliche Detektorlanze. Die eingezeichneten Flussschläuche entsprechen bei einem Magnetfeld von 4,5 T einem Fluss von  $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$  (grün,  $d = 7,35 \text{ cm}$ ),  $226 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$  (rot,  $d = 8 \text{ cm}$ ) und  $452 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$  (gestrichelt,  $d = 11,3 \text{ cm}$ )

<sup>17</sup>Sauerstofffreies und hochreines (OFHC) Kupfer, innerer Durchmesser ca. 2 mm

Dewar für flüssigen Stickstoff verbunden. Das System ist flexibel genug um den Verfahrweg der Detektorlanze von 50 cm auszugleichen. Die Strömung ist laminar, was Vibrationen im Rohr und damit einen erhöhten Detektoruntergrund durch Mikrofonie verhindert.

Der schematische Aufbau des Stickstoffkreislaufes ist in Abbildung 3.12 gezeigt. Die Flussrichtung ergibt sich durch den Temperaturgradienten zwischen der Entnahme im Zentrum des Dewars und der Rückführung im Außenbereich.

Um diesen Kreislauf in Gang zu bringen wird zuerst ein offener Kreislauf gestartet, der den durch die Leitung geflossenen Stickstoff an die Atmosphäre abgibt. Sobald sich alle Rohrleitungen und der Detektor abgekühlt haben geht man zu einem geschlossenen Kreislauf über, der den flüssigen Stickstoff in den Dewar zurückführt.

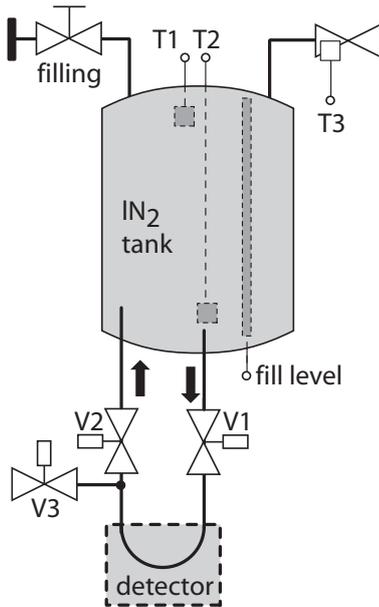
Es ist hier insbesondere zu beachten, dass die Zuleitung und Rückführung streng monoton fallend bzw. steigend sind. Die flexiblen Rohrleitungen dürfen also keinerlei Senken oder horizontale Strecken besitzen. Bei Inbetriebnahme der Kühlung wurden am Wendepunkt des Kupferrohres Temperaturen von  $-180 \pm 5^\circ\text{C}$  gemessen.

Zur Konzeption eines angemessenen Vakuumsystems wurde die Gaslast der Detektorkammer (ohne Detektor) zu  $4,7 \times 10^{-7} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$  berechnet [39]. Sie wird fast ausschließlich von den zwei Membranbälgen verursacht, die eine große Oberfläche haben, aus der sich hauptsächlich Wasserstoff löst. Um die sonst sehr hohe benötigte Pumpleistung zu verringern wurde zwischen den Membranbälgen zwei V-förmige DN 100 Stutzen angebracht, die je mit einer Getterpumpen bestückt werden können. Somit wird eine differentielle Pumpstrecke aufgebaut. Das heißt, der Druck im Bereich des langen Membranbalgs ist höher als der im Vorspektrometer zugewandten Teil der Detektorkammer. Auf diese Weise kann in der Nähe des Detektors durch zusätzliches Pumpen mit Turbomolekularpumpen ein Vakuum von  $10^{-11} \text{ mbar}$  in der Detektorkammer erzeugt werden.

Die Getterpumpen kamen bisher nicht zum Einsatz, da der Partialdruck von Wasserstoff im Vergleich zu anderen Elementen nicht unverhältnismäßig hoch war und ein Vakuum von  $p < 10^{-8} \text{ mbar}$  für die bisherigen Messungen ausreichend war. Die Detektorkammer kann durch geregelte elektrische Heizbänder und unter Beachtung der Maximaltemperatur für das installierte Detektorsystem bei Temperaturen bis  $180^\circ\text{C}$  ausgeheizt werden.

Der verwendete VARIAN task-V 301 Turbomolekularpumpstand mit integrierter Vorpumpe ist über ein DN 100 Rohr mit dem unteren Zugang des Doppelkreuzes verbunden (siehe Abbildung 3.2). Der obere DN 200 Flansch des Kreuzes ist über einen Reduzierflansch mit einer DN 160 Berstscheibe verbunden, die ab einem Innendruck der Kammer über 1,5 bar berstet. Somit wird verhindert, dass im Falle eines Bruchs des mit Stickstoff durchflossenen Rohres ein Membranbalg durch den entstehenden Überdruck platzt. An einem der horizontalen DN 160 Flansche des Kreuzes ist ein Pfeiffer Prisma QMS 200 M3 Massenspektrometer angeflanscht. Es kann die verbliebenen gasförmigen Moleküle und Atome von 1-300 u analysieren und so z.B. die Vakuumtauglichkeit von installierten Detektoren überprüfen.

Mit Hilfe eines an den V-förmigen Stutzen angebrachten VACOM ATMION Stan-



**Abbildung 3.12: Der schematische Aufbau des Detektor-Kühlsystems.** Durch SCS gesteuertes Öffnen der Ventile V1 und V3 wird ein offener Kreislauf erzeugt, bei dem der flüssige Stickstoff nach einem Durchlauf in die Atmosphäre abgegeben wird. Durch Öffnen von V1 und V2 ist ein geschlossener Kreislauf möglich, der den flüssigen Stickstoff durch Rückführung in den Tank effizienter nutzt. Der Füllstand und die Temperaturen T1-T3 des Dewars werden über SCS überwacht. Der Dewar ist mit einem Sicherheitsventil bestückt, das bei Überdruck automatisch öffnet.

dard Weitbereichsvakuummeters kann der Druck in der Detektorkammer von Normaldruck bis  $1 \times 10^{-10}$  mbar bestimmt werden.

Die gesamte Detektorkammer inklusive des Turbomolekularpumpstands befindet sich auf einem fahrbaren Gestell. Somit ist es möglich die Detektorkammer über den DN 200 Flansch des Doppelkreuzes an das Ventil des Vorspektrometers anzuschließen, oder die Detektorkammer unabhängig und räumlich getrennt vom Vorspektrometer in Betrieb zu nehmen. Beide im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Detektoren wurden in der Detektorkammer installiert. Eine Messung zum Kühlsystem und Restgasanalysen finden sich in Kapitel 3.2.2.

### 3.1.4 Das Datenaufnahmesystem der Detektoren

Die Aufgabe eines Datenaufnahmesystems ist es, alle für die Messung relevanten Informationen aufzunehmen und in verwertbarer Form für die Datenanalyse zur Verfügung zu stellen. Hierzu gehören insbesondere die Pulshöhe und die Zeitinformation registrierter Ereignisse. Die Pulshöhe ist je nach Detektortyp mit der Energie korreliert.

Für den KATRIN Gesamtaufbau werden gemittelte Ereignisraten von einigen mHz bei der Neutrinomassenmessung und bis zu mehreren hundert kHz bei Kalibrationsmessungen erwartet. Das am Vorspektrometer verwendete Datenaufnahmesystem ist ein Entwicklungsschritt auf dem Weg zum Datenaufnahmesystem am KATRIN Gesamtaufbau (siehe hierzu [32]). Es wurde im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen und auf seine Effizienz untersucht. Im Folgenden wird die Hard- und Software vorgestellt und die Ergebnisse der Effizienzmessung präsentiert.

#### Die Hardware

Die Hardware des Datenaufnahmesystems besteht aus einem Apple PowerMac, einem VME<sup>18</sup> Crate mit Controller, einer VME Vierkanaltriggerkarte (TC) und acht VME Shaperkarten (SC) [41].

Die Shaperkarten besitzen acht Puls-Eingangskanäle mit jeweils einem 11 bit Analog zu Digital Wandler (ADC) mit Shapingzeiten von  $2\ \mu\text{s}$ . Ihre Aufgabe ist es, die Pulshöhe der vom Detektor kommenden analogen Signale zu digitalisieren. Eine Konvertierung wird nur durchgeführt, wenn eine einstellbare Pulshöhe (Schwellwert) überschritten ist. Solange auf einem der acht Eingangskanäle ein Puls konvertiert wird, gibt die Shaperkarte ein logisches TTL-Signal<sup>19</sup> aus dem *shaper event* Ausgang aus. Die Karten verfügen zudem über je einen *shaper inhibit* Eingang. Wenn auf diesem ein TTL-Signal anliegt, verarbeitet die betroffene Karte für die Dauer des Signals keinerlei Ereignisse der acht Puls-Eingänge.

Die Vierkanaltriggerkarte hat vier unabhängige Verarbeitungsstränge, die jeweils einem eintreffenden Puls eine Zeit zuordnen. Die auf 100 ns genaue Zeitinformation wird von einer 50MHz Uhr erzeugt, die nicht absolut geeicht ist, sondern die relative Zeit zu ihrem Start angibt. Das Register der Karte erlaubt Messungen bis zu 46 Jahren. Kommt ein Signal an einem der vier *shaper event* Eingänge an, wird die Zeitinformation bereitgestellt. Vom Eintreffen des Signals bis zum Abschluss dieses Prozesses wird ein Signal aus dem entsprechenden der vier *shaper inhibit* Ausgänge ausgegeben.

Die zwischen Triggerkarte und Shaperkarten geschaltete Elektronik (FAN-IN/-OUT) verknüpft jeweils zwei *shaper event* Ausgänge der Shaperkarten durch ein logisches ODER mit einem Triggerkanal. Damit benutzen je 16 Shaperkanäle einen gemeinsamen Triggerkanal (siehe Abbildung 3.13). Wird eine Zeitinformation von einem Triggerkanal aufgenommen, so werden die 16 zugehörigen Shaperkanäle für die Dauer dieses Prozesses für einkommende Pulse durch ein TTL-Signal auf dem *shaper inhibit* Eingang der Shaperkarten gesperrt.

Alle Informationen werden durch einen Digidesign SBS Bit3 VME Backplane Controller über ein Glasfaserkabel<sup>20</sup> zur Datenaufnahmesoftware auf den Apple PowerMac übertragen. Das VME Crate ist ein linear längsreguliertes Netzteil, das im Vergleich zu Schaltnetzteilen die Einstreuung von hochfrequenten elektronischen Störungen verringert.

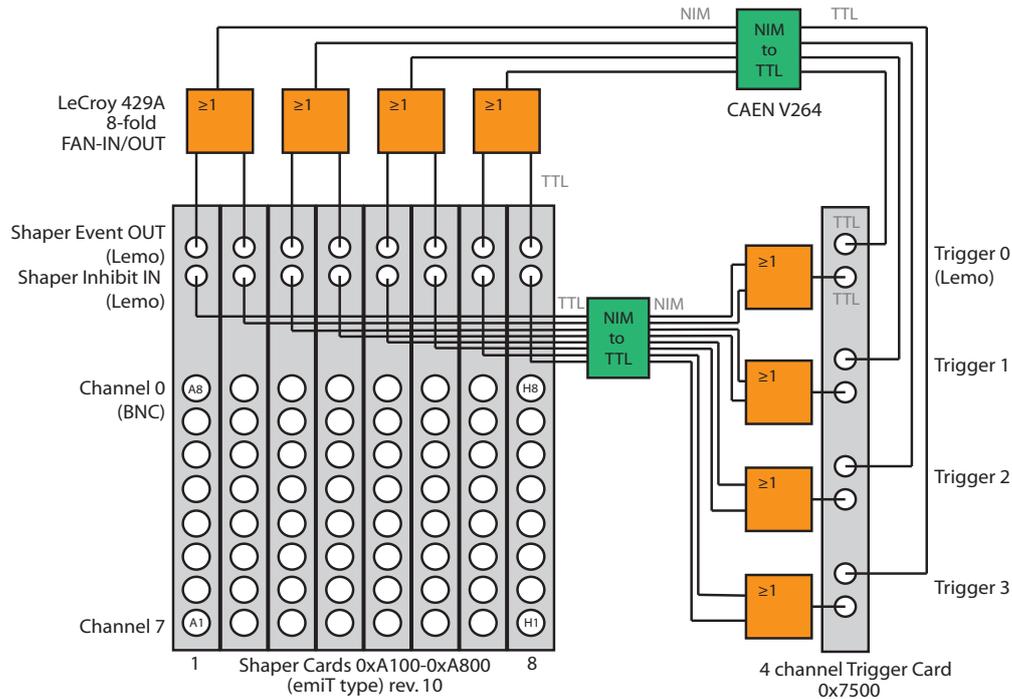
Das Crate, die Shaperkarten und die Triggerkarte sind Eigenentwicklungen der University of Washington. Sie wurden ursprünglich für das emiT [20] und das SNO Experiment [41] entwickelt.

---

<sup>18</sup>Virtual Machine Environment (VMEbus)

<sup>19</sup>Transistor-Transistor-Logik ( $U_0 < 0,8V$ ,  $U_1 > 2,0V$ )

<sup>20</sup>Es wird ein Glasfaserkabel verwendet um eine Einstreuung von elektrischen Störungen durch den PowerMac in das Datenaufnahmesystem zu verhindern.



**Abbildung 3.13: Die Triggerschaltung des Datenaufnahmesystems.** Die Funktionsweise ist im Text beschrieben.

## Die Software

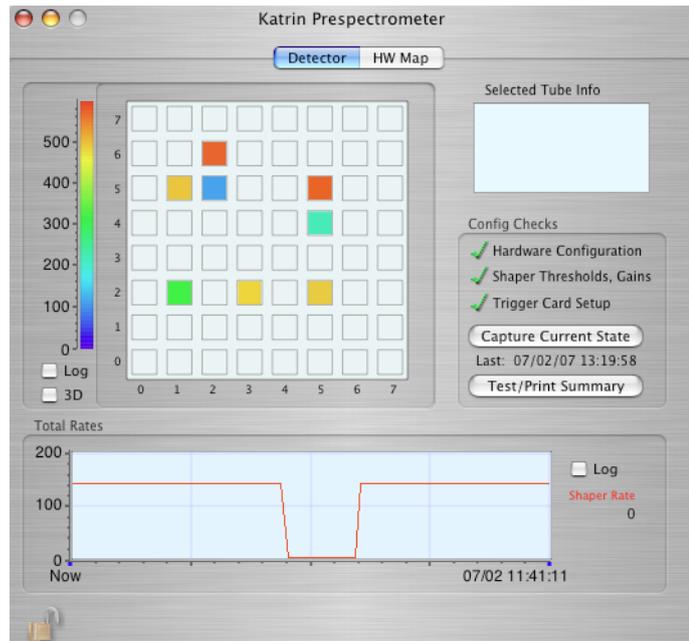
Auch die verwendete Datenaufnahmesoftware ORCA<sup>21</sup> wurde und wird an der University of Washington entwickelt. ORCA ist eine für das MacOS X Betriebssystem mit der Objective C Programmiersprache entwickelte Anwendung mit benutzerfreundlicher grafischer Oberfläche, mit der sich verschiedene Auslesemodi schnell und intuitiv realisieren lassen [25].

ORCA ist jedoch nicht nur ausschließlich Datenaufnahmesoftware, sondern übernimmt auch steuernde Funktionen. Es setzt alle für den gewünschten Messmodus nötigen Parameter der Hardware, wie Schwellenwerte oder Verstärkungsfaktoren und steuert die Datenaufnahme.

Die Messzeiten der Einzelmessungen sind frei einstellbar und die Messungen können bis zum Abbruch durch den Benutzer wiederholt werden. Eintreffende Ereignisse werden nach ADC Kanälen sortiert und in sich ständig aktualisierenden Histogrammen dargestellt. Auch der zeitliche Verlauf von durchschnittlichen Ereignisraten wird grafisch aufbereitet gezeigt. Der Experimentator hat somit immer einen aktuellen Überblick über den Verlauf der Messungen. Informationen zum Messverlauf werden protokolliert und bei auftretenden kritischen Fehlern werden, sofern gewünscht, die zuständigen Personen via E-Mail benachrichtigt.

<sup>21</sup>Object-oriented Real time Control and Acquisition

**Abbildung 3.14:** Die grafische Oberfläche der ORCA Datenaufnahmesoftware speziell bei Verwendung der segmentierten PIN-Diode. Im oberen Teil werden die Raten jedes Pixels farblich dargestellt bzw. dessen Status (an/aus) angezeigt. Im unteren Bereich wird die Gesamtrate des Detektors über der Zeit aufgetragen.



Aufgenommene Messreihen werden lokal und optional auch auf anderen Rechnern im Netzwerk gespeichert und lassen sich mit Hilfe von ORCAroot in ein für ROOT [8] geeignetes Format konvertieren (siehe Kapitel 4.2). ORCAroot kann aber nicht nur als statisches Konvertierungswerkzeug dienen, sondern auch als Dienst gestartet werden. Die Anwendung wartet auf eintreffende ORCA-Daten und wandelt sie in Echtzeit in ein für ROOT verständliches Format um.

Die während einer Messung eintreffenden Ereignisse können in Echtzeit an beliebige lokale oder auf anderen Netzwerkrechnern laufende Anwendungen weitergeleitet werden. So ist es zum Beispiel möglich, Daten von mehreren unabhängigen ORCA Systemen und anderen Informationsquellen in Echtzeit in einer zentralen Datenbank zu sammeln (siehe Abbildung 3.3). ORCA wird beim KATRIN Gesamtaufbau bei mehreren Detektoren und ihren Datenaufnahmesystemen verwendet, was diese Funktion sehr wertvoll macht. Eine weitere interessante Anwendungsmöglichkeit bietet die Kombination der Datenflussfunktionen (streaming) von ORCA, ORCAroot und ROOT. Ein von ORCA kommender Datenfluss wird parallel zur laufenden Messung über ORCAroot von ROOT empfangen. Nun werden z.B. Kalibrationen, Rechnungen und Analysen in Echtzeit durchgeführt und die Ergebnisse an ORCA gesendet. ORCA empfängt die von ROOT kommenden Daten und stellt diese grafisch dar.

Der Experimentator erhält somit jede beliebige Information, die aus den am Detektor eintreffenden Ereignissen gewonnen werden kann. Hier können auch relevante Ergebnisse anderer Messungen, wie z.B. die Ergebnisse einer im Vorfeld durchgeführten Energiekalibration der ADC-Kanäle oder einer simultan laufenden Überwachungsmessung mitverwendet werden.

ORCA ist aufgrund seiner objektorientierten Struktur mit neuen Funktionen und

Schnittstellen zu neuer Hardware erweiterbar. So wurde für die segmentierte PIN-Diode eine Übersicht über die Einzelrate jedes der 64 Pixel und die summierte Rate aller Pixel erstellt. Abbildung 3.14 zeigt die grafische Umsetzung. Jedem Quadrat des Detektorabbildes kann ein Shaperkanal zugewiesen werden. Während einer Messung werden die auftreffenden Ereignisraten mit einer variablen Farbkodierung visualisiert. Für die Messung ausgeschaltete Pixel werden mit „OFF“ gekennzeichnet. Man erkennt somit instantan ausgeschaltete Pixel, unpassend eingestellte Schwellwerte und Verstärkungen oder aber z.B. den von einem fokussierten Elektronenstrahl getroffenen Pixel. Auch die Gesamtrate des Systems wird dargestellt, die für die Verminderung von Totzeiteffekten relevant ist (siehe unten).

Weiterhin verfügt ORCA über eine TCP/IP Schnittstelle mit der es möglich ist andere Prozesse zu steuern oder aber ORCA fernzusteuern. Eine Automatisierung des Testexperiments TRAP, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde und diese Möglichkeit zur Fernsteuerung nutzt, ist als Beispiel im Anhang A beschrieben.

#### Messung der Effizienz bzw. Totzeit des Datenaufnahmesystems

Die Totzeit  $\tau$  ist eine wichtige Eigenschaft des Datenaufnahmesystems und wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Sie ist der Zeitraum, in dem nach Ankunft eines Ereignisses keine weiteren aufgenommen werden. Diese Ereignisse gehen damit für die spätere Datenanalyse verloren.

Deshalb ist es nötig, die Totzeit in einer gesonderten Messung zu bestimmen. Man kann dann die totzeitbehafteten Raten korrigieren, um die tatsächliche Rate zu erhalten. Mit steigender Ereignisrate erhöht sich der prozentuale Anteil an nicht aufgenommenen Ereignissen. Dies ist insbesondere bei Messungen mit stark unterschiedlichen Ereignisraten wie bei Transmissionsfunktionsmessungen wichtig, da die Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Totzeit stark ratenabhängig ist. Im Folgenden wird die Theorie und die Messung erläutert.

Die Effizienz  $\epsilon_f$  eines Datenaufnahmesystems bei einer eintreffenden mittleren Frequenz  $f$  ist gegeben durch

$$\epsilon_f = \frac{\text{gemessene Rate}}{\text{eintreffende Rate}} = \frac{R_g}{R_e}. \quad (3.1)$$

Zur Bestimmung werden zwei Signale  $S_R$  und  $S_S$  mit unterschiedlichen Pulshöhen  $h$  gemischt und auf einen Kanal des Datenaufnahmesystems gelegt. Das Signal  $S_R$  ist das Referenzsignal mit einer Frequenz  $f_R \gg \frac{1}{\tau}$ .

$S_S$  ist das Störsignal mit zeitlich zufällig verteilten Pulsen bei einer frei einstellbaren Rate und einer Pulshöhe  $h_S \gg h_R$ . Durch die unterschiedlichen Pulshöhen bleiben die Signale im aufgenommenen ADC Spektrum unterscheidbar. Nun wird das Referenzsignal mit und ohne eingemischtes Störsignal gemessen. Die Messungen werden für verschiedene Raten von  $S_S$  wiederholt.

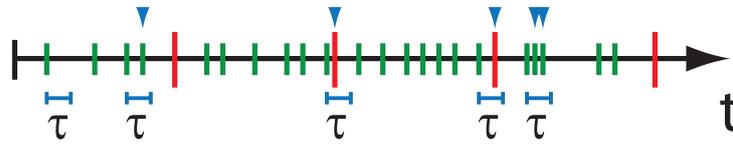
Je höher die zeitlich gemittelte Rate des eingemischten Störsignals ist, desto mehr Ereignisse liegen durchschnittlich in dem Zeitraum hinter einem Ereignis, der durch die Totzeit des Systems verloren geht. Dies geht aus der Poissonverteilung

$$P_f(k) = \frac{f^k}{k!} e^{-f}, \quad k \in \mathbb{N} \quad (3.2)$$

mit der Ereignisrate  $f$  hervor, die die Wahrscheinlichkeit in einem Zeitintervall  $\Delta T$  genau  $n$  Ereignisse zu finden zu

$$P_n(\Delta T) = \frac{e^{-f\Delta T} (f\Delta T)^n}{n!} \quad (3.3)$$

bestimmt. Abbildung 3.15 veranschaulicht schematisch das zeitliche Eintreffen von Ereignissen der Signale  $S_R$  und  $S_S$ .



**Abbildung 3.15:** Die schematische zeitliche Anknunft von Ereignissen beim Datenaufnahmesystem bei Messungen zur Totzeit. Die im Grün dargestellten Ereignisse kommen von einem zeitlich zufallsverteilten Störsignal, die in Rot Dargestellten von einem Referenzsignal mit fester Frequenz. An markanten Stellen ist die Totzeit eingezeichnet und sind nicht registrierten Ereignisse mit Pfeilen markiert.

Wenn das Störsignal zufällig verteilt ist und eine größere Frequenz als das Referenzsignal besitzt, kann man annehmen, dass die Summe der Signale auch zufallsverteilt ist. Daraus folgt

$$\epsilon_f(R_R) = \epsilon_f(R_S) \quad (3.4)$$

und somit

$$\frac{R_{Rg}}{R_{Re}} = \frac{R_{Sg}}{R_{Se}}. \quad (3.5)$$

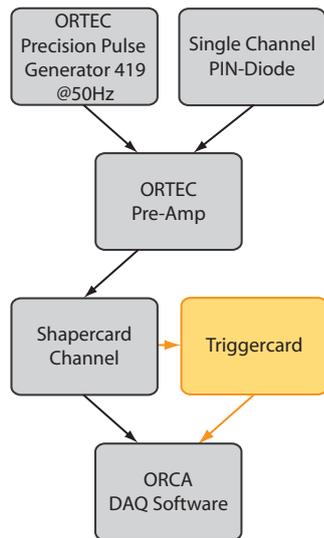
Die Totzeit  $\tau$  ist mit der Effizienz über

$$\epsilon_f = P_0 = e^{-f\tau} \quad (3.6)$$

verknüpft. Durch die experimentelle Bestimmung von  $\epsilon_f$  lässt sich also die Totzeit des Systems bestimmen und kann eine gemessene Rate  $R_{Sg}$ , auch aus anderen Messungen, mit (3.5) zur tatsächlichen Rate  $R_{Se}$  korrigiert werden.

Für das zufallsverteilte Signal wurde das thermische Rauschen einer lichtdicht verpackten und ungekühlten PIN-Diode verwendet. Die Pulshöhe des Signals schwankt zufällig, bleibt aber immer deutlich unterhalb  $h_R$ .

Die Frequenz des Störsignals wurde über den Schwellwert des Datenaufnahmesystems geregelt. Alle eintreffenden Pulse mit einer Pulshöhe unterhalb des Schwellwertes werden nicht weiter verarbeitet. Um die Signale zu kombinieren, wird das Signal



**Abbildung 3.16: Der schematische Messaufbau zur Totzeitmessung.** Das thermische Rauschen einer PIN-Diode wird in einem Vorverstärker in zufallsverteilte Pulse gewandelt. Zusätzlich wird ein Signal mit einer Referenzfrequenz von 50 Hz mit größerer Pulsamplitude eingemischt. Das entstehende ADC Spektrum wird aufgenommen und die totzeitbedingte Änderung der Referenzfrequenz bestimmt. Die Triggerkarte wird nicht in allen Messreihen verwendet.

des Pulsgenerators in den Testeingang eines ORTEC Vorverstärkers eingespeist. Der schematische Messaufbau ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

Da einige Prozesse bei der Verarbeitung der Signale zeitlich parallel arbeiten, wurden Messreihen mit verschiedenen Konfigurationen des Datenaufnahmesystems aufgenommen. Dadurch ist es möglich, die Konfiguration mit der größten und somit dominanten Totzeit zu bestimmen und verantwortliche Prozesse zu identifizieren. In Frage kommen hier die Triggerkarte, die Shaperkarten mit ADC-Konvertierung, sowie die verknüpfende Elektronik mit NIM zu TTL Signalkonvertierung (siehe Abbildung 3.13).

Für die erste Messreihe wurde das aus  $S_R$  und  $S_S$  bestehende Signal des Vorverstärkerausgangs an Kanal 0 der Shaperkarte 1 (Adresse 0xA100) angeschlossen. Es wurde keine Triggerkarte verwendet und somit auf die Zeitinformation verzichtet. Diese Konfiguration entspricht dem sogenannten Histogrammmodus.

Für die zweite Messreihe wurde die Triggerkarte mit der Shaperkarte kombiniert. Auf die im 64-Kanalbetrieb notwendige Elektronik kann beim Betrieb mit nur einer Shaperkarte pro Triggerkartenkanal verzichtet werden.

Die dritte Konfiguration schließt nun auch die Elektronik zwischen der verwendeten Shaperkarte und der Triggerkarte mit ein.

Die vierte und letzte Konfiguration entspricht einem Strang des kompletten Datenaufnahmesystems: Zwei Shaperkarten (Karte 1 und 2) sind über die verknüpfende Elektronik mit dem ersten Kanal der Vierkanal-Triggerkarte verbunden. Da die Shaperkarte von den anderen Konfigurationen schon zur Genüge charakterisiert wird, wurde nun das Referenzsignal vom Vorverstärker getrennt und mit Kanal 0 der Shaperkarte 2 verbunden. Die erste Karte blieb mit dem Störsignal des Vorverstärkers verbunden.

Mit jeder Konfiguration wurde das Referenzsignal  $S_R$  und das kombinierte Signal

**Tabelle 3.2: Die ermittelten Totzeiten des Datenaufnahmesystems für verschiedene Messkonfigurationen.**

Messkonfiguration	Totzeit [ $\mu\text{s}$ ]
Shaperkarte (SC)	$21 \pm 1$
SC und Triggerkarte (TC)	$47 \pm 1$
SC, TC und verknüpfende Elektronik (VE)	$45 \pm 1$
Zwei SC, TC und VE	$46 \pm 1$

$S_R + S_S$  für je fünf mal 100 Sekunden gemessen. Die Messreihen wurden für jede Konfiguration für verschiedene mittlere Frequenzen des Störsignals  $S_S$  zwischen 50 Hz bis ca. 8 kHz durchgeführt. Aus jeder Messung wurden Ereignisraten bestimmt und ADC-Histogramme erzeugt. Aus den aus der Messung gewonnenen Raten  $R_{Rg}$ ,  $R_{Re}$  und  $R_{Sg}$  wurde die Effizienz und die korrigierte Rate  $R_{Se}$  mit (3.4) und (3.5) berechnet. Außerdem wurden Kurven der Form (3.6) an die Messwerte angepasst und so die Totzeit  $\tau$  bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

Die drei Konfigurationen mit angeschlossener Triggerkarte sind im Rahmen der Fehler gleich. Das bedeutet, dass die verknüpfende Elektronik oder der Betrieb einer zweiten Shaperkarte an einem Triggerkanal keine Veränderung der Totzeit zur Folge haben. Man muss also nur zwischen Konfigurationen mit und ohne Triggerkarte unterscheiden. Im Histogrammmodus hat das Datenaufnahmesystem eine Totzeit von  $21 \pm 1 \mu\text{s}$ . Im Modus mit ADC- und Zeitinformation liegt die über die drei Messungen mit Triggerkarte gemittelte Totzeit bei  $46 \pm 1 \mu\text{s}$ .

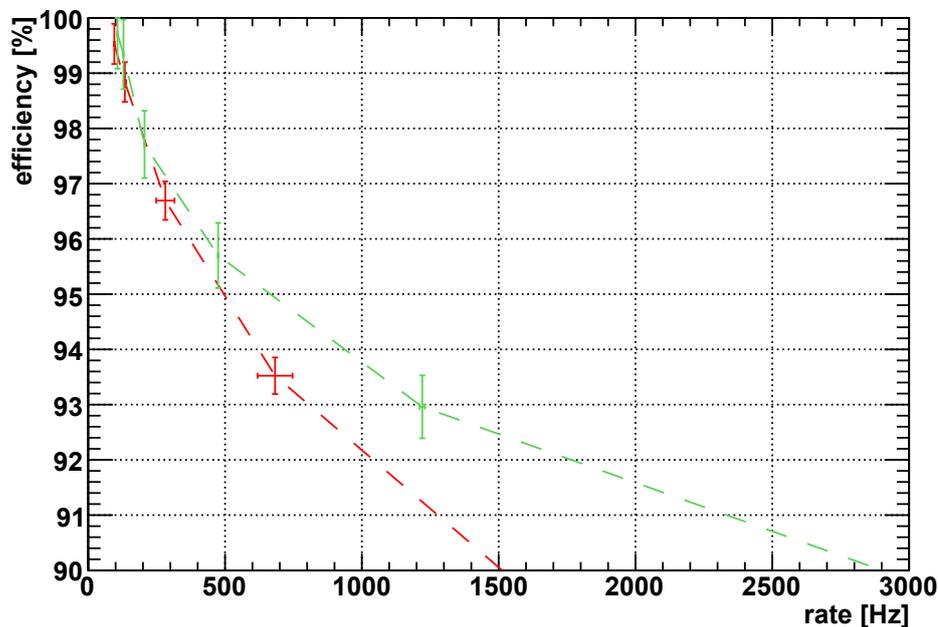
Um den limitierenden Prozess für die Totzeit zu identifizieren, wurde eine weitere Messung durchgeführt. Die Shaperkarte hat wie bereits erwähnt für jeden der acht Eingangskanäle einen eigenen Analog zu Digital Konverter. Wenn der Konvertierungsprozess für die Totzeit verantwortlich ist, sollten sich die Kanäle gegenseitig nicht beeinflussen. Dies wurde in einem einfachen Aufbau überprüft. Das Störsignal wurde an Kanal 0 und das Referenzsignal an Kanal 1 angelegt. Ein Erhöhen der totzeitverursachenden mittleren Frequenz des Störsignals bis 50 kHz hatte keinerlei Auswirkung auf die gemessene Rate des Referenzsignals.

Somit ist die Analog zu Digital Konvertierung im Histogrammmodus bzw. das Erstellen der Zeitinformation im Normalmodus der limitierende Prozess. Die Totzeiten im Histogrammmodus beziehen sich also auf einen einzelnen Shaperkanal, die im Normalmodus auf einen Triggerkanal und somit auf je zwei Shaperkarten mit insgesamt 16 Kanälen.

Abbildung 3.17 zeigt den Verlauf der Effizienz über dem Wert von 90% für Messungen im Histogramm bzw. Normalmodus mit den ermittelten statistischen Fehlern. Die Ergebnisse zeigen, dass das Datenaufnahmesystem im Normalmodus bis ca. 1,5 kHz pro Triggerkanal und im Histogrammmodus bis ca. 3 kHz pro Shaperkanal

akzeptabel arbeitet. Dies entspricht bei gleichmäßiger Verteilung der eintreffenden Ereignisse über alle 64 Kanäle einer maximalen gemittelten Gesamtrate von ca. 6 kHz im Normalmodus. Das Datenaufnahmesystem ist somit für Messungen am Vorspektrometer geeignet. Bei der Messung der Transmissionsfunktion wird meist nur ein Kanal verwendet. Durch die Regulierung der Elektronenrate der Quelle durch das PBSS ist die Messung somit gut durchführbar. Es ist aber darauf zu achten, dass die eintreffende Rate durch sorgfältiges Setzen der Schwellwerte nahe am Ende des elektronischen Rauschens möglichst niedrig gehalten wird.

Für den KATRIN Gesamtaufbau, bei dem je nach Messung Raten bis zu mehreren hundert kHz pro Kanal erwartet werden und auf die Zeitinformation nicht verzichtet werden kann, befindet sich bereits ein neues Datenaufnahmesystem in der Endphase der Entwicklung [32].



**Abbildung 3.17:** Die Ergebnisse der Effizienzmessung des Datenaufnahmesystems bis 90%. Die grünen Messpunkte geben die Effizienz im Histogrammodus pro Shaperkartenkanal an, die roten Messpunkte die Effizienz im Normalmodus pro Triggerkartenkanal. Die eingetragenen Fehler sind statistisch ermittelt. Die Linien dienen zur Führung des Auges, speziell deuten sie die Lage der nächsten Messpunkte ausserhalb des gezeigten Effizienzintervalls an.

## 3.2 Detektoren am KATRIN Vorspektrometer Testexperiment

Das KATRIN Vorspektrometer Testexperiment hat neben den reinen EMD-Messungen auch die Aufgabe, andere für den Gesamtaufbau benötigte Systeme zu testen und weiter zu entwickeln. Hierzu gehört speziell auch der Fokalebenen-detektor. Die am Vorspektrometer benutzte segmentierte PIN-Diode soll die an den Fokalebenen-detektor gestellten Anforderungen (siehe Kapitel 2.2.3) annähern, bzw. einen Schritt in der fortgeschrittenen Entwicklungsphase darstellen.

Allerdings war für die SPD neben den physikalischen Zielsetzungen auch eine kurze Entwicklungszeit primäre Vorgabe. Während der FPD erst im Jahr 2010 für Messungen bereit stehen soll, wurde die SPD so konzipiert, dass sie bereits 2004 einsatzbereit war.

Die SPD benutzt dieselbe Detektortechnologie, besitzt eine einfache quadratische Segmentierung und ist mit  $16\text{ cm}^2$  als großflächig zu bezeichnen. Eine Gegenüberstellung der Eigenschaften von FPD und SPD ist Tabelle 3.3 zu entnehmen. Nach Einsatz bei den Testphasen des Vorspektrometers werden die Detektorsysteme zur Inbetriebnahme und elektromagnetischen Tests des Hauptspektrometers verwendet.

Segmentierte PIN-Dioden fordern spezielle Umgebungsparameter wie z.B. Kühlung und zahlreiche Signaldurchführungen. Dieser Detektortyp ist durch Hochspannungsüberschläge und Kühlprobleme gefährdet und ist deshalb für die Anfangsphase des Messbetriebs ungeeignet (siehe Kapitel 3.2.1 und 3.2.2). Aus diesem Grund wurde für die erste Zeit eine robustere, standardmäßig erhältliche und günstigere Mikrokanalplatte (MCP<sup>22</sup>) verwendet. Die MCP, die SPD und deren Anwendungsgebiete werden in den zwei folgenden Unterkapiteln beschrieben.

### 3.2.1 Die Mikrokanalplatte (MCP)

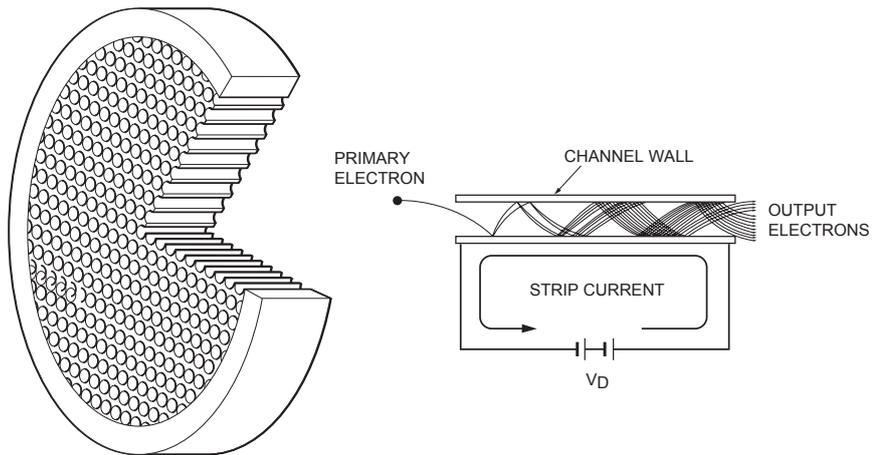
Die Mikrokanalplatte wurde in Betrieb genommen, um erste Testmessungen am Vorspektrometer durchzuführen. Sie komplettierte zum ersten Mal den vollständigen Testexperimentaufbau mit Elektronenquelle, MAC-E Filter und Detektor.

#### Eigenschaften und Aufbau

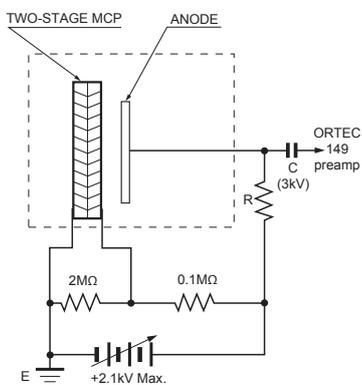
Eine MCP funktioniert nach dem Prinzip eines Sekundärelektronenvervielfachers (SEV). Etwa 2 Millionen SEV-Röhrchen werden hierzu zu einem Bündel zusammengefügt (siehe Abbildung 3.18). Entlang der evakuierten Röhrchen aus Halbleitermaterial verläuft der Potenzialgradient eines angelegten elektrischen Feldes. Trifft nun ein Elektron auf die Wand eines Röhrchens, so werden mehrere Sekundärelek-

---

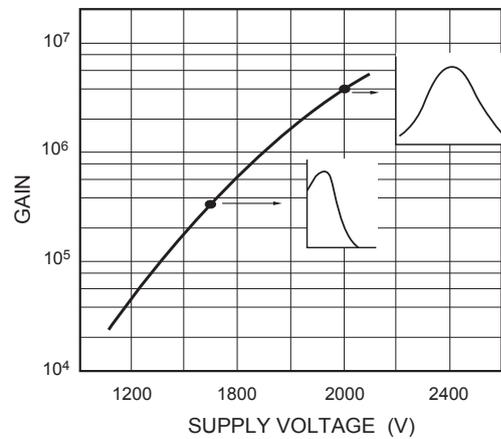
<sup>22</sup>englisch: Micro Channel Plate



**Abbildung 3.18: Der Aufbau und das Prinzip einer Mikrokanalplatte (MCP).** Elektronen erzeugen beim Auftreffen auf die Wand mehrere Sekundärelektronen. Diese werden durch die angelegte Spannung  $V_D$  beschleunigt und erzeugen durch erneute Stöße mit der Wand wiederum weitere Sekundärelektronen. [23]

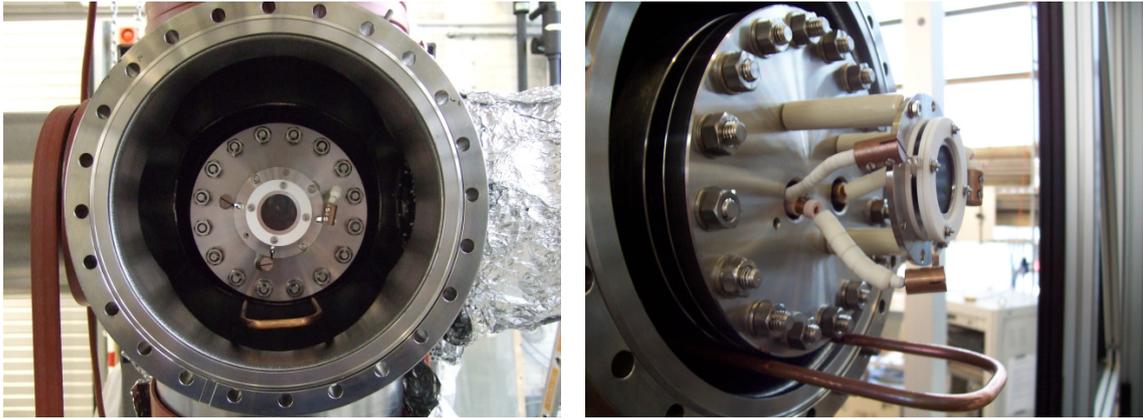


(a) Schematische Beschaltung der MCP



(b) Verstärkung für verschiedene Beschleunigungsspannungen und die Pulshöhenverteilung bei zwei Spannungen

**Abbildung 3.19: Die Beschaltung (a) und der Verstärkungsfaktor (b) der MCP.** [23]



**Abbildung 3.20: Fotografien der MCP in eingebautem Zustand.**

**Links:** Die MCP ( $\varnothing = 69$  mm) auf der DN 100 Detektorlanze in der Detektorkammer.

**Rechts:** Keramikstäbe isolieren die MCP von der Detektorkammer. Die Zuleitungsdrähte aus Kupfer sind ebenfalls mit Keramikelementen isoliert. Für die drei benötigten Signale wird eine DN 16 Einfachdurchführung und eine im Bild nicht sichtbare DN 16 Doppeldurchführung verwendet. Die Verbindung von den MCP-Kontakten zu den Zuleitungsdrähten wird durch Schraubklemmen aus Kupfer mit Edelstahlschrauben hergestellt.

tronen emittiert. Diese folgen nun aufgrund der Lorentzkraft ballistischen Kurven, prallen auf die gegenüberliegende Wand des Röhrchens und lösen wiederum mehrere Elektronen aus. So erhält man am Ende des Röhrchens eine große Anzahl von Elektronen, die von einer Anode gesammelt und als Signal verwertet werden. Die Anzahl der produzierten Sekundärelektronen beim Eintreffen eines Elektrons liegt bei der maximal zulässigen angelegten Spannung von 2 kV in der Größenordnung von  $10^6$  (siehe Abbildung 3.19(b)).

Die am Vorspektrometer eingesetzte MCP<sup>23</sup> hat einen Durchmesser von 69 mm, wovon die inneren 27 mm sensitiv für einfallende Strahlung sind. Die SEV-Röhrchen haben einen Durchmesser von  $12 \mu\text{m}$  und sind axial um einen Winkel von ca.  $10^\circ$  gedreht. Diese Drehung verringert die Wahrscheinlichkeit, dass ein eintreffendes Elektron zur Anode gelangt, ohne die Wand der SEV-Röhrchen zu treffen. Die verwendete MCP ist zweistufig, das heißt, zwei Mikrokanalplatten sind so zusammengefügt, dass die SEV-Röhrchen eine V-Form beschreiben und Ein- und Ausgang des Röhrchens deckungsgleich gegenüberliegen.

Dieser Detektortyp ist sehr kompakt, und es werden nur drei Signaldurchführungen in den UHV-Bereich benötigt (siehe Abbildung 3.19(a)). Der Aufbau lässt sich auf einem DN 100 Flansch mit standardmäßig erhältlichen DN 16 Signaldurchführungen realisieren. Der Detektor benötigt keinerlei Kühlung und kann Elektronen nachweisen, deren kinetische Energie für das Auslösen eines Elektrons aus der Röhrchenoberfläche ausreicht. Es können also sowohl Elektronen mit nur wenigen eV als

<sup>23</sup>HAMAMATSU Circular MCP F2223-21

auch UV-Licht nachgewiesen werden. Die MCP erfüllt außerdem die hohen Vakuumanforderungen und lässt sich bis 400°C ausheizen.

Der Ort eintreffender Elektronen kann allerdings nur auf die sensitive Fläche von 5,7 cm<sup>2</sup> bestimmt werden. Eine Ortsauflösung innerhalb der sensitiven Fläche ist mit der verwendeten unsegmentierten Anode nicht möglich. Auch eine Information über die kinetische Energie eintreffender Elektronen ist nicht verfügbar, da die Pulshöhe nach der Verstärkung von ihr unabhängig ist.

Die Pulshöhe besitzt also keine Aussagekraft über die Energie oder die Art des eintreffenden Teilchens und ist zudem mit dem Einfallswinkel korreliert. Je nach Einfallswinkel verschiebt sich der Ort der ersten Wandberührung und ändert damit die Zahl der nachfolgend erzeugten Ladungsträger.

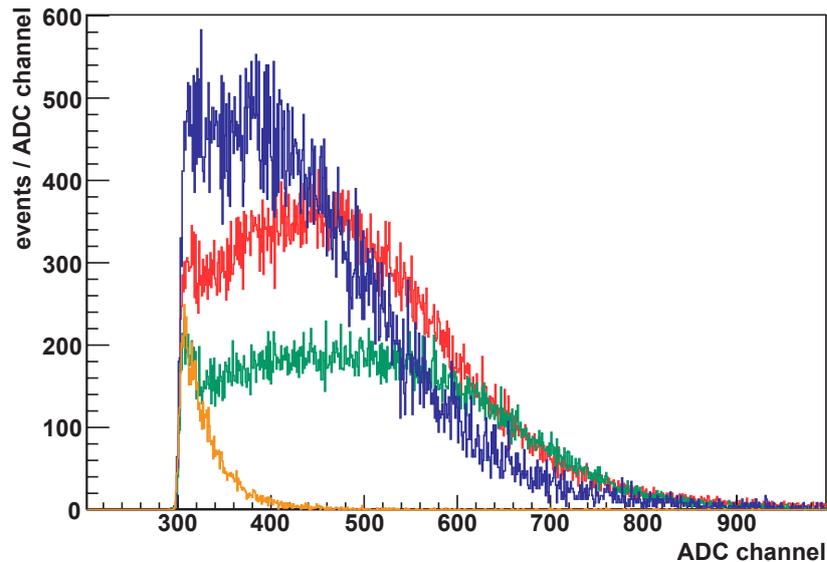
Die Wahrscheinlichkeit mit einer MCP ein eintreffendes Elektron nachzuweisen ist von der mitgeführten kinetischen Energie abhängig. Die Effizienz variiert im Bereich von 2 kV bis 50 kV zwischen 10-60% [46]. Die gelieferte Zeitinformation ist aufgrund der geringen Dicke der MCP von 480 μm auf wenige Nanosekunden genau, wird aber vom hier verwendeten Datenaufnahmesystem auf 100 ns Genauigkeit limitiert (siehe Kapitel 3.1.4).

Der Einbau in die Detektorkammer ist in Abbildung 3.20 gezeigt und beschrieben. Alle verwendeten Materialien sind UHV-tauglich und wurden den standardisierten Reinigungsprozeduren unterzogen. Der benötigte Potenzialgradient wird erzeugt, indem die Elektrode der Eingangsseite der MCP geerdet und an die Elektrode der Ausgangsseite eine Spannung von 2 kV angelegt wird (siehe Abbildung 3.19(a)). Die Anode wird mit einer Spannung von 2,1 kV versorgt. Das auf Hochspannung liegende Anodensignal wird über einen Koppelkondensator in einen rauscharmen Vorverstärker gespeist. Dieser verstärkt die Signale, die schließlich das Datenaufnahmesystem erreichen.

## Anwendungsbereiche und Erfahrungen

Die am Vorspektrometer erreichten magnetischen Feldstärken von bis zu 4,5 T haben einen deutlichen Einfluss auf die Pulshöhenverteilung. Abbildung 3.21 zeigt das aufgenommene ADC-Spektrum bei verschiedenen Magnetfeldern, das die Pulshöhenverteilung der Signale der MCP widerspiegelt. Die Maxima wandern für höhere Magnetfelder zu niedrigeren ADC Kanälen. Die Pulshöhen werden also in ihrer Amplitude kleiner. Dieser Effekt nimmt für steigende Magnetfelder zu, bis die Signale ab 3 T im elektronischen Rauschen untergehen. Die Anzahl erzeugter Sekundärelektronen wird also bei steigendem Magnetfeld geringer. Dies ist auf eine verringerte Anzahl von Stößen mit der Wand zurückzuführen, die aus der Trajektorienstörung der Sekundärelektronen durch das magnetische Feld resultiert.

Mit der MCP war es möglich, eine erste Transmissionfunktion bei 0,28 T zu messen [16]. Außerdem war sie ein sehr hilfreiches Werkzeug bei der Suche nach Instabili-



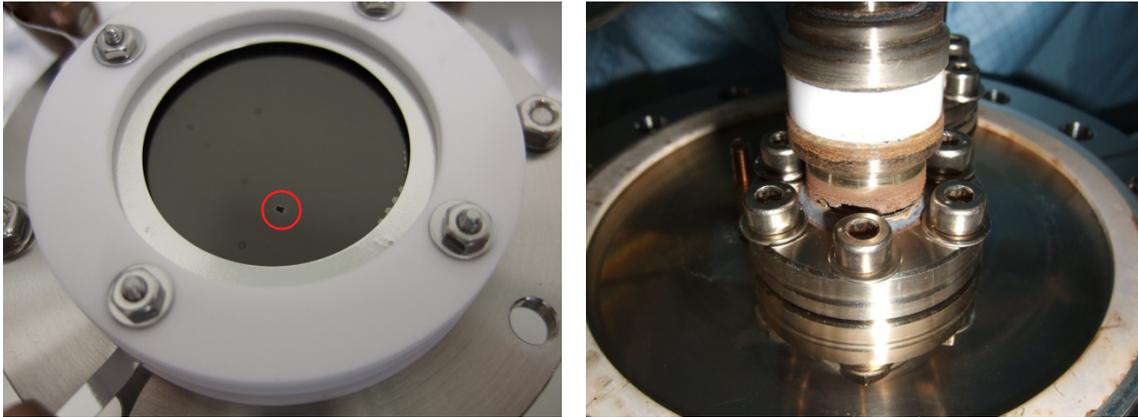
**Abbildung 3.21: Die ADC Spektren der MCP bei verschiedenen Magnetfeldstärken.** Die Breite der ADC Verteilung wird von 0,52 T (Grün) über 1,56 T (Rot), 2,1 T (Blau) und 3,1 T (Orange) kleiner und der Erwartungswert wandert zu kleineren ADC Kanälen.

täten der Hochspannung des Vorspektrometers. Mit Hilfe des Nachweises bei Entladungen entstandener Elektronen und Ionen, konnte das Hochspannungskonzept weiter verbessert werden.

Die kurzzeitigen Spannungseinbrüche und das Ansteigen des Stroms an den von SCS überwachten Hochspannungsnetzgeräten lässt weder eine Unterscheidung von Überschlägen innerhalb und außerhalb des Vorspektrometers zu, noch sagen sie etwas über die Ursache der Überschläge aus. Zusammen mit der MCP kann man jedoch klar zwischen inneren und äußeren Überschlägen unterscheiden. Auch eine langsame Erhöhung der Zählrate bis hin zu einem Überschlag konnten mit der MCP beobachtet werden. Dies deutet auf eine Ansammlung von Elektronen in elektromagnetischen Fallen hin, die Restgasmoleküle ionisieren, die dann zum Detektor geführt werden [21].

So kann die Vorgeschichte eines Überschlags bei der Unterscheidung von spontanen Überschlägen, z.B. an Mikrospitzen der Tankwand, und sich langsam aufbauenden Überschlägen, z.B. durch Penningfallen, helfen. Auch niederenergetische Elektronen und Ionen können festgestellt werden, um schon bei niedrigen elektrischen Feldstärken Aussagen über das Verhalten bei höheren treffen zu können.

Beim Ausbau der MCP nach den Messungen wurden verschiedene Beschädigungen festgestellt (siehe Abbildung 3.22). Die Oberfläche hatte sechs leichtere und eine schwere Beschädigung mit einem Durchmesser von etwa 1 mm auf der sensitiven Oberfläche. Die Ursache sind wahrscheinlich Hochspannungsüberschläge mit Entladungsströmen von mehreren mA, die über die Erdung der MCP Eingangsseite



**Abbildung 3.22: Fotografien der Beschädigungen der MCP und einer Signaldurchführung nach dem Ausbau.** Die MCP befand sich etwa 12 Monate in der Detektorkammer.

**Links:** Die Oberfläche der MCP hat mehrere Beschädigungen. Es ist eine schwere Beschädigung (roter Kreis) und sechs leichtere zu erkennen. Die Beschädigungen werden auf Hochspannungsüberschläge von bis zu 35 kV bei Testexperimenten des Vorspektrometers zurückgeführt.

**Rechts:** Die Signaldurchführungen sind im Bereich der Detektorlanze (Normaldruck) stark korrodiert. Auch der CF-Dichtring weist starke Korrosionsspuren auf. Diese sind auf sich in der Lanze regelmäßig bildendes Kondenswasser zurückzuführen und wurde durch mehrfaches Ausheizen verstärkt.

abgeflossen sind.

Die Anordnung unabhängiger SEV-Röhrchen kommt hier als ein weiterer Vorteil der MCP zum Tragen. Auch bei Ausfall mehrerer Bereiche kann die verbliebene intakte Fläche noch weiter verwendet werden. Die Beschädigungen hatten keinen merklichen Einfluss auf die Messungen mit der MCP.

Die zweite Beschädigung betraf die Rückseite des DN 100 Detektorflansches, die dem Normaldruckbereich zugewandt ist. Die DN 16 Signaldurchführungen und der CF-100 Dichtring wiesen starke Korrosionsspuren auf, die wahrscheinlich durch Ansammlung von Kondenswasser im Rohr entstanden sind, und durch mehrfaches Ausheizen verstärkt wurden. Eine Verschlechterung des Vakuums in der Detektorkammer wurde jedoch nicht festgestellt.

Bei der zukünftigen Verwendung der MCP bzw. Detektorkammer muss eine ausreichende Belüftung vorhanden sein, um einen steten Luftaustausch zu gewährleisten und somit die Ansammlung von Feuchtigkeit über längere Zeit zu verhindern.

Abschließend ist festzustellen, dass eine MCP als erster Detektor zum Test von Spektrometern die richtige Wahl ist. Wegen ihres Preises, ihrer Robustheit, ihrer einfachen Handhabung und nicht zuletzt aufgrund der zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten hat sie sich als adäquater Detektor gezeigt. Für die kommenden Tests des KATRIN Hauptspektrometers wird eine zweite MCP als Ersatz angeschafft.

### 3.2.2 Die segmentierte PIN-Diode (SPD)

Ein Halbleiterdetektor besitzt zur Charakterisierung der elektromagnetischen Eigenschaften von Spektrometern gegenüber einer MCP wesentliche Vorteile. Er hat eine

- größere sensitive Fläche,
- höhere Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im keV-Bereich,
- niedrige Untergrundrate, und
- eine deutlich geringere Energie- und Einfallswinkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die segmentierte PIN-Diode verwendet dieselbe Detektortechnologie wie der in Kapitel 2.2.3 ausführlich beschriebene Fokalebenen-detektor. Sie besitzt eine quadratische sensitive Fläche von  $16 \text{ cm}^2$ , die in 64 Pixel mit einer Fläche von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  unterteilt ist. Nicht alle an den FPD gestellten Anforderungen gelten auch für die SPD. Die Spezifikationen und Eigenschaften der beiden Detektorsysteme sind in Tabelle 3.3 gegenübergestellt.

#### Aufbau und Eigenschaften

Die segmentierte PIN-Diode ist auf eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Keramik aufgeklebt. Die Keramik und damit auch der Detektor wird durch einen angepressten Kupferring gekühlt (siehe Kapitel 3.2.2). Auf der Rückseite der Keramik befinden sich 64 JFET<sup>24</sup>-Eingangsstufen, vier PT1000 Temperatursensoren und 40 Heizwiderständen mit je  $4,7 \text{ Ohm}$ . Die JFETs arbeiten oberhalb einer Temperatur von  $-100^\circ\text{C}$ . Bei zu starker Kühlung kann diese Mindesttemperatur durch die Heizwiderstände mit einer maximalen Gesamtheizleistung von  $4,8 \text{ Watt}$  erreicht werden.

Die Detektorhalterung (siehe Punkt (d) in Abbildung 3.23) besteht aus DuPont VESPEL S3, das sich durch elektrische Isolation, geringe Wärmeleitung und hohe Ausheizbarkeit bis  $400^\circ\text{C}$  bei voller UHV-Tauglichkeit auszeichnet. Im Normaldruckbereich ist eine kreisförmige Platine angebracht, welche die Detektorsignale an 32 radial angeordnete Platinen mit je zwei rauscharmen Verstärkungseinheiten weiterleitet. Sie übernimmt auch die Verteilung der für den Detektor und Vorverstärker benötigten Spannungen, die in Tabelle 3.4 aufgelistet sind. Die Kontaktierung von Keramik und Verteilerplatine besteht aus einem DN 100 Flansch mit 100 Signaldurchführungen und Federstiften auf der UHV Seite.

Die Vorverstärkerplatinen werden im Normaldruckbereich durch ein elektrisches Gebläse gekühlt, das ständig Umgebungsluft durch einen Schlauch in den Vorverstärkerbereich leitet. Somit ist gleichzeitig ein ständiger Luftaustausch gewährleistet,

---

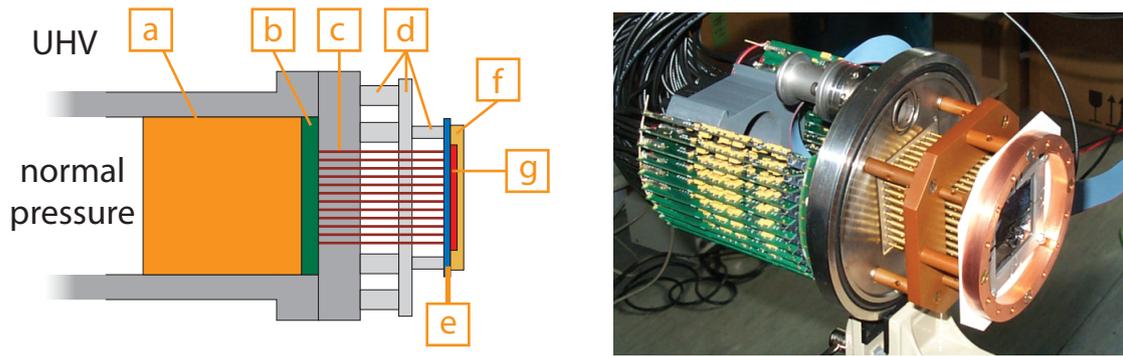
<sup>24</sup>englisch: Junction Field Effect Transistor

**Tabelle 3.3: Ein Vergleich der Spezifikationen und Eigenschaften von FPD und SPD.** Die Beweglichkeit und das aktive/passive Schild sind zentrale Eigenschaften der verwendeten Detektorkammer. Neben einer deutlich kleineren sensitiven Fläche ist das SPD System nicht bezüglich Untergrund und Energieauflösung optimiert. Für den FPD gilt der intrinsische Untergrund in einem Energieintervall von 15.9-19.4 keV und für die SPD von ca. 15-22 keV.

Parameter	FPD	SPD
$\Delta E$ bei 18,6 keV [eV]	600	1400
Totschicht [nm]	50	100
Dicke [ $\mu m$ ]	500	200
Geometrie	Kreis	Quadrat
Sensitive Fläche [cm <sup>2</sup> ]	64	16
Anzahl Pixel	148	64
Pixelgröße [mm <sup>2</sup> ]	44,1	25
Umgebendes B-Feld [T]	3-5	4,5
Intrinsischer Untergrund [mHz]	1	50
Pixel-Kapazität [pF]	9	16
Leckstrom [nA/cm <sup>2</sup> ]	0,2	0,2
Aktives/passives Schild	ja	nein
Beweglichkeit x,y [cm]	nein	$\pm 2$
Beweglichkeit z [cm]	nein	50

**Tabelle 3.4: Die benötigten Spannungen zum Betrieb der SPD.**

	U [V]	verwendetes Gerät
Detektor Sperrspannung	10-20	Rhode & Schwarz Typ NGT 20
Vorverstärker Versorgung +	11,6	TOELLNER TOE 8852
Vorverstärker Versorgung -	-6,3	TOELLNER TOE 8852
JFET Versorgung	0,2-0,8	Rhode & Schwarz Typ NGT 20
Widerstände für Heizbetrieb	0-30	Invensys Lambda



**Abbildung 3.23: Der schematische und reale Aufbau der segmentierten PIN-Diode.**

(a) 32 radial angeordnete Platinen mit je 2 rauscharmen Vorverstärkern (b) Verteilerplatine (c) DN 100 Flansch mit 100 Signaldurchführungen und Federstiften im UHV-Bereich (d) Halterung aus DuPont VESPEL S3 (e) Keramik mit JFET Eingangsstärkung (f) Kupferkühlring (g) Detektorwafer

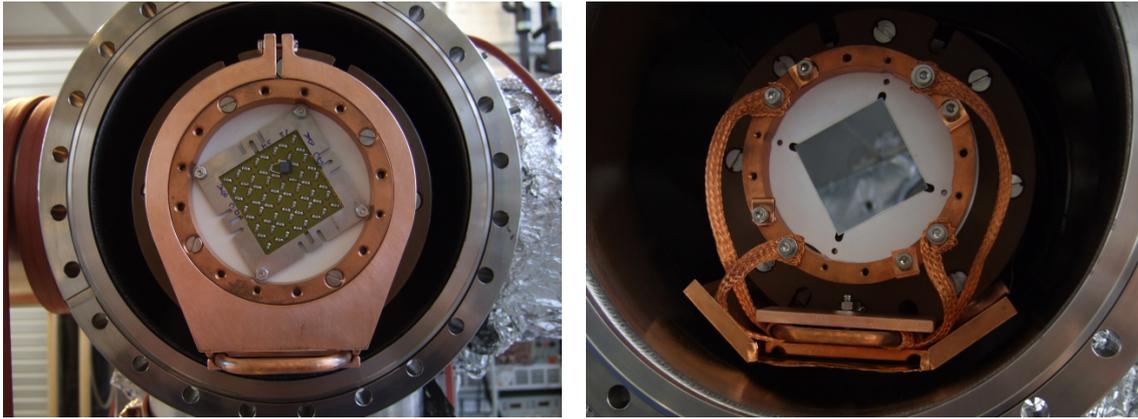
der die in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Beschädigungen durch Kondenswasser in der Detektorlanze verhindert.

Beim Betrieb der SPD wurde mehrfach ein Anstieg der Stromstärke für die positive und negative Spannungsversorgung der Vorverstärker von je ca. 2,8 A auf ca. 4,8 A durch hochfrequente Schwingungen beobachtet. Sie waren mit dem Betrieb des Massenspektrometers der Detektorkammer korreliert, traten aber auch zusätzlich zufällig auf. Um die Vorverstärker vor Beschädigung zu schützen, wurde eine Schutzschaltung entworfen und installiert, die die entsprechenden Netzgeräte ausschaltet, wenn eine kritische Stromstärke von 3 A überschritten wird. Auch wenn eine Detektortemperatur von 10°C überschritten wird, werden alle Spannungsversorgungen getrennt, um so ein Überhitzen des Detektors durch die Abwärme der JFETs zu verhindern. Somit ist der sichere Betrieb des SPD-Systems über lange Zeiträume gewährleistet.

### Kühlung und Vakuumeigenschaften

Zur Kühlung der Keramik mit Detektor und JFET-Stufen muss der Kupferkühlring mit der von flüssigem Stickstoff durchflossenen Kupferleitung verbunden werden. Eine starre Verbindung (siehe Abbildung 3.24 links) erwies sich in einer aufwändigen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Testreihe als ungeeignet, da die Kontraktion des Kupferrohrs<sup>25</sup> eine Kippung des Kühlrings und damit einen Bruch im unteren Bereich der Testkeramiken verursachte. Um dies zu verhindern, wurde eine flexible

<sup>25</sup>ca. 0,34% Längenänderung bei  $\Delta T = 200\text{ K}$



**Abbildung 3.24: Fotografien der Kühlung der Detektorkeramik.**

**Links:** Starre Verbindung von Kupferleitung für flüssigen Stickstoff und Kupferkühlring. Diese Verbindung führte zu Brüchen von Testkeramiken.

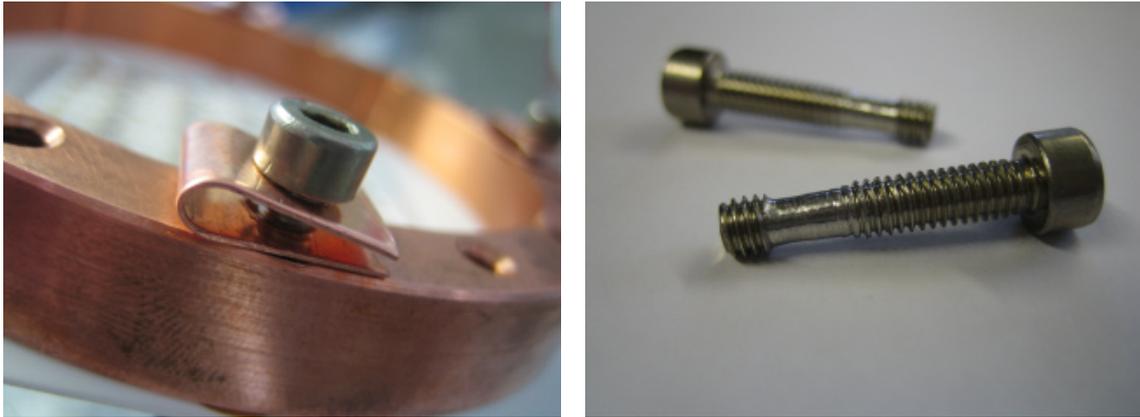
**Rechts:** Flexible Verbindung mit Kupferbändern. Die Bänder wurden um die Kupferleitung geklemmt. Außerdem ist ein Kupferblech unter dem Detektor angebracht, das bei eventuellem Bruch herunterfallende Keramikteile auffängt und so die darunterliegende Turbomolekularpumpe schützt.

Verbindung aus Kupferband verwendet, das aus zahlreichen Kupferlitzen besteht. Der Verlust an Kühlleistung ist aufgrund der erhöhten Wärmestrahlung durch die vergrößerte Oberfläche bei kleinerem Querschnitt zwar höher, jedoch wurden ausreichende Temperaturen von etwa  $-100^{\circ}\text{C}$  an der Keramik ohne die Abwärme der JFET-Stufe erreicht.

Weiterhin wurden U-förmige Kupferfedern hergestellt und installiert und die Gewinde der Schrauben abgedreht, die durch den Kupferring und die Keramik in die Haltevorrichtung reichen (siehe Abbildung 3.25).

Um den Wärmeverlust durch Wärmestrahlung und Wärmeleitung zwischen der Kupferleitung und der Detektorkeramik bestimmen zu können, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit die Temperaturkurve bei verschiedenen Heizleistungen aufgenommen. Die Detektorkeramik hat im maximal gekühlten Zustand eine Temperatur von  $-101^{\circ}\text{C}$ . Versorgt man die JFET-Stufe mit Strom, produziert diese eine Abwärme von ca.  $2,9\text{ W}$  und die Temperatur steigt auf  $-57 \pm 2^{\circ}\text{C}$ . Dieser Zustand entspricht dem normalen Betriebs- und Messmodus der SPD und kommt der geforderten Temperatur von  $-60^{\circ}\text{C}$  ausreichend nahe. Es wurden noch zwei weitere Temperaturen bei zusätzlicher Heizleistung durch die Widerstände auf der Keramik vermessen. Hier ergab sich eine Temperatur von  $-30^{\circ}\text{C}$  bei insgesamt  $5\text{ W}$  und  $-6^{\circ}\text{C}$  bei insgesamt  $7,1\text{ W}$  Heizleistung. Die aufgenommene Kurve ist in Abbildung 3.26(a) gezeigt. Durch lineare Regression wurde die gesuchte Verlustleistung zu  $6,0 \pm 0,4\text{ W}$  bestimmt.

Bei den Kühltests wurde eine Veränderung des Drucks um bis zu drei Größenordnungen festgestellt. Da die Kupferleitung, die großflächigen Kupferteile der Kühlverbin-



**Abbildung 3.25: Fotografien der U-Federn aus Kupfer und der abgedrehten Gewinde der Schrauben.**

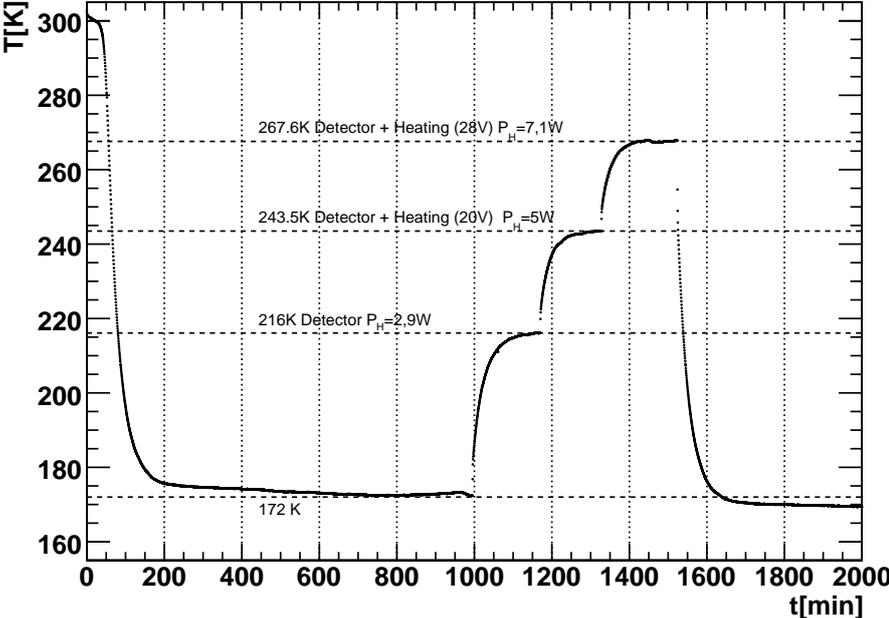
**Links:** U-förmige Feder aus Kupfer. Die bei Kühlung durch Kontraktion der Schrauben entstehende Spannungen werden von ihr aufgenommen.

**Rechts:** Schraube mit abgedrehtem Gewinde. Der Abstand zwischen Keramik und Kern der Schraube wird so vergrößert.

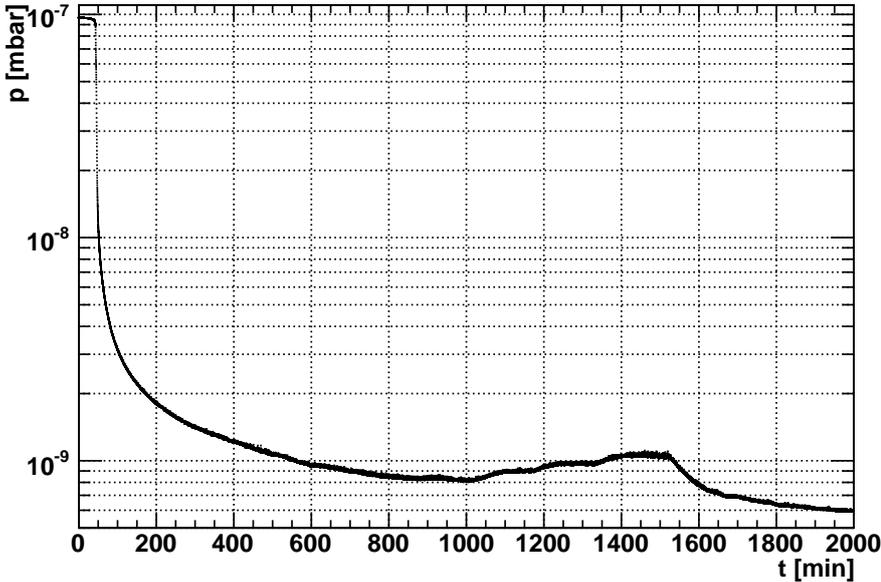
derung und die Keramik mit Wafer um 120-200 K kälter werden, sinkt die thermische Ausgasrate. Zusätzlich werden Restgasmoleküle von den kalten Flächen adsorbiert, was als kryogenes Pumpen bezeichnet wird. Abbildung 3.26(b) zeigt den Druckverlauf während des in 3.26(a) gezeigten Temperaturverlaufs. Der Druck fällt bei Inbetriebnahme der Kühlung bis ca.  $6 \times 10^{-10}$  mbar ab.

Um genauere Informationen über die Vakuumverhältnisse und die Vakuumtauglichkeit des Detektors zu erhalten, wurden im Rahmen der Arbeit mehrere Restgasanalysen (RGA) durchgeführt. Die Detektorkammer wurde nach dem Einbau der SPD nicht ausgeheizt, um sicherzustellen, dass die Detektorkammer nicht kontaminiert wird. Auf der Detektorkeramik befindliche Materialien könnten ausgasen und sich an der Innenwand der Detektorkammer niederschlagen, was eine zeitaufwändige Reinigung nach sich ziehen würde. Es wurden Restgasanalysen von  $-100^{\circ}\text{C}$  bis  $30^{\circ}\text{C}$  Detektortemperatur durchgeführt. Analysen von 50 bis 300 atomaren Masseneinheiten zeigten keinerlei Abweichungen vom Untergrund, daher konzentrierten sich weitere Messungen nur auf den Bereich bis 50 u.

In Abbildung 3.27(a) ist eine RGA bei einer Detektortemperatur von  $-56^{\circ}\text{C}$  und einem Druck von  $6 \times 10^{-10}$  mbar abgebildet. Dominierend sind die Massen von  $\text{H}_2\text{O}$  (17 u, 18 u und 19 u) und  $\text{H}_2$  (1 u und 2 u), die durch Ausheizen der Kammer um bis zu einer Größenordnung gesenkt werden können. Es ist ein inzwischen geschlossenes Luftleck zu erkennen, das sich in den Peaks der Elemente Stickstoff (14 u und 28 u) und Sauerstoff (16 u und 32 u) zeigt. CO und  $\text{CO}_2$  sind in erwartetem Maße in den Peaks bei 12 u, 13 u, 16 u und 28 u, und zusätzlich 44 u für Kohlendioxid vertreten. Die einzige Anomalie der RGA ist der überhöhte Anteil von  $\text{O}_2$  (32 u). Normalerweise sollte das Verhältnis zwischen Stickstoff und Sauerstoff bei einer Apparatur mit



(a)



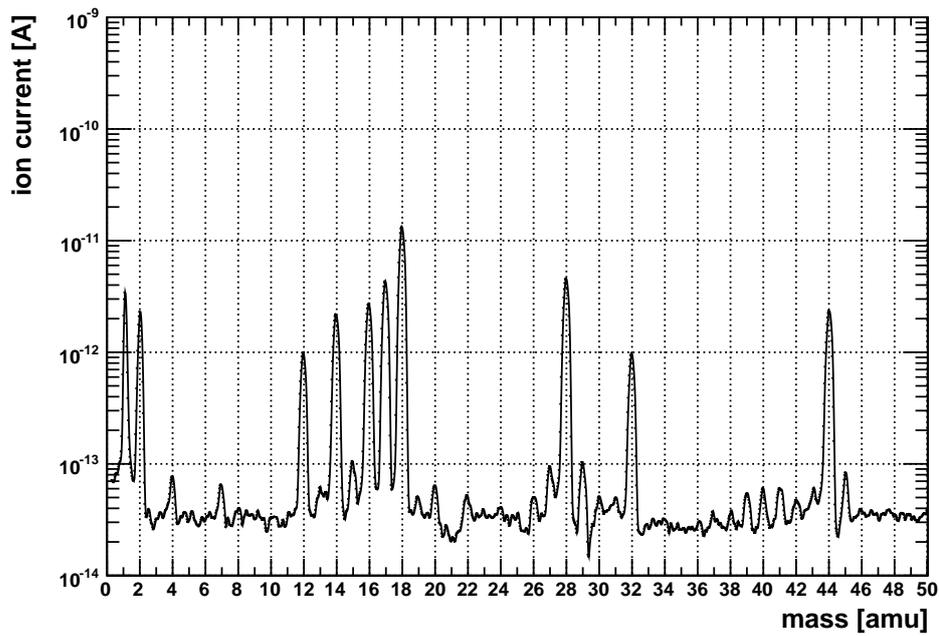
(b)

Abbildung 3.26: Der (a) Temperatur- und (b) Druckverlauf an der SPD bei Kühl- und Heiztests.

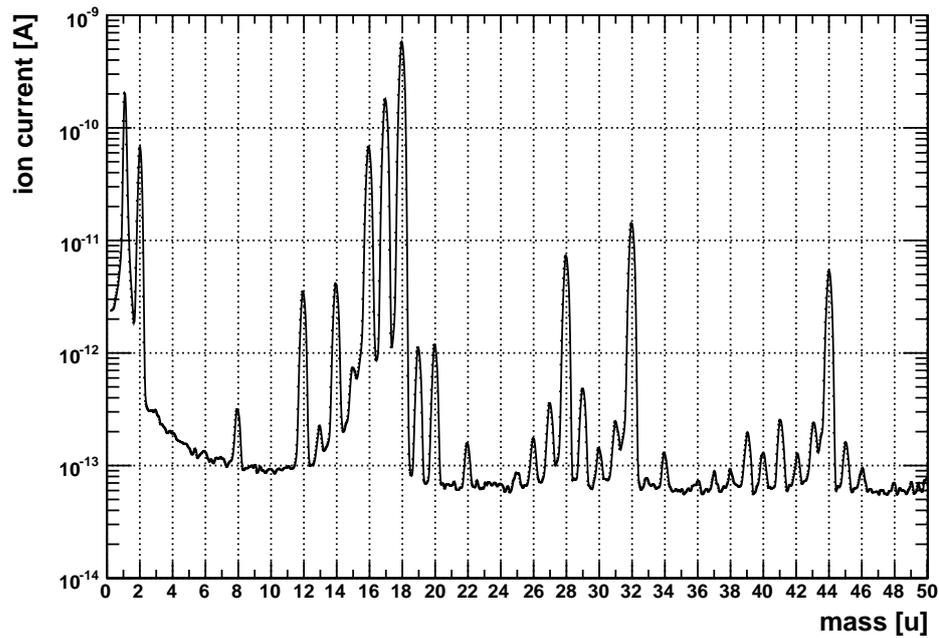
Luftleck  $N_2 : O_2 = 5 : 1$  betragen.

Bei beheiztem Detektor mit einer Temperatur von  $30^\circ\text{C}$  wurde eine zweite RGA durchgeführt (siehe Abbildung 3.27(b)). Die in der Detektorkammer verlaufende Kupferleitung hatte Raumtemperatur und der Druck lag wegen der somit erhöhten thermischen Ausgasrate und der nicht vorhandenen kryogenen Pumpleistung bei  $8,3 \times 10^{-8}$  mbar. Der Ionenstrom der dominanten Elemente steigt im Vergleich zu den restlichen überproportional an. Dies liegt ebenfalls an der fehlenden kryogenen Pumpleistung, die für  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{H}_2$  besonders hoch ist. Eine weitere Ausnahme bildet wieder  $\text{O}_2$  bei 32 u. Der Ionenstrom steigt überproportional an, was wiederum darauf hindeutet, dass sich die ausgasenden Materialien auf der beheizten Detektorkeramik befinden. Der übermäßig vorhandene molekulare Sauerstoff löst sich wahrscheinlich aus den benutzten Fluss- und Lötmitteln oder Bauteilen, die bei der Bestückung der Keramik verwendet wurden.

Alle Restgasanalysen zeigen, dass die SPD UHV-tauglich ist und somit im KATRIN Vorspektrometer Testaufbau betrieben werden kann. Auch bei einem Ausheizen der Detektorkammer mit eingebauter SPD bis zur maximal zulässigen Temperatur von  $70^\circ\text{C}$  ist keine Kontamination der Detektorkammer zu erwarten, was aber mit einer weiteren Messreihe bei höheren Detektortemperaturen überprüft werden muss.



(a)



(b)

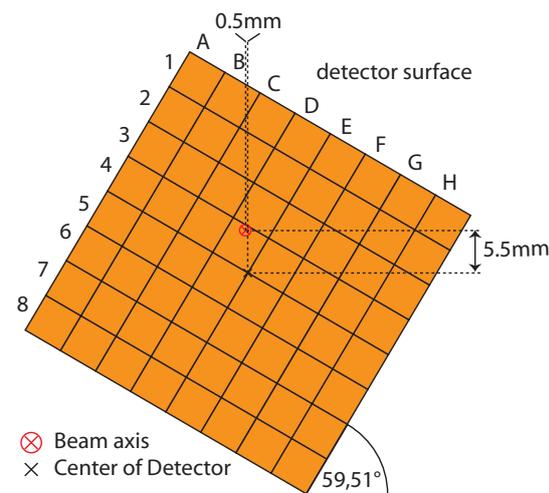
Abbildung 3.27: Zwei RGA der Detektorkammer mit installierter SPD bei (a) einer Detektortemperatur von  $-56^{\circ}\text{C}$  und einem Druck von  $6 \times 10^{-10}$  mbar und (b) bei  $30^{\circ}\text{C}$  und einem Druck von  $8,3 \times 10^{-8}$  mbar.



## 4 Charakterisierung der segmentierten PIN Diode

Im folgenden Kapitel werden die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Messungen zu charakteristischen Eigenschaften der segmentierten PIN-Diode und deren Auswertung inklusive der dazu erstellten Software beschrieben. Es wurde die Energieauflösung und deren Abhängigkeit von Temperatur und Sperrschichtspannung bestimmt. Ferner wurde das zeitliche Verhalten von Ereignishäufungen untersucht und eine Untergrundanalyse durchgeführt.

### 4.1 Der Messaufbau



**Abbildung 4.1: Die Lage der SPD bezüglich der Strahlachse und der Detektorkammer.** Gezeigt ist die Eingangsseite des Detektors. Die Lage des Detektorzentrums entspricht nicht der Strahlachse, kann aber bei Bedarf durch die bewegliche Detektorlanze justiert werden. An außen angebrachten Skalen kann die dreidimensionale Position der SPD abgelesen werden.

Der Detektor war wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben installiert. Die Position des Detektors bezüglich der Strahlachse und der Detektorkammer ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Der Zusammenhang der in den folgenden Abschnitten verwendeten Pixelnamen mit der im Programmcode verwendeten Pixelnummer und der entsprechenden Kanal- bzw. Kartennummer der Shaperkarte im Datenaufnahme-Crate kann der Tabelle 4.2 entnommen werden.

Bei den folgenden Messungen wurde die Detektorkammer (siehe Kapitel 3.1.3) vom Vorspektrometer getrennt. Dieser Schritt ist nötig, um eine Kalibrationsquelle, die nicht für Vakuumanwendungen spezifiziert ist, etwa 12,5 cm vor der segmentierten PIN Diode befestigen zu können. Der normalerweise mit dem Vorspektrometer verbundene DN 200 Flansch wurde mit einem Reduzierflansch und einem in einen DN 63 Flansch eingebauten Berylliumfenster verschlossen. Das Berylliumfenster hat eine Dicke von  $150\ \mu\text{m}$  und somit eine Transmissionswahrscheinlichkeit für 20 keV  $\gamma$ -Strahlung von 99,4%. In der  $200\ \mu\text{m}$  dicken SPD aus Silizium werden 18,7% der eintreffenden  $\gamma$ -Quanten gestoppt. Diese Werte berechnen sich nach

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}x\right) \quad (4.1)$$

mit  $I_0$  als Eingangsintensität,  $I$  als transmittierte Intensität und  $x$  als Massenflächenbelegung. Der Massenabschwächungskoeffizient  $\frac{\mu}{\rho}$  wurde in [26] experimentell bestimmt .

Als Kalibrationsquelle wurde eine  $^{241}\text{Am}$  Revolverquelle mit einer Gesamtquellstärke von  $3,6 \times 10^8$  Bq und 6 Austrittsfenstern aus unterschiedlichen Elementen verwendet. Die beim  $\alpha$ -Zerfall von  $^{241}\text{Am}$  entstehende Röntgenstrahlung ionisiert Atome im Austrittsfenster, die ihrerseits charakteristische Röntgenlinien beim Zurückfallen von Elektronen aus höheren Schalen in niedrigere erzeugen. Die Energie der entstehenden charakteristischen Röntgenstrahlung der fünf benutzten Fenster und ihre relative Intensität zur  $K_{\alpha_1}$ -Linie ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Energien der  $K_{\alpha}$ -Linien entsprechen den Energiedifferenzen zwischen  $K$  und  $L$  Schale, die  $K_{\beta}$  denen zwischen der  $K$  und  $M$  Schale.  $^{241}\text{Am}$  selbst hat eine in den Messungen beobachtbare  $\gamma$ -Linie bei 59,54 keV und eine bei 26,34 keV mit 16-fach kleinerer Intensität. Das Kupfer-Austrittsfenster wurde nicht verwendet, da die charakteristische Röntgenstrahlung mit 8 keV unter der Nachweisschwelle der SPD liegt.

## 4.2 Analysemethoden und -software

Im folgenden Kapitel wird die in der ROOT [8] Umgebung im Rahmen dieser Arbeit erstellte Datenanalysesoftware vorgestellt, mit der auch die Auswertungen der Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Um eine flexible Analysesoftware zu erhalten, die auch für zukünftige Messungen am Vor- und Hauptspektrometer geeignet ist, wurde ein modulares Softwarekonzept verfolgt.

### 4.2.1 Die ROOT-Umgebung

Zur Datenanalyse wurde das am CERN entwickelte ROOT Framework verwendet. Es handelt sich hierbei um eine kostenlose<sup>1</sup> komplett in C++ gehaltene Umgebung,

---

<sup>1</sup>GNU Lesser General Public License

**Tabelle 4.1:** Die Röntgenlinien für verschiedene Austrittsfenster der Americium-Kalibrationsquelle [52].

Element	Linie	$I_{rel}$	E [keV]	Element	Linie	$I_{rel}$	E [keV]
$^{37}Rb$	$K_{\alpha_1}$	100	13,395	$^{42}Mo$	$K_{\alpha_1}$	100	17,479
	$K_{\alpha_2}$	52	13,335		$K_{\alpha_2}$	52	17,374
	$K_{\beta_1}$	14	14,961		$K_{\beta_1}$	15	19,608
	$K_{\beta_2}$	2	15,185		$K_{\beta_2}$	3	19,965
	$K_{\beta_3}$	7	14,951		$K_{\beta_3}$	8	19,590
$^{47}Ag$	$K_{\alpha_1}$	100	22,162	$^{56}Ba$	$K_{\alpha_1}$	100	32,193
	$K_{\alpha_2}$	53	21,990		$K_{\alpha_2}$	54	31,817
	$K_{\beta_1}$	16	24,942		$K_{\beta_1}$	18	36,378
	$K_{\beta_2}$	4	25,456		$K_{\beta_2}$	6	37,257
	$K_{\beta_3}$	9	24,911		$K_{\beta_3}$	10	36,304
$^{65}Tb$	$K_{\alpha_1}$	100	44,481				
	$K_{\alpha_2}$	56	43,744				
	$K_{\beta_1}$	20	50,382				
	$K_{\beta_2}$	7	51,698				
	$K_{\beta_3}$	10	50,229				

**Tabelle 4.2:** Die Namenskonvention der SPD Pixel.

**Links:** Pixelname zu Pixelnummer, Pixel D5 entspricht z.B. Pixelnummer 29

**Rechts:** Shaperkartenummer (horizontal) und Shaperkanalnummer (vertikal) zu Pixelnummer. Shaperkarte 4, Kanal 4 entspricht z.B. Pixelnummer 29

	<b>A</b>	<b>B</b>	<b>C</b>	<b>D</b>	<b>E</b>	<b>F</b>	<b>G</b>	<b>H</b>		<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>	<b>7</b>	<b>8</b>
<b>8</b>	8	16	24	32	40	48	56	64	<b>7</b>	8	16	24	32	40	48	56	64
<b>7</b>	7	15	23	31	39	47	55	63	<b>6</b>	7	15	23	31	39	47	55	63
<b>6</b>	6	14	22	30	38	46	54	62	<b>5</b>	6	14	22	30	38	46	54	62
<b>5</b>	5	13	21	29	37	45	53	61	<b>4</b>	5	13	21	29	37	45	53	61
<b>4</b>	4	12	20	28	36	44	52	60	<b>3</b>	4	12	20	28	36	44	52	60
<b>3</b>	3	11	19	27	35	43	51	59	<b>2</b>	3	11	19	27	35	43	51	59
<b>2</b>	2	10	18	26	34	42	50	58	<b>1</b>	2	10	18	26	34	42	50	58
<b>1</b>	1	9	17	25	33	41	49	57	<b>0</b>	1	9	17	25	33	41	49	57

die es erlaubt, große Datenmengen zu analysieren. Hierzu bietet ROOT Programm-bibliotheken unter anderem mit zahlreichen Fitfunktionen und mehrdimensionalen Histogrammen und Graphen. Das Datenformat `.root` lässt die praxisorientierte Einteilung in *trees* und *branches* zu. Man erhält so eine Datenbankstruktur mit dem *tree* als Tabelle, den *branches* als Spalten und den *leaves* als Felder. Alle Informationen die zu einem Ereignis gehören sind somit sinnvoll zusammengefasst und können angesprochen werden. Es ist ebenfalls möglich andere Objekte, insbesondere Histogramme, in die `.root` Dateien zu integrieren.

ROOT benutzt den CINT C++ Kommandozeileninterpreter, der einen intuitiven Einstieg in die Programmiersprache C++ ermöglicht. Man kann C++ Befehle Zeile für Zeile eingeben und erhält somit stets direkte Rückmeldung von ROOT. Komplexere Aufgaben können über Makros, eine Zusammenfassung von Befehlen, gelöst werden. Außerdem hat der Benutzer die Möglichkeit, den Programmcode kompilieren zu lassen und mit den von ROOT bereitgestellten Bibliotheken rechenintensive Operationen schneller durchzuführen. Das grafische Interface bietet einen komfortablen Zugang z.B. zu Histogrammen, Graphen und Fitfunktionen.

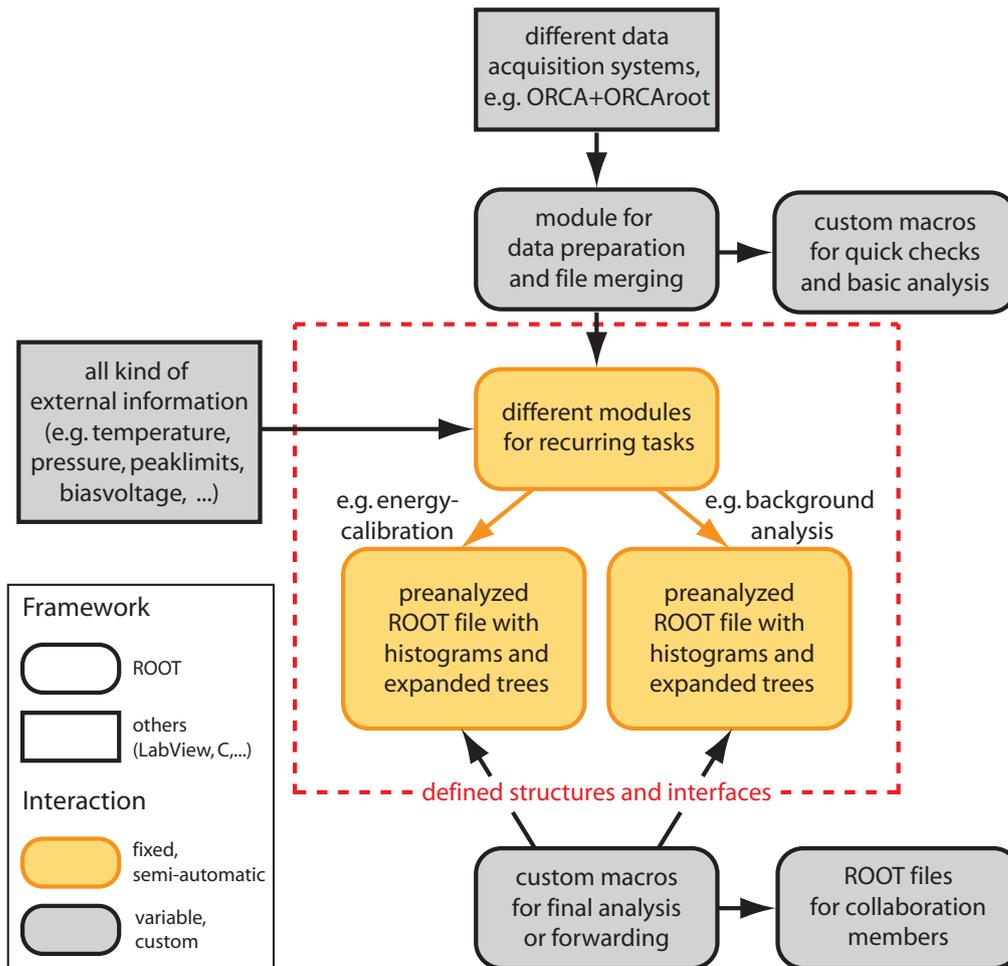
### 4.2.2 Modulares Softwarekonzept

Um die gestellten Anforderungen erfüllen zu können, müssen zum einen eine Vielzahl an Formaten aus verschiedenen Datenaufnahmesystemen mit unterschiedlichen Strukturen verarbeitet und zum anderen wiederkehrende Aufgaben schnell und unkompliziert gelöst werden können. Um dies zu gewährleisten, wurde ein Konzept verfolgt, das durch innerlich linearen und äusserlich modularen Aufbau die Möglichkeit zur schnellen Anpassung der Interfaces an verschiedene Informationsquellen und Aufgabenstellungen gibt. Das Konzept ist in Abbildung 4.2 visualisiert.

Für jedes verwendete Datenaufnahmesystem wird ein Modul angefertigt, das die verschieden strukturierten Daten in die gleiche festgelegte Standardstruktur bringt, die von den nachfolgenden Modulen benutzt wird (siehe Tabelle 4.3). Die Struktur muss nicht zwingend vollständig ausgefüllt werden, aber alle vorhandenen Informationen müssen korrekt eingeordnet sein. Außerdem werden in diesem Modul Datensätze optional zusammengefasst.

Danach stehen verschiedene Module zur Verfügung, die auf diese standardisierte Datenstruktur zugreifen, gewünschte Informationen erarbeiten, grafisch aufbereiten und als erweiterte Datensätze speichern. Diese Module können auch aus mehreren Untermodulen bestehen, sollten aber nur allgemeine und wiederkehrende Aufgaben wie z.B. eine Energiekalibration bearbeiten, um die Ergebnisse für verschiedene weiterführende Analysen benutzen zu können. An dieser Stelle können optional noch weitere analyserelevante Informationen in den Datensatz integriert werden.

Ein letztes maßgeschneidertes Modul greift nun auf diese erweiterten Datensätze zu und führt spezielle Analysen durch, die sich nicht oder nur selten wiederholen. Im



**Abbildung 4.2: Das Konzept zur Datenanalyse.** Es wird ein modularer Aufbau aus ROOT Makros angestrebt, dessen Kern für verschiedene wiederkehrende Aufgaben verwendbar ist und dessen Peripherie spezielle Aufgabenstellungen löst.

Folgenden werden die für diese Diplomarbeit relevanten Module beschrieben.

### 4.2.3 Die erstellten Module

#### Aufbereitung der Daten

Die Messdaten werden wie in 3.1.4 beschrieben in einem binären Datenformat von ORCA gespeichert. Um sie in ein `.root` Format zu konvertieren, wird das C++ Programm ORCARoot verwendet, das die binären ORCA Daten in einen *shapertree* und einen *triggertree* sortiert. Der *shapertree* enthält alle Informationen, die von den Shaperkarten gesammelt werden (wie z.B. ADC-Kanal, Crate, Karte und Kanal). Der *triggertree* enthält alle Informationen, die von der Triggerkarte aufgenommen

**Tabelle 4.3: Die Standardstruktur des *eventtree*.** Diese Struktur definiert die Schnittstelle zwischen Datenaufnahmesystem und dem Programmkern.

Variablenname	Variablentyp	Inhalt
runstart	UInt_t	Messbeginn in Unix Time
trigger	UInt_t	Verwendeter Triggerkanal
card	UInt_t	Nummer der angesprochenen Shaperkarte
channel	UInt_t	Kanal der angesprochenen Shaperkarte
crate	UInt_t	Nummer des angesprochenen Crates
adc	UInt_t	ADC-Kanal
gain	UInt_t	Eingestellte Verstärkung
threshold	UInt_t	Eingestellter Schwellwert
evnumoldfile	UInt_t	Nummer des Ereignisses in der alten Datei
filenumber	UInt_t	Runnummer der eingefügten Datei
abstime_s	Double_t	Absoluter Zeitpunkt des Ereignisses in Unix Time in 100 ns Schritten

werden (z.B. angesprochener Trigger und Zeitinformation). Die Informationen und die Art der Zeitmessung im *trigger*tree hängen vom Typ der benutzten Triggerkarte ab. Außerdem werden in einem XML-Header alle Einstellungen der ORCA-Software gespeichert. Er enthält z.B. Start der Messung, eingestellte Verstärkung und eingestellte Schwellenwerte.

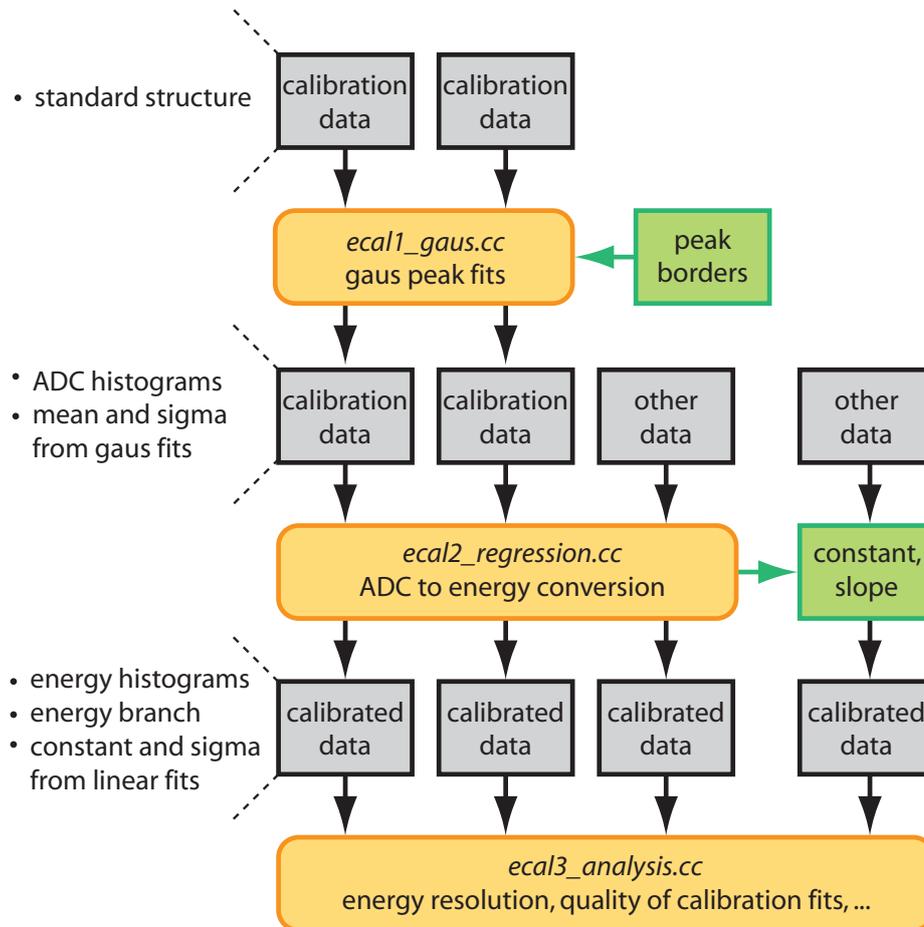
Um aus diesem grundlegenden *.root* Format ein für die Analyse verwendbares Format zu machen, wurde das Makro `merge.cc` erstellt. Es fügt die Informationen aus den beiden *trees* zusammen in einen *eventtree*, der alle relevanten Informationen zu jedem Ereignis in einer Standardstruktur enthält (siehe Tabelle 4.3). Das Makro `merge.cc` bietet auch die Möglichkeit, mehrere Messreihen (Runs) bzw. ORCA Dateien zusammenfügen, die bei gleichen Bedingungen aufgenommen wurden (z.B. bei Untergrundmessungen) und kann aufgrund seiner linearen Struktur leicht an andere Datenaufnahmesysteme angepasst werden.

### Module zur Energiekalibration und Bestimmung der Energieauflösung

Das Flussdiagramm der nachfolgend beschriebenen Schritte ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Das Makro `ecal1_gauss.cc` erstellt für die 64 Pixel je ein ADC Histogramm und passt mit den ROOT Fitfunktionen eine Gaußfunktion der Form

$$f(x) = p_0 e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2} \quad (4.2)$$



**Abbildung 4.3: Der schematische Ablauf des Moduls zur Energiekalibration.** Graue Felder symbolisieren ROOT Datensätze, grüne Felder Textdateien und orange Felder ROOT Makros. Links werden die wichtigsten Informationen aufgezählt, die in den Datensatz integriert werden. Für eine ausführliche Beschreibung siehe Text.

mit einem Proportionalitätsfaktor  $p_0$ , dem Erwartungswert  $\mu$  und der Standardabweichung  $\sigma$  an das Spektrum an. Die Grenzen, in denen eine Anpassung versucht werden soll können in einer externen Textdatei für jeden Datensatz angegeben werden. Ein Großteil der Anpassungen funktioniert jedoch auch ohne Angabe von Grenzen. Es ist in der Textdatei ebenfalls einstellbar, eine zweite, interaktive Gaußanpassung im Bereich des gefundenen Erwartungswertes durchführen zu lassen.

Die gefundenen Parameter  $p_0$ ,  $\mu$  und  $\sigma$  werden mit ihren Fehlern in einem *pixeltree* gespeichert, der Informationen über jeden der 64 Pixel enthält. Auch die ADC Histogramme inklusive der Gaußanpassungen werden in der `.root` Datei gespeichert.

Das Makro `ecal2_regression.cc` greift nun auf die gefundenen Erwartungswerte aus verschiedenen Datensätzen zu und trägt sie über den zugehörigen Referenzener-

gien für jedes Pixel auf. Durch eine Ausgleichsgerade der Form

$$E = \frac{ADC - c}{m} \quad (4.3)$$

erhält man die zu einem ADC Kanal korrespondierende Energie  $E$ . Die ADC Histogramme der zur Kalibration verwendeten und beliebiger anderer Datensätze werden energiekalibriert und in den Datensätzen gespeichert. Die Parameter  $c$  und  $m$  werden mit ihren Fehlern ebenfalls im *pixeltree* gespeichert und gleichzeitig in eine externe Textdatei geschrieben, die zur späteren Energiekalibration von anderen Datensätzen verwendet werden kann. Die verschiedenen Datensätze werden ebenfalls um die energiekalibrierten Spektren und die Anpassungsgeraden erweitert.

Um Analysen mit mehreren energiekalibrierten Datensätzen durchzuführen, wird das Makro `ecal3_analysis.cc` verwendet. Die zur Energiekalibration verwendeten Erwartungswerte werden nach der Durchführung mit den Referenzenergien verglichen und Energieauflösungen bestimmt. Die Energieauflösung  $\Delta E$  ergibt sich aus den Standardabweichungen  $\sigma$ , der bei den Referenzenergien aufgenommenen Gaußkurven, die von ADC Kanal in Energie umgerechnet und nach

$$\Delta E = \text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad (4.4)$$

bestimmt werden. Es werden Energieauflösungen für jeden analysierten Peak, über 64 Pixel gemittelte Energieauflösungen für jede Referenzenergie und mehrere grafische Übersichten ausgegeben.

Die statistischen Fehler der durch Anpassungsfunktionen gefundenen Werte werden von den ROOT-Routinen berechnet und fließen in den Fehler der Ergebnisse von (4.3) und (4.4) durch die Gaußsche Fehlerfortpflanzung ein.

### Das Modul zur Untergrundanalyse

Das Modul zur Untergrundanalyse besteht aus einem Makro, das ADC Spektren erstellt und diese mit Hilfe von der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Textdatei aus der Energiekalibration in Energiespektren umwandelt. Die Energiespektren werden zusätzlich farblich nach Pixeln sortiert in einem gemeinsamen Histogramm dargestellt. Pixel mit überdurchschnittlich hohen Rauschkanten können so schnell identifiziert und durch Angabe der Pixel im Makro von der Analyse ausgeschlossen werden.

Es werden die Zeitintervalle  $\Delta t$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen in jedem Pixel und im kompletten Pixelarray ermittelt und grafisch dargestellt. So können zeitlich periodisch auftretende Häufungen von Untergrundereignissen erkannt werden. Zur Identifikation von zufällig auftretenden überdurchschnittlich hohen Ereignisraten werden sie über der Messzeit pro Pixel und für den gesamten Detektor aufgetragen. Um den betroffenen Energiebereich zu finden, wird ein Streudiagramm erstellt, in dem die Energie aufgenommener Ereignisse über der Zeit dargestellt ist.

Zur Ausfilterung von Rauschereignissen stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Es ist ein Energieschnitt einstellbar, der die Minimal- und Maximalenergie von akzeptierten Ereignissen definiert. Weiterhin lassen sich alle Ereignisse ausfiltern, die entweder

- eine zu kleine Zeitdifferenz zueinander haben und im gleichen Pixel auftreten,
- eine zu kleine Zeitdifferenz zueinander haben und in verschiedenen Pixeln auftreten,
- eine maximal zulässige Ereigniszahl pro Zeiteinheit im gleichen Pixel überschreiten, oder
- eine maximal zulässige Ereigniszahl pro Zeiteinheit in verschiedenen Pixel überschreiten.

Man kann außerdem spezifizieren, ob das erste Ereignis eines Ereignispaars mit zu kleiner Zeitdifferenz auch ausgefiltert werden soll oder akzeptiert wird. Alle oben genannten Diagramme werden nach jedem der drei Schritte: (a) Erstellung, (b) Energieschnitt und (c) Rauschfilter in den Datensatz integriert.

Die Einträge des *eventtree* werden um die Informationen „Zeitdifferenz zum vorangegangenen Ereignis“, „Zeitdifferenz zum Start der Messung“, und „Pixelnummer des vorangegangenen Ereignisses“ erweitert. Außerdem werden Ereignisse von Pixeln mit zu hoher Rauschkante und jedes Ereignis markiert, das die Filterkriterien erfüllt. Dies lässt eine explorative Analyse durch die ROOT-eigenen Visualisierungshilfen (z.B. TreeViewer) zu.

## 4.3 Energiekalibration und Energieauflösung

### 4.3.1 Durchgeführte Messung

Zur Bestimmung der zu einem ADC Kanal korrespondierenden Energie wurde der komplette sensitive Bereich der SPD mit der charakteristischen Röntgenstrahlung von Rubidium, Molybdän, Silber, Barium und Terbium bestrahlt. Die zugehörigen Linienenergien sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Jedes Röntgenspektrum wurde für je 30 Minuten mit allen 64 Pixeln aufgenommen. Der Druck in der Detektorkammer war stabil bei  $8,3 \times 10^{-10}$  mbar und die Detektortemperatur betrug  $(-54,8 \pm 2,9)^\circ\text{C}$ . Als Sperrspannung wurde  $U_{Sperr} = 12\text{ V}$  eingestellt.

Vor dem Start der Messung wurde die Verstärkung jedes Pixel um den Faktor 35 in der ORCA Datenaufnahmesoftware eingestellt. Dieser Wert wurde unter der Bedingung festgelegt, Ereignisse bis ca. 100 keV zu beobachten. Des Weiteren wurden Schwellwerte zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens gesetzt (siehe Tabelle 4.4), um durch steigende Ereignisraten entstehende Totzeiten zu minimieren. Die elektronische Rauschkante bleibt aber noch erkennbar.

#### 4 Charakterisierung der segmentierten PIN Diode

Als Beispiel sind die aufgenommenen Spektren eines typischen Pixels in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Ereignisraten in den auftretenden Hauptpeaks sind in Tabelle 4.5 für einen zentralen Pixel und einen Eckpixel gezeigt. Die Lage der SPD kann Abbildung 4.1 entnommen werden.

**Tabelle 4.4: Die gesetzte Schwellwerte am Datenaufnahmesystem in mV für die verschiedenen Eingänge der Shaperkarten.**

	A	B	C	D	E	F	G	H
<b>8</b>	342	374	381	381	349	452	445	420
<b>7</b>	349	413	432	381	368	445	400	407
<b>6</b>	323	329	355	413	349	394	374	323
<b>5</b>	349	381	407	381	387	432	394	394
<b>4</b>	342	420	387	394	349	368	387	381
<b>3</b>	349	413	432	381	374	445	420	374
<b>2</b>	368	471	413	381	381	426	387	452
<b>1</b>	368	458	445	387	361	420	387	432

**Tabelle 4.5: Die Ereignisraten in den Hauptpeaks für Pixel H8 mit einer Entfernung von 5 mm und Pixel D5 mit einer Entfernung von 28 mm zur Strahlachse.**

Element	<sup>37</sup> Rb		<sup>42</sup> Mo		<sup>47</sup> Ag		<sup>56</sup> Ba		<sup>65</sup> Tb	
Pixel	H8	D5								
Rate [1/s]	4,2	7,5	4,8	9,0	4,3	7,6	2,3	4,0	1,0	1,7

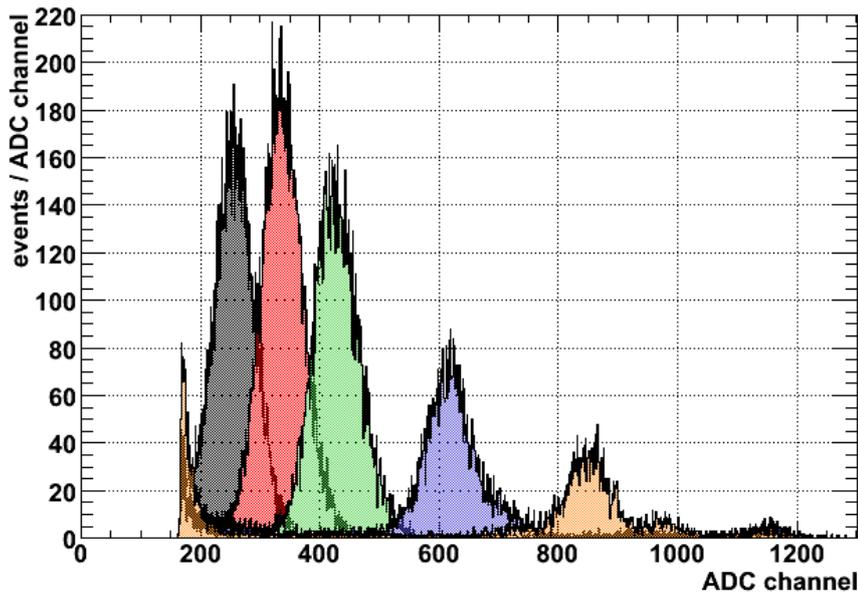


Abbildung 4.4: Die überlagerten ADC-Histogramme der Röntgenlinien der  $^{241}\text{Am}$  Quelle. Abgebildet ist Pixel D5. Die Peaks kommen aus einzelnen Messungen mit  $^{37}\text{Rb}$  (schwarz),  $^{42}\text{Mo}$  (rot),  $^{47}\text{Ag}$  (grün),  $^{56}\text{Ba}$  (blau) und  $^{65}\text{Tb}$  (orange). Den äußerst rechten Peak bei Kanal 1150 erzeugt  $^{241}\text{Am}$  unabhängig vom verwendeten Austrittsfenster.

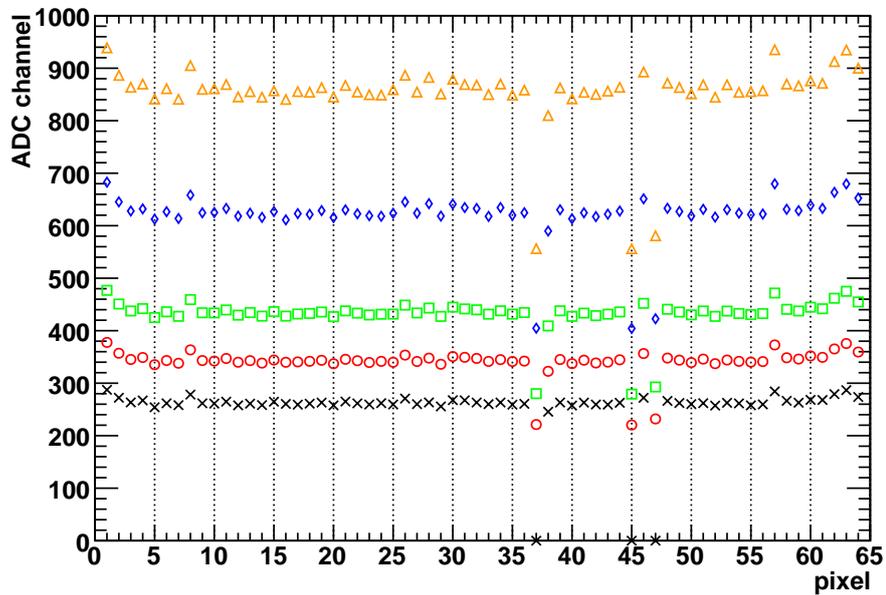


Abbildung 4.5: Die ermittelten Erwartungswerte  $\mu$  aller Gaußanpassungen von  $^{37}\text{Rb}$  (schwarz),  $^{42}\text{Mo}$  (rot),  $^{47}\text{Ag}$  (grün),  $^{56}\text{Ba}$  (blau) und  $^{65}\text{Tb}$  (orange)

### 4.3.2 Analyse und Resultate

Die aus der Messung gewonnenen Daten wurden nach dem in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Verfahren weiterverarbeitet und die Erwartungswerte  $\mu$  sowie die Standardabweichungen  $\sigma$  durch Anpassung von einer bzw. zwei Gaußfunktionen an das ADC Spektrum bestimmt. Dies wurde für alle 64 Pixel und jeweils fünf Referenzenergien durchgeführt. Die gefundenen Erwartungswerte sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die statistischen Fehler liegen im Bereich von 0,1% und können daher nicht mit dargestellt werden.

Man erkennt, dass die Pixel E5 (Nr.37), F5 (Nr.45) und F7 (Nr.47) aus der Verteilung der Erwartungswerte ausbrechen. Die Peaks der Rubidium-Linien werden bei diesen Pixeln vom elektronischen Rauschen beeinflusst. Das Verhältnis ist in Abbildung 4.6(f) gezeigt. Diese Pixel wurden deshalb im Gegensatz zu allen anderen nur mit vier Röntgenpeaks kalibriert. Ansonsten zeigen die Erwartungswerte nur geringe Schwankungen, was ein Indiz für eine homogen justierte Elektronik ist.

Die gefundenen Erwartungswerte in ADC Kanälen werden jeweils einer Referenzenergie gleichgesetzt. Da die Peaks aufgrund der limitierenden Energieauflösung der verarbeitenden Elektronik aus mehreren Röntgenlinien bestehen können, muss ihre Form näher betrachtet werden. In Abbildung 4.6 sind die angepassten Kurven exemplarisch für Pixel D5 gezeigt. Bei Barium bildet sich neben der angepassten Gaußfunktion zu höheren Energien eine Häufung durch die noch nicht vollständig aufgelösten  $K_\beta$  Linien aus. Bei Rubidium, Molybdän und Silber kann man diese Linien nicht von den  $K_\alpha$ -Linien unterscheiden und sieht nur eine perfekte Gaußglocke. Bei Terbium ist wieder eine zweite Häufung rechts der Hauptglocke erkennbar. Hier sind die  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien klar getrennt aufgelöst. Die Differenz der Barium- $K_\alpha$ - und Barium- $K_\beta$ -Linien von  $\approx 4,4$  keV liegt somit im Bereich der Energieauflösung des Detektorsystems. Falls die Differenz der Linien kleiner als die Energieauflösung ist, wird über  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien gemäß ihrer Intensität gemittelt. Ansonsten werden nur die  $K_\alpha$ -Linien berücksichtigt. Zur Energiekalibration werden somit für die einzelnen Elemente die in Tabelle 4.7 angegebenen gewichtet gemittelten Referenzenergien verwendet.

Die nach Durchführung einer linearen Anpassung der Form (4.3) energiekalibrierten Spektren sind in Abbildung 4.8 am Beispiel von Pixel D5 gezeigt. Sie enthalten ebenfalls die Anpassungsfunktion, die zur Bestimmung der Erwartungswerte in ADC Kanälen aus den Gaußglocken benutzt wurde. Die Abweichungen der ermittelten Erwartungswerte gegenüber den Referenzenergien liegen deutlich unter 1% (siehe Abbildung 4.5), die durchschnittliche Abweichung aller Pixel ist in Tabelle 4.6 angegeben.

Dieses Ergebnis zeigt, dass die systematischen Fehler klein sind. Damit kann der Detektor mit hinreichender Genauigkeit kalibriert werden, um die folgenden systematischen Untersuchungen und präzise Transmissionsfunktionsmessungen durchzuführen.

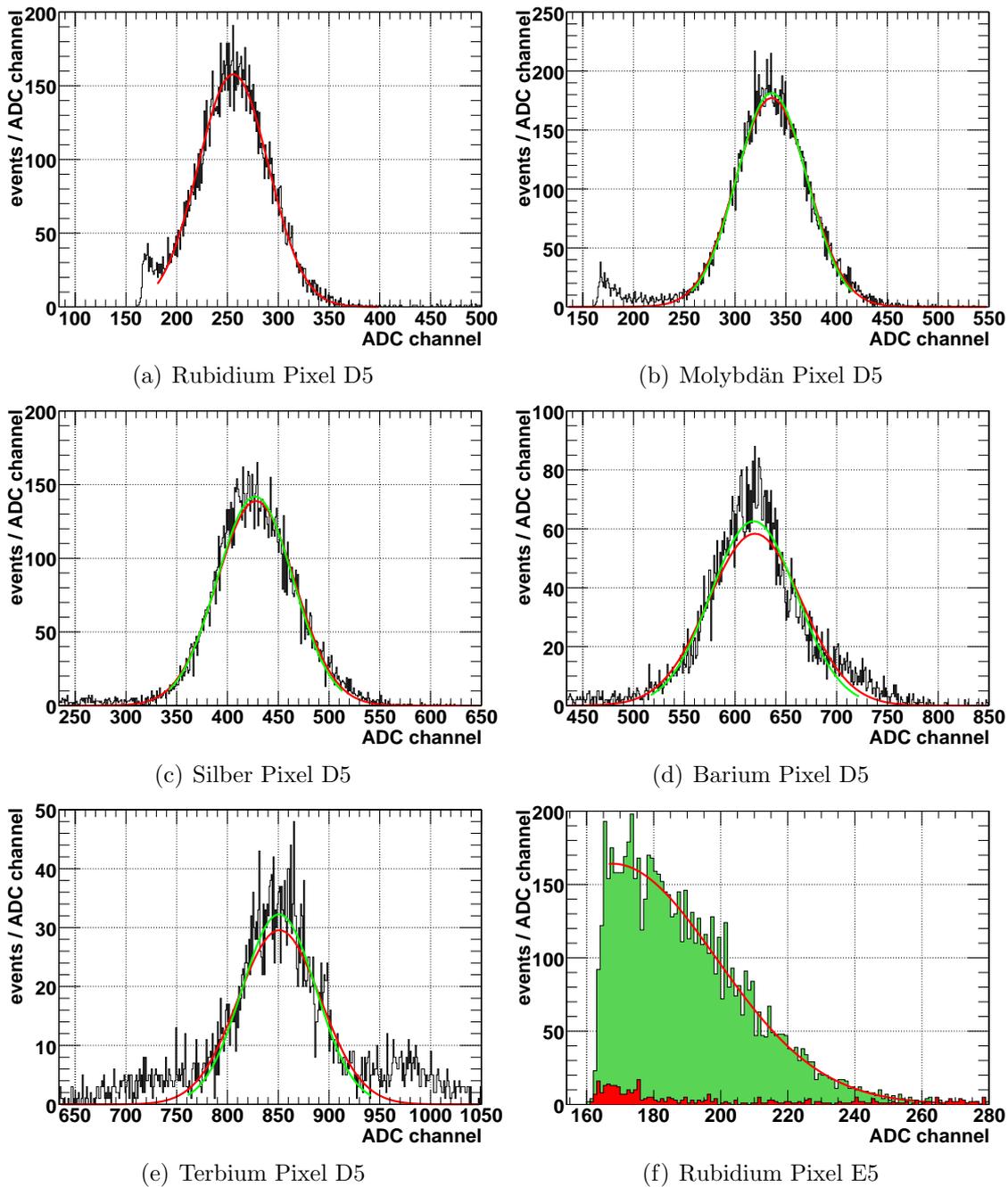


Abbildung 4.6: Typische Peaks der ADC Spektren der verwendeten Kalibrationsquelle.

(a-e) Pixel D5: Rote Kurven entsprechen der ersten Anpassung, Grüne der zweiten. Bei Rubidium wurden Fitgrenzen angegeben und die erste Kurve verwendet.

(f) Pixel E5: Der Pixel fällt durch eine erhöhte Rauschkante auf. Verhältnis von Rauschen (Rot) zu physikalischen Ereignissen (Grün).

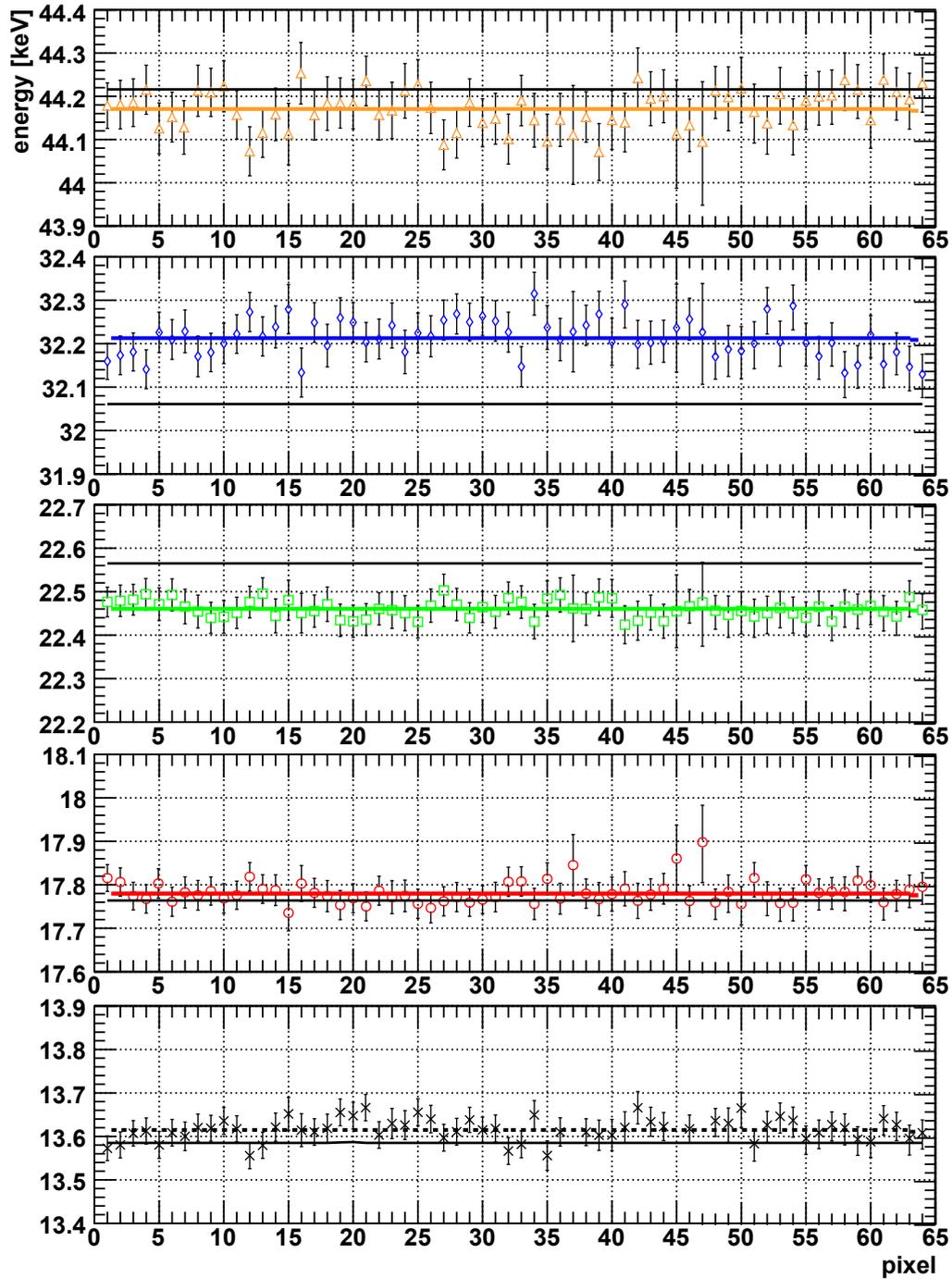


Abbildung 4.7: Ein Vergleich aller Erwartungswerte nach Energiekalibration mit der verwendeten Referenzenergie. Die Diagramme entsprechen von unten nach oben:  $^{37}\text{Rb}$  (Schwarz),  $^{42}\text{Mo}$  (Rot),  $^{47}\text{Ag}$  (Grün),  $^{56}\text{Ba}$  (Blau) und  $^{65}\text{Tb}$  (Orange). Schwarze Linien entsprechen der jeweiligen Referenzenergie. Die farbigen und die gestrichelte schwarze Linie entsprechen den jeweiligen gemittelten Erwartungswerten.

**Tabelle 4.6: Über 64 Pixel gemittelte relative Abweichungen der ADC Scheitelwerte von den Referenzenergien** nach der Energiekalibration mit fünf bzw. zwei Röntgenpeaks.

<b>Element</b>	<sup>37</sup> Rb	<sup>42</sup> Mo	<sup>47</sup> Ag	<sup>56</sup> Ba	<sup>65</sup> Tb
<b>5 Peaks</b>	0,22%	0,09%	-0,46%	0,47%	-0,10%
<b>2 Peaks</b>	0,042%	0%	-0,49%	0,53%	0%

Für einige der folgenden Messungen wurden nur die Röntgenspektren von Molybdän und Terbium zur Energiekalibration aufgenommen. Dass sich trotzdem eine präzise Kalibration ergibt, wird durch den Vergleich der Kalibration mit fünf Referenzpeaks mit der mit nur zwei Referenzpeaks gezeigt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 dargestellt. Die Abweichungen für Molybdän und Terbium ergeben sich zu Null, da mit ihnen kalibriert wurde. Die Ergebnisse weisen keine gravierende Änderung zur Kalibration mit fünf Elementen auf.

Nach der Energiekalibration wurde eine Bestimmung der Energieauflösung der einzelnen Pixel bei verschiedenen Energien durchgeführt (siehe Kapitel 4.2.3). Die Resultate sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Geraden markieren die über alle 64 Pixel gemittelte relative Energieauflösung bei den fünf Referenzenergien. Für die Pixel E5 (Nr. 37) , F5 (Nr. 45) und F7 (Nr. 47) beträgt die Abweichung der Energieauflösung  $\Delta E$  vom Durchschnitt ca. 100% und ist somit deutlich höher als bei anderen Pixeln.

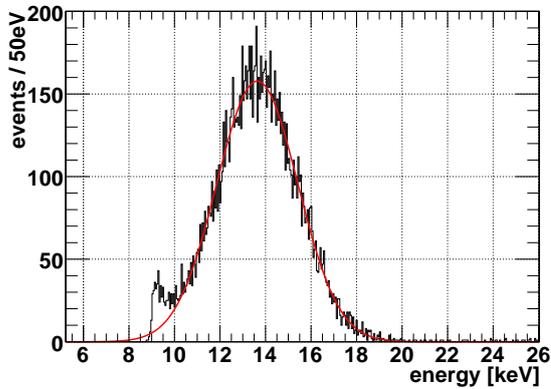
Die durchschnittliche Energieauflösung bei  $E_{Mo} = 17,76$  keV beträgt  $\Delta E_{Mo} = (4,23 \pm 0,31)$  keV. Dies entspricht einer relativen Energieauflösung  $\Delta E_{Mo}/E_{Mo} = (23,8 \pm 1,8)\%$ . Sie ist somit um einen Faktor 3 größer als die angestrebte Energieauflösung von 1,4 keV. Weitere Messungen und mögliche Ursachen hierfür werden in den folgenden Unterkapiteln gezeigt.

## 4.4 Temperatur- und Sperrspannungsabhängigkeit der Energieauflösung

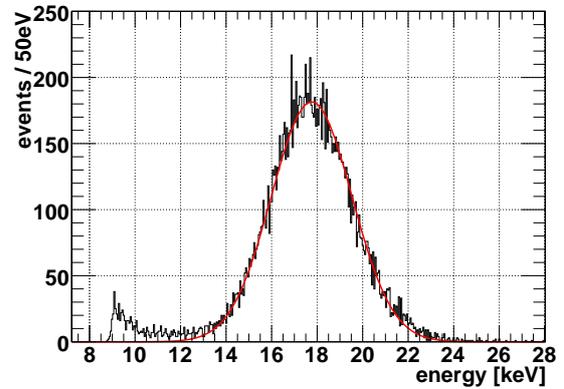
### 4.4.1 Energieauflösung bei verschiedenen Temperaturen

Durch Erhöhung der Detektortemperatur und der damit verbundenen vermehrten thermischen Erzeugung von Ladungsträgerpaaren steigt der Leckstrom in Halbleiterdetektoren und somit die Untergrundrate an. Speziell bei Siliziumdetektoren kann aufgrund des thermischen Leckstroms schon bei 45-50°C ein Spannungsdurchbruch erfolgen. Durch Kühlung reduziert sich der Leckstrom bei einer Temperaturabsenkung um 10°C auf ein Drittel [33]. Um den Einfluß der Kühlung und damit des

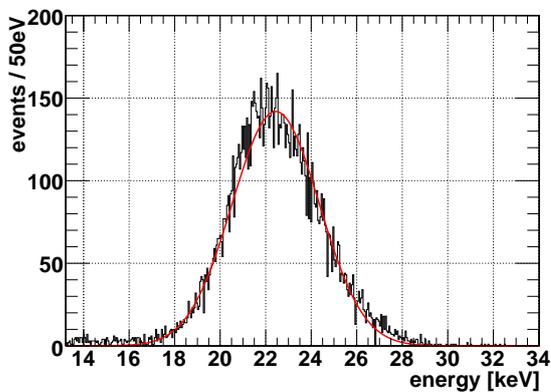
#### 4 Charakterisierung der segmentierten PIN Diode



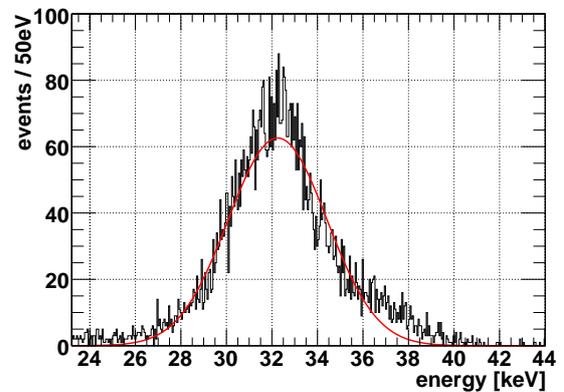
(a) Rubidium



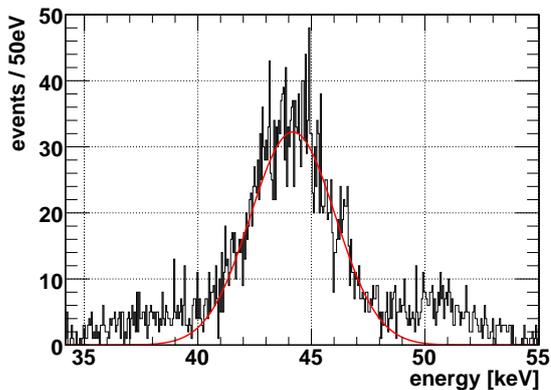
(b) Molybdän



(c) Silber



(d) Barium

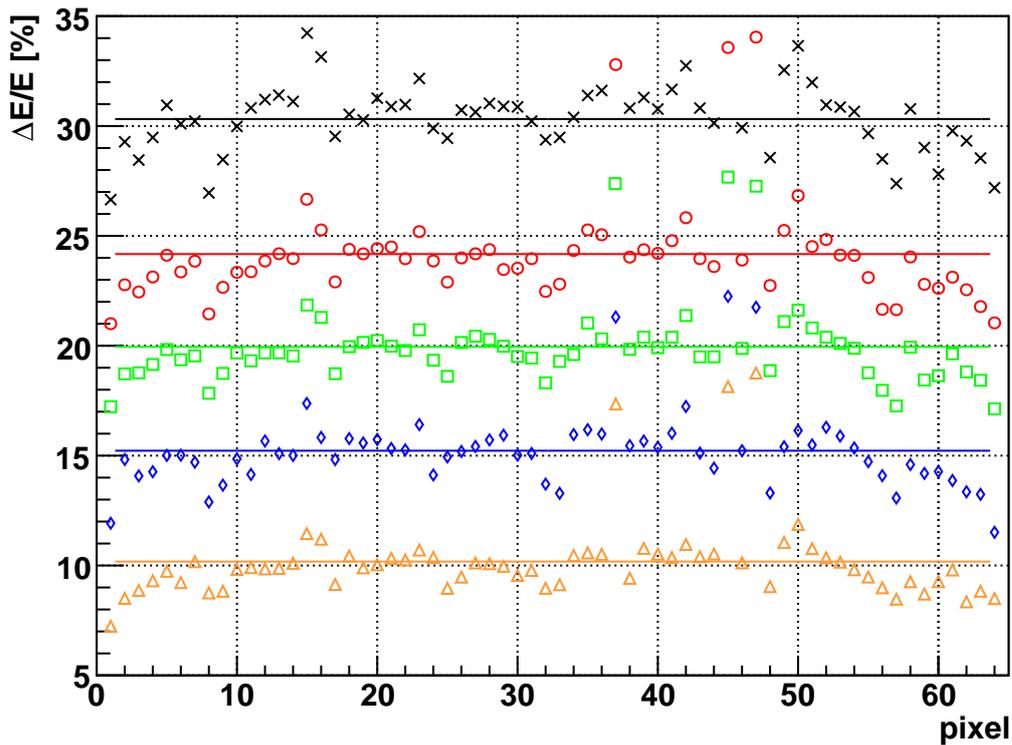


(e) Terbium

**Abbildung 4.8: Typische Peaks nach der Energiekalibration von Pixel D5.** Rote Kurven entsprechen der relevanten Anpassung. Die vor der Energiekalibration durchgeführten Anpassungen stimmen mit dem gewonnenen Energiespektrum überein.

**Tabelle 4.7:** Über 64 Pixel gemittelte absolute ( $\Delta E$ ) und relative ( $\Delta E/E_R$ ) Energieauflösungen der SPD bei  $T = -56^\circ\text{C}$ , für die Referenzenergien  $E_R$ . Es ist angegeben, aus welchen gewichtet gemittelten Röntgenlinien  $E_R$  jeweils bestimmt wurde.

Element	$E_R$ [keV]	gew. gem. aus	$\Delta E$ [keV]	$\Delta E/E_R$ [%]
$^{37}\text{Rb}$	13,585	$K_{\alpha_{1,2}}, K_{\beta_{1,2,3}}$	$4,10 \pm 0,32$	$30,2 \pm 2,4$
$^{42}\text{Mo}$	17,765	$K_{\alpha_{1,2}}, K_{\beta_{1,2,3}}$	$4,23 \pm 0,31$	$23,8 \pm 1,8$
$^{47}\text{Ag}$	22,565	$K_{\alpha_{1,2}}, K_{\beta_{1,2,3}}$	$4,46 \pm 0,35$	$19,8 \pm 1,6$
$^{56}\text{Ba}$	32,061	$K_{\alpha_{1,2}}$	$4,81 \pm 0,57$	$15,0 \pm 1,8$
$^{65}\text{Tb}$	44,216	$K_{\alpha_{1,2}}$	$4,33 \pm 0,31$	$9,8 \pm 1,7$



**Abbildung 4.9:** Die relative Energieauflösungen der 64 Pixel der SPD für je 5 Energien.  $^{37}\text{Rb}$  (schwarz),  $^{42}\text{Mo}$  (rot),  $^{47}\text{Ag}$  (grün),  $^{56}\text{Ba}$  (blau) und  $^{65}\text{Tb}$  (orange)

thermischen Leckstroms auf die SPD zu untersuchen, wurde die Energieauflösung bei verschiedenen Detektortemperaturen bestimmt.

Die Messungen gleichen denen in Kapitel 4.3.1. Einzig die Detektortemperatur wurde durch Heizen mit den 40 Heizwiderständen verändert. Es wurden Messungen mit je 5 Referenzenergien bei  $(-30 \pm 2)^\circ\text{C}$  ( $U_h = 19,5\text{ V}$ ) und  $(-5,6 \pm 2)^\circ\text{C}$  ( $U_h = 28\text{ V}$ ) durchgeführt.

Mit den aufgenommenen Daten wurde bei jeder Temperatur eine Energiekalibration durchgeführt und die relative Energieauflösung nach den in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Verfahren bestimmt. Die Ergebnisse sind inklusive der schon in Kapitel 4.3 bei  $-54,8^\circ\text{C}$  durchgeführten Messung in Abbildung 4.10 gezeigt.

Die Energieauflösung ist im Rahmen der Fehler im untersuchten Bereich von  $-54,8^\circ\text{C}$  bis  $-5,6^\circ\text{C}$  unabhängig von der Temperatur. Eine annähernd deckungsleiche Überlagerung der ADC Spektren bei den Extremwerten der Temperatur bestätigt dies durch das Fehlen von zu erwartenden systematischen Abweichungen.

Der thermische Leckstrom ist somit nicht der limitierende Faktor für die Energieauflösung. Sie wird durch andere Faktoren bestimmt, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird.

#### 4.4.2 Energieauflösung bei verschiedenen Sperrspannungen

Um den Einfluss der Sperrspannung zu untersuchen, wurde die Energieauflösung bei verschiedenen Sperrspannungen bestimmt.

Die Messung wurde nach dem in 4.3 beschriebenen Prinzip durchgeführt, allerdings wurden nur die Röntgenspektren von  $^{42}\text{Mo}$  und  $^{65}\text{Tb}$  aufgenommen und zur Energiekalibration sowie Bestimmung der relativen Energieauflösung benutzt. Die Sperrspannung wurde von 10 V in 2 V Schritten erhöht. Die vom Hersteller<sup>2</sup> angegebene Sperrspannung für vollständige Verarmung beträgt 10 V [4]. Bei 14 V musste ein Pixel (H6) von der Messung ausgeschlossen werden, da ein starkes Rauschen bis in hohe ADC Kanäle auftrat, das eine Aufnahme des Spektrums unmöglich machte. Bei 16 V musste etwa ein Drittel aller Pixel<sup>3</sup> abgeschaltet werden, da sich das Rauschen auf diese ausbreitete. Eine weitere Erhöhung wurde nicht durchgeführt und die vom Hersteller empfohlene Sperrspannung von 20 V konnte nicht erreicht werden. Eine Sperrspannung von 12 V ermöglicht jedoch den Betrieb aller Pixel bei vollständiger Verarmung des Wafers.

Für die Auswertung der Messung wurden nur die 44 Pixel berücksichtigt, die bis 16 V einsatzfähig waren. Es wurden das in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Verfahren angewendet.

Die Ergebnisse der Messung (siehe Abbildung 4.11) zeigen eine Verbesserung der

---

<sup>2</sup>CANBERRA Benelux

<sup>3</sup>Betroffen waren Pixel F5-F8, G1-G8 und H1-H8.

#### 4.4 Temperatur- und Sperrspannungsabhängigkeit der Energieauflösung

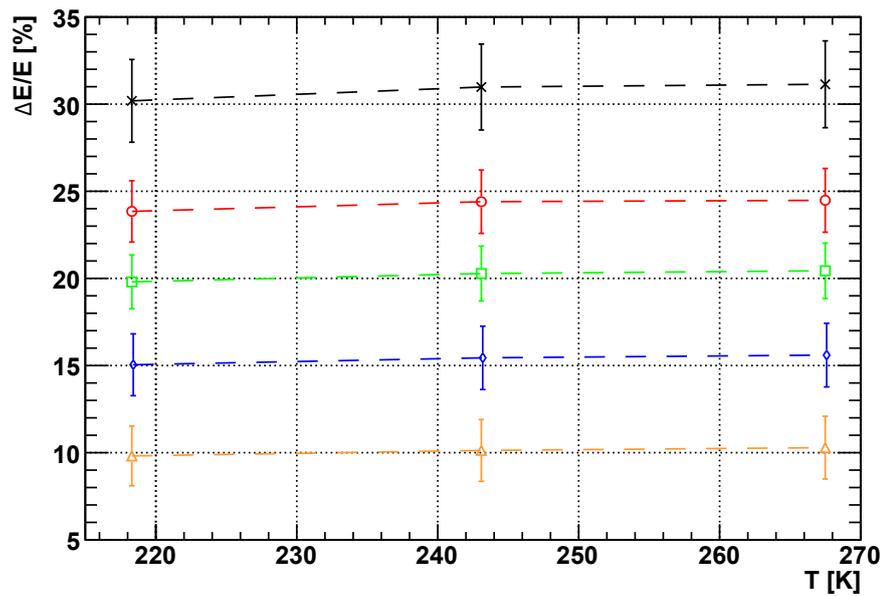


Abbildung 4.10: Die relative Energieauflösung für verschiedene Detektortemperaturen und Energien.  $^{37}\text{Rb}$  (schwarz),  $^{42}\text{Mo}$  (rot),  $^{47}\text{Ag}$  (grün),  $^{56}\text{Ba}$  (blau) und  $^{65}\text{Tb}$  (orange). Die gestrichelten Linien dienen zur Führung des Auges.

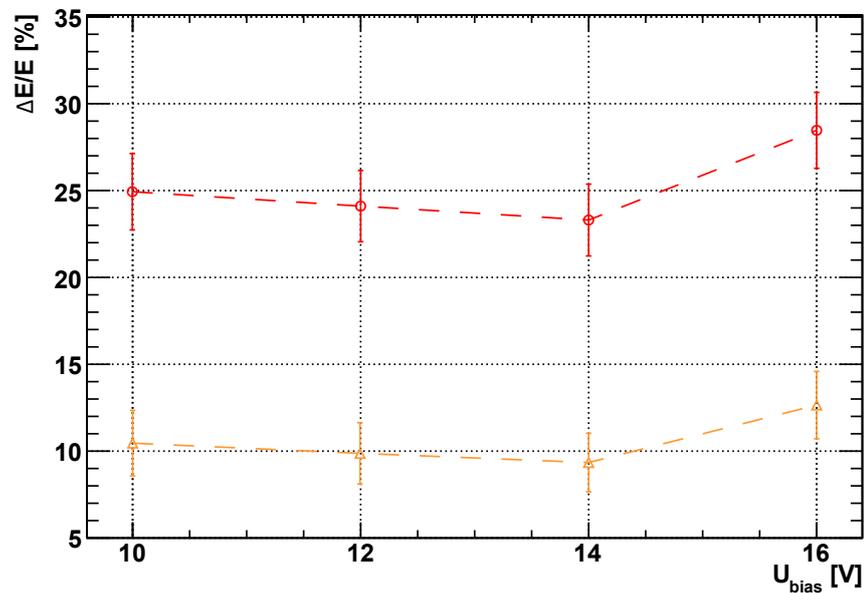


Abbildung 4.11: Die relative Energieauflösung bei Sperrspannungen von 10 V bis 16 V. Die relativen Energieauflösungen wurden für  $^{42}\text{Mo}$  (rot) und  $^{65}\text{Tb}$  (orange) bestimmt. Die gestrichelten Linien dienen zur Führung des Auges.

relativen Energieauflösung von ca. 2% bei einer Spannungserhöhung von 10 V auf 14 V. Dies liegt aber ebenfalls im Rahmen der statistischen Fehler. Eindeutig ist eine Verschlechterung der Energieauflösung bei einer Spannungserhöhung von 14 V auf 16 V zu erkennen, die auf eine erhöhte Rauschen zurückzuführen ist.

Die Ursache für das Verhalten konnte nicht eindeutig bestimmt werden. Nach Angaben des Herstellers wurden am Detektorwafer Sperrströme im Bereich von 1-2 nA pro Pixel bei angelegter Verarmungsspannung von 20 V bei der routinemäßigen Qualitätssicherung gemessen. Allerdings erfolgten diese Messungen vor dem Bonden und Aufkleben auf die Keramik. Von Herstellerseite werden als Ursache mechanische Spannungen des Detektorwafers vermutet, die beim Aufkleben auf die Keramik entstanden sind.

Abschließend ist anzumerken, dass die Ursachensuche durch die fehlende Möglichkeit der direkten Sperrstrommessung für jeden Pixel aufgrund der AC-Kopplung zwischen JFET-Stufe und Vorverstärker erschwert ist. Für den Fokalebenendetektor ist deshalb eine DC-Kopplung vorgesehen, die eine Messung der Leckströme möglich macht.

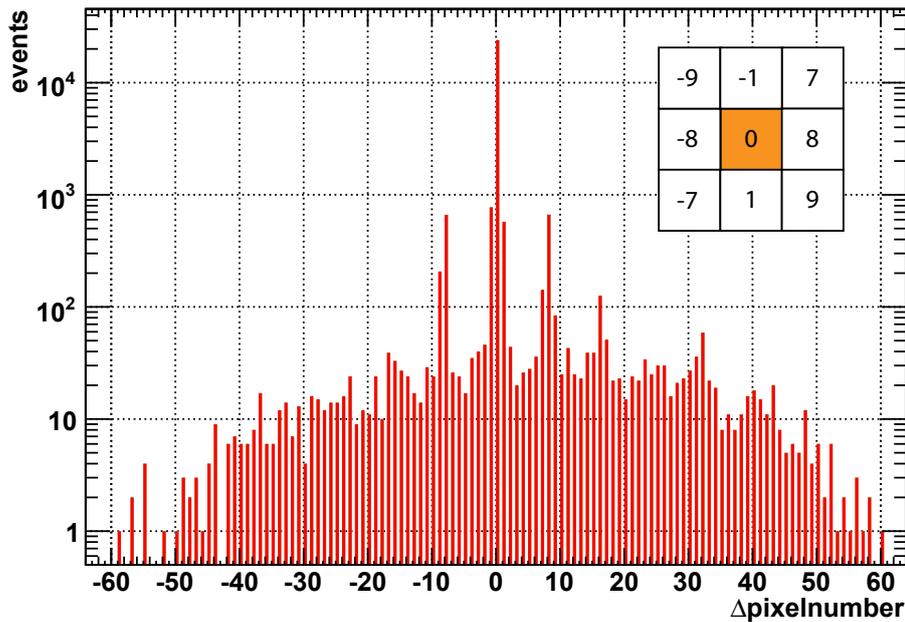
## 4.5 Untergrundmessung

Die segmentierte PIN-Diode für die Vorspektrometernmessungen wurde bezüglich ihres Untergrundverhaltens nicht optimiert. Es ist kein aktives Vetosystem und keine passive Abschirmung installiert, noch wurden die umgebenden Materialien bezüglich intrinsischer Radioaktivität untersucht und selektiert. Um den Untergrund zu untersuchen wurde eine insgesamt 16,5-stündige Messung mit dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Messaufbau ohne radioaktive Quelle durchgeführt. Die Detektortemperatur betrug  $(-57 \pm 5)^\circ\text{C}$ .

Bei den Untergrundmessungen ist das Energieintervall von 15-22 keV knapp über der elektronischen Rauschkante von besonderem Interesse. Aufgrund der erwarteten kleinen Ereignisraten ist daher ein Nachweis der zeitlichen Stabilität von Ereignisraten und von elektronisch verursachten Korrelationen zwischen Ereignissen wichtig.

### 4.5.1 Korrelationen zwischen Pixeln

Abbildung 4.12 zeigt die Differenz der Pixelnummern aufeinanderfolgender Ereignisse im Energieintervall von 15-22 keV. Eine signifikante Erhöhung der Rate von Ereignissen, die nacheinander im selben Pixel scheinbar Energie deponieren ist klar ersichtlich. Diese Ereignisklasse (event-bursts) wird im nächsten Abschnitt analysiert. Weiterhin sind Peaks bei den direkt benachbarten Pixeln 1, -1, 8 und -8 zu erkennen. Auch die an den Pixelecken angrenzenden Pixelnummern weisen teilweise eine Überhöhung auf. Es findet also ein Übersprechen (cross-talk) benachbarter

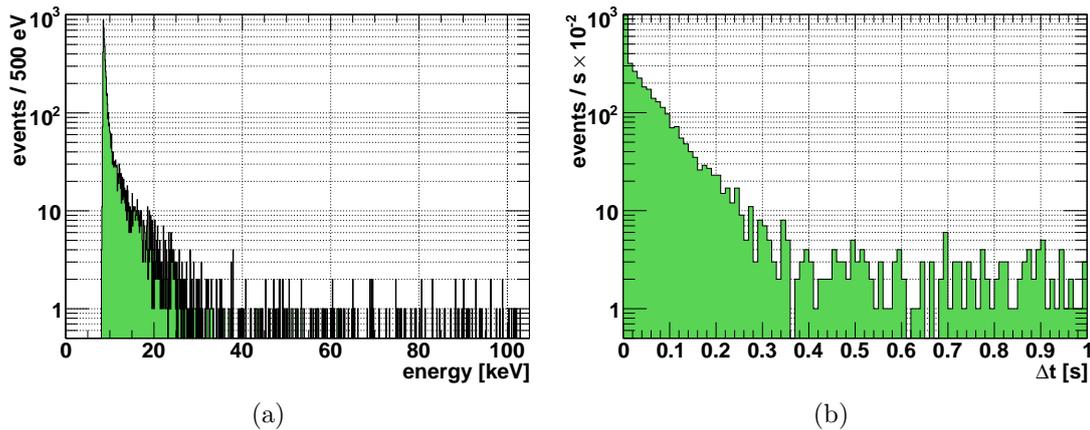


**Abbildung 4.12:** Die Differenz der Pixelnummern aufeinanderfolgender Ereignisse mit einer Energie von 15-22 keV. Rechts oben sind die relativen Pixelnummern zu benachbarten Pixeln gezeigt, die nicht am Rand des Arrays liegen. Null bezeichnet somit 2 aufeinanderfolgende Ereignisse im gleichen Pixel.

Pixel statt, was durch verminderte elektrische Widerstände zwischen den  $p^{++}$  dotierten Flächen z.B. durch Oberflächenleitung hervorgerufen werden kann. Auch die Untersuchung der Ereignisse nach einem Ereignis in einem spezifischen Pixel belegen, dass alle Pixel dieses Übersprechverhalten zeigen und nicht einige wenige für die Verteilung 4.12 verantwortlich sind. Das Übersprechverhalten wird durch gezielten Teilchenbeschuss eines einzelnen Pixels z.B. durch den Elektronenemitter zukünftig detailliert untersucht werden.

## 4.5.2 Zeitliches Verhalten

Die 33 halbstündigen Messreihen wurden zusammengefasst und über das in Kapitel 4.2.3 beschriebene Modul ausgewertet. Abbildung 4.13(a) zeigt ein typisches Energiespektrum mit einer Rauschkante bei ca. 15 keV. Nur die drei Pixel E5, F5 und F7 hatten eine deutlich höhere Rauschkante bei 18 keV und wurden aus der Analyse ausgeschlossen, da sie den für Neutrinomassmessungen interessanten Bereich von 15-22 keV nicht vollständig untersuchen können. Der Energieschnitt für die verbleibenden 61 Pixel wurden mit einer Untergrenze von 15 keV und einer Obergrenze von 100 keV durchgeführt.



**Abbildung 4.13: (a) Das Untergrundspektrum und (b) die Zeitdifferenzen aufeinanderfolgender Ereignisse des typischen Pixels D5.**

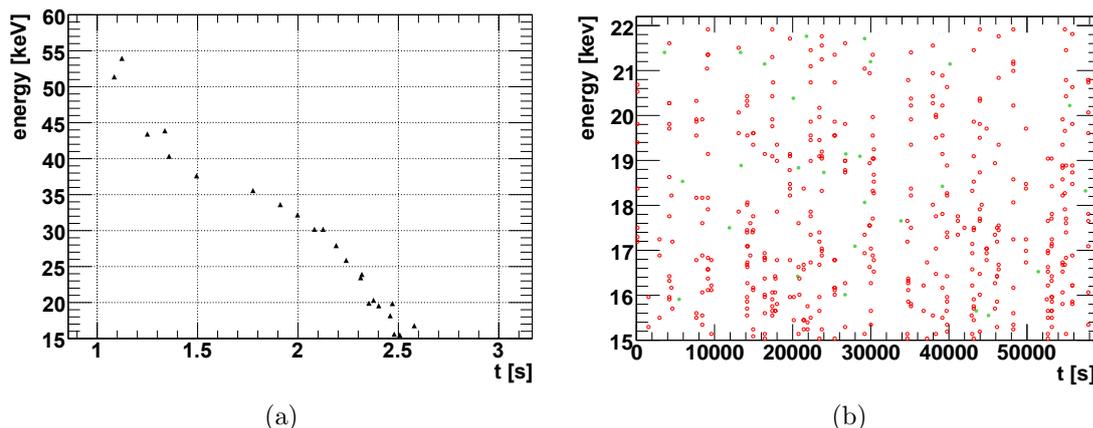
In Abbildung 4.15 ist die Energie der Ereignisse über der Zeit für einen typischen Pixel aufgetragen. Man erkennt eine deutliche vertikale Strukturierung, die auf zeitlich korrelierte Ereignisfolgen hinweist. Eine nähere Untersuchung dieser markanten Ausschnitte mehrerer Pixel zeigt, dass alle diese Ereignisfolgen einen Zeitraum von 1-2 Sekunden einnehmen, in dem die einzelnen Energien der Ereignisse eines Pixels von einem Maximum von bis zu 70 keV über bis zu 50 Ereignisse mit fast linear fallender Energie (siehe Abbildung 4.14(a)) bis zum unteren Energieschnitt abnehmen. Diese Ereignisse verursachen die signifikante Erhöhung bei Null in Abbildung 4.12.

Als Ursache kommen Mikroentladungen zwischen den Pixeln in Frage. Hierzu müssten allerdings die SiO<sub>2</sub>-Widerstände zwischen den Pixeln durch die Klebung des Detektors auf die Keramik beschädigt worden sein. Diese Hypothese kann jedoch mit der derzeit existierenden SPD nicht überprüft werden.

Um diese Rauschereignisse zu identifizieren wurde ein Filteralgorithmus verwendet, der alle aufeinanderfolgenden Ereignisse eines Pixels mit einer Zeitdifferenz kleiner als 0,3s markiert. Diese Zeitdifferenz ergibt sich aus dem in Abbildung 4.13(b) gezeigten typischen Zeitdifferenz-Spektrum, das bei 0,3s abflacht. Dieser Schritt ist notwendig, um zufällig verteilte Ereignisse aus radioaktiven Zerfällen der umgebenden Materialien oder kosmisch induzierte Ereignisse erkennen und quantifizieren zu können.

Die beobachteten Rauschereignisse bedürfen weiteren Untersuchungen, haben ihre Ursache aber wahrscheinlich nicht in der Verstärkerelektronik. Auch ein Vergleich der ADC Spektren einer baugleichen Keramik, die nur mit 9pF Kondensatoren anstatt des Detektorwafers bestückt war, aber im selben Aufbau betrieben wurde, zeigt keine dieser hochenergetischen Rauschereignisse, sondern nur das zu erwartende niederenergetische elektronische Rauschen.

Zur Untergrundanalyse kann der beschriebene Rauschfilter verwendet werden, da für



**Abbildung 4.14: (a) Ein typischer Verlauf des hochenergetischen Rauschens.** Es ist ein fast linearer Abfall der Energie über die Ereignisse in einem Zeitintervall von 2 s erkennbar.

**(b) Vom Rauschfilter akzeptierte und abgelehnte Ereignisse im Energieintervall von 15-22 keV in Pixel D5.** 410 Ereignisse wurde abgelehnt (Rot) und 27 akzeptiert (Grün).

die auftretenden Ereignisraten nur ein Verlust an Untergrundereignissen von  $<1\%$  entsteht. Für Messungen mit Ereignisraten  $>1$  Ereignis/s pro Pixel wie z.B. den oben beschriebenen Kalibrationsmessungen oder Messungen mit dem Elektronenemitter (siehe Kapitel 3.1.2) kann diese Methode allerdings nicht verwendet werden, da der Verlust an zufällig verteilten Ereignissen über 25 % läge. Die Rauschereignisse müssen bei diesen Messungen somit als intrinsischer Untergrund behandelt werden. Die angestrebte Untergrundrate von 50 mHz wird somit nur für kleine Ereignisraten erreicht. Für Messungen mit höheren Ereignisraten liegt sie ca. eine Größenordnung höher, was gleichbedeutend mit einem Signal zu Untergrund Verhältnis von  $10^5 : 1$  bei Messungen mit einer Elektronenquelle ist.

Für das Ergebnis der Neutrinomassenmessungen relevante Energieintervall von 15-22 keV ist eine Darstellung akzeptierter und ausgefilterter Ereignisse in Abbildung 4.14(b) für Pixel D5 gezeigt. Dieser typische Pixel besitzt in diesem Energiebereich eine mittlere Ereignisrate von  $f = (7,4 \pm 0,5) \times 10^{-3}$  Ereignissen/s, die durch den Rauschfilter auf  $(0,5 \pm 0,1) \times 10^{-3}$  Ereignisse/s reduziert werden. Durch den Rauschfilter werden nach Gleichung (3.3) mit  $n = 0$  und  $\Delta T = 0,3$  s nur 0,22 % von echt zufällig verteilten Untergrundereignissen ausgefiltert.

Der Detektor (ohne die drei oben genannten Pixel) hat im Energieintervall von 15-22 keV eine Ereignisrate von

- $(439,8 \pm 2,7) \times 10^{-3}$  Ereignissen/s summiert über alle Pixel, und somit
- durchschnittlich  $(7,21 \pm 0,05) \times 10^{-3}$  Ereignisse/s pro Pixel.

Nach Anwendung des Rauschfilters ergibt sich eine Untergrundrate von

#### 4 Charakterisierung der segmentierten PIN Diode

- $(20.3 \pm 0.6) \times 10^{-3}$  Ereignissen/s summiert über alle Pixel, und somit
- durchschnittlich  $(0.33 \pm 0.01) \times 10^{-3}$  Ereignisse/s pro Pixel.

Damit erlaubt die SPD Untergrunduntersuchungen mit einer Sensitivität von  $1,3 \text{ mHz/cm}^2$ . Dies ist vergleichbar mit den erreichten Untergrundraten im Mainz Experiment, dessen Detektor eine sensitive Fläche von  $5 \text{ cm}^2$  aufweist [6].

Die gemessene Untergrundrate der SPD wurde mit der simulierten Untergrundrate für eine PIN-Diode aus [47] verglichen. Der simulierte Aufbau ist dem hier verwendeten sehr ähnlich, allerdings wird in [47] eine PIN-Diode mit einem Durchmesser von  $\phi = 100 \text{ mm}$  angenommen, die von einer  $100 \text{ mm}$  dicken Bleischicht abgeschirmt wird. Er lässt sich aber trotz der Bleischicht mit den Messdaten der SPD vergleichen, da 80% des simulierten Gesamtuntergrundes von der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik stammen, auf die der Detektorwafer aufgeklebt ist. Die Simulation zeigte, dass der Untergrund durch die Zerfallsreihen von  $^{238}\text{U}$  (27-46% vom Gesamtuntergrund),  $^{232}\text{Th}$  (11-24%) und  $^{40}\text{K}$  (5-18%) dominiert wird.

Die an die SPD angepassten Ergebnisse für drei Energieintervalle (15,9-19,4 keV, 36,9-39,5 keV und 47,1-49,5 keV) sind in Abbildung 4.16 dargestellt. Die eingezeichneten Obergrenzen ergeben sich aus der maximalen (99% C.L.) und die Erwartungswerte aus der durchschnittlichen Aktivität. Die Ergebnisse sind im Einklang mit der Simulation und zeigen, dass die intensive Auswahl und Untersuchung der angrenzenden Materialien, insbesondere der Detektorkeramik, für das Erreichen eines  $1 \text{ mHz}$ -Untergrundes für den mehr als vier mal größeren Fokalebenendetektor zwingend notwendig ist.

Das Untergrundspektrum (siehe Abbildung 4.16) fällt zu höheren Energien ab. Der Untergrund wird um einen Faktor 3 reduziert, wenn die Elektronen in das Energieintervall von 36,9-39,5 keV nachbeschleunigt werden würden. Dies unterstreicht die Wichtigkeit einer Nachbeschleunigungsoption für den FPD.

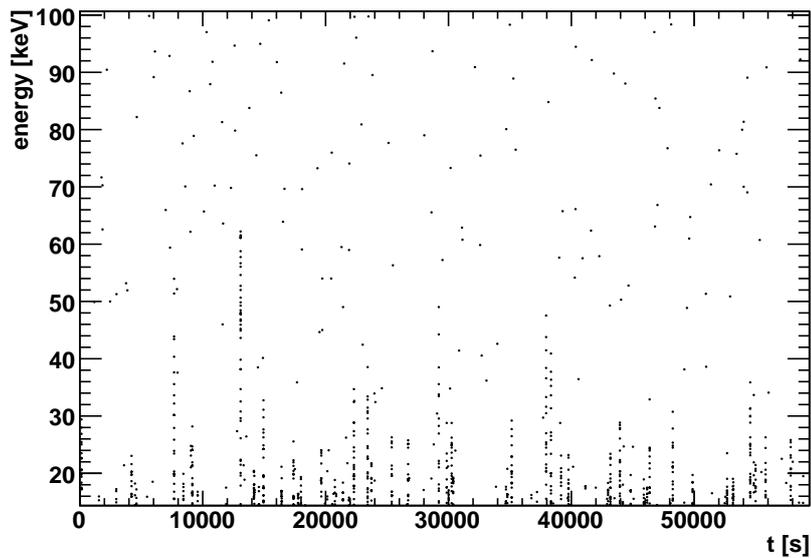


Abbildung 4.15: Ein Streudiagramm der Energie über der Zeit für Pixel D5. Die vertikale Strukturierung deutet auf zeitlich korrelierte Ereignisse hin.

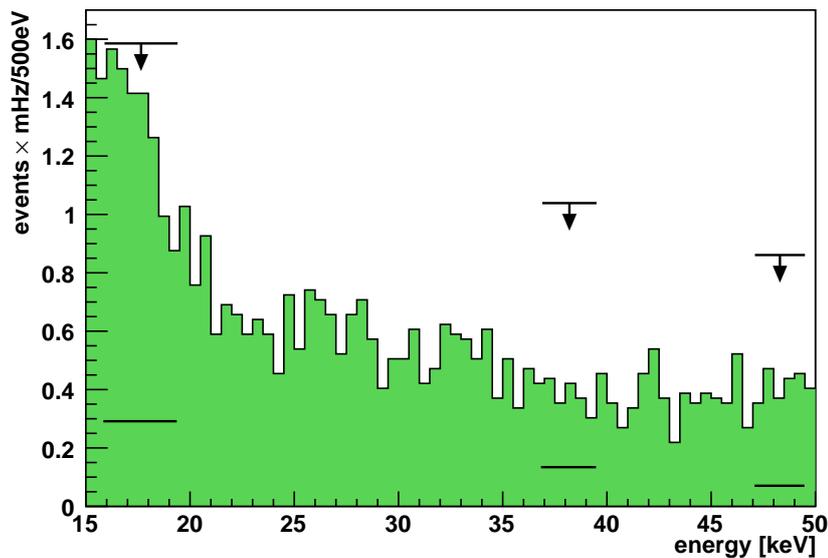


Abbildung 4.16: Ein Vergleich der Untergrundraten der SPD mit einer in [47] simulierten PIN-Diode in verschiedenen Energieintervallen. Die Messdaten der SPD sind in Grün dargestellt. Die simulierten Obergrenzen für drei Energieintervalle entsprechen einer maximalen erwarteten Aktivität (99% C.L.) und die eingezeichneten Erwartungswerte (Linien) einer durchschnittlichen Aktivität von  $^{238}\text{U}$  und  $^{232}\text{Th}$ . Die Ergebnisse der Simulation wurden an die Fläche der SPD angepasst.



# 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment soll die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von  $m(\bar{\nu}_e) \leq 0,2 \text{ eV}/c^2$  (90% C.L.) durch Vermessung der Endpunktsregion des  $\beta$ -Spektrums der Elektronen beim Tritiumzerfall bestimmen. Im KATRIN Vorspektrometer Testexperiment wird die Funktion eines der zwei zur Energieanalyse verwendeten MAC-E-Filter mit einem Aufbau aus Elektronenquelle, Spektrometer und Detektor überprüft.

Die vorliegende Arbeit gibt eine detaillierte Beschreibung der Detektorsysteme mit einer Mikrokanalplatte (MCP) und mit einer großflächigen ( $16 \text{ cm}^2$ ), quadratischen und 64-fach segmentierten PIN-Diode (SPD). Insbesondere wurden in dieser Arbeit Maßnahmen wie Schutzschaltungen gegen Überhitzen und zu hohe Stromaufnahme der Elektronik, die nötige Kühlung mit flüssigem Stickstoff und die Anbindung des Datenaufnahmesystems zur Systemintegration der beiden Detektorsysteme in das Vorspektrometer Testexperiment durchgeführt. Diese Maßnahmen erlauben standardisierte Messprozeduren mit Messdauern von mehreren Tagen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Totzeit des Datenaufnahmesystems von MCP und SPD zu  $\tau_H = (21 \pm 1) \mu\text{s}$  bei Aufnahme der Energieinformation und zu  $\tau_N = (46 \pm 1) \mu\text{s}$  bei der gleichzeitigen Aufnahme von Energie- und Zeitinformation bestimmt.

Es wurde außerdem ein pneumatisches Blenden- und Schließsystem (PBSS) in den vorhandenen Elektronenemitter integriert. Dies ermöglicht durch periodische Entleerung von Elektronenfallen einen routinemäßigen stabilen Betrieb. Die nötige Steuersoftware wurde erstellt und in das Mess- und Regelsystem des KATRIN Vorspektrometer Testexperiments integriert.

Die Ultrahochvakuumkompatibilität des komplexen SPD Detektorsystems wurde im Rahmen dieser Arbeit durch Restgasanalysen bei  $-56^\circ\text{C}$  und  $+30^\circ\text{C}$  untersucht. Es wurden keine Indizien für verwendete Materialien gefunden, die den Einsatz am KATRIN Experiment verhindern würden. Im auf  $-56^\circ\text{C}$  gekühlten Betriebszustand der SPD wird routinemäßig ein Druck von  $6 \times 10^{-10} \text{ mbar}$  in der Detektorkammer erreicht.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Energiekalibration aller 64 Pixel durchgeführt, die die Rekonstruktion der im Detektor deponierten Energie mit einer Unsicherheit von  $<0,5\%$  zulässt. Weiterhin wurde die Energieauflösung jedes einzelnen Pixels bestimmt und die Abhängigkeit der Energieauflösungen von der Detektortemperatur und der Sperrspannung untersucht. Es wurde jedoch keine signifikante

Temperaturabhängigkeit im Bereich von  $-56^{\circ}\text{C}$  bis  $-6^{\circ}\text{C}$  festgestellt. Dies zeigt, dass die thermischen Leckströme durch die PIN Diode nicht der limitierende Faktor für die Energieauflösung sind. Ein Messbetrieb der SPD mit dem vom Hersteller empfohlenen Wert der Sperrspannung von 20 V war nicht möglich. Die Ursache wurde vom Hersteller in mechanischen Spannungen des Detektorsubstrats vermutet, die beim Aufkleben des Detektors auf die Keramik entstanden sein können.

Für Untergrundmessungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus entworfen, der Störsignale z.B. durch elektromagnetische Einstreuungen, Mikrofonie oder Mikroentladungen sehr effizient bei kleinen Nachweisverlusten für das Signal identifiziert. Die SPD erlaubt damit Untergrunduntersuchungen mit einer Sensitivität von  $1,3\text{ mHz/cm}^2$ . Die durchgeführten Untergrundmessungen sind in Übereinstimmung mit den Simulationsvoraussagen aus [47] und unterstreichen die Herausforderung, eine geforderte intrinsische Untergrundrate von 1 mHz für den  $64\text{ cm}^2$  großen Fokalebenendetektor des KATRIN Gesamtaufbaus zu erreichen. Der intrinsische Untergrund der SPD erlaubt bei einer nominellen Signalrate der Elektronenquelle von 1 kHz Transmissionsmessungen mit einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von  $10^5 : 1$ .

Die für die Auswertung der oben genannten Messungen angefertigten ROOT Makros wurden nach einem modularen Softwarekonzept erstellt, das ein leicht erweiterbares Grundgerüst für die Auswertung von zukünftigen Messungen am KATRIN Vor- und Hauptspektrometer darstellt.

Für die Zukunft ist ein detailliertes Messprogramm zur Restgasanalyse und Identifikation problematischer detektorspezifischer Materialien während Ausheizphasen bis  $+80^{\circ}\text{C}$  geplant. In diesem Kontext sollte eine Messkampagne zur UHV-tauglichkeit von Komponenten der SMD-Technik<sup>1</sup> initiiert werden. Die Ergebnisse sind für alle Detektorsysteme innerhalb des KATRIN Experiments relevant.

Beide Detektorsysteme und der Elektronenemitter müssen nach Abschluss der Testexperimente am Vorspektrometer in den Aufbau des Hauptspektrometers integriert werden, um die nötigen Messungen der elektromagnetischen Eigenschaften durchzuführen.

Für eine Verbesserung des Detektoruntergrundes der SPD muss insbesondere auch der Ursprung der beschriebenen Störsignale untersucht werden, die in zeitlich eng begrenzten Intervallen auftraten. Hierzu sollte eine neue Version der SPD gebaut werden, die es zudem ermöglicht, die Herkunft des Rauschanstiegs bei Erhöhung der Sperrspannung zu klären. Dieser Schritt ist auch im Hinblick auf das Design des im Gesamtaufbau verwendeten Fokalebenendetektors wichtig.

---

<sup>1</sup>englisch: Surface Mounted Device. Elektronische Bauteile, die direkt auf der Oberfläche von Leiterplatten montiert sind.

# A Fernsteuerung der ORCA Datenaufnahmesoftware mit LabView

Das folgende Kapitel beschreibt die Fernsteuerung des ORCA Datenaufnahmesystems (siehe Kapitel 3.1.4) am Beispiel der im Rahmen dieser Diplomarbeit realisierten Automatisierung des TRAP Experiments. Fernsteuerungen dieser Art werden an vielen Testexperimenten des KATRIN Experimentes Verwendung finden, die das ORCA System benutzen. Prinzipiell sind alle ORCA Funktionen (z.B. das Setzen von Schwellwert und Verstärkungen) fernsteuerbar.

Das TRAP<sup>1</sup> Experiment ist ein Testexperiment zur Bestimmung der Migration durch die kryogene Pumpstrecke (CPS, siehe Kapitel 2.2.1). Tritium wird durch ein mit Argonschnee belegtes Edelstahlrohr geleitet, auf dessen gegenüberliegender Seite sich ein Nachweissystem befindet, das aus einem Massenspektrometer und einem Halbleiterdetektor besteht. Das Massenspektrometer dient zur Bestimmung des Partialdrucks des migrierten Tritiums, der Detektor zum Nachweis der beim Tritiumzerfall entstehenden Elektronen. Um diese auf den Detektor zu leiten, herrscht im Bereich vor dem Detektor ein Führungsmagnetfeld, das von einem Elektromagneten erzeugt wird. Eine detaillierte Beschreibung des Experiments findet sich in [51].

Im kommenden Messzyklus wird der zerfallende Tritiumanteil auf der Detektoroberfläche mit dem in den umgebenden Wänden verglichen. Hierzu werden Messungen ohne und mit magnetischem Führungsfeld abgewechselt. Über den mehrtägigen Verlauf der Messung ist so ein eventueller Anstieg der Tritiumkontamination in den untersuchten Bereichen möglich.

Um die Messungen soweit als möglich zu automatisieren, wurde ein auf LabView basierendes Programm erstellt, das die Steuerung des Magneten und des verwendeten ORCA Datenaufnahmesystem übernimmt. Ein typischer Messzyklus zur Tritiumreduktion besteht aus folgenden für die Software relevanten Komponenten:

1. Energiekalibration des Detektors
2. 1000 s Messzeit des Detektors
3. Einschalten des Magneten
4. 20 s Wartezeit zum Aufbau und zur Stabilisation des Magnetfeldes

---

<sup>1</sup>englisch: Tritium Argon Frost Pump

5. 1000 s Messzeit des Detektors mit Magnetfeld

Die Punkte 2-4 werden ständig wiederholt, Punkt 1 wird ca. 1 mal täglich durchgeführt. Die Gesamtzeit der Messung beträgt ca. 30 volle Tage.

Um die ständig nötige Interaktion der Experimentatoren mit dem Experimentaufbau zu umgehen, wurde das Programm AutoTRAP erstellt, das die wiederkehrenden Punkte 2-4 automatisch abarbeitet. Die Benutzeroberfläche ist in Abbildung A.1(a) dargestellt. Die Ansteuerung des Netzgeräts für den Magneten erfolgt über einen Kanal der parallelen Schnittstelle eines Windows PC, deren Spannung von 0 V bzw. 5 V ein elektrisches Relais schaltet, das den eigentlichen Versorgungsstrom des Magneten steuert. Die ORCA Software wird manuell in den Fernsteuermodus versetzt<sup>2</sup> und von da an über das TCP/IP Protokoll angesprochen und gesteuert. Im *command center* von ORCA kann ein Port spezifiziert werden, den es zur Kommunikation benutzt. Dieser muss wiederum im AutoTRAP Optionsmenü angegeben werden (siehe Abbildung A.1(b)).

AutoTRAP sendet nun zum Start der Messung die Textzeile

```
[RunControl remoteStartRun:123];
```

an ORCA und stoppt die Messung durch

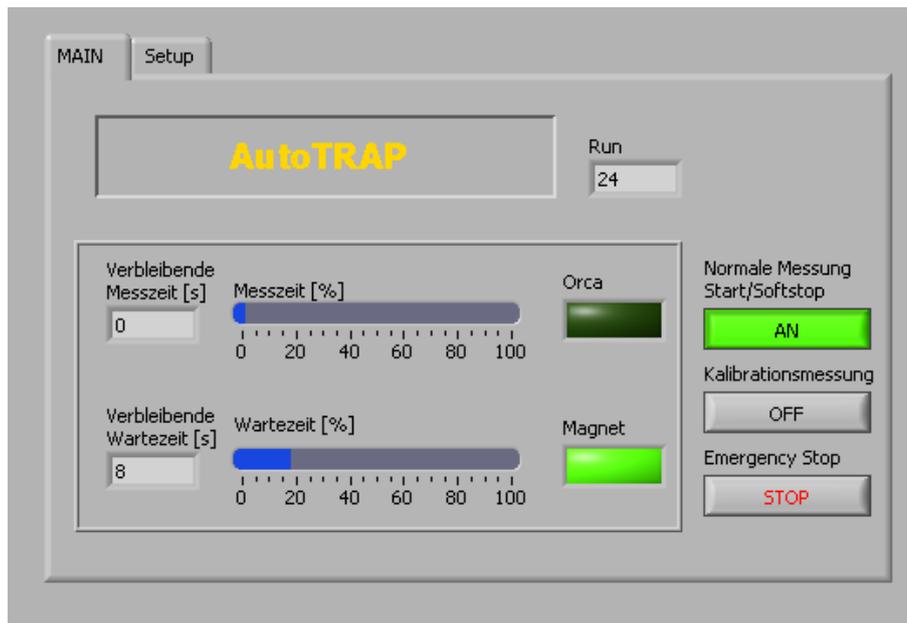
```
[RunControl stopRun];
```

123 bezeichnet hierbei die Nummer der Messung und gleichzeitig den Dateinamen der von ORCA erzeugten Datendatei. AutoTrap verwaltet die Nummer der Messung, sodass keine Messreihen überschrieben werden, es sei denn es wird vom Experimentator explizit gewünscht. Die aufgenommenen Messungen und ihre Konfigurationen werden in einer Textdatei mitprotokolliert, die Messungen mit bzw. ohne Magnet sind aber prinzipiell anhand der ungeraden bzw. geraden Nummer der aufgenommenen Messung unterscheidbar. Alle Warte- und Messzeiten sind im Optionsmenü definierbar.

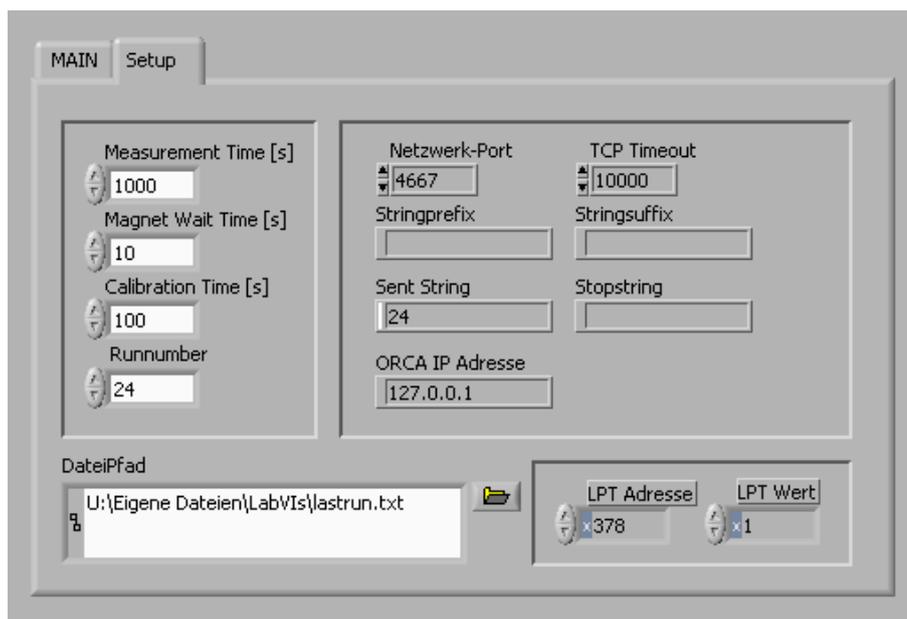
Für die tägliche Energiekalibration des Detektors kann der Messablauf kontrolliert unterbrochen und nach Erreichen der gewünschten Gesamtmesszeit beendet werden.

---

<sup>2</sup>In der *run control* wird die Option *remote* aktiviert.



(a) Kontrolloberfläche



(b) Konfigurationsoberfläche

**Abbildung A.1: Die Benutzeroberfläche von AutoTRAP.** In (a) lässt sich der Messverlauf beobachten und steuern. In (b) können Einstellungen verändert werden. Hier ist insbesondere die Mess- und Wartezeit zu erwähnen.



# Literaturverzeichnis

- [1] J.N. Bahcall, M.C. Gonzalez-Garcia, and C. Pena-Garay. Global analysis of solar neutrino oscillations including SNO CC measurement. *JHEP*, 2001(08):014–014, 2001.
- [2] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, and S. Basu. 10,000 standard solar models: A Monte Carlo simulation. *Astrophys. J. Suppl.*, 165:400–431, 2006.
- [3] A.B. Balantekin, C. Volpe, and J. Welzel. Impact of the neutrino magnetic moment on supernova r-process nucleosynthesis, 2007.
- [4] CANBERRA Benelux. *Detector specifications performance data certificate of conformity*, 2004.
- [5] Borexino Collaboration. First real time detection of  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos by Borexino. arXiv:0708.2251v1 [astro-ph].
- [6] B. Bornschein. *Untersuchung systematischer Effekte und erste Tritiummessungen mit dem verbesserten Mainzer Neutrinomassenexperiment*. Dissertation, Universität Mainz, 2000.
- [7] L. Bornschein, Ch. Day, F. Habermehl, X. Luo, and J. Wolf. Outgassing measurements with a prototype for a large UHV spectrometer. *AIP Conference Proceedings*, 837:200–209, May 2004.
- [8] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 389:81–86, February 1997.
- [9] B.T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [10] J. Chadwick. *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 16, 1914.
- [11] Cryogenic Limited. Cryogen Free Magnet (CFM) Systems, 2002.
- [12] EXO Collaboration. EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 138:224–226, Januar 2005.
- [13] E. Fermi. Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen. *Zeitschrift f. Phys. A*, 88:161–177, 1934.

- [14] G. Fiorentini and B. Ricci. What have we learnt about the sun from the measurement of the  $^8\text{B}$  neutrino flux? *Phys. Lett. B*, 526:186, 2002.
- [15] G.L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Palazzo. Global analysis of three-flavor neutrino masses and mixings. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57:742, 2006.
- [16] F. Fränkle. Erste Messungen der elektromagnetischen Eigenschaften des KATRIN Vorspektrometers. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2006.
- [17] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. In K. Winter, editor, *Neutrino Physics*, pages 57–+, 1991.
- [18] M.K. Gaillard, P.D. Grannis, and F.J. Sciulli. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71(2):S96, Mar 1999.
- [19] GALLEX Collaboration. GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV. *Phys. Lett. B*, 447:127–133, feb 1999.
- [20] G.L. Jones et al. Time reversal in polarized neutron decay: the emiT experiment. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 440:648, 2000.
- [21] F. Glück. The penning discharge. KATRIN internes Dokument, 2007.
- [22] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109(3):1015–1017, Feb 1958.
- [23] Hamamatsu Photonics. Circular MCP and assembly series.
- [24] Hamamatsu Photonics. Light Sources L6565.
- [25] M. Howe, G. Cox, P. Harvey, F. McGirt, K. Rielage, J. Wilkerson, and J. Wouters. Sudbury neutrino observatory neutral current detector acquisition software overview. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:878–883, 2004.
- [26] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*. NIST, 1996.
- [27] K. Hugenberg. Prespectrometer egun simulations. Vortrag beim KATRIN EMD meeting Fulda, 2006.
- [28] J.N. Abdurashitov et al. The BNO-LNGS joint measurement of the solar neutrino capture rate in  $^{71}\text{Ga}$ . *Astropart. Phys.*, 25:349, 2006.
- [29] K. Kodama et al. Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [30] KamLAND Collaboration. First results from kamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90:021802, 2003.

- [31] KamLAND Collaboration. Measurement of neutrino oscillation with kamLAND: Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081801, 2005.
- [32] KATRIN Collaboration. KATRIN Design Report 2004. Technical Report FZ-KA 7090, Forschungszentrum Karlsruhe, 2005.
- [33] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [34] E. Majorana. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento*, 14:171–184, 1937.
- [35] S. Pastor and J. Lesgourgues. Relic neutrino asymmetry, CMB and large scale structure. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 81:47–51, 2000.
- [36] W. Pauli. Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen (4. Dez. 1930). *R. Kronig and V. Weisskopf, Collected Scientific Papers*, 2:1316–1317, 1964.
- [37] P.C. de Holanda and A.Y. Smirnov. LMA MSW solution of the solar neutrino problem and first KamLAND results. *JCAP*, 2003(02):001, 2003.
- [38] B. Povh, K. Rith, and C. Scholz. *Teilchen und Kerne*. Springer, 2004.
- [39] R. Reid. KATRIN Detector Chamber Pressure Calculations. KATRIN internes Dokument.
- [40] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the free neutrino. *Phys. Rev.*, 92(3):830–831, Nov 1953.
- [41] K. Rielage, M. Howe, A. Myers, T. Van Wechel, and J. Wilkerson. SNO-NCD 32-bit Trigger System. 2004.
- [42] S. P. Rosen and J. M. Gelb. Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein enhancement of oscillations as a possible solution to the solar-neutrino problem. *Phys. Rev. D*, 34(4):969–979, Aug 1986.
- [43] S. Eidelman et al. Rev. part. phys. *Phys. Lett. B*, 592:1+, 2004.
- [44] SAGE Collaboration: J.N. Abdurashitov. Measurement of the solar neutrino capture rate by the russian-american gallium solar neutrino experiment during one half of the 22-year cycle of solar activity. *ZH.EKSP.TEOR.FIZ.*, 122:211, 2002.
- [45] Sasol Olefins & Surfactants GmbH. *Marlotherm LH Heat Transfer Fluid*, 2004. Product Information.
- [46] P. Schagen. *Advances in image pick-up and display*. Academic Press, New York, 1974.

- [47] F. Schwamm. *Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment*. Dissertation.
- [48] SNO Collaboration. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [49] SNO Collaboration. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of  $^8\text{B}$  solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev. C*, 72:055502, 2005.
- [50] M. Steidl. Detector design document. KATRIN internes Dokument, 2006.
- [51] M. Sturm. Bestimmung der Tritiumflussreduktion einer Tritium-Argon-Frostpumpe für das Neutrinomassenexperiment KATRIN. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2007.
- [52] A. Thompson and D. Vaughan. *X-ray Data Booklet*. Lawrence Berkeley National Laboratory, 2000.
- [53] K. Valerius. Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn, 2004.
- [54] C. Weinheimer. Laboratory limits on neutrino masses.
- [55] M. Wojcik. The  $^{76}\text{Ge}$  double-beta decay experiment GERDA at LNGS. *Acta Physica Polonica B*, 37(7):1923, July 2006.
- [56] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17(9):2369–2374, May 1978.
- [57] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8):1562–1567, Aug 1998.

# Danksagung

Ich möchte mich auf diesem Weg bei den Menschen bedanken, die mich insbesondere während der Zeit dieser Diplomarbeit unterstützt haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Drexlin für die Möglichkeit, diese Arbeit am Forschungszentrum Karlsruhe durchzuführen. Herrn Prof. Dr. J. Blümer danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Markus Steidl und Dr. Lutz Bornschein für ihre stete Betreuung, ihre Fachkompetenz, ihre Geduld und für die hilfreichen Hinweise für diese Arbeit bedanken.

Für das angenehme Arbeitsklima, ihre Kollegialität und ihre Hilfe in verschiedenen Formen bedanke ich mich bei Florian Habermehl, Florian Fränkle, Udo Schmitt, Dr. Ferenc Glück, Hans Skacel, Bernd Schüssler, Bernard Bender, Dr. Beate Bornschein, Frank Eichelhardt, Michael Sturm, Aleksandra Gotsova, Dr. Joachim Wolf, Dr. Klaus Eitel, Markus Horn, Sascha Wüstling, Armen Beglarian, Siegfried Horn, Hans-Joachim Bechtler und Holger Frenzel.

Bei meinen Eltern, Verwandten und Freunden möchte ich mich herzlich für ihre Unterstützung während meines Studiums bedanken. Speziell danke ich meinem Patenonkel Walter, der als Anlaufstelle für physikalische Fragen stets zur Verfügung stand.

Ich entschuldige mich bei allen, die ich an dieser Stelle vergessen habe. Mein Dank gilt ihnen ebenso.



# Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Karlsruhe, den 3. September 2007 .....