

Untersuchung der APD S1315 von RMD im Hinblick auf ihren Einsatz als Detektor am SpecTrap Experiment

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt von

Daniel Hampf

Institut für Kernphysik
der Westfälischen Wilhelms-Universität
zu Münster

Juni 2008

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

Referent: Prof. Dr. Christian Weinheimer

Korreferent: Priv.-Doz. Dr. Alfons Khoukaz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Das SpecTrap Experiment	9
2.1	Theoretische Grundlagen	9
2.2	Bisherige Ergebnisse	12
2.3	Aufbau des Experiments	13
2.4	Infrastruktur an der GSI	15
2.5	Laserspektroskopie	15
2.6	Lichtdetektion	19
3	Zählratenabschätzung	21
3.1	Abschätzung der Lebensdauer	21
3.2	Detektionseffizienz	23
3.3	Lichtleitungssystem	24
3.3.1	Raumwinkel vor erster Linse	25
3.3.2	Transmission von der ersten zur zweiten Linse	25
3.3.3	Fokussierung auf den Detektor	28
3.4	Zusammenfassung und Diskussion	29
3.5	Neue Ionenfalle	32
4	Detektoren für SpecTrap und ESR	37
4.1	Photodioden	37
4.2	Avalanche Photodiodes (APDs)	39
4.3	Geiger Mode APDs	44
4.4	Detektoren für die Übergänge im UV-Bereich und im IR-Bereich	45
5	Aufbau des Teststands	47
5.1	Ladungsempfindliche Vorverstärker	47
5.2	Mechanischer Aufbau	51
5.3	Elektrischer Aufbau	55
5.4	Temperaturregelung	59

6 Messungen und Ergebnisse	63
6.1 Vorverstärker	63
6.1.1 Amptek CoolFET	63
6.1.2 Eigenentwicklung	66
6.2 Messungen mit der Hamamatsu APD	67
6.3 Messungen mit der RMD APD	72
6.3.1 Messungen mit LED-Pulser	75
6.3.2 Messungen mit radioaktiven Quellen	82
7 Zusammenfassung und Ausblick	85
Anhang	89
A Besetzungswahrscheinlichkeiten	89
B Erläuterungen zu den Kojac-Simulationen	91
B.1 Erläuterungen zur Programmierung	91
B.2 Ein- und Ausgabedaten der Simulationen	92
B.2.1 Alte Ionenfalle	92
B.2.2 Neue Ionenfalle	94
C Vorverstärkerplatine	97
D Auslese des Temperatursensors	99
E Datenblätter	101
Danksagung	109

1 Einleitung

Die Quantenelektrodynamik, kurz QED, ist die quantenfeldtheoretische Erweiterung der klassischen Elektrodynamik. Damit bettet sie diese nicht nur in ein überzeugendes theoretisches Konzept, sondern liefert auch sehr präzise Vorhersagen, insbesondere im submolekularen Bereich. Für die Präzision dieser Theorie ist die Messung des g-Faktors des freien Elektrons ein eindrucksvolles Beispiel. Dieser Faktor verknüpft nach der Gleichung

$$\vec{\mu} = -g \frac{e}{2m_e} \vec{s} \quad (1.1)$$

den Spin des Elektrons mit seinem magnetischen Moment. Paul Dirac sagte für g in seiner Theorie einen Wert von exakt 2 voraus; allerdings stellte sich später heraus, dass dieser Wert in der Realität ein wenig größer ist. Dieses wird erklärt, indem man annimmt, dass sich im Vakuum ständig sehr kurzlebige Teilchen-Antiteilchen-Paare bilden, wobei die Energie für die Erzeugung dieser Teilchen aus einer kurzfristigen Verletzung der Energieerhaltung gewonnen wird, wie sie nach der Heisenbergschen Unschärferelation erlaubt ist. Einige dieser virtuellen Teilchen-Antiteilchen-Paare sind geladen, koppeln daher an ein freies Elektron und erhöhen geringfügig das mit makroskopischen Apparaturen messbare effektive magnetische Moment des Elektrons. Die Größe dieses als Vakuum-polarisation bekannten Effekts lässt sich mit Hilfe der QED sehr genau vorhersagen und wurde auch durch verschiedene Experimente präzise bestimmt. Die Übereinstimmung der theoretischen [Kin06] und experimentellen [Odo06] Werte ist beeindruckend:

$$\begin{aligned} (g/2)_{theo} &= 1,001\,159\,652\,175\,86\,(10)(26)(848) \\ (g/2)_{exp} &= 1,001\,159\,652\,180\,85\,(76) \end{aligned}$$

Auch andere Tests, wie die Vermessung der Lamb-Shift und der Grundzustands-Hyperfeinstruktur beim Wasserstoff oder die Spektroskopie an Positronium, lieferten ähnlich gute Ergebnisse.

Alle diese Tests wurden in schwachen elektromagnetischen Feldern durchgeführt, was die theoretische Berechnung vereinfacht, weil eine störungstheoretische Beschreibung möglich ist. Um die Theorie gründlich zu testen, ist es jedoch wünschenswert, auch bei starken Feldstärken Vergleiche mit Messungen durchzuführen. Dazu sind einerseits nicht-störungstheoretische Berechnungen nötig, andererseits müssen Experimente durchgeführt werden, in denen quantenelektrodynamische Messgrößen in starken Feldern vermessen werden können. Eine ideale Möglichkeit hierfür bilden hochgeladene Ionen schwerer Elemente, die nur wenige Elektronen besitzen. Besonders interessant ist hier die Untersuchung von wasserstoffähnlichen Systemen (Ionen, die nur noch ein Elektron

besitzen) und lithiumähnlichen Systemen (3 Elektronen). Nahe am Kern kommen hier Feldstärken vor, die um Größenordnungen über dem liegen, was mit konventionellen technischen Methoden derzeit machbar ist. So ist etwa die elektrische Feldstärke bei wasserstoffähnlichem Blei im Bereich von 2×10^{16} V/cm, während auch starke Laser höchstens 10^{14} V/cm erreichen [Krä07]. Die magnetischen Feldstärken liegen bei $10^9 - 10^{10}$ T, während supraleitende Magneten zur Zeit bekanntlich maximale Feldstärken im Bereich von 10^1 T haben [Nör07].

Die GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt) bietet ideale Voraussetzungen für die Untersuchung dieser hochgeladenen Ionen. Am ESR, dem *Experimental Storage Ring*, wurden bereits in den vergangenen Jahren (Strahlzeiten 2001 und 2004) spektroskopische Untersuchungen durchgeführt, die beispielsweise den Hyperfeinübergang beim wasserstoffähnlichen $^{209}\text{Bi}^{80+}$ nachweisen konnten. Diese Messungen waren jedoch immer mit dem Problem der Dopplerverbreiterung behaftet, da die Ionen in dem Speicherring trotz Kühlvorrichtungen immer noch eine relativ hohe Temperatur hatten. Für neue, hochpräzise Messungen ist es also wünschenswert, die Ionen so weit wie möglich abzukühlen.

Dies wird an der GSI möglich durch das momentan im Aufbau befindliche HITRAP Projekt, das Ionen aus dem ESR auskoppeln und weiter abkühlen soll. Die niederenergetischen Ionen werden dann verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt, von denen eines das SpecTrap-Experiment ist. Hier werden die Ionen in einer Penningfalle eingeschlossen, weiter gekühlt und mittels Laserspektroskopie untersucht.

Die vorliegende Diplomarbeit befasst sich mit der Entwicklung von empfindlichen Detektoren für den Nachweis der Fluoreszenzphotonen, die bei der Laserspektroskopie nachgewiesen werden sollen. Insbesondere wurden dabei LAAPDs (Large Area Avalanche Photodiodes), die noch aus dem Experiment im Jahr 2004 am ESR vorhanden waren, untersucht. Dazu wurde ein Teststand aufgebaut, der eine Kühlung der Detektoren ermöglicht, es wurden verschiedene Vorverstärkerkonzepte realisiert und getestet und Messreihen mit den APDs durchgeführt.

Das folgende Kapitel beschreibt zunächst das SpecTrap-Experiment in Theorie und Praxis. Kapitel 3 befasst sich dann mit Ratenabschätzungen und Simulationen, um die Anforderungen an die Detektoren festzulegen, und in Kapitel 4 werden verschiedene Detektortypen kurz vorgestellt. In Kapitel 5 und 6 geht es schließlich um den Aufbau des Teststands und die Messungen mit den APDs.

2 Das SpecTrap Experiment

2.1 Theoretische Grundlagen

Aus experimentellen Beobachtungen und entsprechenden Berechnungen der Quantenmechanik ist bekannt, dass sich Elektronen in Atomen auf bestimmten, diskreten Energieniveaus befinden. Diese Niveaus lassen sich vereinfacht durch die folgende von Nils Bohr gefundene Formel ausdrücken [Dem96]:

$$E = -Ry^* \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.1)$$

Hier ist Z die Ladungszahl des Atomkerns, Ry^* die Rydbergkonstante in Energieeinheiten¹ und n die Nummerierung der Energieniveaus.

Bei genauerer Untersuchung stellt sich jedoch heraus, dass die Energieniveaus weiter aufspalten, dass also jedes dieser Grundniveaus aus mehreren eng beieinander liegenden Niveaus besteht. Diese Aufspaltungen können verschiedenen Effekten zugeschrieben werden; beispielsweise wechselwirkt der Spin des Elektrons mit dem magnetischen Moment, das durch den Bahndrehimpuls des Elektrons erzeugt wird. Je nach Lage dieser beiden Drehimpulse zueinander führt dies zu einer Erhöhung oder Verringerung der Energie. Diese *Spin-Bahn-Kopplung* ist zusammen mit Effekten wie dem Lambshift für die Feinstruktur der Energieniveaus eines Atoms verantwortlich.

Weiter stellt man fest, dass es auch innerhalb dieser Niveaus kleine Aufspaltungen gibt, die durch Wechselwirkungen des Elektronenspins mit dem Kernspin zustande kommen. Diese Aufspaltungen nennt man Hyperfeinstruktur. In Abbildung 2.1 ist schematisch eine solche Aufspaltung der Energieniveaus zu sehen. Im Folgenden soll die Hyperfeinstruktur genauer betrachtet werden.

Der Kernspin I erzeugt ein magnetisches Moment des Kerns, für das gilt:

$$\vec{\mu}_I = g_I \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (2.2)$$

Dabei ist g_I der Kern-g-Faktor (ganz analog zum g-Faktor des Elektrons) und

$$\mu_K = \frac{e}{2m_p} \cdot \hbar = \frac{m_e}{m_p} \cdot \mu_B = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{J}{T} \quad (2.3)$$

das Kernmagneton [Dem96]. Seien F und j die Quantenzahlen des Gesamtdrehimpuls des Atoms und des Drehimpuls des Elektrons, so erhält man für die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur

¹Es gilt $Ry^* = Ry \cdot h \cdot c = \frac{\mu \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$, wobei μ die reduzierte Masse des Atomkerns ist.

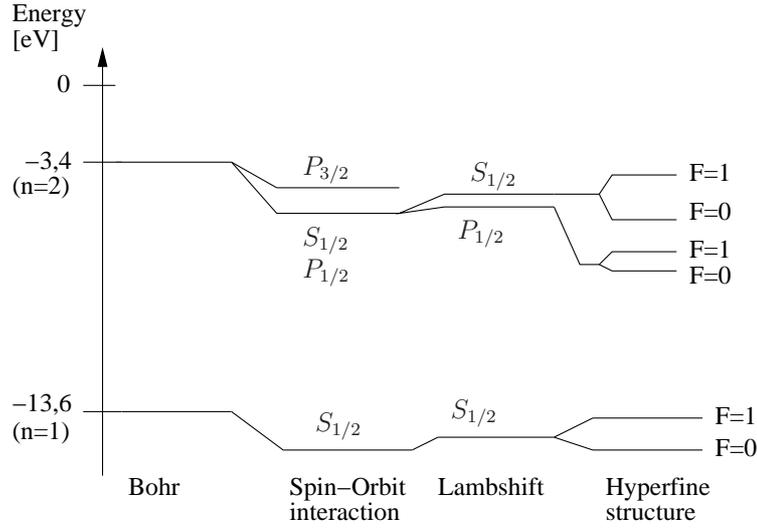


Abb. 2.1: Die zwei niedrigsten Energieniveaus im Wasserstoffatom und ihre Fein- und Hyperfeinstruktur. Die Abstände sind nicht maßstabsgetreu, insbesondere sind die Fein- und Hyperfeinaufspaltungen in Wirklichkeit um mehrere Größenordnungen kleiner als die Abstände der Grundniveaus.

für Kerne mit der Ladungszahl Z [Nör07]:

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{2j(j+1)} m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \quad (2.4)$$

Für präzise Berechnungen sind nun noch einige Korrekturen in die Gleichung einzuführen [Krä07]:

- Korrektur für die Schwerpunktsbewegung auf Grund der endlichen Masse des Kerns, \mathcal{M}
- Relativistische Effekte, $A(Z\alpha)$
- Breit-Rosenthal-Effekt, Beitrag durch Ladungsverteilung im Kern, $(1 - \delta)$
- Bohr-Weisskopf-Effekt, Beitrag durch Abweichung des magnetischen Moments des Kerns von dem eines Punktteilchens, $(1 - \epsilon)$
- QED - Effekte, Korrekturbeitrag auf Grund der Quantisierung der Felder der gebundenen Zustände, $\frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{QED}$

Man erhält [Krä07]:

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{2j(j+1)} m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \cdot \mathcal{M} \left(A(Z\alpha)(1 - \delta)(1 - \epsilon) + \frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{QED} \right) \quad (2.5)$$

Das Ziel des SpecTrap-Experiments ist es, wie in der Einleitung schon erwähnt, den Beitrag der

quantenelektrodynamischen Korrektur zu untersuchen und mit den Berechnungen zu vergleichen. Dazu wird nun experimentell die Hyperfeinaufspaltung gemessen und mit dem theoretischen Wert aus Formel 2.5 verglichen. Dabei tritt allerdings das Problem auf, dass der Bohr-Weisskopf-Effekt eine relative Unsicherheit von 20-30% besitzt, die damit in der gleichen Größenordnung wie der gesamte QED-Beitrag liegt [Krä07].

Es wurde nun von Shabaev et al. [Sha01] eine Methode vorgeschlagen, mit der es trotzdem möglich wird, mittels Messung der Hyperfeinaufspaltung QED-Effekte zu studieren. Dazu ist es notwendig, ein wasserstoffartiges System und ein lithiumartiges System desselben Kerns zu betrachten. Im ersten Fall ist nur das 1s -Orbital einfach besetzt, im zweiten ist das 1s -Orbital mit zwei Elektronen voll besetzt und im 2s -Orbital befindet sich ein einzelnes Elektron.

Im wasserstoffartigen System sei der Bohr-Weisskopf-Effekt durch die Größe $\epsilon^{(1s)}$ beschrieben. Im lithiumähnlichen System hat der Effekt zwei Beiträge, nämlich $\epsilon^{(2s)}$ der Wechselwirkung des freien Elektrons mit dem Kern und $\epsilon^{(int)}$ der Wechselwirkung zwischen den Elektronen. Es wurde nun gezeigt, dass die Größenverhältnisse dieser Effekte nahezu unabhängig von der Kernstruktur sind, also gilt [Sha01]:

$$\frac{\epsilon^{(2s)}}{\epsilon^{(1s)}} = f(Z\alpha) \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon^{(2s)} = f(Z\alpha) \cdot \epsilon^{(1s)} \quad (2.6)$$

$$\frac{\epsilon^{(int)}}{\epsilon^{(2s)}} = f_{int}(Z\alpha) \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon^{(int)} = f_{int}(Z\alpha) \cdot \epsilon^{(1s)} \quad (2.7)$$

Die beiden Funktionen $f(Z\alpha)$ und $f_{int}(Z\alpha)$ lassen sich mit hoher Genauigkeit berechnen, so dass nur noch $\epsilon^{(1s)}$ als freier Parameter übrig bleibt.

Man kann nun Formel 2.5 benutzen, um die Hyperfeinaufspaltungen für das lithiumähnliche System und für das wasserstoffähnliche System zu berechnen, die aber noch beide mit der Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effekts behaftet sind. Allerdings ist nun in beiden Fällen der gleiche Term, nämlich $\epsilon^{(1s)}$, für diese Unsicherheit verantwortlich. Zieht man die beiden Energien voneinander ab, kann man diesen Term eliminieren. Da alle anderen Werte mit großer Genauigkeit berechenbar sind, kann man so den Beitrag der QED-Effekte isolieren.

Um dieses Ergebnis anschaulich zu verstehen, kann man sich überlegen, dass die Einflüsse der Kernstruktur bei Messungen von einem wasserstoffähnlichen und einem lithiumähnlichen System des gleichen Isotops unverändert bleiben. Dementsprechend ist es möglich, durch Berücksichtigung beider Messungen diese Einflüsse zu eliminieren.

Sind die QED Effekte schließlich mit hoher Präzision bekannt, ist es wiederum über die Messung der Hyperfeinstruktur möglich, Rückschlüsse auf die Kernstruktur und insbesondere den Bohr-Weisskopf-Effekt zu ziehen.

Will man Laserspektroskopie betreiben, müssen die Hyperfeinaufspaltungen des Grundzustands in einem Energiebereich liegen, der den Wellenlängen der verfügbaren Laser entspricht. Nach Formel

Isotop		Z	Kernspin	Hyperfeinübergang [eV]	Wellenlänge [nm]	Lebensdauer [ms]
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	(H-like)	82	1/2	1,22	1020	52
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	(H-like)	83	9/2	5,08	244	0,4
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	(Li-like)	83	9/2	0,80	1555	104

Tab. 2.1: Ionen, die bei SpecTrap untersucht werden sollen und ihre Eigenschaften (Quellen: Kernspin aus [Ber00], Energien / Wellenlängen aus [Nör07], Lebensdauern s. Kapitel 3)

2.5 ist die Energieaufspaltung unter anderem abhängig von der dritten Potenz der Kernladungszahl Z . Während diese Energieaufspaltung beim Wasserstoff noch so klein ist, dass die (in der Radioastronomie viel benutzte) zugehörige Wellenlänge bei 21 cm liegt, haben Kerne mit einem Z jenseits der 80 Wellenlängen im für Laserspektroskopie zugänglichen Bereich. Allerdings sind nicht alle Nuklide gleichermaßen geeignet, da (wie ebenfalls in Formel 2.5 zu sehen) auch der Kernspin die Energie beeinflusst.

Weiterhin ist wünschenswert, dass die Lebensdauern der Niveaus möglichst kurz sind, um viele Übergänge pro Zeitintervall zu beobachten und damit den Nachweis einfacher zu machen. Auf diesen Punkt wird im Kapitel 3 weiter eingegangen, allerdings sei schon vorweggenommen, dass die Lebensdauern mit der dritten Potenz der Frequenz des Übergangs sinken. An Formel 2.5 sieht man wiederum, dass die Energie (und damit die Frequenz) des Übergangs mit Z^3 steigt. Auch aus diesem Grund sind Kerne mit hohem Z besser geeignet.

Beim SpecTrap-Experiment sollen Messungen mit $^{209}\text{Bi}^{82+}$ (wasserstoffartig), $^{209}\text{Bi}^{80+}$ (lithiumartig) und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ (wasserstoffartig) durchgeführt werden. Die Messungen mit den beiden Konfigurationen des gleichen Bismutisotops dienen dabei der Eliminierung der Kernstruktureffekte, wie sie in diesem Abschnitt erläutert wurde. Tabelle 2.1 zeigt die wichtigsten Eigenschaften dieser drei Ionen.

2.2 Bisherige Ergebnisse

An der GSI wurde in den vergangenen Jahren bereits Laserspektroskopie betrieben, allerdings am Speicherring ESR (*Experimental Storage Ring*). Die zu untersuchenden Ionen fliegen hier mit hohen Geschwindigkeiten ($\beta \sim 0,6$), so dass ihre Anregungsfrequenzen dopplerverschoben sind. Dies hat den Vorteil, dass die Wellenlängen dorthin gelegt werden können, wo sie gut angeregt und nachgewiesen werden können. Das Experiment war erfolgreich und es konnten die Hyperfeinübergänge für $^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{209}\text{Bi}^{82+}$ gemessen werden (s. a. Tab. 2.2 und Abb. 2.7 auf Seite 18). Der Übergang des lithiumartigen $^{209}\text{Bi}^{80+}$, der für die im vorherigen Abschnitt erläuterte Methode zur Eliminierung des Bohr-Weisskopf-Effekts nötig gewesen wäre, konnte dagegen leider nicht gefunden werden [Nör07]. Außerdem gab es systematische Unsicherheiten, da die Geschwindigkeit der Ionen sowohl

Ion	ΔE_{HFS} [eV]	Wellenlänge [nm]	Experiment	Referenz
$^{165}\text{Ho}^{66+}$	2,1645(6)	572,64 (15)	RETrap	[Cre96]
$^{185}\text{Re}^{74+}$	2,7186 (18)	456,056 (30)	RETrap	[Cre98]
$^{187}\text{Re}^{74+}$	2,7449 (18)	451,696 (30)	RETrap	[Cre98]
$^{203}\text{Tl}^{80+}$	3,21351(25)	385,822 (30)	RETrap	[Bei01]
$^{205}\text{Tl}^{80+}$	3,24409(29)	382,184 (34)	RETrap	[Bei01]
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1,2159(2)	1019,7(2)	ESR	[See98]
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	5,0841(4)	243,87	ESR	[Kla94]

Tab. 2.2: Bisherige Ergebnisse von Spektroskopiemessungen an wasserstoffartigen Ionen (aus [Krä07])

mit einer gewissen Unsicherheit behaftet war als auch gewissen statistischen Fluktuationen unterlag, da die Ionen noch relativ hohe thermische Energien hatten. Dennoch ist für den Sommer 2009 eine weitere Strahlzeit am ESR geplant, mit dem Ziel, den Übergang des lithiumartigen $^{209}\text{Bi}^{80+}$ zu finden [Nör08]. Eine Weiterentwicklung des Detektorsystems, mit dem in dieser Diplomarbeit begonnen wurde, und bessere theoretische Vorhersagen für die Position der Linie sollen dieser Messung zum Erfolg verhelfen.

Am RETrap-Experiment am Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien wurden Messungen mit verschiedenen wasserstoffartigen Ionen an einer Ionenfalle durchgeführt, die Ergebnisse finden sich ebenfalls in Tabelle 2.2. Das schlechte Signal-zu-Rausch Verhältnis und die hohe Temperatur der Ionen sorgten aber dafür, dass hier die Auflösung ein wenig schlechter war als am ESR [Krä07].

2.3 Aufbau des Experiments

Beim SpecTrap-Experiment sollen die Erfahrungen der beiden kurz vorgestellten Experimente genutzt werden, um mit einem verbesserten Aufbau die Genauigkeit von 10^{-4} in einen Bereich von 10^{-7} zu verbessern [Vog05]. Dazu wurde der Aufbau des RETrap-Experiments an die GSI nach Darmstadt transportiert, um dort eine neue Penningfalle einzubauen und die sehr stark abgekühlten Ionen aus der HITRAP-Anlage zu benutzen.

Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Aufbau des SpecTrap-Experiments. Die Falle selbst befindet sich in der Mitte des Aufbaus und wird von flüssigem Helium gekühlt. Die Ionen werden von oben in die Falle geleitet; der Laserstrahl, der für die Laserspektroskopie nötig ist, wird von unten eingeschossen. Die Fluoreszenz, die detektiert werden soll, wird durch horizontale Kanäle nach draußen geleitet, wo dann die Detektoren platziert werden sollen.

Auf dem Foto in Abb. 2.3 ist der in der Schemazeichnung gezeigte Behälter an seinem Einbauort an der GSI zu sehen. Im oberen Teil des Bildes ist das letzte Stück der Ionenzuführung zu erkennen, die hier gerade eingebaut worden ist und noch nicht mit dem SpecTrap-Tank verbunden wurde. Auf dem Foto rechts ist die Plattform zu erkennen, auf der das Experiment aufgebaut ist. Der

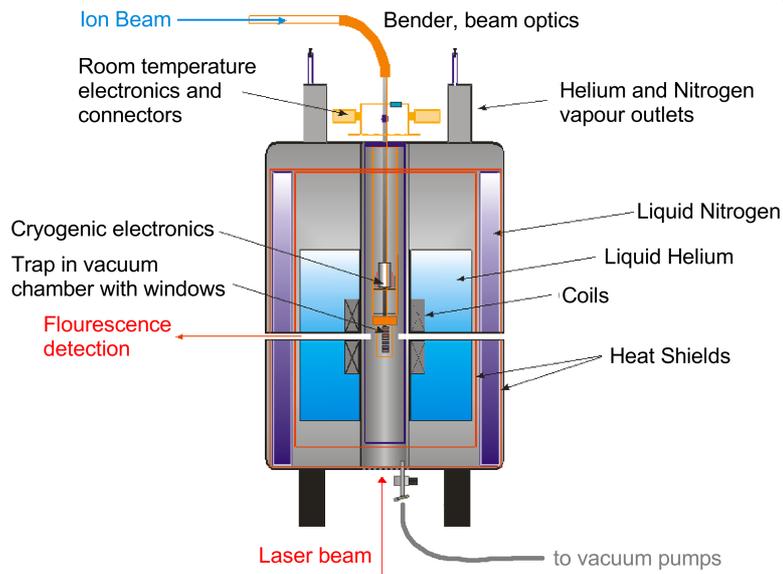


Abb. 2.2: Das SpecTrap-Experiment (aus [Nör07])



Abb. 2.3: Der SpecTrap-Tank (unten) und die Ionenzuführung (oben)



Abb. 2.4: Die SpecTrap-Plattform in der GSI-Experimentierhalle

Raum unter der Plattform ist für das Laserlabor vorgesehen, in dem die durchstimmbaren Laser aufgestellt und betrieben werden sollen. Der Strahl soll dann von dort direkt nach oben in den SpecTrap-Behälter geleitet werden (Fotos von Danyal Winters, September 2007).

2.4 Infrastruktur an der GSI

Wie schon erwähnt, nutzt das SpecTrap-Experiment einiges der Infrastruktur der GSI. Abbildung 2.5 zeigt ein Schema der GSI, auf dem der Vorbeschleuniger UNILAC, der große Beschleunigerring SIS und der Speicherring ESR zu sehen sind.

Im SIS werden die Ionen aus dem UNILAC zunächst auf Energien beschleunigt, die nötig sind, um in einem Stripper Target die restlichen Elektronen von ihnen zu lösen. Auf diese Weise können die hoch geladenen Ionen erzeugt werden, die unter anderem für das SpecTrap-Experiment nötig sind.

Im ESR werden die Ionen gesammelt und gekühlt, also die statistischen Fluktuationen ihrer Geschwindigkeiten verringert. Mit einer Energie von etwa 7 MeV pro Nukleon werden die Ionen dann in die HITRAP Anlage geleitet.

HITRAP hat die Aufgabe, die Ionen abzubremsen und weiter zu kühlen. Abbildung 2.6 zeigt ein Schema der Anlage. Die Ionen werden zunächst in den *Double-drift-buncher* (links unten) geleitet und auf 4 MeV/u abgebremst. Die nachfolgende *IF structure* und der *RF Decelerator* bremsen die Ionen schließlich auf etwa 6 keV pro Nukleon ab.

Mit dieser Energie können die Ionen in eine Kühlfalle geleitet werden, wo sie bis auf 4 K gekühlt werden. Diese gekühlten Ionen werden dann nach oben auf die Experimentierplattform geleitet und den verschiedenen Experimenten, darunter SpecTrap, zugeführt [HIT08].

2.5 Laserspektroskopie

In diesem Abschnitt soll kurz das Prinzip der Laserspektroskopie vorgestellt werden. Dieses Verfahren wird benutzt, um Anregungen in Atomen zu vermessen, deren Energien optischen Wellenlängen entsprechen. Bei SpecTrap handelt es sich um Übergänge zwischen den beiden Niveaus der Hyperfeinstruktur im $1s$ -Orbital ($^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{209}\text{Bi}^{82+}$) bzw. im $2s$ -Orbital ($^{209}\text{Bi}^{80+}$). Die erwarteten Wellenlängen dieser Übergänge liegen mit ~ 244 nm im UV-Bereich und mit ~ 1020 nm und ~ 1555 nm im nahen Infrarot.

Die Ionen in der Falle befinden sich zunächst im Grundzustand, da bei einer Temperatur von 4 K in der Ionenwolke nicht genügend Energie für eine thermische Anregung ins obere Niveau zur Verfügung steht (Rechnung siehe Anhang A).

Übergänge zwischen den beiden Energieniveaus können hier also nur durch Kopplung an Photonen stattfinden. Die drei relevanten Prozesse sind *Absorption*, *stimulierte Emission* und *spontane Emission*. Die Absorption und die stimulierte Emission hängen eng zusammen, denn beide können nur dann stattfinden, wenn ein Photon eingestrahlt wird. Bei der Absorption wird ein Elektron

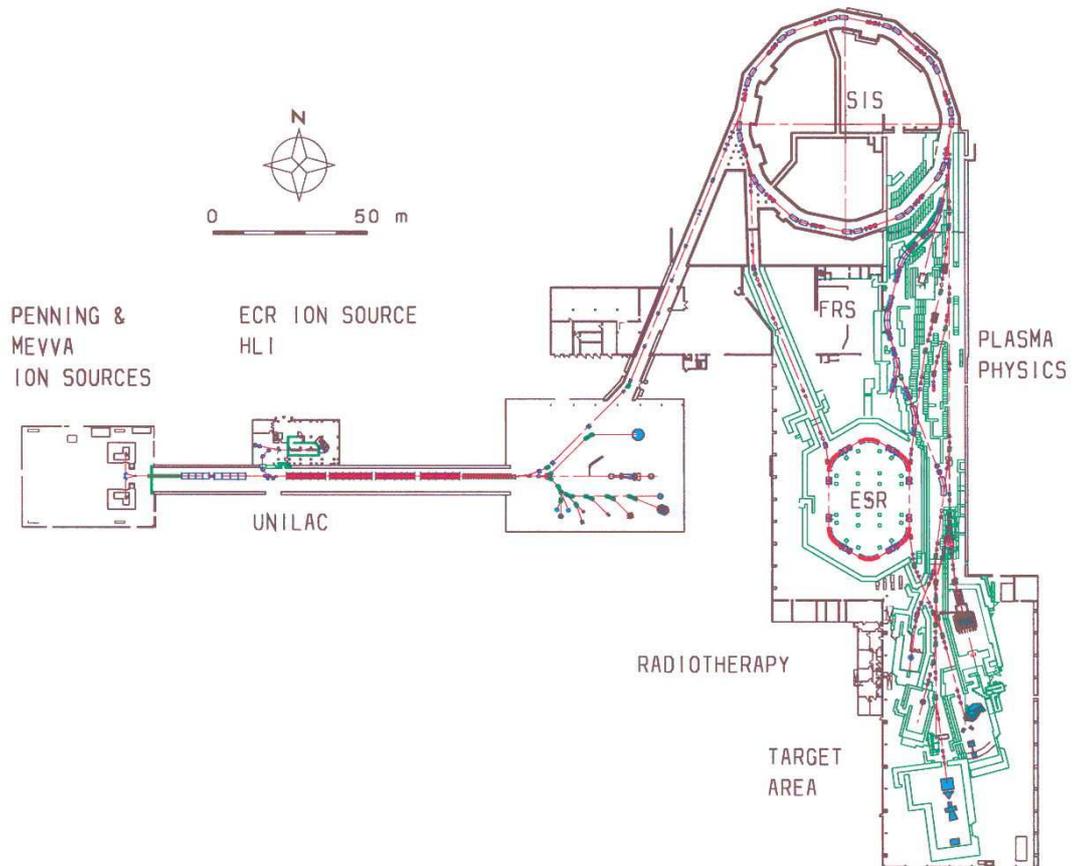


Abb. 2.5: Übersicht über die GSI (aus [Nör07])

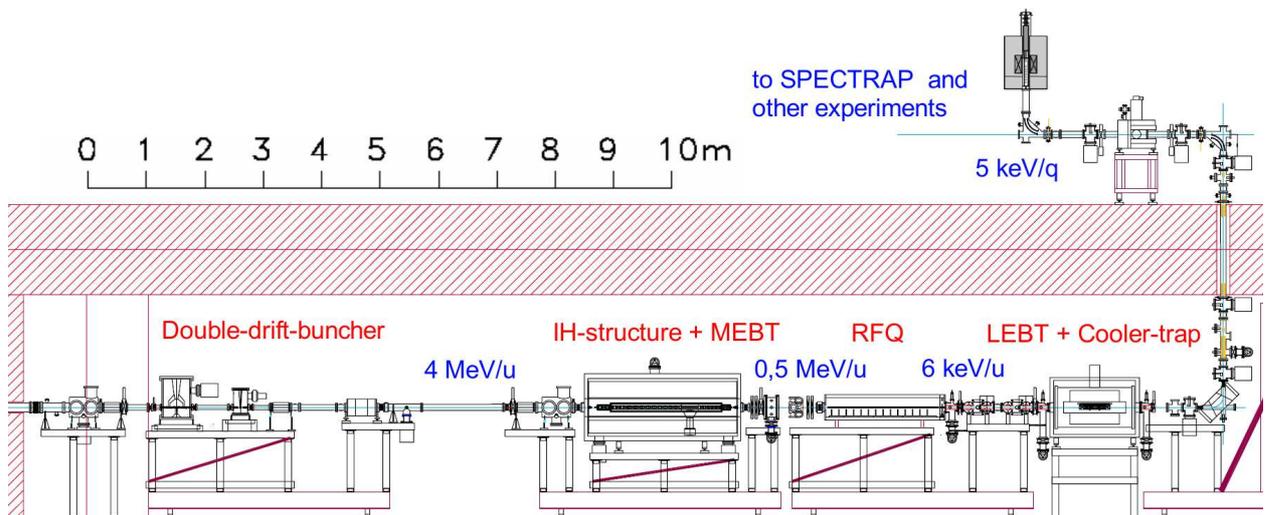


Abb. 2.6: HITRAP Anlage (aus [Win07a])

aus dem unteren Energieniveau in das obere gehoben, bei der stimulierten Emission wird ein Elektron aus dem oberen Energieniveau dazu angeregt, wieder in das untere Niveau zu springen. Die Häufigkeiten dieser beiden Prozesse sind direkt proportional zu den Besetzungszahlen n_1 und n_2 der beiden Niveaus, es gilt [Dem77]:

$$\frac{dn_1}{dt} = -B_{12}I(\nu) \cdot n_1 \quad \text{für die Absorption} \quad (2.8)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = B_{12}I(\nu) \cdot n_2 \quad \text{für die stimulierte Emission} \quad (2.9)$$

Dabei ist B_{12} der Einsteinkoeffizient für die Absorption und $I(\nu)$ die spektrale Energiedichte, also ein Maß für die Intensität der eingestrahlten Strahlung. Betrachtet man die Gleichungen 2.8 und 2.9, so erkennt man leicht, dass sich ein Gleichgewicht einstellen wird, bei dem die beiden Niveaus gleich häufig besetzt sind.

Weiterhin werden einige Elektronen des oberen Energieniveaus ihre Energie durch spontane Emission abgeben und ins untere Niveau springen. Dieser Vorgang ist als *Fluoreszenz* bekannt. Die Häufigkeit dieses Prozess ist nicht direkt abhängig von der Häufigkeit der anderen beiden Prozesse, aber ebenfalls proportional zur Besetzungszahl des oberen Niveaus:

$$\frac{dn_1}{dt} = A_{12} \cdot n_1 \quad \text{für die spontane Emission} \quad (2.10)$$

Die Proportionalitätskonstante A_{12} ist der Einsteinkoeffizient für die spontane Emission. Durch diesen zusätzlichen Prozess wird die relative Besetzung des oberen Niveaus, abhängig von dem Verhältnis der Koeffizienten zueinander, etwas kleiner werden als 50%. Durch eine große spektrale Energiedichte kann aber erreicht werden, dass die Besetzungszahlen im Wesentlichen durch die ersten beiden Prozesse bestimmt werden und die Abnahme von n_2 durch spontane Emission vernachlässigt werden kann. Bei der Laserspektroskopie wird in der Regel ein Laser benutzt, der so stark ist, dass die Anregung in Sättigung geht, also nahezu 50% der Elektronen angeregt sind [Dem77].

Die Idee bei der Laserspektroskopie ist nun, die Frequenz des Lasers in einem gewissen Bereich durchzustimmen und die Rate der spontanen Emission zu beobachten. Sobald man mit dem Laser genau die Wellenlänge des Übergangs trifft, wird Absorption möglich und das obere Energieniveau wird bevölkert. Damit setzen auch stimulierte und spontane Emission ein, jedoch kann die stimulierte Emission in der Praxis nicht beobachtet werden, da sie in der gleichen Richtung wie der einfallende Laserstrahl ausgesandt wird und deswegen nicht von diesem unterschieden werden kann. Die spontane Emission wird dagegen isotrop abgestrahlt und kann mit empfindlichen Lichtdetektoren nachgewiesen werden.

In Abbildung 2.7 ist das Ergebnis der in Abschnitt 2.2 erwähnten Messung des Hyperfeinübergangs von $^{207}\text{Pb}^{81+}$ am ESR gezeigt.

Bewegen sich die Ionen gegen die Laserquelle, so sieht das Ion den Strahl dopplerverschoben

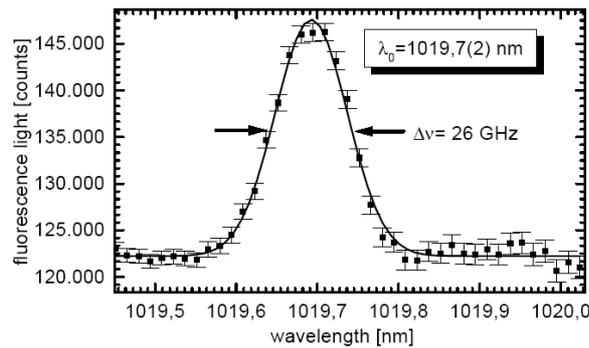


Abb. 2.7: Nachgewiesener Hyperfeinübergang im $^{207}\text{Pb}^{81+}$ (aus [Nör07])

und der Übergang erscheint im Laborsystem bei einer veränderten Wellenlänge. Beim ESR wurde dies ausgenutzt, um den Übergang in einen Wellenlängenbereich zu verschieben, der für die Konstruktion eines Lasers und der Detektoren günstig war (etwa 400 bis 500 nm). Allerdings muss die Geschwindigkeit der Ionen dann sehr genau bekannt sein, um eine präzise Messung zu ermöglichen. Dies war letztendlich einer der limitierenden Faktoren der Genauigkeit bei der Messung am ESR.

Ein anderes Problem ist die Verbreiterung des Peaks durch die statistische Geschwindigkeitsverteilung der Ionen auf Grund ihrer Temperatur. Um beide Probleme zu vermeiden, sind bei SpecTrap die Ionen in Ruhe und auf sehr niedriger Temperatur.

Die für Laserspektroskopie benötigte Hardware besteht im Wesentlichen aus drei Teilen:

- Eine gut funktionierende Ionenfalle, die die Speicherung und Kühlung möglichst vieler Ionen ermöglicht, die Ionenwolke auf möglichst kleine Ausmaße komprimieren kann und optische Zugänge für Laserlicht und Fluoreszenzphotonen hat. Diese Falle wird an der GSI in Zusammenarbeit mit den Arbeitsgruppen Nörtshäuser (Uni Mainz) und Thompson (Imperial College London) entwickelt. In den Diplomarbeiten von Jörg Krämer [Krä07] und Zoran Andelkovic [And07] finden sich ausführliche Beschreibungen der für SpecTrap vorgesehenen Penningfalle.
- Laser, die in einem bestimmten Bereich durchstimmbare sind, wobei eine hohe Präzision der Laserwellenlänge wichtig ist. Diese werden von der Arbeitsgruppe Birkl an der Uni Darmstadt entwickelt.
- Ein Detektor, der die Fluoreszenzphotonen detektiert. Tests und Charakterisierung geeigneter Detektortypen sowie die Entwicklung einer möglichst rauscharmen Vorverstärkerelektronik bilden den Fokus der vorliegenden Arbeit.

2.6 Lichtdetektion

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, werden für die Laserspektroskopie Detektoren benötigt, um Fluoreszenzphotonen nachzuweisen. Dabei ist es nicht nötig, die Wellenlänge der Photonen zu bestimmen, denn die Wellenlänge des Übergangs wird durch die Einstellung des Lasers gefunden. Der Detektor und die nachfolgende Elektronik müssen also keine Energieinformation liefern, sondern nur ein ja/nein Signal; der Detektor funktioniert quasi als Zähler.

Hohe Anforderungen ergeben sich an die Detektoren und die Ausleseelektronik aus der Notwendigkeit, einzelne Photonen nachzuweisen. Beim SpecTrap-Experiment werden sehr geringe Zählraten erwartet, so dass die Detektoren hohe Photodetektionseffizienzen und niedrige Dunkelraten haben müssen. Das nächste Kapitel beschäftigt sich ausführlich mit Simulationen zu der Frage, wie hoch die erwarteten Photonenraten am Detektor letztendlich sein werden. Ein weiteres Problem sind die Wellenlängen, bei denen die Übergänge erwartet werden. Da diese vom UV-Bereich bis ins nahe Infrarot reichen, wird es nötig sein, den Detektor zwischen den Messungen auszutauschen. Insbesondere für die Messung mit lithiumartigen Bismut, bei dem die Übergangswellenlänge bei ca. 1555 nm liegt, ist die Detektion von einzelnen Photonen eine Herausforderung.

3 Zählratenabschätzung

Um die Anforderungen an die Detektoren für das SpecTrap Experiment zu bestimmen, ist es wichtig zu wissen, wie viele Photonen pro Zeiteinheit voraussichtlich den Detektor erreichen werden. In diesem Kapitel soll daher eine Abschätzung zu dieser Frage vorgestellt werden.

Als Voraussetzung wird angenommen, dass der Laser sowohl räumlich als auch in seiner Intensität so dimensioniert ist, dass die Anregungen der Ionen in einen gesättigten Gleichgewichtszustand kommen, sich also ständig etwa die Hälfte der Ionen im oberen Energieniveau befinden. Die wesentlichen Faktoren sind dann die Folgenden:

- Anzahl der Ionen - Offensichtlich ist die Anzahl der zu erwartenden Photonen proportional zur Anzahl der vorhandenen Ionen.
- Lebensdauer des oberen Niveaus - Je kürzer diese Lebensdauer, desto öfter kann das Atom pro Zeiteinheit abstrahlen.
- Detektionseffizienz - Zu dieser zählen im Sinne dieser Abschätzung der Raumwinkelfaktor, die Transmission des optischen Linsensystems und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors.

Die Rate der Photonen am Detektor berechnet sich dann nach:

$$N_{phot} = \frac{1}{2} \cdot N_{Ionen} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \epsilon_{Det} \quad (3.1)$$

Für die Anzahl der Ionen gibt es eine Abschätzung von Manuel Vogel, Danyal Winters et al, siehe [Vog05], in der von $O(10^5)$ Ionen ausgegangen wird. Die anderen beiden Faktoren werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

3.1 Abschätzung der Lebensdauer

Laut [Bei00] ist die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den beiden Niveaus der Hyperfeinaufspaltung durch die magnetische Dipolnäherung gegeben, da die Wellenlänge des Übergangs sehr viel größer ist als die Größe des Atoms, in dem der Übergang stattfindet. Die Wahrscheinlichkeit für den Übergang ist dann gegeben durch [Bei00]:

$$w_{F \rightarrow F'} = \frac{1}{4\pi} \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{c^4} \frac{1}{(2F+1)} \sum_{M_F, M_F'} | \langle a_{n, F', M_{F'}, J, I} | \boldsymbol{\mu}_J + \boldsymbol{\mu}_I | a_{n, F, M_F, J, I} \rangle |^2 \quad (3.2)$$

In dieser Formel sind die Zustände durch ihre Drehimpulsquantenzahlen charakterisiert, dabei sind F' und F die Gesamtdrehimpulse des Grundzustands und des angeregten Zustands, I der Drehimpuls des Kerns und J der der Elektronenhülle. ω ist die Frequenz des Übergangs, es gilt $\hbar\omega = \Delta E_HFS$. Der Operator $\boldsymbol{\mu}_J$ wirkt auf die Elektronenzustände, der Operator $\boldsymbol{\mu}_I$ auf die Kernzustände. Durch Anwendung des Wigner-Eckart Theorems ergibt sich für den Grundzustand eines wasserstoffähnlichen Ions [Bei00]:

$$w_{F \rightarrow F'} = \frac{\alpha \omega^3 \hbar^2}{3 m_e^2 c^4} \frac{I}{(2I+1)} \left[g_j - g_I \frac{m_e}{m_p} \right]^2 \quad (3.3)$$

In dieser Formel ist der Beitrag des g-Faktors des Kerns vernachlässigbar gegen den g-Faktor des Elektrons g_j . Für ein Elektron im S-Orbital ergibt sich dann

$$w_{F \rightarrow F'} = \alpha \omega^3 \frac{\hbar^2}{m_e^2 c^4} \frac{4}{27} \frac{I}{(2I+1)} \left[\frac{2E_{n,k}}{m_e c^2} + 1 \right]^2 \quad (3.4)$$

wobei $E_{n,k}$ die aus der Diracgleichung gewonnenen Energieeigenwerte sind. Für das $1S_{1/2}$ -Orbital ergibt sich explizit [Bei00] [Vog05]:

$$w = \frac{4}{27} \frac{\alpha \omega^3 \hbar^2}{m_e^2 c^4} \frac{I}{(2I+1)} (2\kappa + 1)^2 \quad (3.5)$$

mit $\kappa = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$ (Z ist die Kernladungszahl). Für ein lithiumähnliches System müssen an diesen Berechnungen noch Korrekturen für die Wechselwirkung der Elektronen untereinander vorgenommen werden, die allerdings für die hier benötigte Genauigkeit vernachlässigt werden können [Bei00].

Die Lebensdauer eines Niveaus ist offensichtlich der Kehrwert dieser Übergangswahrscheinlichkeit. Zur Berechnung wurden für die Wellenlängen der Hyperfeinübergänge die in [Nör07] genannten Zahlen von 244 nm, 1020 nm und 1555 nm benutzt; das Kernspinmoment wurde aus [Ber00] entnommen. Tabelle 3.1 zeigt die Ergebnisse für die drei bei SpecTrap vorgesehenen Isotope.

Wie man sieht, ist der Übergang im UV-Bereich deutlich wahrscheinlicher und es ist daher dort eine relativ hohe Zählrate zu erwarten. Eine Herausforderung ist, dass gerade der Übergang im IR-Bereich am unwahrscheinlichsten ist und die niedrigsten Zählraten dort erwartet werden, wo auch die Konstruktion eines effizienten und großflächigen Detektors am schwierigsten sein dürfte.

Isotop	Wellenlänge	A	Lebensdauer
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	244 nm	2492 s^{-1}	0,4 ms
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1020 nm	19 s^{-1}	52 ms
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	1555 nm	10 s^{-1}	104 ms

Tab. 3.1: Lebensdauern der drei Isotope

3.2 Detektionseffizienz

Wie schon erwähnt, gehen in die Detektionseffizienz Verluste verschiedener Art ein, so dass sie definiert werden kann als:

$$\epsilon_{Det} = \epsilon_{Lichtleitung} \cdot \epsilon_{Phot} \cdot \epsilon_{Sonst} \quad (3.6)$$

Dabei ist $\epsilon_{Lichtleitung}$ die geometrische Effizienz des Lichtleitungssystems. Insbesondere sind dabei Raumwinkelverluste, die Verluste durch nicht-parallele Strahlen zwischen den Linsen und das Verhältnis Detektorgröße zu Beamspot zu nennen. Dieser Wert soll im nächsten Abschnitt ausführlich besprochen werden.

ϵ_{Phot} ist die Photonennachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und hängt damit von der Wahl des Detektors und von der Wellenlänge ab.

ϵ_{sonst} fasst die übrigen Verluste zusammen. Zu diesen gehören etwa das Austrittsfenster der Ionenfalle, das aus einem Metallgitter besteht und etwa zu 70% durchlässig ist [Vog08]. Weiterhin werden an den Linsen und Vakuumfenstern Photonen reflektiert. Laut Angaben von David Church (ehemaliger Leiter des RETrap Experiments am Lawrence Livermore National Laboratory) besteht das bereits eingebaute Vakuumfenster aus *fused quartz*, ein Material, das laut Herstellerangaben [Qua08] zwischen 300 nm und 2000 nm eine Transmission von über 90% und bei 244 nm von noch etwa 80% hat. Die beiden noch einzubauenden Linsen sollten aus dem gleichen Material bestehen, um eine gute Transmission in allen Wellenlängenbereichen zu gewährleisten. Durch den Einsatz von Antireflexionsschichten kann die Transmission möglicherweise sogar noch gesteigert werden [Dor08], jedoch soll hier von einer Transmission von 90% an jeder Linse bzw. Fenster ausgegangen werden. Damit ergibt sich ein Faktor von $0,9^3 = 0,73$, der zusammen mit den Verlusten am Austrittsgitter der Falle zu einem Faktor zusammengefasst wird:

$$\epsilon_{sonst} = (51 \pm 12)\% \quad (3.7)$$

Für den Übergang bei 244 nm liegt dieser Faktor wegen der schlechteren Transmission in diesem Wellenlängenbereich bei $\epsilon_{sonst} = (36 \pm 9)\%$.

Die Unsicherheiten resultieren aus der Annahme, dass die Werte für die Transmission an den Linsen, am Fenster und am Gitter auf etwa $\pm 5\%$ genau bekannt sind.

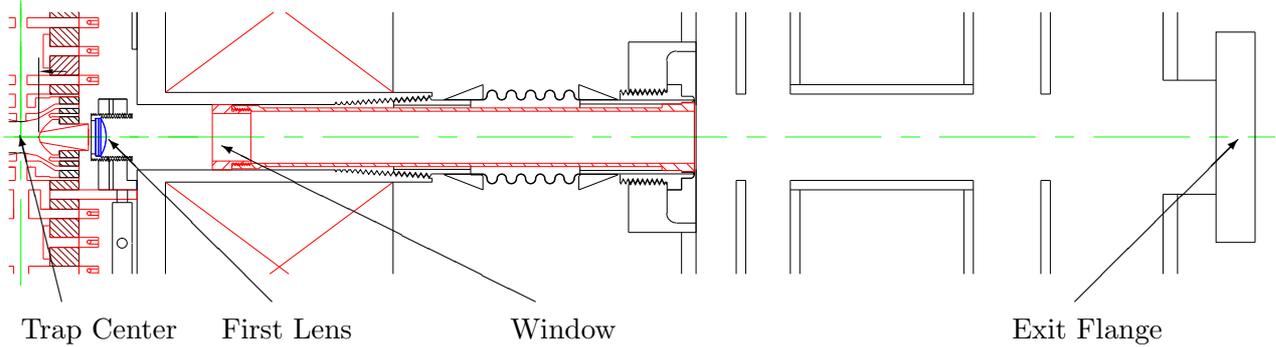


Abb. 3.1: Ausschnitt aus dem Experiment-Aufbau (technische Zeichnung des RETrap Experiments): Am linken Bildrand ist die Falle, rechts daneben die erste Linse (in blau) zu erkennen. Am linken Ende des roten Kastens befindet sich ein Vakuumfenster, das zwei Vakuumbereiche voneinander trennt. Ganz rechts ist der Flansch zu erkennen, an den das Detektorsystem angebaut werden soll.

3.3 Lichtleitungssystem

Die Ionenwolke befindet sich im Inneren einer Falle, die von einem supraleitenden Magneten und Kühlmittel tanks umgeben ist (siehe Abb. 3.1). Das Licht, das von der Ionenwolke abgestrahlt wird, wird zunächst durch eine erste Linse am Rand der Falle eingefangen, durchquert ein Zugangsrohr zur Außenwand des Aufbaus und wird dann von einer zweiten Linse auf einen Detektor gebündelt (die zweite Linse und der Detektor sind noch nicht in der Zeichnung enthalten). Da die meisten Detektoren für den Nachweis einzelner Photonen, insbesondere im IR-Bereich, sehr kleine aktive Flächen haben, ist eine Bündelung auf einen möglichst kleinen Querschnitt wünschenswert.

Im Folgenden soll die geometrische Effizienz des Lichtleitungssystems, also die Transmission unter rein geometrischen Aspekten, untersucht werden. Diese setzt sich zusammen aus drei Beiträgen, deren Berechnung in den folgenden Abschnitten erläutert wird:

1. Raumwinkelverluste vor der ersten Linse, ϵ_{RW}
2. Transmissionseffizienz von der ersten zur zweiten Linse, ϵ_{Linsen}
3. Bündelung auf den Detektor (Größe des Detektors im Verhältnis zur Größe des Beamsports), ϵ_{BS}

Damit ergibt sich die geometrische Effizienz zu

$$\epsilon_{Lichtleitung} = \epsilon_{RW} \cdot \epsilon_{Linsen} \cdot \epsilon_{BS} \quad (3.8)$$

Alle folgenden Berechnungen und Simulationen benutzen die aus der AutoCAD-Zeichnung entnommenen Maße (siehe Tabelle 3.2), die sich auf die alte Ionenfalle des RETrap Experiments beziehen. Für SpecTrap ist inzwischen eine neue Ionenfalle vorgesehen; die dadurch notwendigen Modifikationen an den Berechnungen sind im letzten Abschnitt dieses Kapitels besprochen.

Abstand Ionenwolke - erste Linse	$(26,3 \pm 0,5) \text{ mm}$
Aktiver Durchmesser der Linse	$(8,8 \pm 0,5) \text{ mm}$
Durchmesser des Rohrs außen	$(37 \pm 1) \text{ mm}$
Abstand erste Linse - zweite Linse	$(375 \pm 5) \text{ mm}$

Tab. 3.2: Wichtige Maße im Lichtleitungsweg

3.3.1 Raumwinkel vor erster Linse

Für die folgende Überlegung sei die Ionenwolke als Punktquelle genähert. Mit den in Tabelle 3.2 aufgeführten Werten ergibt sich für die Fläche der ersten Linse

$$A = \pi \cdot (4,4 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm})^2 = (61 \pm 8) \text{ mm}^2 \quad (3.9)$$

und damit für den von der Linse abgedeckten Raumwinkel

$$\Omega = \frac{A}{d^2} = \frac{(61 \pm 8) \text{ mm}^2}{(26,3 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm})^2} = (0,088 \pm 0,015) \text{ sr} \quad (3.10)$$

Damit ist an der ersten Linse noch

$$\frac{0,088 \pm 0,015}{4\pi} = (0,70 \pm 0,13)\% \quad (3.11)$$

der von der Ionenwolke abgestrahlten Intensität vorhanden.

3.3.2 Transmission von der ersten zur zweiten Linse

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie viele Photonen auf dem Weg von der ersten bis zur zweiten Linse verloren gehen. Verloren im Sinne dieser Abschätzung sind alle die Photonen, die nicht auf direktem Weg die zweite Linse erreichen. Zwar werden in der Realität einige Photonen an der Rohrwand reflektiert, doch es gibt gute Gründe, diese nicht zu berücksichtigen:

1. Das Rohr ist nicht durchgehend, an einigen Stellen kann das Licht auch in Hohlräume neben dem Rohr gelangen (vgl. Abb. 3.1).
2. Es ist unklar, wie gut das Rohrmaterial reflektiert.
3. Reflektierte Strahlen würden unter einem relativ großen Winkel in die zweite Linse einfallen und wären damit nur noch schwer auf den Detektor zu fokussieren.

Im Sinne einer konservativen Abschätzung sollen daher hier nur Strahlen gezählt werden, die direkt von der ersten Linse auf die zweite treffen.

Die Simulationen in diesem und im nächsten Abschnitt wurden mit *Kojac* [Koj00] durchgeführt, einem Freeware-Programm zur Simulation optischer Systeme. Die Anzeige erfolgt zweidimensional, jedoch rechnet das Programm intern mit drei Dimensionen. Das optische System aus Lichtquelle, Linsen und Schirm (der den Detektor darstellen soll) wird im Code mit Hilfe vorgefertigter Java-Routinen implementiert. Weitere Bemerkungen zu den Simulationen finden sich in Anhang B.

Die Ionenwolke soll als ausgedehnte **Lichtquelle** mit nicht zu vernachlässigender Größe simuliert werden. Der Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Größe der Ionenwolke ist in [Vog05] gegeben, wobei laut Danyal Winters [Win07b] der Magnet so betrieben werden soll, dass die Ionenwolke einen Durchmesser von etwa 3 mm hat. Weiterhin soll sie auf Grund der angewandten Kompressionsmethode (*rotating wall drive*) annähernd sphärisch sein. Unter der Annahme, dass die Ionenwolke hinreichend homogen ist, die Dichte am Rand scharf abfällt und keine Photonen innerhalb der Wolke reabsorbiert werden, kann sie als gleichmäßig leuchtende Kugel mit einem Radius von 1,5 mm modelliert werden.

Um dieses Modell in *Kojac* zu implementieren, werden in dem Kugelvolumen eine Reihe von Punktquellen platziert, von denen jede mehrere Strahlen im gleichmäßigen Winkelabstand ausstrahlt. Die Anzahl der Punktquellen und die Anzahl der Strahlen pro Quelle kann in der Simulation eingestellt werden.

Für die **Linsen** wurde in *Kojac* die Objektklasse *ThickLens* benutzt. Die verwendeten Krümmungsradien und anderen Parameter der Linsen finden sich in Anhang B.

Die erste Linse ist bereits an der Ionenfalle angebracht und hat die Aufgabe, die von der Wolke kommenden Strahlen zu parallelisieren. Da keine weiteren Angaben über die Linse vorliegen, wurde sie in *Kojac* so simuliert, dass sie ihren Fokus genau im Zentrum der Ionenwolke hat. Dadurch werden die Strahlen aus dem Zentrum der Wolke relativ gut parallelisiert (siehe Abb. 3.2). Bemerkungen zur zweiten Linse folgen im nächsten Abschnitt.

Der **Schirm** ist ein Objekt der Klasse *Screen*, die aber gegenüber dem Standardprogramm um einige Features erweitert wurde. Dadurch ist diese Klasse nun in der Lage, die ankommenden Strahlen in ein Histogramm zu füllen, das die Intensität (Anzahl der Strahlen) in Abhängigkeit von der Entfernung zur optischen Achse angibt.

In der ersten Phase der Simulation, die in diesem Abschnitt beschrieben werden soll, werden die Lichtstrahlen bis zur zweiten Linse verfolgt. Die Abstände und Größen sind maßstabsgetreu, allerdings sind erste und zweite Linse soweit auseinander, dass in den Abbildungen hier ein großer Bereich zwischen den Linsen nicht gezeigt wird, um die Darstellung übersichtlich zu halten. Die erste Linse hat, wie in der AutoCAD-Zeichnung, einen Durchmesser von 8,8 mm; die zweite Linse wurde mit einem Durchmesser von 37 mm angenommen, was in etwa der Öffnung des Rohres an der Stelle entspricht, an der sie eingebaut werden soll. Abbildung 3.2 zeigt die Strahlengänge für

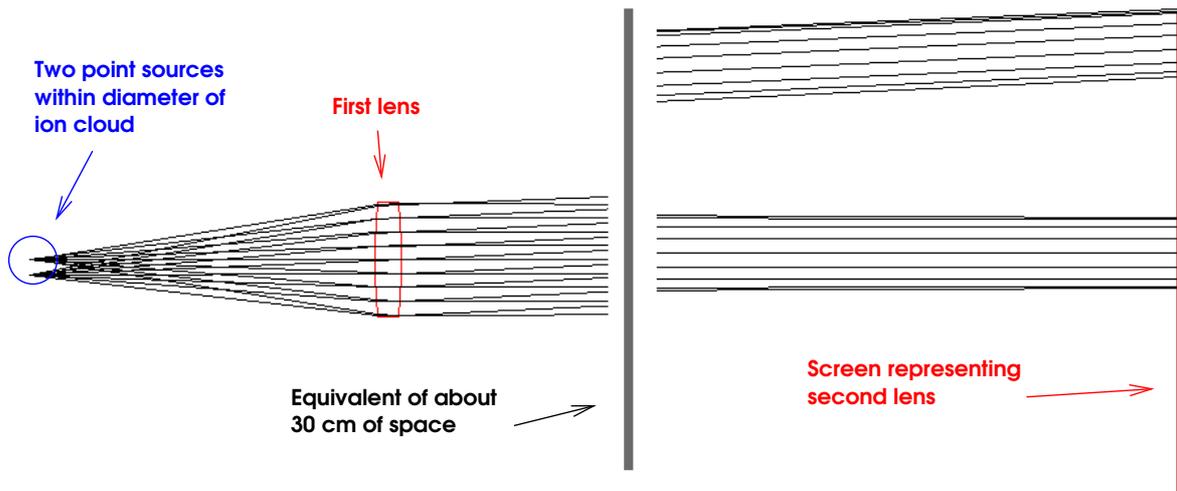


Abb. 3.2: Strahlengang bis zur zweiten Linse für Licht von zwei ausgesuchten Punktquellen (eine im Zentrum der Ionenwolke, die andere 1,2 mm nach unten versetzt)

zwei Punktquellen. Die obere befindet sich genau im Zentrum der Ionenwolke, die andere etwa 1,2 mm nach unten versetzt. Man sieht, dass das Licht der zentralen Lichtquelle gut parallelisiert wird und in der Mitte der zweiten Linse auftrifft, während das Licht der unteren Lichtquelle nur noch zum Teil auf die zweite Linse trifft.

Um zu bestimmen, welcher Anteil des Lichts an der ersten Linse die zweite Linse erreicht, wurde eine Simulation durchgeführt, bei der im Kugelvolumen der Lichtquelle 14304 Punktquellen gleichmäßig verteilt wurden (Abstand 0,1 mm in allen drei Raumrichtungen). Jede Punktquelle wurde so eingestellt, dass sie 441 Strahlen im gleichmäßigen Winkelabstand aussendet. Daraus ergibt sich eine Gesamtzahl von ca. $6 \cdot 10^6$ simulierten Strahlen.

Der Schirm wurde in 37 Kreisringe der Breite 0,5 mm aufgeteilt; Abbildung 3.3 zeigt das so gewonnene Intensitätsprofil. Man beachte, dass die Bins keine gleich großen Flächen auf dem Detektor repräsentieren, wodurch sich der Anstieg der Intensität in den ersten Bins erklärt. In der Simulation wurden weiterhin die Strahlen gezählt, die auf die Wand des Zugangsrohrs treffen und den Schirm daher nicht erreichen. Diese für die Detektion verlorenen Strahlen entsprechen einem Anteil von 2,5% der von der ersten Linse gesammelten Photonen. Dies bedeutet, dass auf der Strecke von erster zur zweiten Linse kaum Licht verloren geht; wir halten fest:

$$\epsilon_{Linsen} = (97,5 \pm 1,5)\% \quad (3.12)$$

Die Ungenauigkeit dieses Wertes enthält Unsicherheiten in der Position und Größe der optischen Elemente, jedoch keine systematischen Fehler der Simulation, wie etwa die Güte der Linsenmodellierung. Der statistische Fehler in der Simulation ist auf Grund der großen Menge an betrachteten Strahlen vernachlässigbar klein.

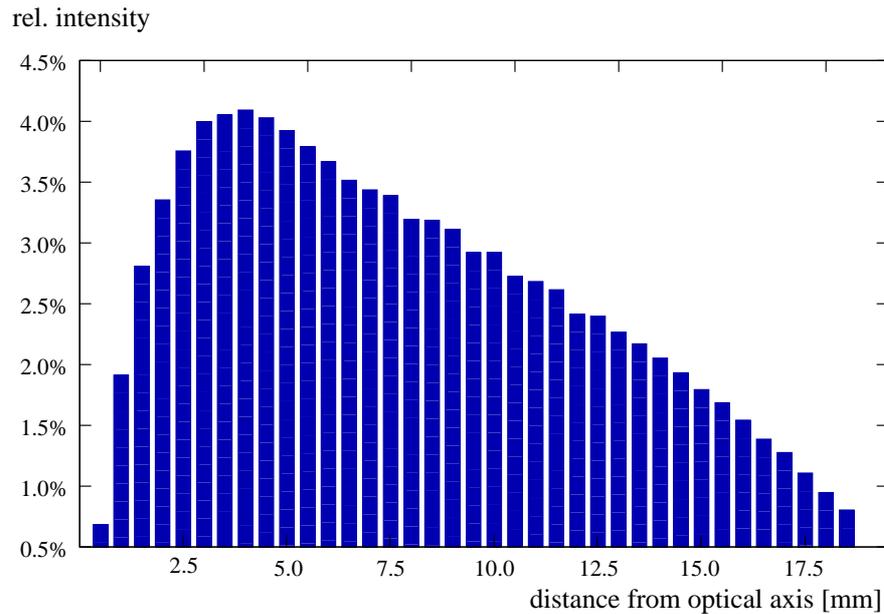


Abb. 3.3: Intensitätsprofil an zweiter Linse. Eine Säule steht immer für die Anzahl der Strahlen, deren Abstand von der optischen Achse kleiner ist als der Wert, der zu dieser Säule gehört, jedoch größer als der Wert der Säule links daneben. Die Zahlenwerte zu diesem Histogramm finden sich in Anhang B.2

3.3.3 Fokussierung auf den Detektor

Um nun zu ermitteln, wie gut sich die Strahlung auf einen Detektor bündeln lässt, wurde eine zweite Linse in die Simulation aufgenommen. Die Brennweite und andere Parameter dieser Linse wurden manuell optimiert und finden sich im Anhang B. Wichtig ist dabei die Feststellung, dass das Hauptproblem bei der Fokussierung *nicht* eventuelle Linsenfehler sind, sondern die Nicht-Parallelität der einfallenden Strahlen, die wiederum aus der Tatsache herrührt, dass das Licht von einer ausgedehnten Lichtquelle ausgesandt wird. In Abbildung 3.4 sieht man, dass von einer Punktquelle in der Mitte alle Strahlen gut fokussiert werden, während das Licht von der weiter unten liegenden Quelle sehr breit auf den Detektor streut.

Der Detektor wird in dieser Simulation durch einen Schirm mit dem Radius 5 mm dargestellt. Die Breite der Kreisringe wurde auf 0,1 mm verringert, um eine gute Auflösung in der Intensitätsverteilung zu erreichen. Dementsprechend ergeben sich 50 Bins, von denen allerdings bei gut eingestellter Linse nur der innere Teil besetzt ist.

Die Abbildung 3.5 zeigt das Intensitätsprofil am Detektor aus einer Simulation mit ca. $6 \cdot 10^6$ Strahlen. Man sieht, dass der Beamspot etwa einen Radius von 1,6 mm hat, also einen Durchmesser von 3,2 mm. Die LAAPDs von RMD, die im weiteren Verlauf der Arbeit untersucht werden, decken diesen Beamspot also problemlos ab.

Weiterhin soll diese Simulation aber auch ergeben, welche Anforderungen an einen Infrarotdetektor zu stellen sind. Wie bereits erwähnt, haben diese in der Regel kleine aktive Flächen; so haben

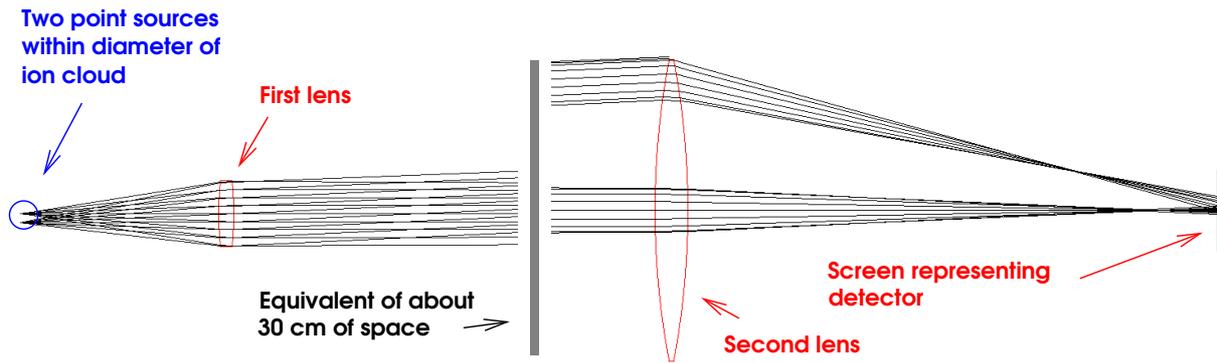


Abb. 3.4: Strahlengang bis zum Detektor für zwei ausgesuchte Punktquellen (eine im Zentrum der Ionenwolke, die andere 1,2 mm nach unten versetzt)

beispielsweise Geiger Mode APDs aus InGaAs einen Durchmesser von maximal $80\ \mu\text{m}$ [Pri08]. Aus der Simulation geht hervor, dass ein solcher Detektor nur noch deutlich unter drei Prozent jener Intensität sehen würde, die noch an der zweiten Linse vorhanden ist, und somit schlecht geeignet ist. Eine weitergehende Diskussion verschiedener Detektortypen findet sich im nächsten Kapitel.

Um direkt vergleichen zu können, wieviel Licht Detektoren mit bestimmten Durchmessern auffangen können, ist in Abb. 3.6 das Intensitätsprofil mit kumulierten Werten gezeigt. Man erkennt dort beispielsweise, dass ein Detektor mit einer aktiven Fläche von etwa 1 mm Durchmesser schon etwa 45% der Photonen einfängt.

3.4 Zusammenfassung und Diskussion

Nun sollen die in den letzten Abschnitten gewonnenen Ergebnisse benutzt werden, um konkret auszurechnen, welche Photonenraten am Detektor zu erwarten sind. Dazu seien zunächst noch einmal die wesentlichen Ergebnisse zusammengefasst:

Bereits vor der ersten Linse geht auf Grund des Raumwinkels ein großer Teil der Intensität verloren. Es verbleiben:

$$\epsilon_{RW} = (0,70 \pm 0,13)\%$$

Auf dem Weg von der ersten zur zweiten Linse fällt ein Teil der Strahlung auf die Rohrwand und ist damit wahrscheinlich verloren. Dennoch kommt ein Großteil der Strahlung an, nämlich

$$\epsilon_{Linsen} = (97,5 \pm 1,5)\%$$

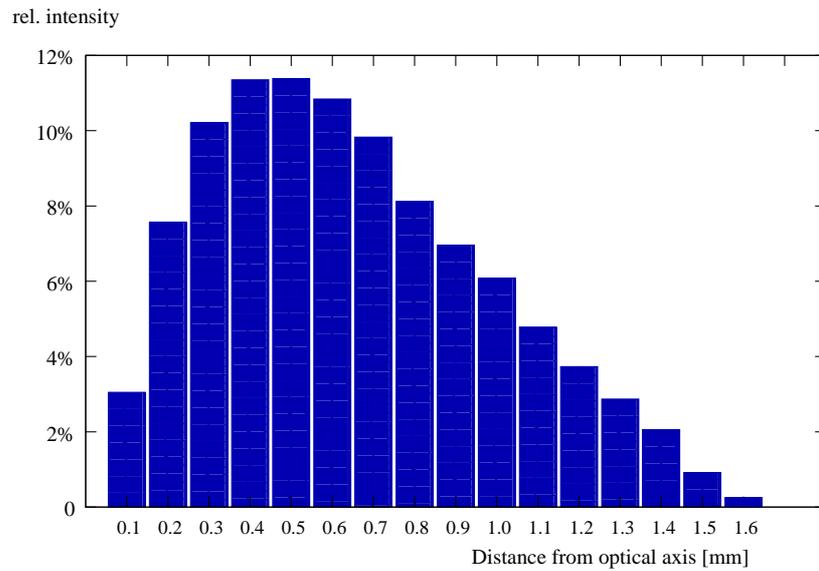


Abb. 3.5: Intensitätsprofil am Detektor in einem System mit zwei Linsen. Eine Säule steht immer für die Anzahl der Strahlen, deren Abstand von der optischen Achse kleiner ist als der Wert, der zu dieser Säule gehört, jedoch größer als der Wert der Säule links daneben. Die Zahlenwerte zu diesem Histogramm finden sich in Anhang B.2

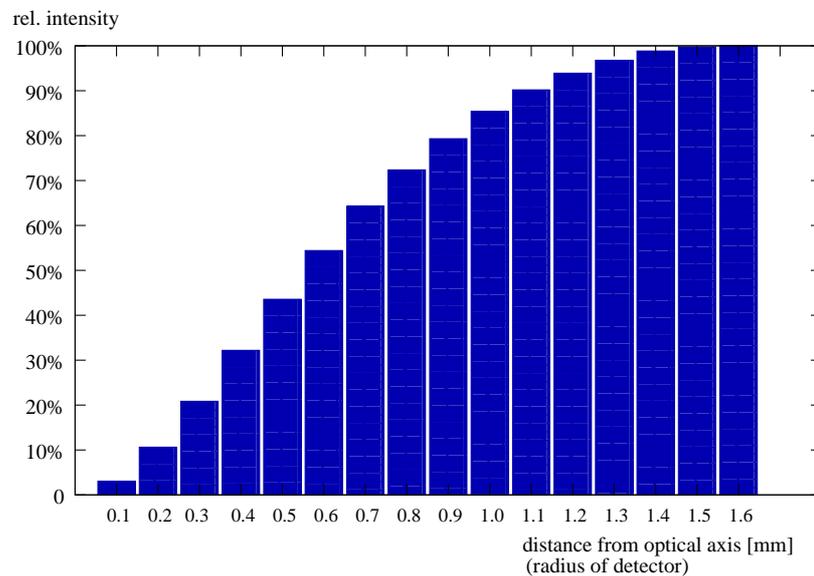


Abb. 3.6: Kumuliertes Intensitätsprofil am Detektor in einem System mit zwei Linsen. Eine Säule steht immer für die Anzahl aller Strahlen, deren Abstand von der optischen Achse kleiner ist als der Wert, der zu dieser Säule gehört. Die Zahlenwerte zu diesem Histogramm finden sich in Anhang B.2

Isotop	Wellenlänge	Photonenrate	Möglicher Detektor	Zählrate
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	244 nm	(300 ± 130) kHz	CPMs	(60 ± 26) kHz
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1020 nm	$(3, 2 \pm 1, 4)$ kHz	APDs	(640 ± 280) Hz
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	1555 nm	(750 ± 330) Hz	Hybrid PMTs	(68 ± 30) Hz

Tab. 3.3: Simulierte Photonennraten und Zählraten am Detektor für die verschiedenen Wellenlängen.

Außerdem werden die sonstigen Verluste zusammengefasst als

$$\epsilon_{sonst} = (51 \pm 12)\% \quad (\text{bzw. } \epsilon_{sonst} = (36 \pm 9)\% \text{ für UV}) \quad (3.13)$$

Mit Hilfe der Formeln 3.6 und 3.8 kann nun die Detektionseffizienz bestimmt werden, wobei die die Nachweisschwindigkeit und die Größe des Detektors zunächst nicht berücksichtigt werden ($\epsilon_{Phot} = \epsilon_{BS} = 1$). Es ergibt sich

$$\epsilon_{Det}(244 \text{ nm}) = (0, 25 \pm 0, 11)\%$$

und

$$\epsilon_{Det}(1020, 1555 \text{ nm}) = (0, 35 \pm 0, 15)\%$$

Mit der Zahl der Ionen (ca. 10^5) und den in Tabelle 3.1 aufgeführten Lebensdauern ergeben sich nach Formel 3.1 die zu erwartenden Photonennraten für die verschiedenen Fälle; die Ergebnisse finden sich in Tabelle 3.3.

Die Bündelung auf den Detektor gelingt gut, jedoch können sehr kleine Detektoren nur einen Teil der Strahlung auffangen. Hier soll angenommen werden, dass für die Wellenlängen 1020 nm und 244 nm ein Detektor benutzt werden kann, der einen Durchmesser von mehr als 3,2 mm hat und damit die Strahlung vollständig einfangen kann. Sowohl die RMD APDs, die ein Kandidat für die Detektion des Übergangs bei 1020 nm sind, als auch die CPMs, die bei 244 nm eingesetzt werden können, haben eine aktive Fläche mit einem Durchmesser in der Größenordnung von 10 mm. Für den Übergang bei 1555 nm wurde noch kein Detektor ausgewählt, jedoch sind Hybrid Photomultiplier ein möglicher Kandidat, deren aktive Fläche mit einem Durchmesser von 1 mm für die weitere Berechnung benutzt werden soll. Es ergibt sich also:

$$\epsilon_{BS}(244 \text{ nm}, 1020 \text{ nm}) = 100\%$$

und

$$\epsilon_{BS}(1555 \text{ nm}) = (45 \pm 2)\%$$

Die in Tab. 3.3 als Photonenraten genannten Werte müssen weiterhin noch mit der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{phot} der jeweiligen Detektoren multipliziert werden, um realistische Abschätzungen für die zu erwartenden Zählraten zu bekommen. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit liegt sowohl bei den RMD APDs, die für den Übergang bei 1020 nm vorgesehen sind, als auch bei den CPMs, die zur Detektion der 244 nm Linie geeignet sind, in der Größenordnung von 20% (siehe Anhang E bzw. [Per08]). Auch bei den Hybrid Photomultipliern, die möglicherweise für den Übergang bei 1555 nm eingesetzt werden können, liegt die Nachweiseffizienz bei etwa 20%.

Berücksichtigt man diese Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Größe der Detektoren, so erhält man die ebenfalls in Tab. 3.3 aufgeführten Zählraten am Detektor.

Diese Ergebnisse sind als Ergebnis einer *Abschätzung* zu verstehen. Die angegebenen Messfehler beziehen sich nur auf die bei den jeweiligen Punkten angegebenen, abschätzbaren Faktoren. Die durchgeführte Simulation benutzt ideale Linsen und eine ideale, homogene Lichtquelle, so dass in der Realität noch gewisse Abweichungen zu den hier berechneten Zahlen zu erwarten sind. Außerdem wurde in [Vog05] die Möglichkeit erwähnt, dass die Anzahl der Ionen in der Falle durch ein mehrmaliges Laden der Falle größer als 10^5 werden könnte. Dadurch könnten nach Formel 3.1 auch die zu erwartenden Zählraten um den gleichen Faktor erhöht werden.

3.5 Neue Ionenfalle

Die in diesem Kapitel bisher vorgestellten Simulationen benutzen die Maße, die aus den technischen Zeichnungen des RETrap-Experiments zu entnehmen sind. Zwar wird für SpecTrap die Infrastruktur, insbesondere die Magneten und Kühltanks, des Vorgängerexperiments benutzt, allerdings ist geplant, eine neue Ionenfalle einzubauen. Diese hat etwas andere Maße, was sich insbesondere auf die Position der ersten Linse auswirkt. Es ist geplant, die erste Linse an einer Halterung direkt an der Falle zu befestigen so zu dimensionieren, dass sie den gesamten Öffnungswinkel der Ionenfalle ausnutzt. Der begrenzende Faktor für den Raumwinkel ist damit nicht die erste Linse, sondern die Öffnung in der Ionenfalle (siehe Abb. 3.7).

Aus einem vorläufigen Design [Jöh08] geht hervor, dass die Linse einen Abstand von 28,9 mm und einen Durchmesser von 15,9 mm haben sollte. Im Folgenden sollen diese Zahlenwerte benutzt werden, um die Ergebnisse der vorherigen Abschnitte anzupassen. Da die Berechnungen und Simulationen exakt analog durchgeführt werden, sollen hier nur die Ergebnisse genannt werden. Auch von diesen Simulationen finden sich alle Eingabeparameter in Anhang B.

Der Raumwinkel ergibt sich in der neuen Konfiguration zu

$$\Omega = \frac{(196 \pm 5) \text{ mm}^2}{(28,9 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm})^2} = (0,23 \pm 0,01) \text{ sr} \quad (3.14)$$

Das entspricht einem Transmissionsanteil von

$$\frac{0,23 \pm 0,01}{4\pi} = (1,8 \pm 0,1)\% \quad (3.15)$$

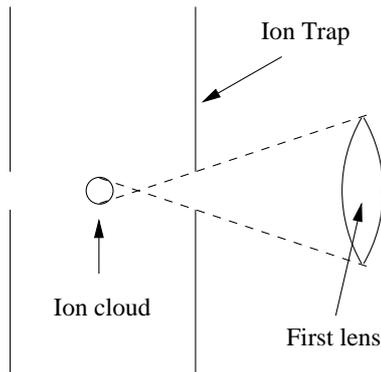


Abb. 3.7: Skizze der Falle mit Position der ersten Linse (nicht maßstabsgetreu). Die Position der Linse wird so gewählt, dass der den Raumwinkel begrenzende Faktor die Öffnung in der Ionenfalle ist, nicht die Linse.

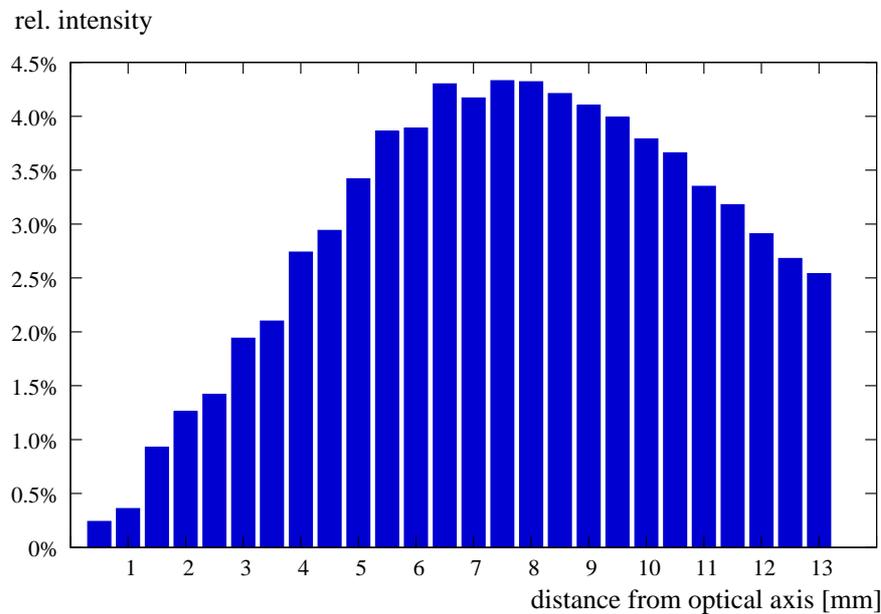


Abb. 3.8: Strahlprofil an der zweiten Linse für die neue Ionenfalle. Insgesamt werden 76,7% der Photonen auf die zweite Linse abgebildet. Die Zahlenwerte des Histogramms finden sich in Anhang B.2

Um die Transmission zur zweiten Linse zu erhalten, wurden die neue Geometrie in *Kojac* implementiert und die gleichen Simulationen wie oben durchgeführt. Als zusätzliche Änderung wird hier berücksichtigt, dass der Durchmesser der zweiten Linse auf Grund der Gegebenheiten am Experiment nicht 37 mm, sondern nur 26 mm betragen kann.

Die Tatsache, dass durch die größere erste Linse die einfallenden Randstrahlen nun größere Winkel haben, und die kleinere zweite Linse führen zu einer schlechteren Transmission von der ersten zur zweiten Linse als bei dem alten Design. Das Strahlprofil an der zweiten Linse ist in Abb. 3.8 gezeigt;

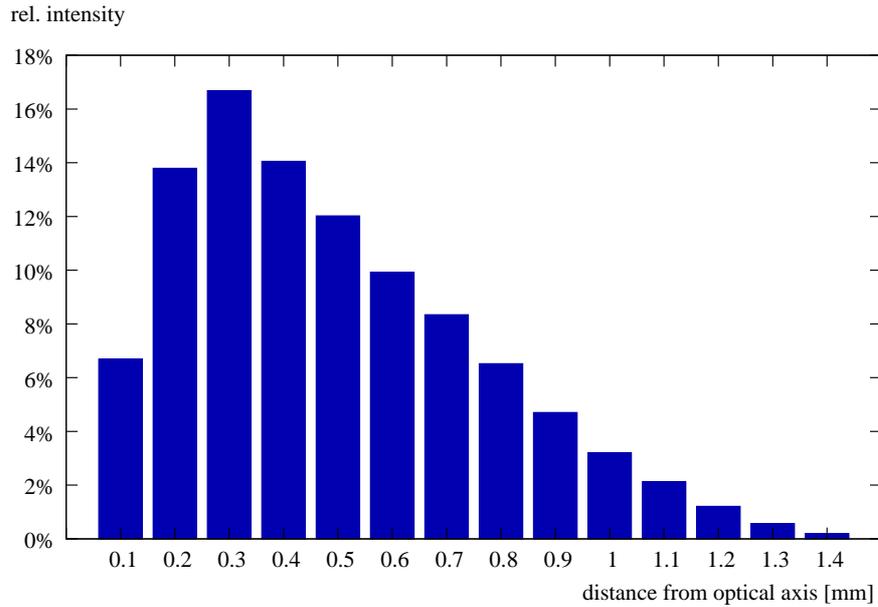


Abb. 3.9: Intensitätsprofil am Detektor in einem System mit zwei Linsen (neues Fallendesign). Die Zahlenwerte zu diesem Histogramm finden sich in Anhang B.2

die Transmission beträgt

$$\epsilon_{Linsen} = (77 \pm 2)\% \quad (3.16)$$

Schließlich soll auch hier die Fokussierung auf den Detektor betrachtet werden. Da auf Grund der etwas kleineren zweiten Linse die Randstrahlen unter etwas kleineren Winkeln einfallen, ist eine etwas bessere Fokussierung als bei dem alten Design zu erwarten. Dies wird durch die Simulationen bestätigt, wie an dem Strahlprofil in Abb. 3.9 zu erkennen ist. Das Maximum liegt nun bei einem Abstand von 0,3 mm von der Strahlachse statt wie vorher bei 0,5 mm, und auch die äußersten Strahlen liegen nun mit 1,4 mm Abstand von der Strahlachse bei einem um 0,2 mm kleineren Radius als bei dem ursprünglichen Design.

Im kumulierten Strahlprofil (Abb. 3.10) sieht man, dass ein Detektor mit einem Durchmesser von 1 mm etwa 65% der Strahlung auffängt.

Nun sollen aus diesen Ergebnissen wiederum die zu erwartenden Raten am Detektor ausgerechnet werden. Die Verringerung der Intensität auf Grund sonstiger Verluste betrage wieder 51% (bzw. 36% im UV-Bereich) und die Detektorgrößen werden wieder mit über 3 mm Durchmesser bei 244 nm und 1020 nm und mit 1 mm Durchmesser bei 1555 nm angenommen.

Die Detektionseffizienzen (ohne Berücksichtigung der Nachweiseffizienz und der Größe des Detektors) ergeben sich nun zu

$$\epsilon_{Det}(244 \text{ nm}) = (0,50 \pm 0,15)\%$$

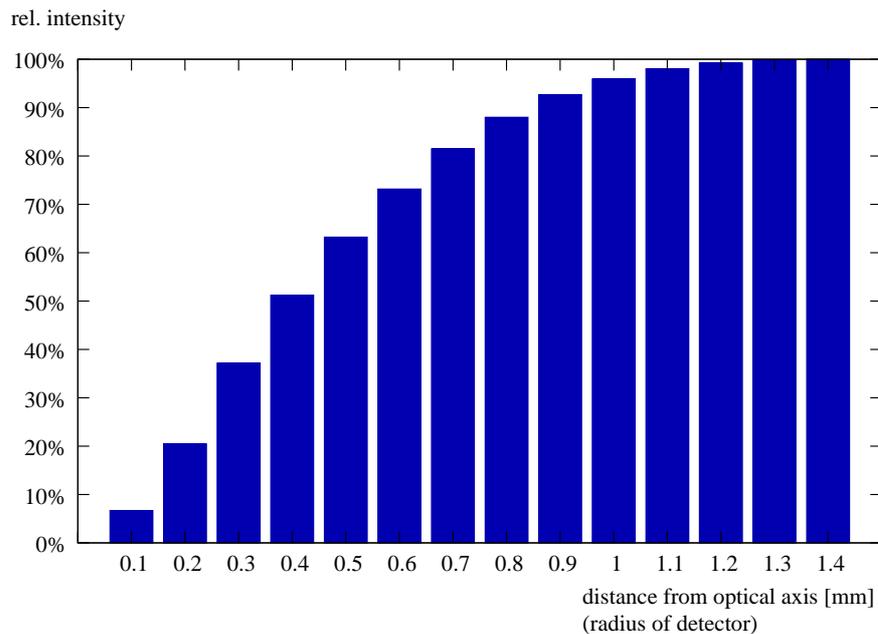


Abb. 3.10: Kumuliertes Intensitätsprofil am Detektor in einem System mit zwei Linsen (neues Fallendesign). Die Zahlenwerte zu diesem Histogramm finden sich in Anhang B.2

und

$$\epsilon_{Det}(1020, 1555 \text{ nm}) = (0, 70 \pm 0, 21)\%$$

Daraus ergeben sich mit Hilfe von Formel 3.1 die in Tabelle 3.4 aufgeführten Photonenraten am Detektor. Werden für die Nachweiseffizienz wieder bei allen Detektoren 20% angenommen, und im Fall des Übergangs bei 1555 nm auf Grund der Größe des Detektors eine Verringerung der Zählrate auf $\epsilon_{BS} = 65\%$, dann ergeben sich die ebenfalls in Tabelle 3.4 aufgeführten Zählraten am Detektor.

Vergleichend kann man feststellen, dass durch das neue Fallendesign und den daraus resultierenden größeren Raumwinkel vor der ersten Linse die zu erwartenden Zählraten um etwa einen Faktor zwei größer sind. Bei dem Übergang bei 1555 nm ist auf Grund der besseren Fokussierung sogar eine Verbesserung um einen Faktor drei erreicht worden.

Die hier berechneten Raten sind immer vor dem Hintergrund der Dunkelereignisse eines Detektors zu sehen. Je höher die erwartete Photonenrate ist, desto besser wird der Nachweis echter Signale auf dem Untergrund gelingen. Bei den CPMs liegt die Dunkelzählrate laut Herstellerangaben bei unter 30 Hz, so dass ein Nachweis von Signalen mit der Frequenz von mehreren hundert Kilohertz kein Problem sein sollte. Bei den Hybrid Photomultipliern hingegen gibt der Hersteller eine Dunkelzählrate im Bereich von 2 MHz (bei einer Temperatur von -40°C) an, so dass Signale mit einer Frequenz von einigen hundert Hertz kaum detektiert werden können. Ob die Dunkelzählrate dieses Detektortyps (z.B. durch weitere Abkühlung) soweit verringert werden kann, dass er für

Isotop	Wellenlänge	Photonenrate	Möglicher Detektor	Zählrate
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	244 nm	(625 ± 225) kHz	CPMs	(125 ± 45) kHz
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1020 nm	$(6,5 \pm 2,1)$ kHz	APDs	$(1,3 \pm 0,4)$ kHz
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	1555 nm	$(3,4 \pm 1,0)$ kHz	Hybrid PMTs	(440 ± 130) Hz

Tab. 3.4: Simulierte Photonenraten und Zählraten am Detektor für die verschiedenen Wellenlängen, neues Fallendesign

die Messungen bei SpecTrap verwendet werden kann, wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

Zur Zeit (April 2008) ist geplant, an zwei zueinander senkrecht stehenden optischen Zugängen der Falle Detektoren zu platzieren, während an den jeweils gegenüber liegenden Seiten Hohlspiegel angebracht werden (siehe Abb. 3.11). Das Licht muss auf dem Weg zu den Spiegeln und zurück zweimal durch das Gitter der Falle und wird damit um etwa 50% abgeschwächt. Bei dieser Konstruktion wäre an den Detektoren also eine im Vergleich zu den oben genannten Werten um den Faktor 1,5 erhöhte Zählrate zu erwarten.

Auch das bereits erwähnte mehrmalige Laden der Ionenfalle kann die Zählraten um einen entsprechenden Faktor erhöhen. Beide Maßnahmen ändern nichts am Rauschen des Detektors und sorgen damit für ein besseres Signal zu Rausch Verhältnis.

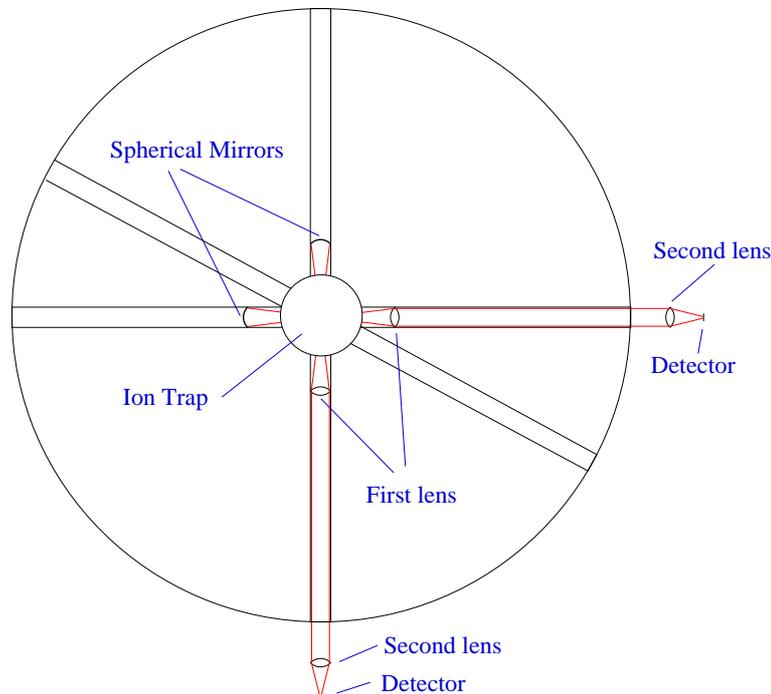


Abb. 3.11: Skizze des SpecTrap Experiments mit den vorgesehenen Positionen der Linsen und Spiegel (nicht maßstabsgetreu).

4 Detektoren für SpecTrap und ESR

Die Abschätzung des vorherigen Kapitels hat gezeigt, dass Detektoren benötigt werden, die einzelne Photonen nachweisen können. Die zu erwartenden Raten liegen dabei bei mehreren 100 kHz für den Übergang im UV-Bereich, bei etwa 1 kHz für den Übergang bei 1020 nm und bei deutlich unter 1 kHz für den Übergang im infraroten Bereich.

Im experimentellen Teil der vorliegenden Arbeit wird über die Tests von APDs (*Avalanche Photodiodes*) berichtet, die ein möglicher Kandidat für den Nachweis einzelner Photonen im sichtbaren Bereich (bei einer Messung am ESR) als auch für den Übergang bei 1020 nm am SpecTrap Experiment sind. In diesem Kapitel soll die Funktionsweise dieser Detektoren näher erläutert werden; dabei werden zunächst normale Photodioden erklärt, bevor sich der zweite Abschnitt dann ausführlich mit APDs beschäftigt. Der dritte Abschnitt widmet sich einer speziellen Gattung von APDs, nämlich den Geiger-Mode-APDs, die besonders zur Detektion von einzelnen Photonen geeignet sind. Im vierten Abschnitt soll dann noch ein kurzer Überblick über mögliche Detektoren für Wellenlängen im UV- und Infrarotbereich gegeben werden.

4.1 Photodioden

Neben Photomultipliern gehören Photodioden zu den gängigsten Detektoren in der Teilchenphysik. Normale Photodioden sind für den Einsatz bei SpecTrap nicht geeignet, da ihre Empfindlichkeit zu gering ist. Dennoch soll ihre Funktionsweise hier kurz vorgestellt werden, da APDs eine Weiterentwicklung des gleichen Konzepts sind.

Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau einer PIN-Photodiode. Zwischen der positiv dotierten Schicht P und der negativen Schicht N liegt hier eine schwach bis gar nicht dotierte (*intrinsische*) Schicht, die auf Grund der geringen Ladungsträgerkonzentration hochohmig ist. Aus der Abfolge der Schichten (positiv, intrinsisch, negativ) ergibt sich der Name dieser Photodioden. An die schwach dotierte und damit hochohmige N-Schicht schließt sich eine stärker dotierte N^+ Schicht an, die für einen guten elektrischen Kontakt mit dem rückseitigen Kathodenmaterial sorgt.

Ein einfallendes Photon kann, in der Regel über den Photoeffekt, mit dem Halbleiterkristall wechselwirken und seine Energie auf ein Elektron im Valenzband übertragen. Das Elektron wird dadurch ins Leitungsband gehoben und kann sich dort frei bewegen; ebenso ist das Loch, das das Elektron im Valenzband hinterlassen hat, beweglich. Auf Grund ihrer Ladungen wandern die Elektronen zur Kathode und die Löcher zur Anode, so dass man über den beiden Elektroden eine kleine Potentialdifferenz messen kann.

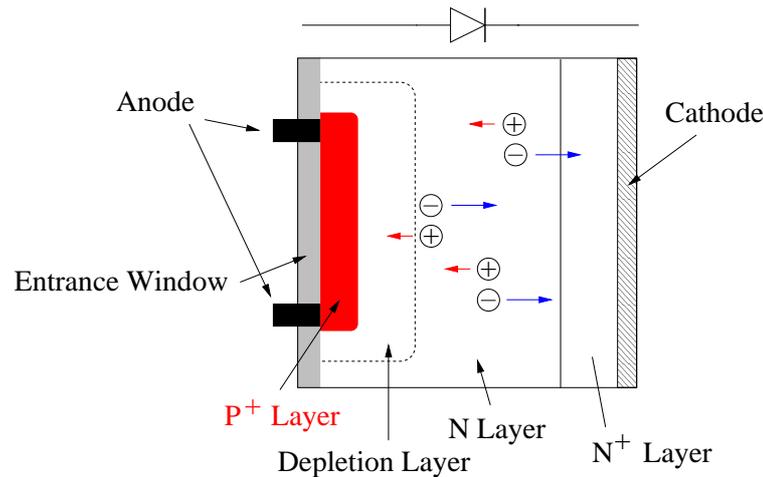


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode. Licht fällt von links ein und erzeugt Elektron-Loch-Paare. Elektronen und Löcher wandern zu Kathode bzw. Anode und werden dort als Ladungspuls registriert. (nach [Ham08a])

Legt man von außen eine Spannung in Sperrrichtung an (also Plus an die Kathode, Minus an die Anode), so werden die Ladungsträger von dem jeweiligen Pol angezogen und verlassen sehr viel schneller den lichtempfindlichen Bereich. Das Anlegen einer solchen Gegenspannung (auch *Bias-Spannung* genannt) verbessert also die zeitliche Auflösung des Detektors und verhindert Rekombinationen der Ladungsträger. Außerdem wird die Dicke der intrinsischen Schicht vergrößert, wodurch die Kapazität der Photodiode kleiner und damit die Sensitivität besser wird.

Um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, muss die Energie des einfallenden Photons groß genug sein, um ein Elektron aus dem Valenzband des Halbleiters in das Leitungsband zu heben, also größer als die Bandlücke zwischen den beiden Energiebändern. In Silizium liegt diese Bandlücke bei etwa 1,15 eV, was einer Wellenlänge von 1050 nm entspricht ([PDG07], Sec. 28.2). Dieser Wert ist leicht abhängig von Dotierung und Temperatur; trotzdem ist klar, dass Photodioden aus Silizium für den Übergang bei 1555 nm prinzipiell nicht geeignet sind (vgl. auch Abb. 4.2).

Typische Photodioden haben aktive Flächen von bis zu 100 mm², wobei einige Modelle noch größer sein können (siehe auch [Ham08a]). Gegenspannungen liegen typischerweise in der Größenordnung von bis zu 100 Volt.

Zum Betrieb von Photodioden ist ein ladungsempfindlicher Vorverstärker notwendig, der den durch die Elektron-Loch-Paare erzeugten Ladungspuls in einen Spannungspuls umwandelt. Die Funktionsweise eines solchen Vorverstärkers wird im nächsten Kapitel ausführlich erklärt.

Ein Photon, dessen Energie nur knapp über der Schwelle für die Bandlücke liegt, erzeugt ein einzelnes Elektron-Loch-Paar; liegt die Photonenenergie höher, können auch mehrere Elektron-Loch-Paare entstehen. Allerdings gelingt dies nicht bereits ab 2,3 eV, wie man trivialerweise annehmen könnte. Die zusätzliche Energie des Photons regt zunächst Phononen im Halbleiterkristall an, so dass ein zweites Elektron-Loch-Paar erst ab einer Energie von etwa 4 eV entsteht. Bei höheren

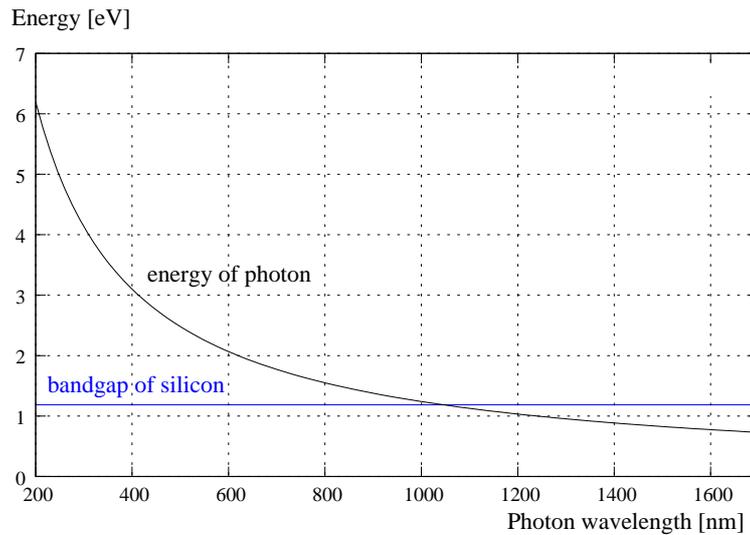


Abb. 4.2: Photonenenergie in Abhängigkeit von der Wellenlänge, nach $E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

Energien (ab etwa 1,5 keV) liegt die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares bei etwa 3,67 eV ([PDG07], Sec. 28.8). Ein Photon von 1 MeV erzeugt also beispielsweise in einem Siliziumdetektor ca. $2,7 \cdot 10^5$ Elektron-Loch-Paare. Häufig wird ein Signal von einem Photon mit 1 MeV Energie als Vergleichswert benutzt, um verschiedene Detektorsysteme hinsichtlich ihrer Sensitivität und ihres Auflösungsvermögens miteinander zu vergleichen.

4.2 Avalanche Photodiodes (APDs)

Da für Photonen des sichtbaren Bereichs in einer normalen Photodiode nur ein einzelnes Elektron-Loch-Paar erzeugt wird, sind diese Detektoren für sehr kleine Lichtpulse mit wenigen oder einzelnen Photonen nicht geeignet. Selbst ein sehr guter Verstärker wird einige hundert Elektron-Loch-Paare brauchen, um den Ladungspuls nachweisen zu können.

Dieser Sachverhalt führte zur Entwicklung von *Avalanche Photodiodes*, kurz APDs. Diese funktionieren nach dem gleichen Grundprinzip wie normale Photodioden, besitzen aber zusätzlich eine interne Verstärkung, die durch einen Lawinenprozess erreicht wird. Die durch das primäre Photon erzeugten Ladungsträger werden in der intrinsischen Schicht durch ein hohes elektrisches Feld stark beschleunigt und bekommen so genug Energie, um weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen.

Das dazu benötigte hohe elektrische Feld wird durch die Gegenspannung erzeugt, die hier also im Vergleich zu normalen Photodioden noch eine wichtige zusätzliche Funktion hat, nämlich die interne Verstärkung. Die Dotierung der APD ist so gestaltet, dass in bestimmten Bereichen sehr hohe elektrische Felder entstehen.

Um durch einen solchen Lawineneffekt eine Verstärkung zu erreichen, muss das elektrische Feld stark genug sein, um die Ladungsträger innerhalb ihrer freien Weglänge genügend stark zu be-

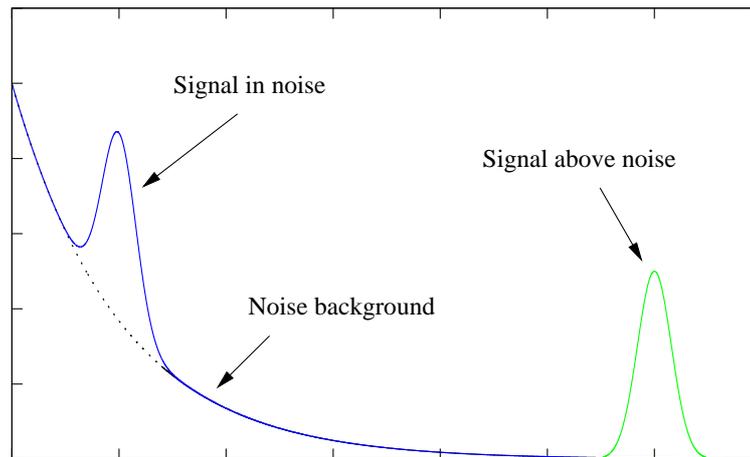


Abb. 4.3: Sind die Signale größer als die größten Rauschereignisse, liegt der Peak im Spektrum klar über dem Rauschen (grüne Kurve). Sind die Rauschereignisse teilweise größer als die Signale, so kann man auf einem Untergrund einen Peak erkennen, wenn die Rate der Signale im Vergleich zu der Rate der Untergrundereignisse in dem entsprechenden Energiebereich ausreichend hoch ist (blaue Kurve).

schleunigen. Der Verstärkungseffekt wird also erst ab einer bestimmten Gegenspannung einsetzen und dann mit steigender Spannung weiter zunehmen. Weiterhin kann man sich überlegen, dass bei tieferen Temperaturen die freie Weglänge der Ladungsträger zunimmt (da Vibrationen des Kristallgitters abnehmen) und dass deswegen die gleiche Verstärkung schon bei kleineren Gegenspannungen erreicht werden kann.

APDs werden in der Regel mit höheren Gegenspannungen betrieben als normale Photodioden, üblich sind hier mehrere hundert Volt. Typische Verstärkungen liegen in der Größenordnung von 100 [Ham08a]. Bei den in dieser Arbeit untersuchten APD S1315 von RMD sind Gegenspannungen von bis zu 1800 V möglich, dadurch ergeben sich laut Datenblatt Verstärkungen bis zu einem Faktor von 2000 (vgl. Anhang E). Für die Detektion einzelner Photonen, wie sie bei SpecTrap nötig ist, ist eine so hohe Verstärkung unbedingt notwendig, um einen Spannungspuls zu erzeugen, der groß genug ist, um vom Vorverstärker registriert zu werden.

Ein Faktor, der die Empfindlichkeit eines Detektors maßgeblich beeinflusst, ist das Rauschen (*Noise*). Sind die Signale größer als die größten Rauschereignisse, können sie mit Hilfe eines Diskriminators sicher detektiert werden. Ist das Rauschen jedoch teilweise größer als die zu erwartenden Signale, so ist die Detektion schwieriger: Wenn der Detektor eine Energieinformation liefert (wie z.B. APDs), kann im Energiespektrum ein Peak auf dem Rauschen beobachtet werden, wenn die Rate der Signale im Vergleich zur Rate der Rauschereignisse genügend hoch ist (vgl. Abb. 4.3). Liefert er nur eine Ja/Nein Information (wie z.B. SAPDs, s.u.), kann nur eine Erhöhung der Zählrate beobachtet werden.

Das Rauschen einer APD wird im Wesentlichen durch den Dunkelstrom erzeugt, also dem Strom, der gegen die Sperrrichtung der APD fließt, obwohl kein Licht auf den Detektor fällt. Der Haupt-

grund für diesen Strom ist die thermische Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband [Kno89]. Man unterscheidet beim Dunkelstrom zwischen dem Teil, der über die Ränder der APD fließt, und dem Teil, der durch das Volumen fließt. Der Oberflächenstrom wird durch Verunreinigungen auf der Oberfläche des Detektors erheblich vergrößert, so dass bei Herstellung und Handhabung (bei Modellen ohne Gehäuse) auf sehr sauberes Arbeiten geachtet werden muss, um diesen Beitrag gering zu halten. Dieser Strom ist nicht von der Lawinenverstärkung betroffen und damit nicht abhängig von der Verstärkung, bei der der Detektor betrieben wird. Der Strom durch das Volumen der APD dagegen wird genauso verstärkt wie echte Signale und nimmt daher bei hohen Verstärkungen stark zu.

Beide Arten des Dunkelstroms lassen sich durch Kühlung des Detektors deutlich vermindern, da die thermische Anregung der Elektronen aus dem Valenzband deutlich unwahrscheinlicher wird.

Auch das zu detektierende Signal nimmt mit zunehmender Verstärkung zu. Es kann jedoch gezeigt werden [Ham04], dass diese Zunahme kleiner ist als die Zunahme des Rauschens durch den Dunkelstrom, der jedoch erst bei hohen Spannungen eine nicht vernachlässigbare Stärke erreicht. Daraus ergibt sich, dass es einen bestimmten Wert der Gegenspannung gibt, bei dem das Signal zu Rausch Verhältnis optimal ist.. Dieser Wert liegt in einem Bereich, in dem der Dunkelstrom durch die APD noch relativ klein ist. Diese theoretische Erwartung wird in den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen (Kapitel 6) bestätigt.

Soll mit einer APD eine gute Energieauflösung erreicht werden, ist zu berücksichtigen, dass die Lawinenverstärkung ein statistischer Prozess ist. Die Größe dieses Effekts ließe sich mit einer Poissonverteilung beschreiben, wenn alle Ereignisse unkorreliert wären. Dies ist in der Realität nicht der Fall, und man beobachtet, dass die statistische Verbreiterung von monoenergetischen Linien um einen gewissen Faktor kleiner ist als erwartet. Dieser Faktor wird Fano-Faktor genannt und in der Literatur mit 0,08 bis 0,16 angegeben [Kno89].

Die Verbreiterung eines Peaks auf Grund der statistischen Effekte ist bei der Detektion einzelner Teilchen, wie beispielsweise bei der Spektroskopie radioaktiver Quellen, relevant. Auch der Peak eines einzelnen Photons wird im Spektrum deutlich verbreitert erscheinen, während sich bei Lichtpulsen aus vielen Photonen die statistischen Fluktuationen heraus mitteln.

Eine weitere wichtige Eigenschaft eines Photodetektors ist die Quanteneffizienz. Diese wird von Herstellern in der Regel als Verhältnis der erzeugten Elektron-Loch-Paare zur Anzahl der auf den Detektor getroffenen Photonen definiert [Ham08b], [RPP08]:

$$\text{QE} = \frac{\text{Anzahl Elektron-Loch-Paare}}{\text{Anzahl Photonen}} \quad (4.1)$$

Dabei geht es um die Anzahl der primär erzeugten Elektron-Loch-Paare; für eine experimentelle Bestimmung muss also entweder bei einer Verstärkung von eins gemessen werden oder die Verstärkung separat bestimmt und aus den Ergebnissen heraus gerechnet werden. Die Quanteneffizienz ist stark wellenlängenabhängig und liegt beispielsweise bei den in dieser Arbeit untersuchten APDs von

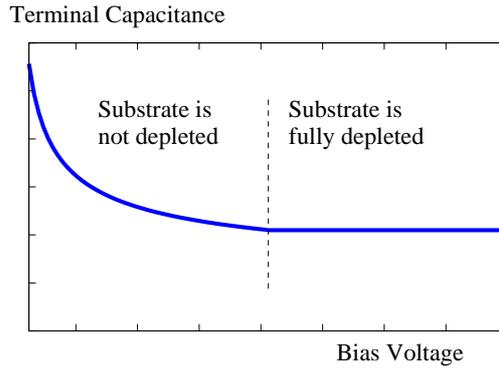


Abb. 4.4: Kapazität einer Photodiode in Abhängigkeit von der angelegten Gegenspannung (nach [Ham08a])

RMD bei einer Wellenlänge von 1064 nm bei 20%.

Bei Detektoren, die primär für den Nachweis einzelner Photonen konzipiert sind, wird als Kenngröße in der Regel die Nachweiseffizienz (*Photon Detection Efficiency*, PDE) des Detektors angegeben. Diese Größe gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, ein einzelnes Photon zu detektieren, und enthält neben der Quanteneffizienz auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein erzeugtes Elektron-Loch-Paar eine Lawine auslöst [Ren06]:

$$\text{PDE} = \text{QE} \cdot P_{\text{trigger}} \quad (4.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit P_{trigger} ist stark abhängig von der angelegten Spannung an der APD und kann bei hohen Spannungen fast eins betragen, bei kleineren Spannungen jedoch in der Größenordnung von 10^{-2} und schlechter liegen [Ren06].

Eine APD hat eine Kapazität, die für das Verhalten des Vorverstärkers maßgeblich ist. In der Regel wird der Vorverstärker (insbesondere der FET) für bestimmte Detektorkapazitäten optimiert, in jedem Fall aber steigt das Rauschen des Vorverstärkers mit der Kapazität [Amp05].

Der Grund für diese Kapazität sind die positiv und negativ geladenen Schichten in der Photodiode, die durch die hochohmige intrinsische Schicht getrennt sind; eine Konfiguration, die einem klassischen Plattenkondensator ähnlich ist. Bekanntermaßen gilt beim Plattenkondensator für die Kapazität:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{d} \quad (4.3)$$

Die Kapazität ist also proportional zu der Fläche der Platten A und antiproportional zum Abstand der Platten d . Auch bei APDs nimmt die Kapazität mit der Fläche zu, so dass größere Modelle höhere Kapazitäten haben (s.a. Datenblätter in Anhang E).

Auch die Antiproportionalität zum Abstand der beiden Kondensatorplatten lässt sich bei APDs gut beobachten. So nimmt, wie in Abschnitt 4.1 schon erwähnt, die Dicke der intrinsischen Schicht mit zunehmender Gegenspannung zu. Dadurch nimmt der Abstand der beiden Ladungsschichten zu

und die Kapazität der APD ab. Ab einer gewissen Spannung ist die intrinsische Schicht maximal und die Kapazität erreicht ihren Sättigungswert, der dem Wert im Datenblatt entspricht (vgl. auch Abb. 4.4). Bei den Messungen macht sich diese Tatsache durch ein sehr hohes Rauschen des Systems bei kleinen Gegenspannungen bemerkbar.

Alle Messungen in dieser Arbeit wurden mit zwei verschiedenen APDs durchgeführt, die an dieser Stelle kurz vorgestellt werden sollen:

- **Hamamatsu S8664-1010** (Abb. 4.5): Diese APD hat eine Größe von 10 x 10 mm und ist in einem Keramik-Gehäuse untergebracht. Nach Angaben des Herstellers (siehe Anhang E) hat sie bei Raumtemperatur eine Durchbruchspannung im Bereich von 400 bis 500 Volt und eine Verstärkung von etwa 50. Die interne Verstärkung ist damit definitiv zu schwach, um den Detektor zum Nachweis von einzelnen Photonen zu benutzen, so dass dieser Detektor im Rahmen dieser Arbeit nur als Vergleich und Referenz genutzt wurde.
- **RMD S1315** (Abb. 4.6): Diese APD hat eine Größe von 13 x 13 mm und liegt in einer Version ohne Gehäuse vor. Zum Experimentieren wurden im Verlauf der Arbeit verschiedene Halterungen für diese APDs entworfen und realisiert. Nach Angaben des Herstellers (siehe Anhang E) haben sie eine Verstärkung von 300 bis 2000 und werden bei Spannungen von etwa 1600 bis 1800 Volt betrieben. Mehrere dieser APDs wurden an der GSI bei den in Abschnitt 2.2 erwähnten Messungen zur Spektroskopie verwendet. Zwar gelang bei Tests der Nachweis einzelner Photonen auf einem Rauschuntergrund, allerdings konnte beim Einsatz am ESR kein stabiler Betrieb erreicht werden. Daher ist für einen zukünftigen Einsatz bei SpecTrap und am ESR ein genaueres Verständnis dieser Detektoren und die Konstruktion eines stabilen Aufbaus wünschenswert.

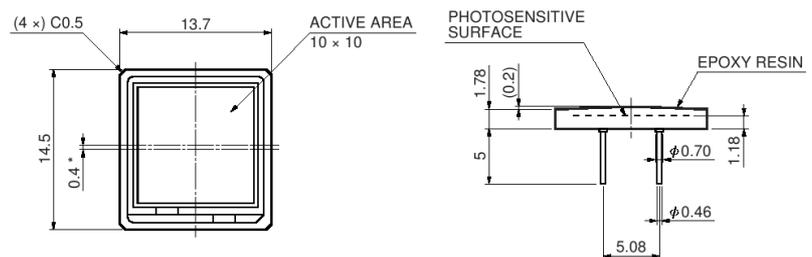


Abb. 4.5: Photodiode Hamamatsu S8664-1010 (technische Zeichnung aus [Ham08a])



Abb. 4.6: Photodiode RMD S1315 in einer im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Halterung. Die technische Zeichnung dieser APD findet sich in Anhang E.

4.3 Geiger Mode APDs

Liegt die Aufgabe eines Detektors explizit im Zählen von Pulsen aus wenigen oder einzelnen Photonen, so bietet sich der Einsatz von Geiger-Mode APDs an. Diese APDs werden bei Spannungen betrieben, die knapp über der Durchbruchspannung liegen. Wie bei einer normalen APD erzeugt ein einfallendes Photon eine Lawine von Elektron-Loch-Paaren, allerdings sind hier die Beschleunigungen der Ladungsträger so hoch, dass die Lawine nicht mehr von selbst aufhört. Die APD wird also für einen Moment leitend, und es entsteht ein beliebig großer Ladungspuls.

Um die Zerstörung der APD durch den in Sperrrichtung fließenden Strom zu verhindern, muss dieser Strom durch eine externe Schaltung wieder gestoppt werden. Diese Technik wird als *Quenching* bezeichnet. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, einen sehr großen Widerstand in Serie zur APD zu schalten. Ein Stromfluss wird dann einen Spannungsabfall über dem Widerstand bewirken und damit die Spannung an der APD verringern, wodurch der Lawinendurchbruch gestoppt wird (passives Quenching). Diese Art des Quenchings sorgt jedoch für hohe Totzeiten im Bereich von Mikrosekunden, wodurch der praktische Einsatz sehr eingeschränkt ist. Durch eine elektronische Schaltung für aktives Quenching, die die Spannung an der APD nach einem Durchbruch für eine definierte Zeit um einige Volt absenkt, können Totzeiten im Bereich von einigen zehn Nanosekunden erreicht werden und auch andere Probleme des passiven Quenchings vermieden werden [Cov82].

Theoretisch ließen sich auch normale APDs im Geiger-Mode betreiben, allerdings wird bei den meisten Modellen ein zu hohes Rauschen den praktischen Einsatz unmöglich machen. Es werden daher so genannte *Single Photon Avalanche Diodes* (SAPDs) angeboten, die durch spezielle Dotierungen und eine geringe Größe das Rauschen gering genug halten, um die Detektion einzelner Photonen zu ermöglichen.

Da die Signale eines solchen Detektors keine Energieinformationen enthalten, können echte Si-

gnale nicht von Rauschereignissen getrennt werden. Man wird also immer eine gewisse Anzahl an Dunkelereignissen haben, die prinzipiell nicht von Photonensignalen zu unterscheiden sind. Die Rate der Dunkelereignisse ist eine wesentliche Kenngröße für die Güte eines solchen Detektors.

4.4 Detektoren für die Übergänge im UV-Bereich und im IR-Bereich

Die Realisierung von Detektorsystemen für den UV-Bereich und den IR-Bereich bei SpecTrap wird Inhalt weiterer Diplom- und Doktorarbeiten sein, deswegen soll hier nur der Vollständigkeit halber ein kurzer Überblick über die Ideen gegeben werden, die im bisherigen Verlauf der Entwicklung diskutiert wurden. Eine ausführliche Besprechung der Detektorentwicklung für SpecTrap findet sich in [Han07].

Der Übergang im UV-Bereich wird nach bisherigen Erkenntnissen verhältnismäßig leicht zu detektieren sein, da eine hohe Zählrate erwartet wird und viel versprechende Detektorsysteme kommerziell erhältlich sind. Momentan ist der Einsatz von so genannten *Channel Photomultipliers*, kurz CPMs, der Firma Perkin Elmer angedacht. Diese Detektoren sind eine Weiterentwicklung von normalen Photomultipliern und laut Herstellerangaben sehr gut für den Nachweis einzelner Photonen geeignet. Bei einer Wellenlänge von 244 nm erreichen sie eine Quanteneffizienz von 15% bis 20%, und der Durchmesser ihrer aktiven Fläche beträgt bis zu $\frac{3}{4}$ Zoll, also knapp 2 cm. Nähere Informationen zu diesen Detektoren finden sich auf der Homepage des Herstellers unter [Per08].

Deutlich schwieriger dürfte, auch wegen der geringen erwarteten Zählrate, die Realisierung eines Detektorsystems für den Übergang bei 1555 nm sein. Konventionelle Lösungen wären der Einsatz von SAPDs aus InGaAs oder InGaAsP, von NIR Photomultipliern oder NIR Hybrid Photomultipliern. Die SAPDs haben zwar ein akzeptables Rauschen und eine gute Quanteneffizienz; allerdings haben selbst die größten Modelle aktive Flächen mit einem Durchmesser von nur 80 μm , so dass nur ein geringer Teil der Photonen den Detektor treffen würde (nach den in Kapitel 3 beschriebenen Simulationen weniger als 5% der in der Detektorebene vorhandenen Strahlung). Die NIR Photomultiplier dagegen haben zwar ausreichend große aktive Flächen (Durchmesser etwa 1 mm), jedoch ein sehr hohes Rauschen und eine geringe Quanteneffizienz im Bereich von 1% bis 2%. Die NIR Hybrid Photomultiplier haben zwar höhere Quanteneffizienzen im Bereich von 15%, jedoch auch ein hohes Rauschen und genauso wie die normalen NIR Photomultiplier einen sehr hohen Preis.

In [Han07] werden einige neue Entwicklungen der Forschung auf diesem Gebiet dargestellt, die zu Detektoren führen könnten, die gut für SpecTrap genutzt werden könnten. Am viel versprechendsten scheinen die von JPL entwickelten InGaAs APDs mit negativem Feedback zu sein, für die laut Herstellerangaben bereits gezeigt werden konnte, dass sie auf einzelne Photonen reagieren, selbst wenn sie nicht im Geiger-Mode betrieben werden. Da das zu hohe Rauschen im Geiger Mode bisher der limitierende Faktor für die Größe von InGaAs APDs ist, könnte durch diese Entwicklung die Herstellung größerer APDs aus diesem Material sinnvoll werden.

5 Aufbau des Teststands

Der Hauptteil der vorliegenden Arbeit befasst sich mit dem Test und der Charakterisierung von APDs und zugehörigen Vorverstärkern. In diesem Kapitel soll der experimentelle Aufbau vorgestellt werden, der dazu am IKP der Uni Münster aufgebaut wurde. Das nachfolgende Kapitel befasst sich dann mit den Tests und Ergebnissen, die mit diesem Aufbau erzielt wurden.

Im ersten Abschnitt soll der Aufbau eines für die Auslese einer APD nötigen Vorverstärkers erläutert werden. Die darauf folgenden Abschnitte befassen sich mit dem mechanischen und elektrischen Aufbau des Teststands und der Temperaturregelung.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass alle wesentlichen technischen Geräte, die im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurden, in Tabelle 5.2 auf Seite 62 aufgelistet sind. Im Fließtext und in den Zeichnungen verweisen Nummern in eckigen Klammern auf die Nummerierung in dieser Tabelle.

5.1 Ladungsempfindliche Vorverstärker

Wie bereits erwähnt, erzeugen Photonen in APDs Ladungspulse, die mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers nachgewiesen werden können. Photonen des sichtbaren Lichts erzeugen dabei jeweils nur ein einzelnes Elektron-Loch-Paar, welches jedoch durch die interne Verstärkung M der APD vervielfältigt wird. Wenn N Photonen auf einen Detektor mit der Quanteneffizienz QE treffen, entsteht ein Ladungspuls der Größe

$$Q = e \cdot N \cdot M \cdot QE \quad (5.1)$$

Um ein Gefühl für die Größenordnung der Ladungspulse zu bekommen, soll ein Signal von 1000 Photonen, das auf eine Hamamatsu APD mit $M = 50$ und $QE = 70\%$ trifft, betrachtet werden. Die Ladung, die am Eingang des Vorverstärkers auftritt, ist dann

$$Q = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1000 \cdot 50 \cdot 70\% = -6 \cdot 10^{-15} \text{ C} \quad (5.2)$$

Für die Detektion einzelner Photonen, wie sie im SpecTrap-Experiment nötig sein wird, sollen die RMD APDs voraussichtlich mit einer Verstärkung von etwa 2000 betrieben werden. Der Ladungspuls, den ein einzelnes Photon im Fall einer Wechselwirkung auslöst, beträgt dann:

$$Q = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \cdot 2000 = -3 \cdot 10^{-16} \text{ C} \quad (5.3)$$

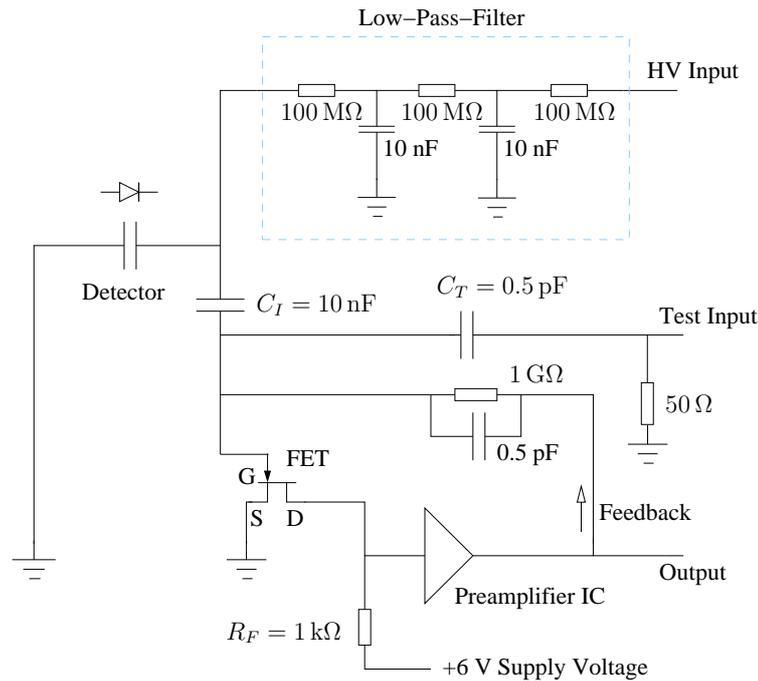


Abb. 5.1: Schema eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers mit typischen Werten für die Kondensatoren und Widerstände

Im Folgenden soll die Funktionsweise eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers anschaulich erklärt werden. Eine Skizze der Schaltung ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Die APD ist hier, wie in Schaltskizzen üblich, als Kapazität gezeichnet, wobei ihre Polung durch das Diodensymbol angedeutet ist. Die Anode der APD wird mit der Erde verbunden, die Kathode über einen Tiefpass auf positive Hochspannung gelegt. Der Tiefpass sorgt für die Glättung der Hochspannung und verhindert, dass kleine Störungen auf der Hochspannung an die erste Verstärkerstufe gelangen, wo sie genauso wie echte Signale verstärkt würden. Die Benutzung von großen Widerständen in diesem Tiefpass sichert die APD zudem gegen zu große Ströme ab.

Fällt nun ein Lichtpuls auf die Photodiode, so entsteht an der Kathode ein negativer Ladungspuls, der auf dem Kondensator C_I gesammelt wird. Dieser Kondensator hat effektiv die Aufgabe eines Hochpass-Filters: Während die hochfrequenten Pulse der Photodiode nahezu ungehindert passieren können, wird die statische Hochspannung komplett zurückgehalten. Diese Art der Detektorankopplung heißt deswegen auch *AC-Coupling* [Amp05].

Die erste Verstärkung des Pulses findet nun in einem Feldeffekttransistor, kurz FET, statt. Dieser wird über den Widerstand R_F an die positive Versorgungsspannung des Vorverstärkers angeschlossen, so dass durch den Transistor ein kleiner Strom (Größenordnung einige mA) von Drain zu Source fließt. Der Widerstand R_F ist so dimensioniert, dass etwa die Hälfte der Versorgungsspannung dort abfällt, er also etwa genauso groß ist wie der interne Widerstand des FETs zwischen Drain und Source.

Der interne Widerstand des Transistors ist empfindlich abhängig von der am Gate angelegten Spannung. Im Ruhezustand wird diese über die Feedbackleitung auf einer leicht negativen Spannung (hier ca. $-0,8\text{ V}$) gehalten. Wird nun durch ein Signal diese Spannung leicht erniedrigt, wird der Widerstand des Transistors zwischen Drain und Source erhöht und es fällt dort eine höhere Spannung ab. Dadurch resultiert am Drain des FETs ein positiver Spannungspuls, der bei geeigneter Kennlinie des Transistors um ein Vielfaches größer ist als der negative Spannungspuls am Gate.

Zur Wiederherstellung des Ruhezustands muss der Transistor leicht geöffnet werden. Dies wird dadurch erreicht, dass das positive Ausgangssignal des Preamplifier ICs über eine Feedbackleitung zurück auf das Gate des FETs geführt wird. Die Zeitkonstante, mit der der Ruhezustand wiederhergestellt wird, wird durch die Werte von Widerstand und Kapazität in der Feedbackleitung bestimmt. In der Regel wird dieser Widerstand so groß wie möglich gewählt (mehrere $\text{G}\Omega$), damit möglichst wenig Energie der Signale über die Feedbackleitung abfließt [Amp05].

Um Verstärkung und Rauschen eines Vorverstärkers zu quantifizieren, wird ein definiertes Eingangssignal benötigt. Dazu wird in der Literatur und den Datenblättern häufig ein Puls benutzt, der von einem Teilchen mit der Energie 1 MeV in einem Siliziumdetektor erzeugt wird. Nach den Überlegungen aus Abschnitt 4.1 entspricht ein solcher Puls einer Ladung von

$$Q = \frac{1 \cdot 10^6 \text{ eV}}{3,67 \text{ eV}} \cdot e = 4,4 \cdot 10^{-14} \text{ C} \quad (5.4)$$

Für praktische Messungen wird dieses Eingangssignal durch einen Spannungspuls am Testeingang simuliert. Dazu muss auf dem Testkondensator C_T die gleiche Ladungsmenge wie in Gl. 5.4 erzeugt werden. Nach der Definitionsgleichung einer Kapazität

$$C = \frac{Q}{U} \quad (5.5)$$

ergibt sich, dass bei Benutzung eines Testkondensators mit $C_T = 0,5\text{ pF}$ dazu ein Eingangspuls von

$$U = \frac{4,4 \cdot 10^{-14} \text{ C}}{0,5 \cdot 10^{-12} \text{ F}} = 88 \text{ mV} \quad (5.6)$$

benötigt wird. Die Tests zur Performance der Detektorsysteme in dieser Arbeit (siehe Kapitel 6) wurden in der Regel mit einem solchen Puls von 88 mV durchgeführt; in einigen Fällen wurde zur Erhöhung der Messgenauigkeit ein $8,8\text{ mV}$ Puls benutzt, der eine Energie von 100 keV simuliert. Nach [Amp05] ist dabei zu beachten, dass dieser Puls eine steile Anstiegsflanke (weniger als 20 ns) und eine lange Abklingzeit (länger als $100\text{ }\mu\text{s}$) haben sollte, um den kurzen Ladungspuls einer Photodiode angemessen zu simulieren.



Abb. 5.2: Amptek A250 CoolFET

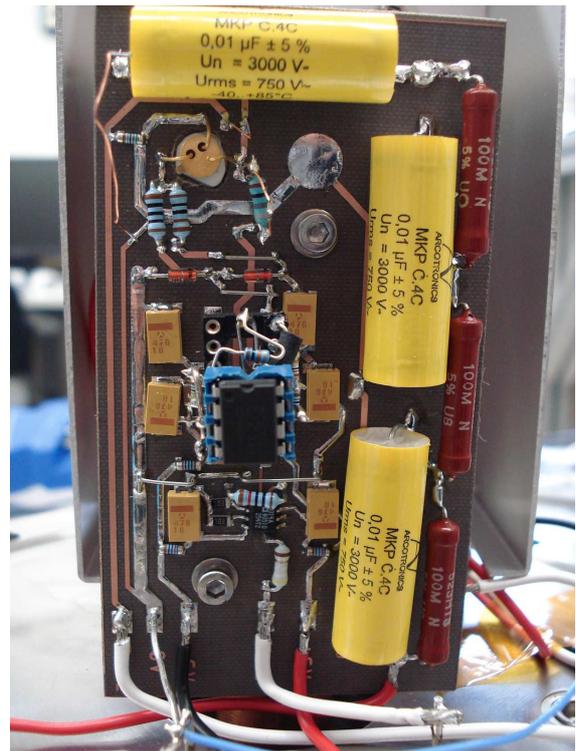


Abb. 5.3: Im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vorverstärkerplatine

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Vorverstärker getestet und Messungen mit verschiedenen Systemen durchgeführt. Zunächst wurden Tests mit dem kommerziell erhältlichen Amptek CoolFET Verstärker (Abb. 5.2) durchgeführt, der laut Herstellerangaben durch seine integrierte Peltier-Kühlung des FETs ein sehr gutes Rauschverhalten aufweist.

Im Rahmen von Tests stellte sich allerdings heraus, dass lange Zuleitungen zum Detektor die Performance des Systems sehr verschlechtern, da alle Störeinflüsse, die vor dem FET einkoppeln, genauso stark verstärkt werden wie das eigentliche Signal. Zwar können diese Störeinflüsse durch abgeschirmte Kabel verringert werden, allerdings ergibt sich dann das Problem, dass diese Kabel eine nicht zu vernachlässigende Kapazität haben. Diese Kapazität liegt schaltungstechnisch parallel zum Detektor und die geringste Änderung dieser Kapazität (zum Beispiel durch Bewegungen der Kabel) führt bei gleichbleibender Spannung nach Gleichung 5.5 zu einem Ladungspuls, der von der nachfolgenden Elektronik genauso verstärkt wird wie ein Ladungspuls aus der Photodiode. Dieses Phänomen ist unter dem Namen Mikrofonie bekannt und wird häufig bei Detektorsystemen mit Photodioden beobachtet.

Es ist daher vorteilhaft, den Vorverstärker so nah wie möglich am Detektor zu platzieren. Da im experimentellen Aufbau der Detektor in einer Vakuumkammer an einem Kühlsystem (siehe nächster Abschnitt) montiert ist, sollte auch der Vorverstärker vakuumtauglich sein. Der Amptek CoolFET ist auf Grund seiner Bauweise in dieser Ausführung nicht für eine Anwendung im Vakuum

geeignet.

Daher wurde in Zusammenarbeit mit der elektronischen Werkstatt des Instituts die Entwicklung eines Vorverstärkers begonnen, der einen Teil seiner Komponenten (insbesondere den FET) sehr nahe am Detektor hat, während der Hauptchip (es wurde hier, wie im Amptek CoolFET, ein Amptek A250 IC verwendet) weiter außerhalb des Vakuums liegen sollte. Ein vergleichbares System wurde beim Mainzer Neutrinomassenexperiment sehr erfolgreich eingesetzt. Messungen mit diesem Aufbau zeigten jedoch, dass die langen Leitungen (inkl. Vakuumdurchführungen) zwischen FET und Verstärkerchip zu großen Problemen führen. Neben der Einstreuung von Störungen auf die Feedbackleitung, die dann ebenfalls verstärkt wurden, traten häufig Selbstoszillationen des Systems auf, die nur durch kaum reproduzierbare Konfigurationen der Erdleitungen beseitigt werden konnten.

Für die weiteren Messungen wurde daher eine neue Platine entworfen, die den kompletten Vorverstärker im Vakuum realisiert. Diese Platine ist auf dem Foto in Abbildung 5.3 zu sehen; der Schaltplan und weitere Erläuterungen finden sich in Anhang C.

Durch die passende Dimensionierung des Kondensators C_I und der Komponenten im Tiefpass ist es mit dieser Schaltung möglich, den Detektor mit Gegenspannungen von bis zu 3 kV zu betreiben. Damit können die APDs von RMD bei ihren vorgesehenen Spannungen von bis zu 1800 V zu betrieben werden, während bei Benutzung des Amptek CoolFET Vorverstärkers eine maximale Gegenspannung von 1 kV möglich ist.

Da der A250 Chip sehr empfindlich ist und beispielsweise durch elektrostatische Entladungen leicht beschädigt werden kann, wurde in der Entwicklungsphase der Schaltung ein Pin-kompatibler Ersatz verwendet, der auf dem Foto in Abb. 5.3 zu sehen ist. In den Messungen konnte gezeigt werden, dass das Rauschen dieses Verstärkers zwar relativ hoch, aber trotzdem gegen das Rauschen der APD vernachlässigbar ist. Weiterhin ergaben Messungen, dass das Rauschen des Vorverstärkers nicht primär durch den Hauptchip verursacht wird. Wenn es in zukünftigen Aufbauten gelingt, das Rauschen der APD und der Vorverstärkerschaltung so weit zu verringern, dass das Rauschen des Hauptchips relevant wird, besteht durch die Benutzung des A250 ICs in dieser Platine ein Potential zur Optimierung.

5.2 Mechanischer Aufbau

In diesem Abschnitt soll der Aufbau des eigentlichen Teststands, in dem die Detektoren vermessen wurden, dokumentiert werden. Dieser Teststand ermöglicht insbesondere, die Detektoren kontrolliert abzukühlen, um das Verhalten bei sinkender Temperatur zu untersuchen. Um das Auffrieren von Feuchtigkeit aus der Luft auf die Detektoroberfläche bei tiefen Temperaturen zu verhindern, wurde der ganze Aufbau in einer Vakuumkammer realisiert.

Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Zur Kühlung wird ein Kaltfinger benutzt, der in ein Bad aus flüssigem Stickstoff ($T = -196^\circ\text{C}$) eintaucht. Der Kaltfinger und die dar-

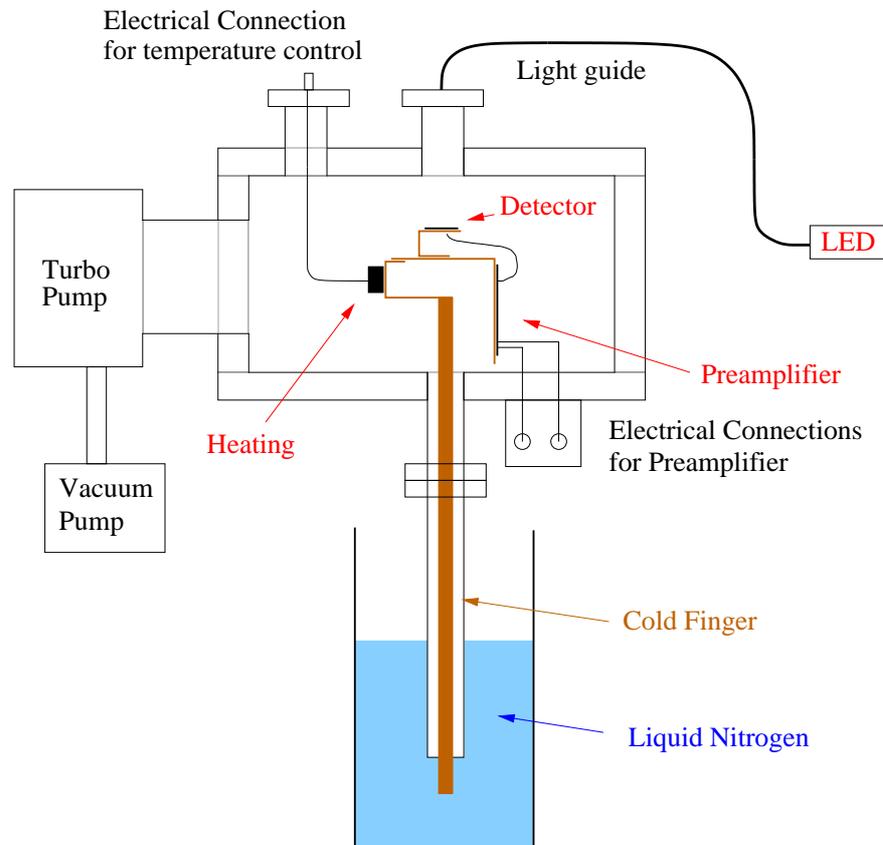


Abb. 5.4: Skizze des Teststands

auf montierten Teile bestehen aus Kupfer, um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu erreichen. Damit der Wärmeaustausch des Kaltfingers mit der Umgebungsluft gering bleibt, ist er von einem Edelstahlrohr umgeben, so dass zwischen Außenluft und Kupferstab eine isolierende Vakuumschicht vorhanden ist. Nur die untersten 5 cm des Stabs haben direkten Kontakt zum flüssigen Stickstoff.

Um die Temperatur des Detektors regeln zu können, ist eine Heizung vorhanden. Diese ist an einer Winkelbrücke aus Kupfer montiert, die die Verbindung zwischen Kühlfinger und der Halterung für Detektor und Elektronik darstellt. Die Heizung besteht aus zwei Leistungswiderständen mit einer Maximalleistung von je 10 W. Angesteuert wird dieses Heizsystem durch ein LabVIEW-basiertes Computerprogramm; nähere Erläuterungen dazu finden sich in Abschnitt 5.4.

An der Winkelbrücke ist ein Kupferwinkel befestigt, auf dessen Oberseite die eigentliche Detektorhalterung angeschraubt wird. Die Platine für den Vorverstärker ist an dem anderen Schenkel des Winkels angebracht. Die Platine ist so gestaltet, dass die Anschlüsse für den Detektor möglichst weit oben und alle anderen Anschlüsse möglichst weit unten sind, um die Länge der Verbindungskabel möglichst kurz zu halten. Der FET, der speziell für den Einsatz bei tiefen Temperaturen (bis $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$, optimale Performance bei $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$, [Amp05]) vorgesehen ist, wird zur Kühlung durch ein

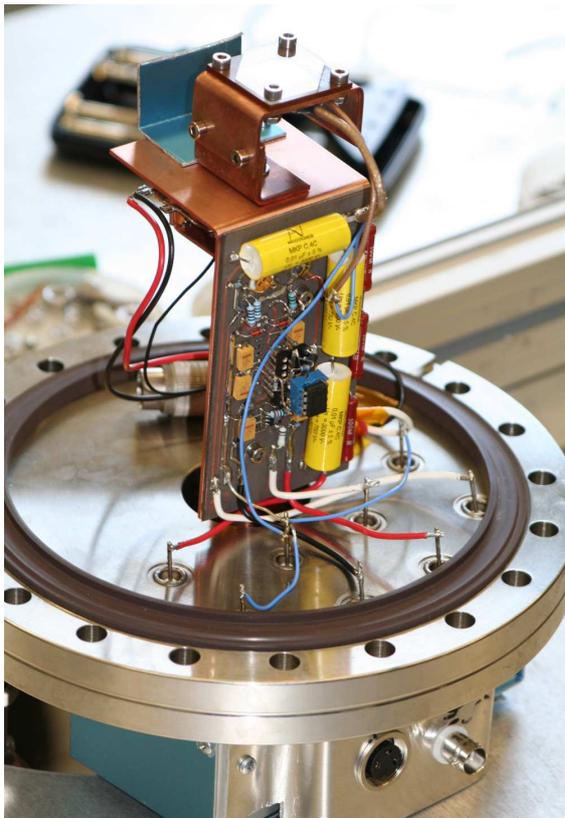


Abb. 5.5: Testaufbau mit Vorverstärker und RMD-APD

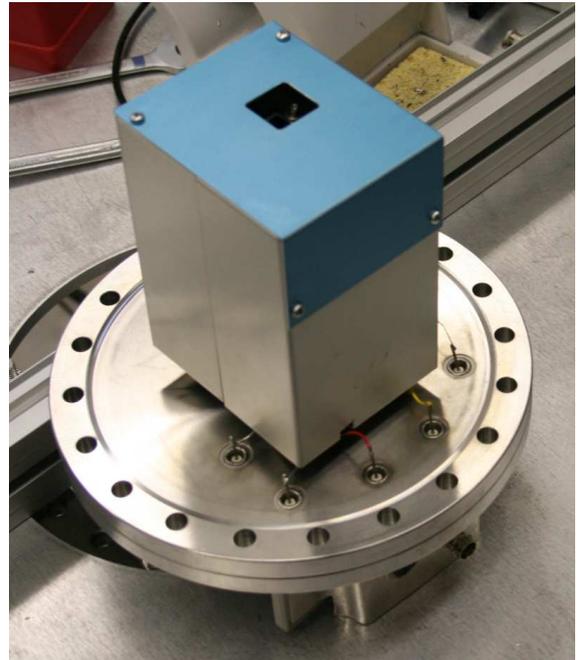


Abb. 5.6: Aufbau mit Abschirmung. Oben ist das Loch zu erkennen, durch das Licht auf den Detektor fallen kann.

Loch in der Vorverstärkerplatine auf die Kupferhalterung gedrückt. Da das Gehäuse des FETs mit einem seiner Anschlüsse elektrisch verbunden ist, wurde zwischen dem Gehäuse und der Kupferplatte eine dünne Schicht Aluminiumoxid zur Isolierung eingesetzt.

Die Detektorhalterung selbst (siehe auch Abb. 5.5 und Abb. 4.6 auf Seite 44 und Skizze in Abb. 5.7) besteht aus einem U-Profil aus Kupfer, auf das eine Halterung aus Vespel (ein temperaturbeständiger Kunststoff) aufgeschraubt ist. Die APD selbst liegt in einer quadratischen Vertiefung in der Vespelplatte und ist mit einer Wärmeleitpaste (Apiezon N Grease) mit dem Kunststoff verbunden. Der Kunststoff ist nötig, um die Unterseite der APD, die auf positiver Hochspannung liegt, von dem Kupfer zu isolieren. Gleichzeitig ist sie so dünn wie möglich konstruiert, um eine gute Wärmeleitung und damit eine gute Abkühlung der APD zu ermöglichen.

Bei der Konstruktion dieser Halterung muss berücksichtigt werden, dass die meisten Stoffe sich beim Abkühlen zusammenziehen und damit mechanische Spannungen entstehen können, die im ungünstigsten Fall zur Zerstörung der APD führen können. Daher wurde die quadratische Vertiefung in der Vespelplatte etwas größer als die APD konstruiert, so dass diese dort in alle Richtungen ein wenig Spiel hat. Die Ausdehnungskoeffizienten von Vespel und Kupfer sind hinreichend ähnlich, um keine großen Spannungen zwischen der Halterung und der Vespelplatte entstehen zu lassen.

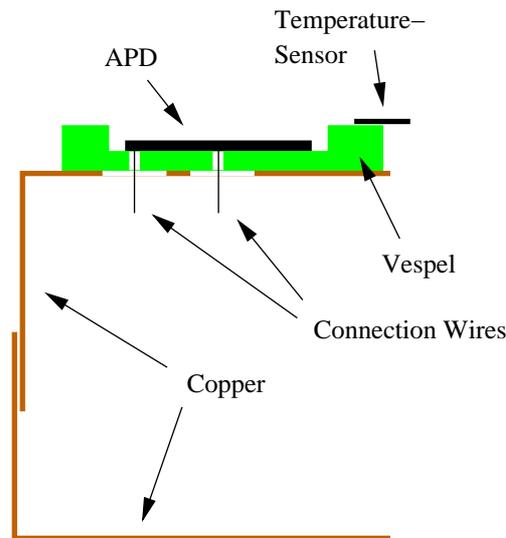


Abb. 5.7: Skizze der Halterung für die RMD APD (nicht maßstabsgetreu).

Die Anschlussdrähte der APD werden durch kleine Löcher (1 mm) in der Vespelplatte nach unten geführt. Die Kupferhalterung hat an den entsprechenden Stellen größere Löcher mit einem Durchmesser von 5 mm, so dass die Anschlussdrähte an allen Seiten einen Abstand von mindestens 2 mm zum Kupfer haben. Dieser Abstand ist nötig, um auch im nicht evakuierten Zustand des Systems die Isolierung einer Potentialdifferenz von 2 kV sicher zu gewährleisten. Die Verbindungskabel zur Vorverstärkerplatine wurden mit einer Zugentlastung an der Kupferhalterung fixiert, um mechanische Belastungen der feinen Anschlussdrähte der APD zu verhindern.

Um den ganzen Aufbau wurde eine elektrische Abschirmung aus Aluminium konstruiert (siehe Abb. 5.6), die auf dem gleichen Potential wie die Kupferhalterung liegt. Diese kann nicht ganz geschlossen werden, da an der Oberseite ein Loch für den Eintritt von Licht und an der Unterseite Durchlässe für die Anschlusskabel des Vorverstärkers vorhanden sein müssen.

Die Vakuumkammer besitzt an zwei Stellen Durchführungen für Signale und Strom. An einem einzelnen CF40 Flansch wird die Temperatúrauslese und der Strom für die Heizung durchgeführt, während alle anderen Durchführungen (für Versorgungsspannung, Hochspannung, Signalauslese und Testpuls) in einen großen CF160 Flansch eingebaut sind, der in der Regel nicht vom Kühlfinger und den dort befestigten Aufbauten (Detektorhalterung, Vorverstärker) getrennt wird (siehe auch Abbildungen 5.5 und 5.6). Diese Durchführungen sind handelsübliche Ein-Pin-Durchführungen, die durch eine einfache Keramik von dem Metall des Flansches getrennt sind. An der Außenseite des Flansches wurden kleine Anschlussboxen aus Aluminium installiert, in die BNC-, SHV-, und Niederspannungsversorgungsbuchsen eingebaut wurden, so dass sämtliche Leitungen innerhalb der Abschirmung des Aluminiums auf geschirmte Verbindungen geführt werden können (auf Abb. 5.5 unten zu erkennen).

Weiterhin besitzt die Vakuumkammer an ihrer Oberseite ein Fenster, durch das Licht auf die APD eingestrahlt werden kann. Auf dem Fenster ist ein Lichtleiter von etwa 30 cm Länge befestigt, dessen anderes Ende in ein Kästchen mit einer LED führt. Dieser flexible Aufbau ermöglicht es, die Lichtquelle einfach zu wechseln, beispielsweise um eine andere Wellenlänge zu testen, was bei einem Einbau der LED in die Vakuumkammer nicht gegeben wäre. Weiterhin kann zwischen Lichtquelle und Lichtleiter ein Spektrograph eingekoppelt werden, mit dem die Wellenlänge der LED bestimmt bzw. bei einer Lichtquelle mit mehreren Wellenlängen eine Wellenlänge selektiert werden kann.

Die Vakuumapparatur erreicht ohne Kühlung nach einigen Stunden einen Druck von $3 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dafür sind keine besonderen Maßnahmen wie etwa Ausheizen erforderlich, lediglich sollten alle im Vakuum verbauten Oberflächen fettfrei sein. Die für die Vorverstärkerplatine benutzten elektrischen Bauteile sind nicht speziell für den Einsatz im Vakuum spezifiziert, dennoch traten im Rahmen dieser Arbeit keine Probleme in dieser Hinsicht auf.

Im gekühlten Zustand verringert sich der Druck durch Auffrieren von Restgas auf den kalten Oberflächen auf etwa $1 \cdot 10^{-7}$ mbar. Dabei ist davon auszugehen, dass ein Großteil der Restgasmoleküle auf dem Kühlfinger selbst auffriert und nicht auf dem Detektor, da der Kühlfinger beim Abkühlen als erstes kalt wird und zu jedem Zeitpunkt eine niedrigere Temperatur hat als der Detektor und die Elektronik.

5.3 Elektrischer Aufbau

Der elektrische Aufbau des Teststands ist schematisch in Abb. 5.8 gezeigt. Ausgeklammert wurden alle Elemente, die mit der Temperaturregelung in Zusammenhang stehen; diese werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Das Herzstück der Anlage ist die Vorverstärkerplatine, die direkt neben den Detektor in die Vakuumkammer eingebaut wurde. Neben der Verbindung zum Detektor hat sie Anschlüsse für die Versorgungsspannung (+6 V, -6 V und 0 V), für die Hochspannung und einen Testeingang (vgl. auch Erläuterungen im ersten Abschnitt dieses Kapitels und Abb. 5.1).

Die Signale des Vorverstärkers werden über eine Vakuumdurchführung auf einen Hauptverstärker [3] geführt. Dieser differenziert die Signale und integriert anschließend über eine bestimmte Zeit, die so genannte *Shaping Zeit*, die in einem Bereich von $0,5 \mu\text{s}$ bis $8 \mu\text{s}$ eingestellt werden kann. Außerdem lässt sich die Verstärkung in einem weiten Bereich einstellen, so dass die Signale soweit verstärkt werden können, dass sie den dynamischen Bereich des ADCs gut ausnutzen.

Der ADC [6] analysiert die Höhe der Pulse und generiert daraus ein Spektrum, das auf dem PC angezeigt werden kann. Dabei lässt sich die Schwelle der kleinsten Signale, die noch gezählt werden sollen (Triggerschwelle), bequem per Software einstellen.

Weiterhin gehören zur Elektronik ein Pulsgenerator, der benutzt wird, um über den Testeingang des Vorverstärkers Signale einzukoppeln [1], und ein weiterer Pulsgenerator, mit dem die LED betrieben wird [2].

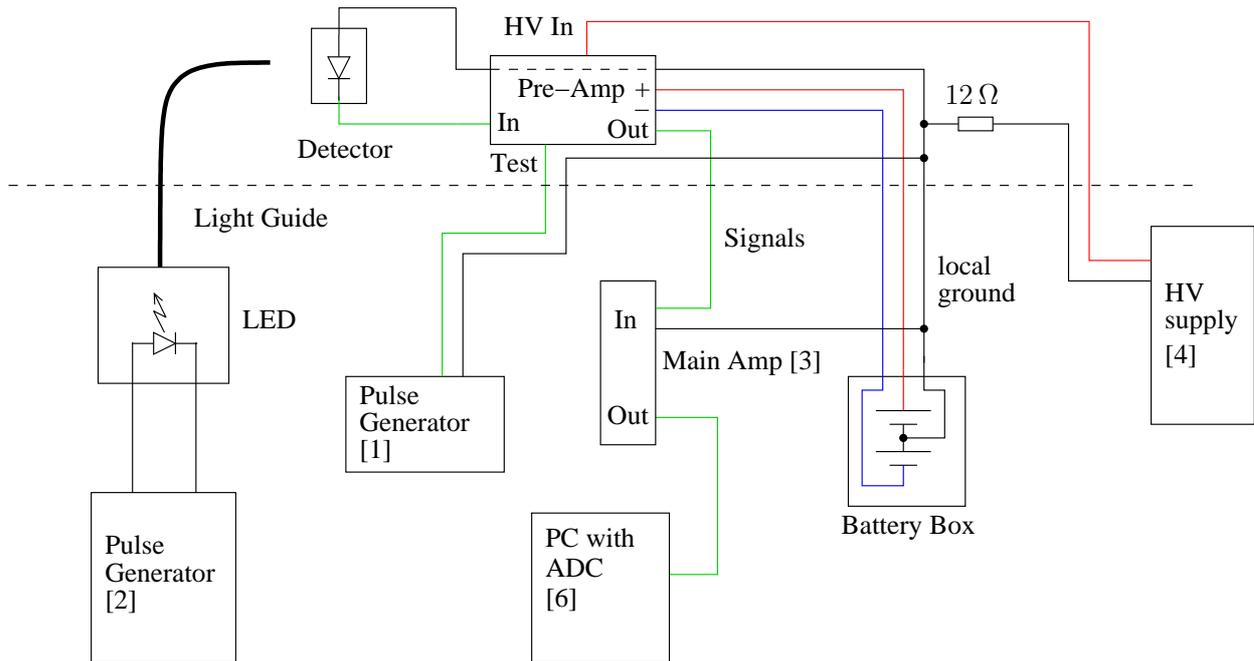


Abb. 5.8: Elektrischer Aufbau des Teststands. Alle Komponenten oberhalb der gestrichelten Linie befinden sich im Vakuum, die anderen außerhalb. Die Nummern in eckigen Klammern verweisen auf die Übersicht der benutzten Geräte in Tabelle 5.2 auf Seite 62.

Die APDs und die Vorverstärkerplatine werden durch geschirmte Kabel mit einer Isolierung aus Teflon verbunden. Zwar ergeben sich durch die Benutzung von Koaxialkabeln zusätzliche Kapazitäten und damit Probleme mit Mikrofonie, allerdings stellte sich im Laufe der Versuche heraus, dass die Benutzung von ungeschirmten Kabeln an dieser Stelle zu so großen Störungen führt, dass sinnvolle Messungen unmöglich werden. Um die Probleme mit Mikrofonie gering zu halten, wurden sehr steife Kabel verwendet und ihre Länge auf ca. 4 cm begrenzt.

Ein entscheidender Punkt zur Verringerung der Störungen ist die Erdung der Komponenten. Grundsätzlich sind zwei Erdpotentiale zu unterscheiden:

- Erstens gibt es das Erdpotential der Vorverstärkerplatine, das direkt mit der Anode der APD verbunden ist. Dieses Potential wird von außen durch eine Null-Leitung zusammen mit positiver und negativer Versorgungsspannung bereitgestellt. Dieses Erdpotential ist im Prinzip auf Platine, Detektor und Stromversorgung beschränkt und damit sozusagen lokal.
- Zweitens gibt es das elektrische Potential der Vakuumkammer, des Kühlfingers und der Kupferhalterungen. Da die Vakuumkammer (etwa über die Vakuumpumpen) elektrisch mit der Erdung des Stromnetzes verbunden ist, kann dieses als ein globales Erdpotential des Labors angesehen werden.

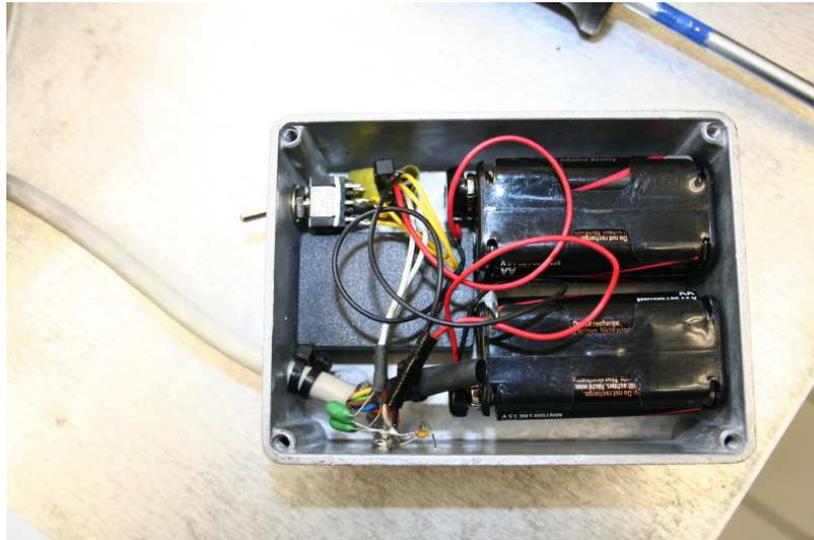


Abb. 5.9: Batteriekasten für die Versorgungsspannung des Vorverstärkers.

Bei genauerer Betrachtung wird klar, dass die Isolierung des lokalen Erdpotentials von der Außenwelt nicht trivial ist, da beispielsweise die geschirmten Kabel, die zu Oszilloskop und Hochspannungsversorgung führen, die beiden Erdpotentiale verbinden. Versuche haben ergeben, dass eine kontrollierte und definierte Verbindung dieser beiden Erdpotentiale zweckmäßig ist und die Qualität der Messung verbessert, da ohne diese Verbindung Oszillationen im System nie sicher vermieden werden konnten. Die Verbindung der beiden Erdpotentiale wurde an der Außenseite des Flansches, auf dem die Durchführungen für den Vorverstärker angebracht sind, durch ein kurzes Stück Silberdraht realisiert.

Desweiteren stellt sich die Frage, auf welches Potential die innere Abschirmung aus Aluminium gelegt werden soll. Tests haben hier ergeben, dass eine direkte Verbindung mit der Kupferhalterung, also der globalen Erde, eine wesentliche Reduzierung von Störungen bewirkt.

Eine weitere wichtige Maßnahme zur Vermeidung von Störungen des Ausgangssignals ist die kritische Überprüfung aller Eingangssignale, insbesondere Hochspannungsversorgung und Versorgungsspannung des Vorverstärkers. Allerdings können auch über den Testeingang und über den Signalausgang, an den beispielsweise ein Hauptverstärker oder ein Oszilloskop angeschlossen werden, Störungen auf die Platine rückkoppeln. Um Letzteres möglichst zu vermeiden, enthält der hier vorgestellte Vorverstärker, wie auch der Amptek CoolFET, eine Impedanzwandlerstufe hinter dem eigentlichen Verstärkerteil (siehe dazu auch Erläuterungen in Anhang C). Der Testeingang sollte bei empfindlichen Messungen nicht angeschlossen werden.

Die Hochspannung ist ein kritischer Faktor, da alle hier vorhandenen Störungen unmittelbar auf den Eingang der ersten Verstärkerstufe (nämlich den Gate des FETs) übertragen werden. Ein guter

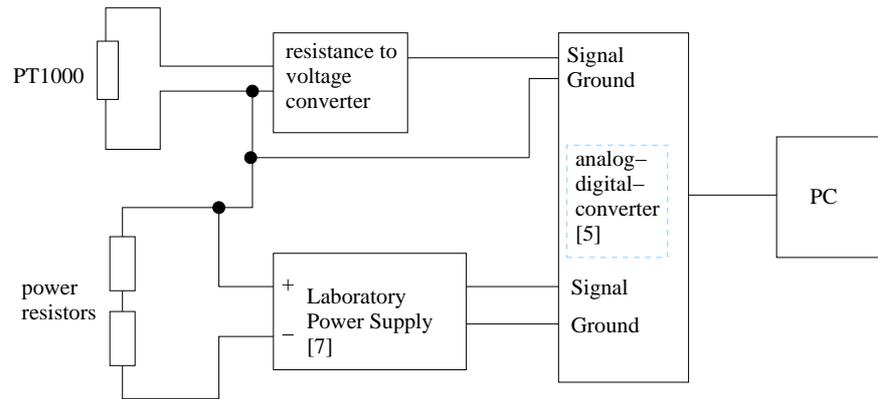


Abb. 5.10: Schema der Temperaturregelung. Die Nummern in eckigen Klammern beziehen sich auf Tabelle 5.2.

Tiefpass, der nur langsame Spannungsänderungen zulässt und höhere Frequenzen filtert, ist daher unerlässlich. Dieser sollte möglichst nahe am FET liegen, um das Einkoppeln von Störungen zwischen ihm und dem FET zu minimieren. Auf der hier beschriebenen Vorverstärkerplatine befindet sich deswegen ein zweistufiger Tiefpass nach dem Vorbild des Amptek CoolFET (vgl. Abb. 5.1 auf Seite 48).

Auch das für die Hochspannungsversorgung benutzte NIM Modul von ISEG [4] ist speziell für den Einsatz an Halbleiterdetektoren konzipiert und besitzt eine extrem niedrige Restwelligkeit des Ausgangs von 2 mV_{PP} [ISEG01].

Zum Anschluss der Hochspannungsversorgung an den Teststand wird ein handelsübliches SHV-Kabel verwendet, dessen Schirm über einen niederohmigen Widerstand (12Ω) mit dem lokalen Nullpotential des Vorverstärkers verbunden ist. Um Spannungsüberschläge zu vermeiden, muss bei der Verdrahtung im Vakuumbereich an allen Stellen auf einen ausreichenden Abstand von nicht isolierten Hochspannungsleitungen und -kontakten geachtet werden. Da in Luft ein Abstand von 1 mm pro kV eingehalten werden soll, wurde in diesem Aufbau durchgehend ein Abstand von 2 mm eingehalten, so dass die Apparatur auch bei Normaldruck mit bis zu 2 kV betrieben werden kann.

Um Störungen durch die Versorgungsspannung des Vorverstärkers so gering wie möglich zu halten, wurde eine Spannungsversorgung mit Batterien konstruiert (siehe Abbildung 5.9). Diese stellt mit Hilfe von zwei mal vier handelsüblichen Mignonzellen die benötigten Spannungen $+6 \text{ V}$ und -6 V und das Nullpotential zur Verfügung. Die Spannungen werden über ein abgeschirmtes Kabel zum Teststand geführt, wobei der Schirm mit dem Gehäuse des Batteriekastens und der globalen Erdung verbunden ist. Durch eine kleine elektronische Schaltung in dem Batteriekasten wird sichergestellt, dass die beiden Potentiale beim Einschalten genau gleichzeitig angelegt werden.

5.4 Temperaturregelung

Um Messreihen bei verschiedenen, gut definierten Temperaturen durchzuführen, wurde eine Temperaturregelung in das System eingebaut. Diese besteht aus folgenden drei Komponenten (vgl. auch Abb. 5.10):

- **Einlese der aktuellen Temperatur:** Mit einem PT 1000 Temperaturwiderstand wird die Temperatur an der Winkelbrücke (Verbindung zwischen Kühlfinger und Elektronikhalterung, siehe auch Abb. 5.11 auf Seite 61) gemessen. Ausgelesen wird dieser Sensor durch eine elektronische Schaltung, die in Abhängigkeit vom Widerstand eine Spannung zwischen 0 und 5 V ausgibt (Schaltplan siehe Anhang D). Diese Spannung wird dann über einen Analog-Digital-Wandler mit USB Anschluss [5] in einen PC eingelesen und dort mit LabVIEW ausgewertet. Die Kalibrationskurve von Spannung zu Temperatur findet sich ebenfalls in Anhang D. Man erkennt aus der Kalibrationskurve, dass die Auslese eine Genauigkeit von etwa $\pm 1^\circ\text{C}$ hat. Laut Spezifikationen der PT 1000 Sensoren ist die Genauigkeit des Sensors etwa in der gleichen Größenordnung [Pet08], so dass das Gesamtsystem eine Genauigkeit von etwa $\pm 2^\circ\text{C}$ hat.
- **Berechnung der benötigten Heizleistung:** In LabVIEW wurde ein Programm geschrieben, das unter Berücksichtigung der tatsächlichen Temperatur T_i und einer vom Benutzer vorgegebenen Solltemperatur T_s die benötigte Heizleistung bestimmt. Dazu wurde ein sogenannter PID Regler implementiert, der die Heizleistung Φ durch Summation von drei Termen errechnet (nach [Wil08]):

$$\Phi(t) = P \cdot (T_s(t) - T_i(t)) + I \cdot \int_0^t (T_s(t') - T_i(t')) dt' + D \cdot \frac{d}{dt} T_i(t) \quad (5.7)$$

Dabei sind P, I und D Parameter, die an das System angepasst werden müssen, um eine gute Leistung zu erreichen und Oszillationen und große Überschwinger beim Einstellen einer neuen Temperatur zu verhindern. Folgende Werte haben sich im Rahmen der Tests bewährt:

$$P = 0,5$$

$$I = 0,003$$

$$D = 1,5$$

Anschaulich lassen sich die drei Terme so verstehen [Wil08]:

- Proportionalterm: Dieser Term sorgt für eine Heizleistung, die proportional zur Differenz von Soll- und Ist-Temperatur ist. Für einfache Regelungen reicht dieser Term meistens schon aus, und er hat den Vorteil, dass er einfach einzustellen ist. Nur bei deutlich zu

großen Werten für P kann es zu Oszillationen kommen. Zu kleine Werte für P sind kein Problem, lediglich wird die Solltemperatur langsamer erreicht. Nachteile eines einfachen Proportionalreglers sind aber Überschwinger und eine konstante Regelabweichung (die Ist-Temperatur liegt immer unter der Soll-Temperatur). Diese beiden Probleme sollen mit den beiden anderen Termen vermieden werden.

- Differenzialterm: Dieser Term betrachtet lediglich die Änderung der Ist-Temperatur und wirkt ihr entgegen. Bei einem steilen Anstieg der Temperatur wird so die Heizleistung ein wenig vermindert, bei einem steilen Abfall etwas erhöht. Dadurch können bei richtiger Einstellung des Parameters D die Überschwinger beim Einstellen einer neuen Soll-Temperatur verhindert oder zumindest verringert werden.
- Integralterm: Ein einfacher Proportionalregler braucht immer eine Differenz zwischen Soll- und Ist-Temperatur, um eine positive Heizleistung zu errechnen; daher wird im Betrieb die Ist-Temperatur immer ein wenig unter der Soll-Temperatur liegen. Diese Regelabweichung kann durch einen Integralterm behoben werden. Anschaulich gesprochen betrachtet dieser die Summe aller Temperaturabweichungen seit Start des Systems. Solange die Ist-Temperatur unter der Soll-Temperatur liegt, wird diese Summe größer, im umgekehrten Fall wird diese Summe kleiner. Solange also eine Regelabweichung gegeben ist, wird die Heizleistung bei jedem Zeitschritt ein wenig erhöht, bis diese Abweichung schließlich gegen null geht. Sollte durch Störungen oder durch Verringerung der Soll-Temperatur die Heizleistung zu hoch werden, wird sie wieder schrittweise verkleinert.

Tests haben gezeigt, dass dieses System eine Temperatur auf besser als $0,5\text{ }^\circ\text{C}$ stabil halten kann. Beim Einstellen einer neuen Temperatur ist unter Umständen noch ein Überschwinger vorhanden, dies hängt insbesondere von der Größe des Temperatursprungs und vom absoluten Wert der Ist-Temperatur ab. Stets ist jedoch der Überschwinger kleiner als $3\text{ }^\circ\text{C}$, solange die Änderungen der Soll-Temperatur kleiner als $10\text{ }^\circ\text{C}$ sind. Bei noch größeren Änderungen wird der Integralterm sehr groß, da es eine Weile dauert, bis der Wert eingestellt werden kann. Dies liegt letztendlich daran, dass die Heizleistung für schnelle Temperaturänderungen nicht ausreichend dimensioniert ist, allerdings sind solche großen Temperatursprünge bei diesem System auch nicht notwendig und für den Detektor und die Elektronik eher schädlich.

- **Heizung:** Die Heizung wird durch zwei in Reihe geschaltete Leistungswiderstände mit je $3\ \Omega$ und einer Maximalleistung von je 10 W realisiert. Diese sind an der Winkelbrücke direkt neben dem PT 1000 Temperatursensor montiert (siehe Abb. 5.11). Den Strom für die Heizung liefert ein Labornetzteil [7], das über ein serielles Interface vom Computer angesteuert wird.

Die Leistung, die die Heizung ausgibt, ist gegeben durch

$$\Phi = U \cdot I = U \cdot \frac{U}{R} = \frac{U^2}{R} \quad (5.8)$$

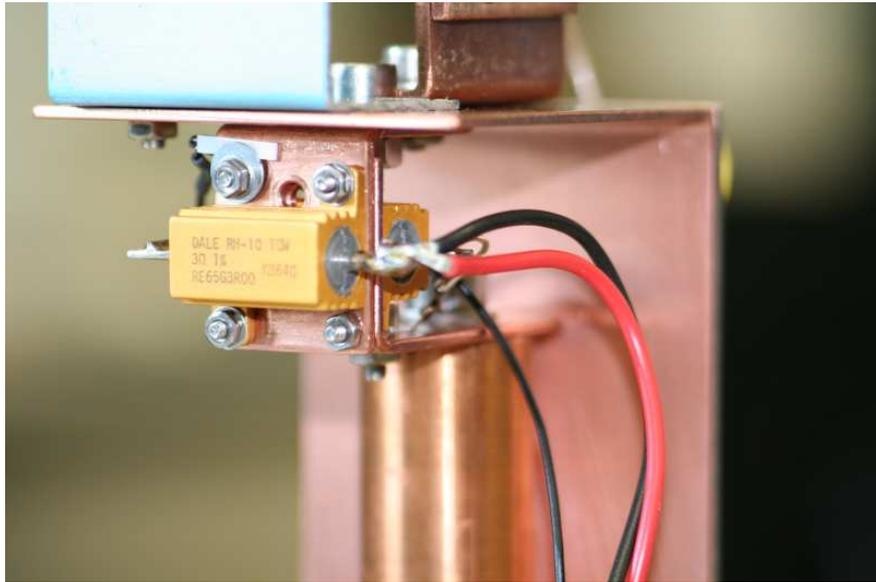


Abb. 5.11: Heizwiderstände und Temperatursensor (unter der linken oberen Schraube) an der Winkelbrücke aus Kupfer. Unten ist der Kühlfinger, am oberen Bildrand der untere Teil der Detektorhalterung zu erkennen.

Die Spannung, die für diese Leistung benötigt wird, ist also

$$U = \sqrt{\Phi \cdot R} \quad (5.9)$$

Daraus ergeben sich zwei Folgerungen: Erstens darf die Spannung höchstens 11 V betragen, um eine maximale Heizleistung von 20 W nicht zu überschreiten, dies wird durch eine Begrenzung der Heizleistung in LabVIEW sichergestellt. Zweitens muss bei der Programmierung in LabVIEW darauf geachtet werden, die Wurzel der durch den PID Regler berechneten Größe zu ziehen und erst die so erhaltene Größe auszugeben.

Die thermische Ankopplung des Systems an den Kühlfinger ermöglicht Temperaturen im Bereich von -130 °C bis -30 °C . Will man bei noch höheren Temperaturen messen, muss der Dewar mit dem flüssigen Stickstoff entfernt werden. Für noch tiefere Temperaturen muss die thermische Ankopplung verbessert werden.

Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht über die Leistungsmerkmale der Temperaturregelung.

Genauigkeit der Temperaturmessung	$\pm 2^\circ\text{C}$
Stabilität der Regelung	$\pm 0,5^\circ\text{C}$
Maximale Temperatur (Heizleistung gegen Kühlung)	-30°C
Minimale Temperatur	-130°C
Kühlung von Raumtemperatur auf -120°C	etwa 2 h, 30 min
Kühlung von Raumtemperatur auf -130°C	etwa 4 h
Temperaturschritt $\pm 10^\circ\text{C}$ abseits der Maximalleistungen	weniger als 1 min
max. Übersteuern für Temperaturschritt $\pm 10^\circ\text{C}$	weniger als 3°C
Stickstoffverbrauch für Abkühlung und mehrstündige Messung	ca. 5 l

Tab. 5.1: Übersicht über die Leistungsmerkmale der Temperaturregelung

Nr.	Typ	Hersteller, Modell
1	Pulser	Wavetek 30 MHz Sweep Generator Model 164
2	Pulser	BNC Pb-4
3	Hauptverstärker	Canberra Spectroscopy Amplifier Model 2010
4	Bias-Supply	ISEG NHQ 224M
5	USB Schnittstelle	National Instruments USB-6009
6	ADC	FAST ComTec MCA-3A
7	Labornetzteil	EA-PS 3032-5B
8	Oszilloskop	Tektronix TDS 3054B
9	Spektrograph	Jobin Yvon von Division d'Instruments S.A.

Tab. 5.2: Im Rahmen dieser Arbeit benutzte Geräte. Die Nummern beziehen sich auf die Nummerierungen in den Zeichnungen 5.8 und 5.10 und im Text.

6 Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die mit dem zuvor beschriebenen Aufbau durchgeführten Messungen vorgestellt werden. Das letztendliche Ziel der Messungen war ein genaueres Verständnis der Funktionsweise und des Verhaltens der RMD APDs; allerdings wurden auch Messungen mit den Vorverstärkern (erster Abschnitt) und den Hamamatsu APDs (zweiter Abschnitt) durchgeführt. Das Verhalten der RMD APD wurde mit Lichtpulsen einer LED und mit radioaktiven Quellen untersucht; die Ergebnisse davon finden sich im dritten Abschnitt.

6.1 Vorverstärker

6.1.1 Amptek CoolFET

Um das Rauschen des CoolFET Verstärkers zu quantifizieren, wird ein Testpuls mit 8,8 mV, also äquivalent zu 100 keV Energiedeposition in Silizium (vgl. Abschnitt 5.1), auf den Testeingang gegeben. Das Ausgangssignal wird vom Hauptverstärker (Gain = 1K, Shaping Zeit = 2 μ s) verstärkt und mit dem ADC aufgenommen. Das entstandene Spektrum ist in Abbildung 6.1 gezeigt.

In Gnuplot wurde eine Gaußkurve an den Peak des Testpulses gefittet. Die benutzte Funktion lautet

$$f(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.1)$$

Die Halbwertsbreite dieser Funktion beträgt

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \approx 2,355\sigma \quad (6.2)$$

Im Fall dieses Testpulses gibt Gnuplot $\sigma = 18,55$ aus, damit ergibt sich eine Halbwertsbreite von etwa 44 Kanälen. Die Peakposition x_0 wird mit 4300 angegeben, damit beträgt das Verhältnis aus Peakbreite zu Peakposition

$$R_{Ch} = \frac{44}{4300} = 0,0102 \quad (6.3)$$

Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass der Peak eine Energie von 100 keV simuliert, beträgt die Breite

$$R = 1,02 \text{ keV} \quad (6.4)$$

Dieses Verfahren zur Quantifizierung des Rauschens wird in der Regel bei der Untersuchung von Vorverstärkern verwendet [Amp05], auch wenn in die Halbwertsbreite eines Testpulses auch andere

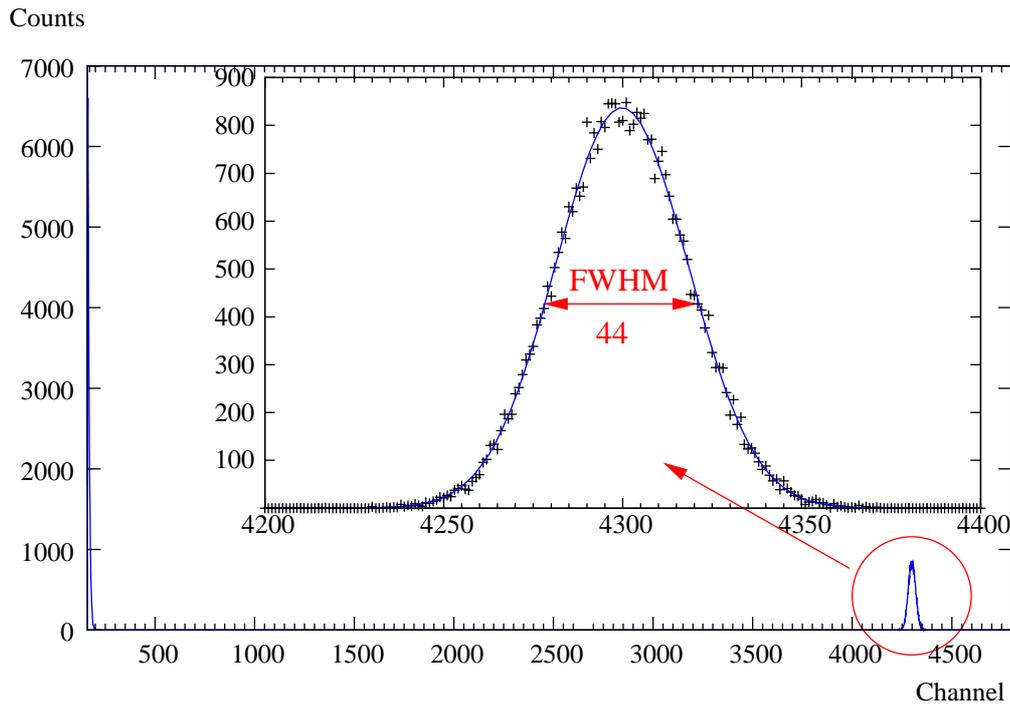


Abb. 6.1: Testpuls mit 100 keV(Si) im Spektrum. Die Halbwertsbreite wird als Maß für das Rauschen verwendet.

Größen als das Rauschen, beispielsweise Schwankungen in der Höhe des Testsignals, eingehen. Außerdem kann die Testpulsposition mit einem systematischen Fehler behaftet sein, da der Testpuls nur mit einer gewissen Genauigkeit eingestellt werden kann und die Kapazität des Kondensators im Testeingang des Vorverstärkers eine gewisse Toleranz hat.

Als Fehler für die Einstellung des Testpulses und der Kapazität des Kondensators wurden zusammen 10% angenommen. Die Schwankungen des Testpulses wurden im direkten Zusammenhang mit der hier beschriebenen Messung untersucht, sie betragen 0,33% und sind also gegen den systematischen Fehler zu vernachlässigen. Auch das Rauschen des Hauptverstärkers wurde separat vermessen und als vernachlässigbar klein festgestellt. Damit ergibt sich als Rauschen für den Amptek CoolFET ein Wert von

$$R = (1,0 \pm 0,1) \text{ keV} \quad (6.5)$$

Im Datenblatt wird für den bei dieser Messung benutzten FET (der CoolFET stellt intern drei unterschiedliche FETs zur Verfügung, die über einen Jumper ausgewählt werden können) ein Rauschen von 850 eV angegeben. Dabei wird vermerkt, dass die Benutzung einer „input protection“, wie sie auch hier aktiviert ist, das Rauschen vergrößern kann. Damit kann die Messung als eine zufriedenstellende Bestätigung dieser Angaben betrachtet werden.

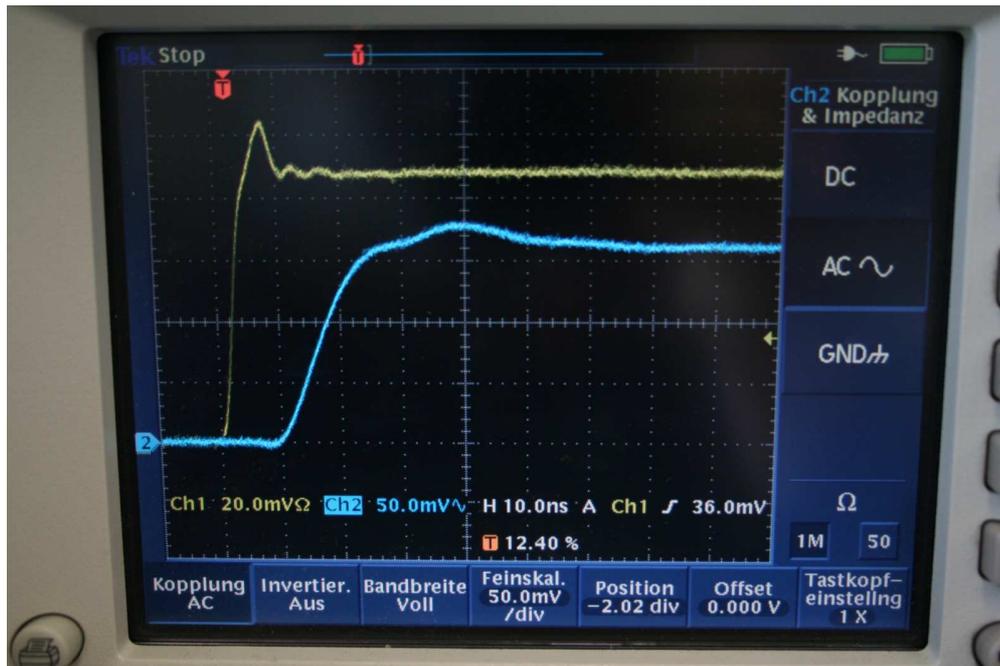


Abb. 6.2: Testpuls mit 88 mV (gelb) und die Antwort des Amptek CoolFET Vorverstärkers (blau)

Um die Sensitivität und die Anstiegszeit des Amptek CoolFET Vorverstärkers zu testen, wurde ein Puls der Höhe 88 mV, also äquivalent 1 MeV(Si), auf den Testeingang des Vorverstärkers gegeben. In Abbildung 6.2 ist dieser Puls und die Antwort des Vorverstärkers zu sehen. Man erkennt, dass die Anstiegsflanke etwa eine Breite von (18 ± 3) ns hat (ohne den Überschwinger, der durch ein unsauberer Eingangssignal verursacht wird); damit ist diese Messung verträglich mit der Angabe von 15 ns im Datenblatt. Die Höhe des Signals beträgt (160 ± 5) mV, da aber diese Höhe wieder von der Höhe des Testpulses und dem Wert des Kondensators im Testeingang abhängt, lässt sich die gemessene Sensitivität angeben als

$$S = (160 \pm 20) \text{ mV/MeV (Si)} \quad (6.6)$$

Die Sensitivität wird im Datenblatt zu 176 mV/MeV (Si) angegeben und ist damit verträglich mit der Messung. Allerdings erkennt man einen Zusammenhang zwischen der Sensitivitätsmessung und der Rauschmessung in Bezug auf ihren systematischen Fehler, da der etwas zu niedrige Wert der Sensitivität nach Gleichung 6.3 einen etwas zu hohen Wert für das Rauschen ergibt.

Die hier gezeigten Messungen fanden ohne einen Detektor am Eingang des Vorverstärkers statt. Zwar wurden auch Tests mit APDs am Eingang des Vorverstärkers durchgeführt, allerdings führten dabei die längeren Zuleitungen zum Detektor zu so großen Störungen, dass quantitative Aussagen zum Rauschen des Systems nicht sinnvoll erscheinen.

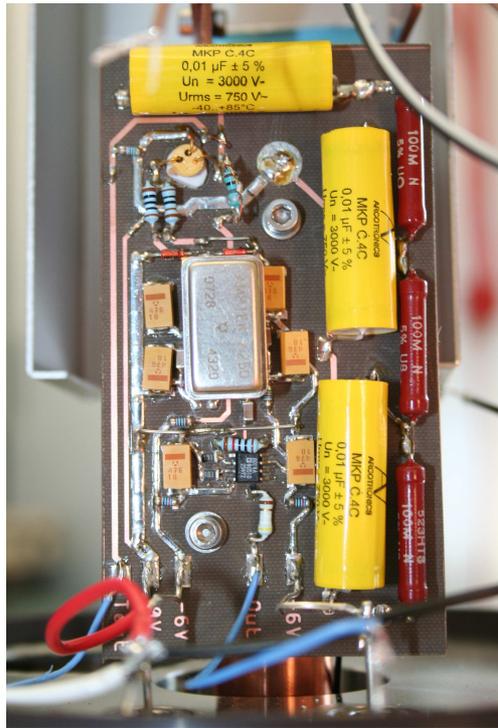


Abb. 6.3: Im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vorverstärkerplatine mit Amptek A250

6.1.2 Eigenentwicklung

Mit der Vorverstärkerplatine, die im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit der Elektronikwerkstatt des Instituts entwickelt wurde (siehe Abschnitt 5.1), wurden die gleichen Messungen wie in Abschnitt 6.1.1 durchgeführt. Zunächst wurde dabei anstelle des eigentlich vorgesehenen Amptek A250 ein Pin-kompatibler Ersatzchip verwendet, der bezüglich Rauschen und Zeitverhalten nicht mit dem A250 konkurrieren können sollte. Dieses wurde durch die Messungen, die in gleicher Weise wie im vorherigen Abschnitt beschrieben durchgeführt wurden, bestätigt.

Das Rauschen ergibt sich zu

$$R = 4,2 \pm 0,4 \text{ keV(Si)} \quad (6.7)$$

bei einer Anstiegsflanke (bei 100 keV Puls) von etwa 1 μs . Die Sensitivität liegt wie beim CoolFET bei

$$S = 160 \pm 20 \text{ mV/MeV (Si)} \quad (6.8)$$

Nach Einbau dieses Verstärkers in die Vakuumapparatur wurde untersucht, ob eine Abkühlung des FETs eine Verbesserung des Rauschverhaltens ergibt. Dies konnte jedoch nicht festgestellt werden, woraus man schließen muss, dass die Hauptbeiträge zum Rauschen des Vorverstärkers nicht vom FET erzeugt werden.

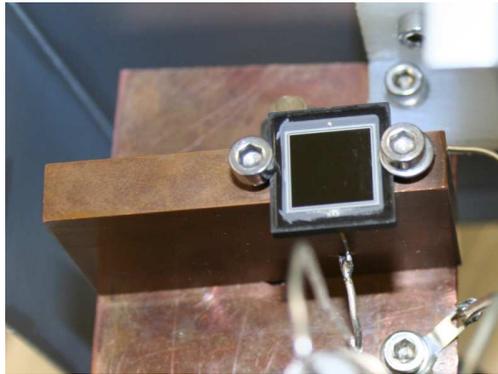


Abb. 6.4: Hamamatsu APD mit Halterung

Zum Vergleich wurde der Amptek A250 IC in diese Platine eingebaut (siehe Abb. 6.3). Tests ergaben, dass sich zwar die Anstiegszeit erwartungsgemäß auf (18 ± 3) ns verbesserte, das Rauschen jedoch mit

$$R = (3,9 \pm 0,4) \text{ keV (Si)} \quad (6.9)$$

nur unwesentlich geringer wurde. Daraus ist zu schließen, dass die Hauptbeiträge des Rauschens dieses Vorverstärkers, auch bei Benutzung eines preisgünstigen Ersatzchips, nicht durch den Hauptchip erzeugt werden. Wahrscheinlichste Ursache für das hohe Rauschen sind Einkopplungen von Störungen über elektromagnetische Wellen und über die Erdungsleitungen. Bisher ist der Amptek CoolFET der Eigenentwicklung im Rauschverhalten deutlich überlegen, aber es ist anzunehmen, dass durch eine bessere Abschirmung des Vorverstärkers das Rauschen noch deutlich reduziert werden kann.

Bei den Messungen mit angeschlossenen Detektoren (siehe Abschnitt 6.3) konnte gezeigt werden, dass auch ein Rauschen von etwa 4 keV (Si) klein ist gegen das Rauschen der APD. Nichtsdestotrotz sollte das an dieser Stelle vorhandene Potential zur Optimierung in zukünftigen Aufbauten ausgenutzt werden.

Für die Messungen in den folgenden Abschnitten wurde nicht der A250, sondern der Ersatzchip verwendet.

6.2 Messungen mit der Hamamatsu APD

Bevor die eigentliche Untersuchung der RMD APDs stattfand, wurden zu Testzwecken einige Versuche mit der Hamamatsu APD durchgeführt. Dazu wurde eine vorläufige Version des im vorherigen Kapitel vorgestellten Aufbaus verwendet, bei dem die APD auf einem Kupferblock festgeschraubt war (siehe Abb. 6.4).

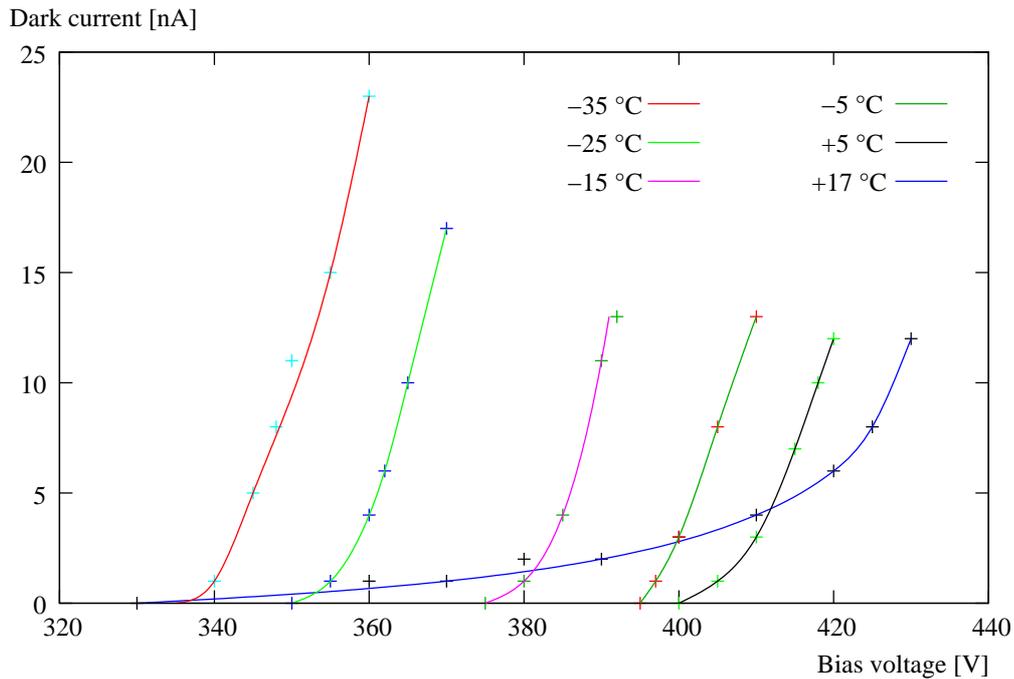


Abb. 6.5: Dunkelstrom der Hamamatsu APD in Abhängigkeit von der Gegenspannung bei verschiedenen Temperaturen.

Als erste Messung wurde der Dunkelstrom durch die APD in Abhängigkeit von der Gegenspannung bei sechs verschiedenen Temperaturen gemessen. Die Temperatur wurde hierbei an der Oberseite der APD gemessen, es ist also davon auszugehen, dass die APD an ihrer Unterseite, die mit dem Kupfer in Berührung stand, etwas kälter war. Die Messergebnisse sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Die Messgenauigkeit bei der Temperatúrauslese beträgt ± 1 °C, die Genauigkeiten bei der Messung der Gegenspannung und des Dunkelstroms (beides über die internen Messgeräte der Hochspannungsquelle) betragen ± 1 V bzw. ± 1 nA [ISEG01]. Die Gegenspannung müsste wegen der Benutzung von Vorwiderständen auf der Vorverstärkerplatine noch ein wenig nach unten korrigiert werden; da aber der Strom nur wenige nA beträgt, läge diese Korrektur bei unter einem Volt, so dass darauf verzichtet wurde.

Erwartungsgemäß steigt der Dunkelstrom bei Annäherung an die Durchbruchspannung (laut Datenblatt typischerweise 400 V) stark an. Bei sinkender Temperatur sinkt auch die Durchbruchspannung, was daran zu erkennen ist, dass der Dunkelstrom schon bei niedrigeren Spannungen nennenswerte Stärke erreicht. Bei Raumtemperatur fließt auch schon bei Spannungen deutlich unter der Durchbruchspannung ein messbarer Strom, bei allen anderen Temperaturen ist dies nicht mehr zu beobachten.

Da laut den in Kapitel 4 dargestellten Überlegungen ein Zusammenhang zwischen dem Dunkelstrom und dem Rauschen erwartet wird, wurde in der gleichen Messung ebenfalls das Signal zu Rausch Verhältnis bestimmt. Dazu wurde mit einer roten LED ein optischer Testpuls auf die APD gegeben und mit Hauptverstärker (Shaping Zeit $2\ \mu\text{s}$) und ADC ein Spektrum aufgenommen; aus Breite und Position des durch die LED verursachten Peaks kann dann das Signal zu Rausch Verhältnis bestimmt werden. Eine Kalibrierung des Spektrums mit Hilfe des elektronischen Testpulses wurde hier nicht durchgeführt.

Die Benutzung der Halbwertsbreite als quantitatives Maß für das Rauschen ist bei Benutzung eines optischen Testpulses nicht mehr so unkritisch wie bei einem elektronischen Testpuls, da statistische Fluktuationen der internen Verstärkung der APD zur Breite beitragen können (vgl. Abschnitt 4.2). Außerdem wird der optische Testpuls verbreitert, wenn die interne Verstärkung der APD nicht konstant ist, was durch kleine Schwankungen in der Gegenspannung oder Temperaturänderungen der Fall sein kann. Diese Verbreiterung ist zwar ein reales Problem, wenn eine gute Energieauflösung gefordert ist, allerdings verschlechtert sie nur unwesentlich die untere Schwelle des messbaren Energiebereichs. Ob diese Breite also zur Charakterisierung des Detektors herangezogen werden sollte oder nicht, ist auch abhängig von der Fragestellung, unter der der Detektor untersucht wird. Während bei der Hamamatsu APD alle Messungen mit dem optischen Testpuls durchgeführt wurden, wurden bei der RMD APD die Unterschiede von Testpulsbreite und LED Pulsbreite genauer untersucht (siehe Abschnitt 6.3).

Wie zu erwarten war, ist bei Annäherung der Gegenspannung an die Durchbruchspannung eine starke Zunahme sowohl der Verstärkung als auch des Rauschens zu beobachten, siehe Abb. 6.6. Die Werte für Verstärkung und Rauschen wurden so skaliert, dass sie bei 300 V den Wert eins haben. Da die APD schon bei dieser Spannung eine Verstärkung von größer als eins hat, sind die Werte der y-Achse kleiner als die tatsächliche Verstärkung der APD. Man sieht, dass die interne Verstärkung der APD demnach bei Spannungen in der Nähe der Durchbruchspannung deutlich über 100 liegt. Im Datenblatt wird die Verstärkung bei dem optimalen Signal zu Rausch Verhältnis angegeben und beträgt dort 50.

Die hier gemessene starke Abhängigkeit der Verstärkung von der angelegten Gegenspannung stimmt qualitativ mit den Ergebnissen aus der Diplomarbeit von Michaela Thiel [Thi05] überein, in der über die Auslese von BGO-Kristallen mit APDs des gleichen Typs berichtet wird.

Vergleicht man die beiden Kurven, erkennt man, dass sie in einem gewissen Bereich der Spannungen, der etwas unterhalb der Durchbruchspannung liegt (ca. 390 V bis 400 V) relativ weit auseinanderlaufen, während sie sich bei noch höheren Spannungen wieder annähern. Dies entspricht den Überlegungen aus Kapitel 4, dass nämlich die Verstärkung bei zunächst relativ gleich bleibendem Rauschen zunimmt und sich dadurch das Signal zu Rausch Verhältnis verbessert, dass dann aber bei noch höheren Spannungen der Dunkelstrom merkbar zum Rauschen beiträgt und schließlich so stark wird, dass das Signal zu Rausch Verhältnis wieder kleiner wird. Dies ist auch konsistent mit der in Abb. 6.5 gezeigten Kurve des Dunkelstroms, der bei $+5\ ^\circ\text{C}$ bei etwa 400 V messbare Stärke

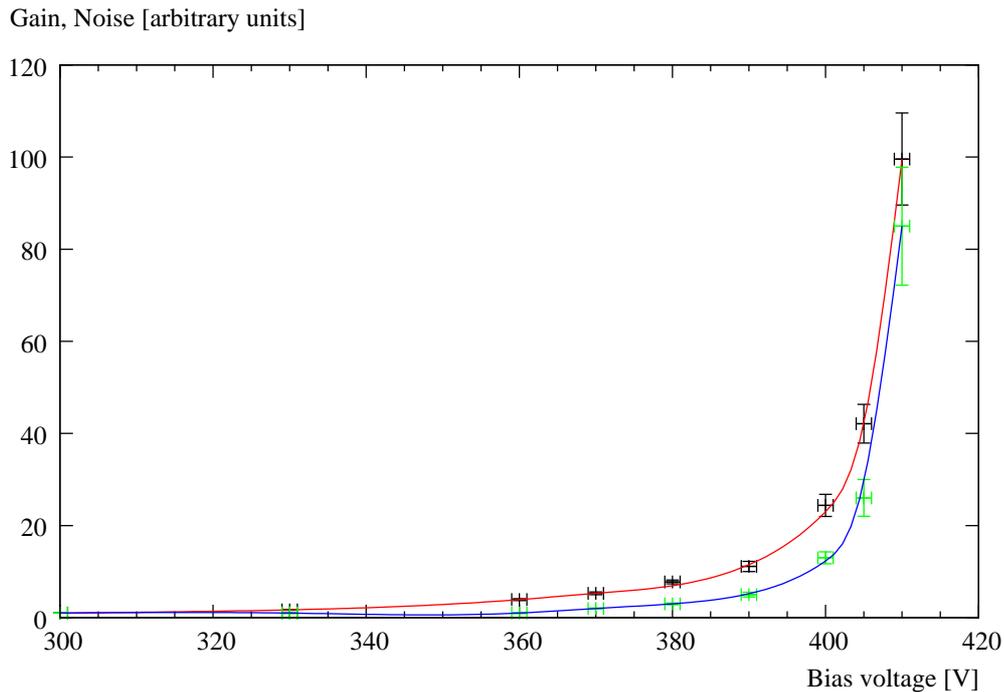


Abb. 6.6: Verstärkung (rote Kurve) und Rauschen (blaue Kurve) der Hamamatsu APD bei $+5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Beide Kurven sind auf ihren Wert bei 300 V normiert.

erreicht.

Es bietet sich nun an, das Signal zu Rausch Verhältnis auszurechnen und gegen die Spannung aufzutragen, dies ist für die gleiche Messung in Abb. 6.7 gezeigt. In dieser Auftragung lässt sich sehr gut ein Maximum erkennen, dass hier mit $(370 \pm 5)\text{ V}$ etwas tiefer liegt als das Maximum des Signal zu Rausch Abstandes, das aus Abb. 6.6 hervorging. Im Folgenden soll als Maß für die Empfindlichkeit des Detektorsystems nur noch das Signal zu Rausch Verhältnis benutzt werden.

Die Messungenauigkeiten der Verstärkung und des Rauschens nehmen bei hohen Spannungen deutlich zu (vgl. Abb. 6.6), da im Verlauf der Messung mehrmals die Verstärkung des Hauptverstärkers umgeschaltet werden muss, um innerhalb des dynamischen Bereichs der benutzten ADC-Karte zu bleiben. Allerdings sind die Fehler der beiden Messwerte vollständig korreliert, so dass das Signal zu Rausch Verhältnis in Abb. 6.7 auch bei hohen Spannungen mit guter Genauigkeit bekannt ist.

Es wurde nun für alle sechs eingestellten Temperaturen diejenige Spannung bestimmt, bei der das beste Signal zu Rausch Verhältnis erreicht wurde. Zusammen mit den Durchbruchspannungen wurden diese Spannungen gegen die Temperatur aufgetragen, siehe Abb. 6.8. Wie man sieht, liegt bei allen Temperaturen die Spannung des optimalen Signal zu Rausch Verhältnisses deutlich unter der Durchbruchspannung, wie aus den theoretischen Überlegungen zu erwarten war.

Die Durchbruchspannung sinkt in dem untersuchten Bereich relativ linear mit einer Steigung von $1,6 \frac{\text{V}}{\text{ }^{\circ}\text{C}}$, während im Datenblatt der APD ein Wert von $0,78 \frac{\text{V}}{\text{ }^{\circ}\text{C}}$ angegeben wird. Diese Abweichung

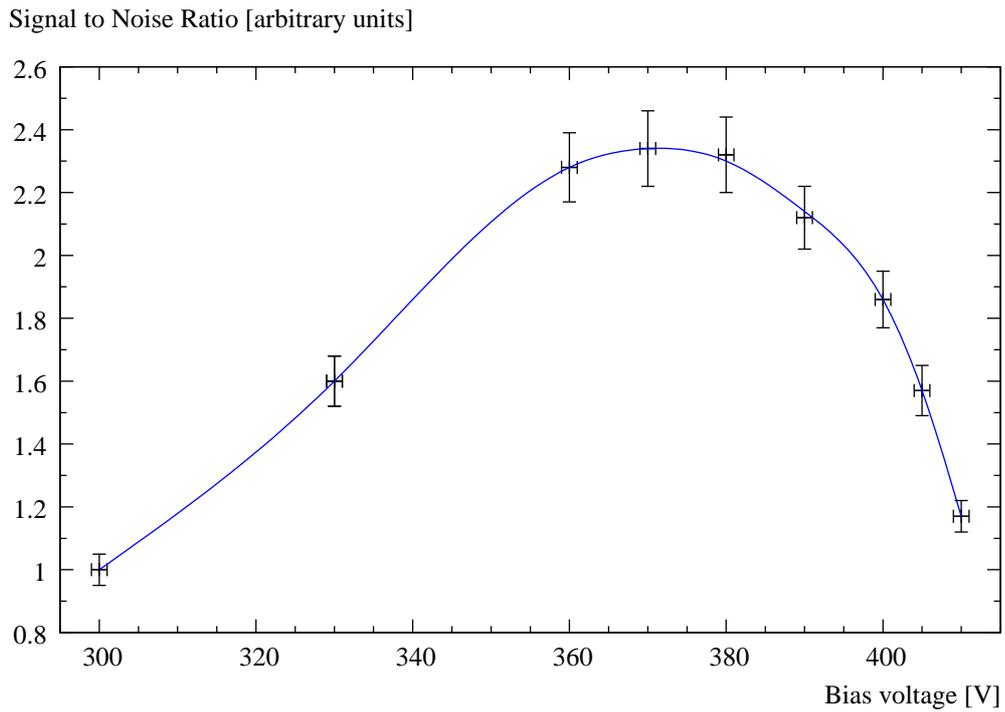


Abb. 6.7: Signal zu Rausch Verhältnis der Hamamatsu APD bei +5°C.

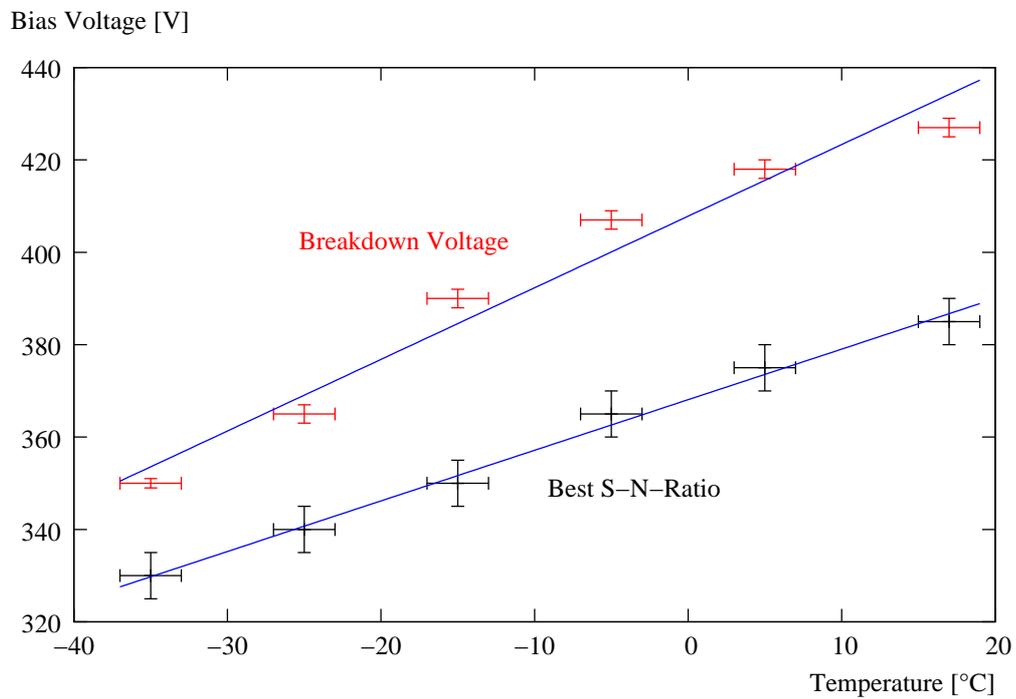


Abb. 6.8: Durchbruchspannung und Spannung des optimalen Signal zu Rausch Verhältnisses in Abhängigkeit von der Temperatur bei der Hamamatsu APD.

ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass der Hersteller die Durchbruchspannung definiert als diejenige Spannung, bei der ein Strom von $100\ \mu\text{A}$ fließt, während hier die Schwelle schon bei $10\ \text{nA}$ gesetzt wurde.

Bei den Messungen fällt auf, dass sich die absolute Höhe des Signal zu Rausch Verhältnisses bei tiefen Temperaturen nicht verändert. Dies kann daran liegen, dass der Dunkelstrom im Bereich des besten Signal zu Rausch Verhältnisses auch bei Raumtemperatur schon sehr klein ist und damit nicht maßgeblich zum Rauschen beiträgt. Das Abkühlen bringt bei diesen APDs also keine wesentliche Verbesserung mit sich.

Zusammenfassend können aus den soweit beschriebenen Messungen folgende Erkenntnisse festgehalten werden:

- Das beste Signal zu Rausch Verhältnis wird bei einer Spannung erreicht, die einige Volt unter der Durchbruchspannung liegt. Sobald ein messbarer Dunkelstrom einsetzt, wird das Rauschverhalten der APD deutlich schlechter.
- Der Dunkelstrom ist im gekühlten Zustand geringer als bei Raumtemperatur, allerdings ist keine Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses zu beobachten. Daraus muss man schließen, dass in dieser Messung der Dunkelstrom (bei der Spannung des optimalen Signal zu Rausch Verhältnisses) nicht die maßgebliche Ursache für das Rauschen ist, sondern andere Faktoren (beispielsweise das Einkoppeln von elektromagnetischen Störungen) überwiegen.

6.3 Messungen mit der RMD APD

Auch bei der RMD APD wurde zunächst eine Messung des Dunkelstroms bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt; die Ergebnisse sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Dabei fällt zunächst auf, dass bei Raumtemperatur bei allen Spannungen ein hoher Dunkelstrom fließt, der schon bei $1100\ \text{V}$, also deutlich unter der Durchbruchspannung (laut Datenblatt typischerweise bei etwa $1800\ \text{V}$), etwa $100\ \text{nA}$ erreicht. Wie aus den Graphen zu sehen ist, bringt schon eine geringe Abkühlung des Detektors eine erhebliche Verringerung des Dunkelstroms mit sich.

Während bei hohen Temperaturen der Dunkelstrom schon bei relativ niedrigen Spannungen messbare Werte erreicht und langsam ansteigt, beobachtet man bei tiefen Temperaturen einen sprunghaften Anstieg bei einer bestimmten Spannung, die als Durchbruchspannung interpretiert wird.

Hier sei darauf hingewiesen, dass sich die Temperaturangaben in diesem Diagramm auf die Temperatur beziehen, die von der Heizungssteuerung mit dem PC gemessen wurden. Wie in Abschnitt 5.4 erklärt, befindet sich der Temperatursensor für diese Messung an der Winkelbrücke, die die Verbindung zwischen Kühlfinger und Detektor- bzw. Vorverstärkerhalterung darstellt. Anschaulich ist klar, dass der Detektor selbst deutlich wärmer sein muss, da die Wärmeleitung zwischen dem

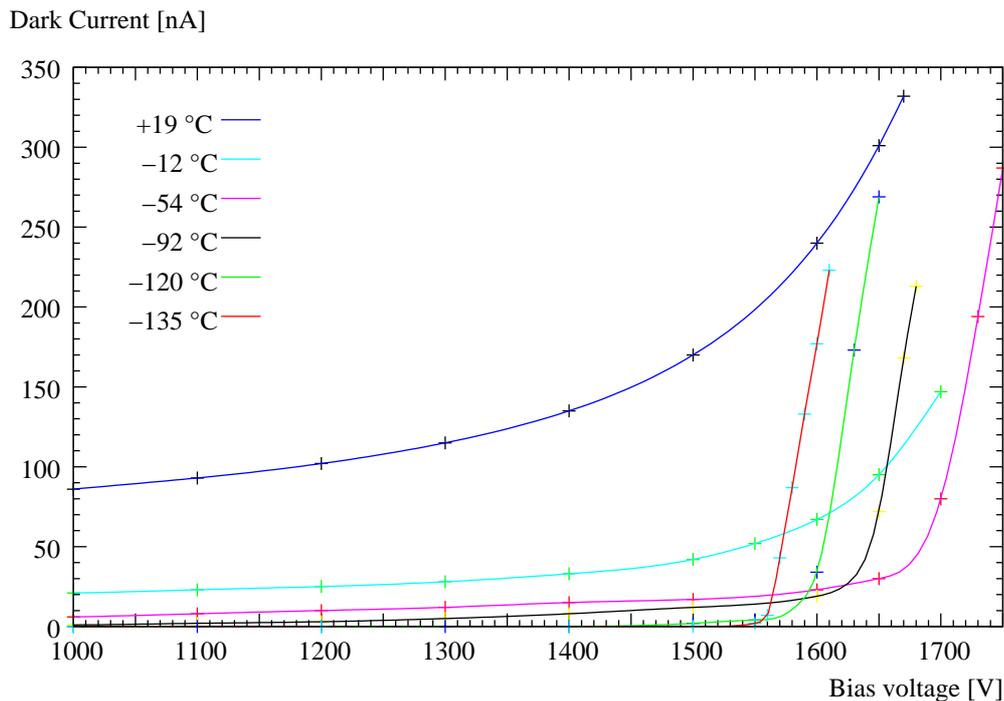


Abb. 6.9: Dunkelstrom der APD von RMD in Abhängigkeit von der Gegenspannung bei sechs verschiedenen Temperaturen (Temperatur an Halterung, nicht an Detektor gemessen, siehe Erklärungen im Text).

Detektor und dem Kupferaufbau durch die Detektorhalterung aus Vespel relativ schlecht ist. Leider war in diesem Aufbau keine Möglichkeit vorhanden, die Temperatur direkt am Detektor zu messen, allerdings wurde in einer Messreihe die Temperatur an der Oberseite der Vespelhalterung gemessen (vgl. auch Abb. 5.7 auf Seite 54). Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 gezeigt. Wenn in der Vespelhalterung ein ungefähr linearer Temperaturgradient vorliegt, sollte die Temperatur am Detektor selbst etwa in der Mitte zwischen der Temperatur des Kupfers und der Temperatur an der Oberseite der Halterung liegen.

Wenn nach mehrstündigem Abkühlen die Temperaturen in dem Aufbau schließlich konstant bleiben, misst man am Kühlfinger -180 °C , an der Winkelbrücke -130 °C und an der Oberseite der Vespelplatte -38 °C . Nach der obigen Überlegung sollte der Detektor in diesem Zustand ungefähr bei -80 °C liegen, wobei dies nur als grobe Schätzung zu verstehen ist.

Diese Schätzung kann allerdings noch durch eine andere Überlegung unterstützt werden: Im Rahmen der Messungen am ESR an der GSI, bei denen die selben APDs eingesetzt wurden, hat Rodolfo Sánchez [San08] den Dunkelstrom bei der tiefsten im dortigen Aufbau erreichten Temperatur gemessen. Zwar konnte auch dort nicht die Temperatur am Detektor selbst bestimmt werden, allerdings ist zu erwarten, dass auf Grund der besseren Wärmekopplung dort die Detektoren nahe an der Temperatur des flüssigen Stickstoffs waren. Aus den an der GSI durchgeführten Messungen des Dunkelstroms ist ersichtlich, dass dort die Durchbruchspannung bei etwa 1400 V lag, also deutlich

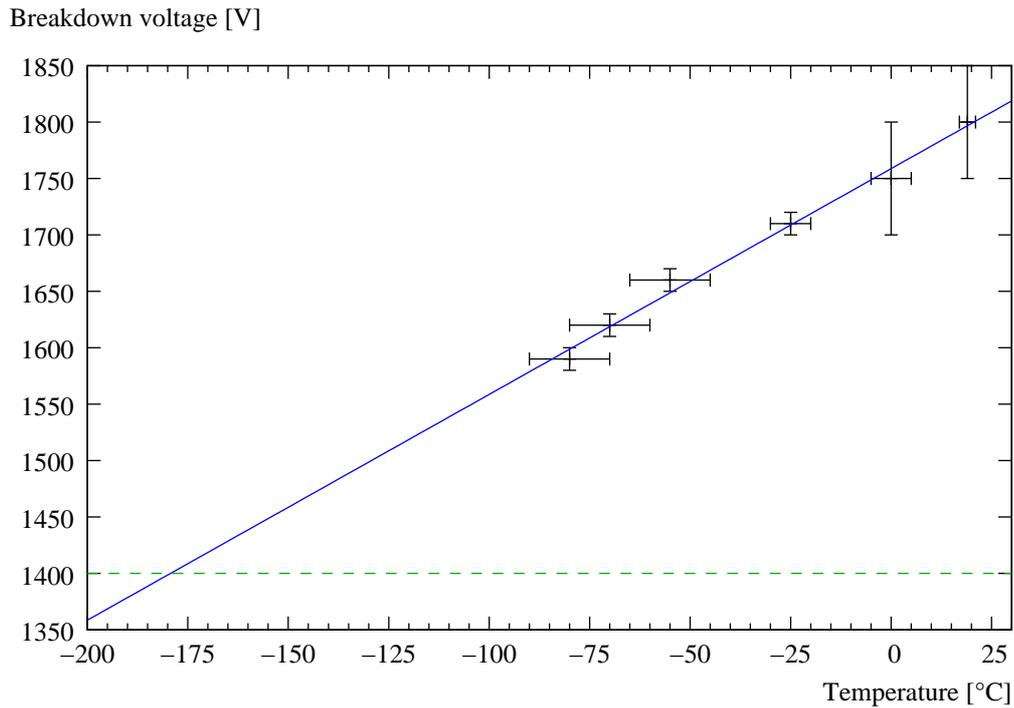


Abb. 6.10: Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der geschätzten Temperatur am Detektor. Gestrichelt eingezeichnet ist die Spannung, mit der die APDs an der GSI betrieben wurden.

Winkelbrücke in °C	Detektorhalterung in °C	Detektor (geschätzt) in °C
-10	10	0
-50	-5	-25
-90	-20	-55
-110	-30	-70
-130	-38	-80

Tab. 6.1: Temperaturen an verschiedenen Stellen des Aufbaus, Genauigkeit der Messungen etwa $\pm 2^\circ\text{C}$

niedriger als in dieser Arbeit. Nimmt man einen in erster Näherung linearen Abfall der Durchbruchspannung mit der Temperatur an, und extrapoliert von den geschätzten Werten aus Tab. 6.1, so würde eine Durchbruchspannung von 1400 V einer Detektortemperatur von etwa -180°C entsprechen, was durchaus realistisch ist (siehe Abb. 6.10).

Um nun die Verstärkung und das Rauschverhalten quantitativ zu untersuchen, wurden Messungen mit optischen und elektronischen Testpulsen und mit radioaktiven Quellen durchgeführt. Soweit nicht anders angegeben, wurden alle Messungen bei der tiefsten erreichbaren Temperatur durchgeführt.

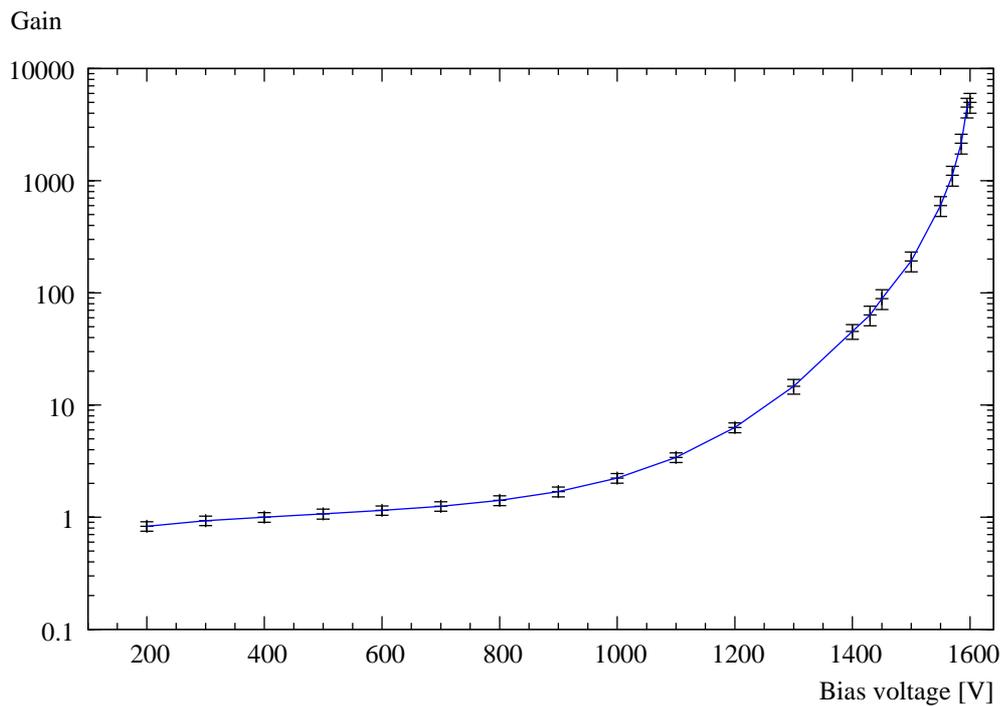


Abb. 6.11: Verstärkung der RMD APD in Abhängigkeit von der Gegenspannung, gemessen bei einer geschätzten Temperatur des Detektors von -80°C mit Hilfe von LED Pulsen.

6.3.1 Messungen mit LED-Pulser

Als erstes wird mit Hilfe der roten LED die Verstärkung der APD gemessen. Dazu wird die LED auf eine Intensität gestellt, die so hoch liegt, dass sie schon bei niedrigen Gegenspannungen im Spektrum einen Peak klar über dem Rauschen erzeugt. Bei steigender Gegenspannung wandert dieser Peak zu höheren Kanalzahlen im ADC-Spektrum, und das Verhältnis der Peakpositionen zueinander wird als Maß für die Verstärkung benutzt. Wird die Verstärkung schließlich so groß, dass der Peak am oberen Ende des dynamischen Bereichs des ADCs liegt, wird die Intensität der LED verringert und das Verhältnis der Peakpositionen vor und nach Verringern der Intensität (bei gleicher Gegenspannung) festgehalten. Dieses Verhältnis ist als zusätzlicher Faktor bei allen folgenden Messungen mit der gemessenen Verstärkung zu multiplizieren. Dieses Verringern der Intensität kann im Laufe der Messung mehrfach notwendig werden, um den großen Bereich der Verstärkungen abzudecken.

Die Verstärkung des Hauptverstärkers wird dabei nicht verändert; bei allen Messungen in diesem Abschnitt wird der Hauptverstärker mit einer Verstärkung von 100 und einer Shaping Zeit von $2\ \mu\text{s}$ betrieben. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass der Testpuls und die Flanke des Rauschens bei allen Messungen im Wesentlichen an den gleichen Positionen bleiben und gut vergleichbar sind. Außerdem ist der Bereich der einstellbaren Verstärkungen am Hauptverstärker nicht groß genug, um die Verstärkungen der APD über drei Größenordnungen zu messen.

In Abbildung 6.11 ist die so gemessene Kurve gezeigt, wobei die Werte so skaliert sind, dass der Mittelwert der Verstärkungen zwischen 300 V und 500 V auf eins liegt. Dieses in [Lud05] vorgeschlagene Verfahren scheint sinnvoll, da bei sehr kleinen Gegenspannungen die Verstärkung auf Grund von Rekombinationen von Elektron-Loch-Paaren kleiner als eins sein sollte. Außerdem ist in der Messung zu erkennen, dass die Verstärkung ein breites Plateau bei Spannungen bis 1000 V hat, so dass man davon ausgehen kann, dass in diesem Bereich noch keine Lawinenverstärkung stattfindet.

Jenseits dieses Plateaus nimmt die Verstärkung stark zu und steigt bis zu Werten von etwa 5000. Allerdings sind diese hohen Verstärkungen nur bei Spannungen zu erreichen, die so knapp unter der Durchbruchspannung liegen, dass das Rauschen inakzeptabel groß wird. Im praktischen Einsatz wird man daher bei einer etwas kleineren Spannung messen. Dazu passt die Angabe der Verstärkung im Datenblatt der APD von 300 bis 2000.

Interessant ist nun die Sensitivität der APD, also wie viele Photonen mindestens nötig sind, um ein messbares Signal zu erzeugen. Dazu ist eine quantitative Bestimmung des Rauschens nötig. In den Messreihen wurden dazu drei Werte aufgenommen, die alle ein Maß für das Rauschen darstellen, die jedoch auch gewisse Unterschiede haben, so dass genau darauf geachtet werden muss, wann mit welchem Maß gemessen wird:

- **Breite eines elektronischen Testpulses:** Wie in Abschnitt 6.1 erläutert, kann ein elektronischer Testpuls mit einer definierten Energie auf den Testeingang des Vorverstärkers gegeben werden. Aus diesem ergibt sich sowohl eine Kalibrierung der Energie als auch, aus der Breite des Peaks im Spektrum, eine Information über das Rauschen des Systems. In dieses Rauschen gehen alle Einflüsse des Verstärkersystems, das Rauschen der Diode und Störeinflüsse (Mikrofonie, elektromagnetische Wellen) ein. Die Breite ist durch einen Gauß-Fit einfach und sicher zu bestimmen, außerdem bietet dieses Verfahren die direkte Vergleichbarkeit zu Rauschmessungen der Vorverstärker ohne Diode. Ein Nachteil ist, dass der Zusammenhang zwischen der Breite dieses Peaks und der Schwelle des kleinsten messbaren Signals nicht eindeutig ist.
- **Breite eines optischen Testpulses:** Ein optischer Testpuls von einer LED erzeugt wie der elektronische auch einen Peak im Spektrum, aus dem jedoch keine Energieinformation zu entnehmen ist, da die Intensität des Lichtpulses nicht bekannt ist. Auch hier kann man aber die Breite bestimmen und als Maß für das Rauschen benutzen. Im Wesentlichen enthält dieser Wert die gleichen Beiträge wie der elektronische Puls, allerdings verbreitern Fluktuationen der internen Verstärkung diesen Peak zusätzlich. Bei Messungen konnte gezeigt werden, dass die Breiten von Testpuls und LED-Puls in einem weiten Bereich der Verstärkungen gleich groß sind, während bei hohen Verstärkungen der LED-Puls erwartungsgemäß deutlich breiter wird (vgl. Abb. 6.12). Es ist hierbei zu beachten, dass die hohen Verstärkungen der APD mit deutlich kleineren Lichtpulsen vermessen wurden als die niedrigen Verstärkungen, wie im Zusammenhang mit der Messung der internen Verstärkung erklärt wurde; dadurch ist der Einfluss von statistischen Fluktuationen der internen Verstärkung (siehe Abschnitt 4.2) besonders deutlich.

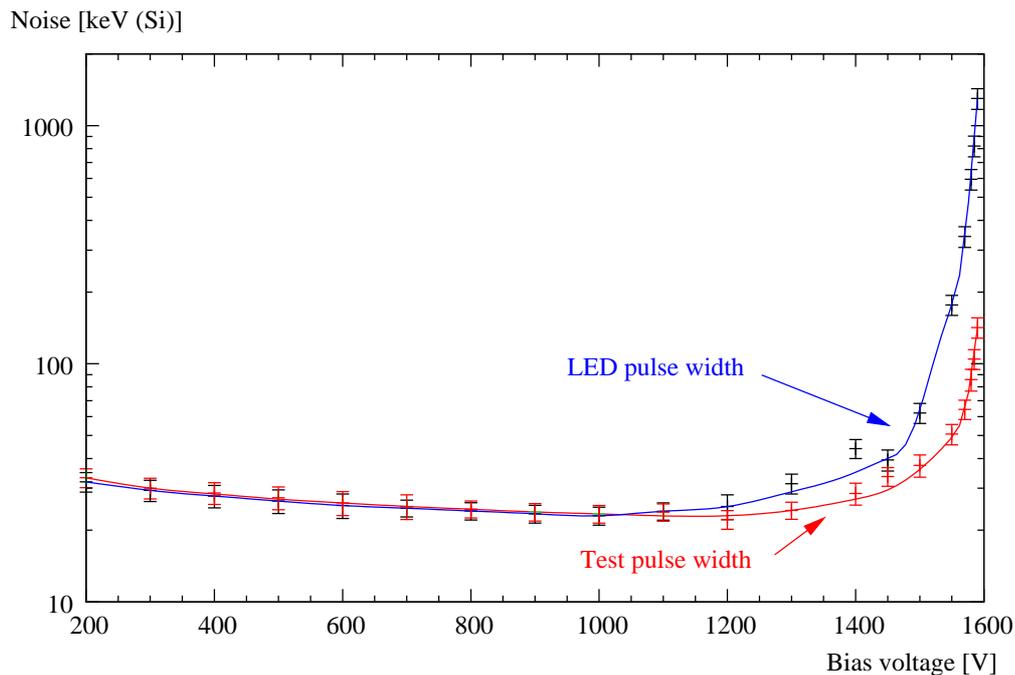


Abb. 6.12: Breite des Testpulses und des LED Pulses in Abhängigkeit von der Gegenspannung, ohne Berücksichtigung der internen Verstärkung der APD. Gemessen bei -80°C (Detektortemperatur).

Beide Pulsbreiten berücksichtigen nicht die interne Verstärkung der APD, da sie mit dem elektronischen Testpuls kalibriert werden, der nicht in der APD verstärkt wird.

- **Schwelle des Rauschens im Spektrum:** Wenn die Triggerschwelle des Systems richtig eingestellt ist, sieht man am linken Rand des Spektrums eine steil abfallende Flanke, die durch das Rauschen verursacht wird. Diese ist in der Regel exponentiell abfallend, so dass man in einer logarithmischen Darstellung eine lineare Interpolation durchführen kann (siehe Abb. 6.13). Als Rauschschwelle wird nun diejenige Energie definiert, bei der das Rauschen eine Frequenz von 1 Hz erreicht. Um die Messungen vergleichbar zu machen, wurden die Spektren unter Berücksichtigung der internen Verstärkung in Energieeinheiten aufgetragen und die Breite der Bins auf 1 eV festgelegt.

Um die drei Kriterien für das Rauschen miteinander vergleichbar zu machen, wurden die Peakbreiten aus Abb. 6.12 durch die interne Verstärkung der APD dividiert, so dass alle drei Kriterien zum Rauschen der APD nun diese Verstärkung berücksichtigen. In Abb. 6.14 sind die nach dieser Methode gewonnenen Zahlenwerte für das Rauschen gegen die Gegenspannung aufgetragen.

Man sieht zunächst, dass sich das Signal zu Rausch Verhältnis in allen drei Kurven über einen weiten Bereich stetig verbessert, was darauf zurückzuführen ist, dass die Verstärkung ansteigt, während das Rauschen nahezu konstant bleibt. Kurz vor Erreichen der Durchbruchspannung, also bei Einsetzen eines nennenswerten Dunkelstroms (vgl. auch Abb. 6.9), verschlechtert sich das Signal

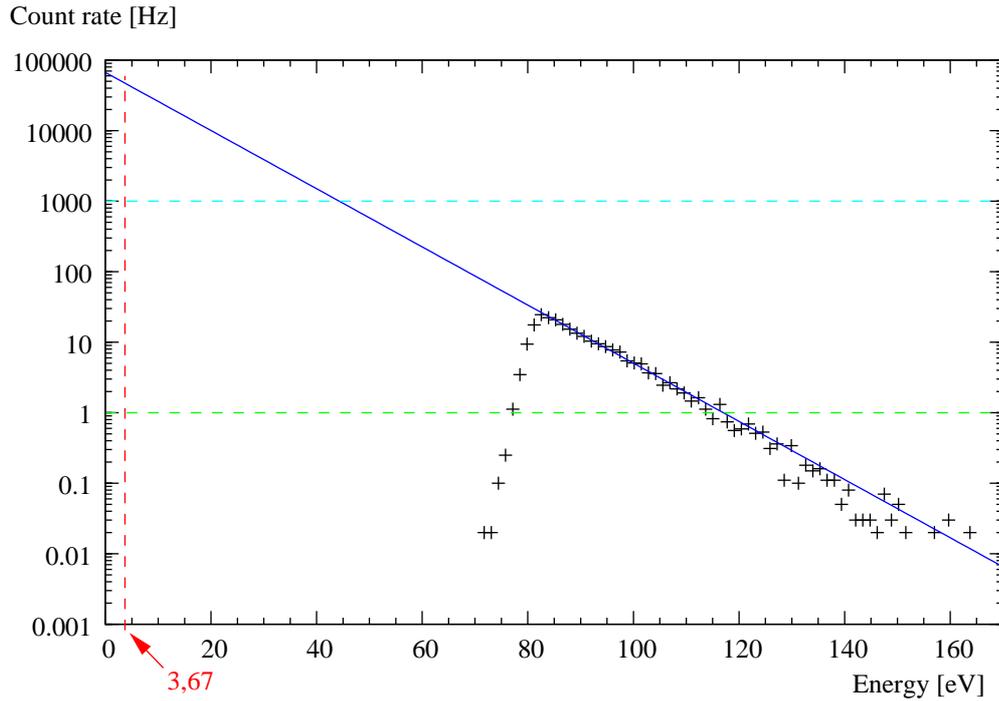


Abb. 6.13: Spektrum des Rauschens bei einer Gegenspannung von 1580 V ($T_{Det} = -80^\circ\text{C}$). Die Rauschschwelle ist definiert als diejenige Energie, bei der das Rauschen eine Frequenz von 1 Hz erreicht (gestrichelte grüne Linie). Die vertikale rote Linie zeigt an, wo der Peak von einzelnen Elektron-Loch-Paaren zu erwarten ist.

zu Rausch Verhältnis trotz der in diesem Bereich stark ansteigenden Verstärkung wieder. Auf Grund der Schwankungen der internen Verstärkung steigt die Breite des LED Pulses etwas früher an als die beiden anderen Kurven. Die Schwelle des Rauschens ist über den gesamten Messbereich proportional zur Breite des Testpulses, was bedeutet, dass die Breite des Testpulses ein sinnvolles Maß für das Rauschen des Systems darstellt, aus der auch die Schwelle der kleinsten nachweisbaren Signale bestimmt werden kann. Der Faktor zwischen den beiden Kurven beträgt bei diesen Messungen etwa 2,5.

Legt man die 1 Hz-Schwelle zu Grunde, liegt die optimale Spannung bei dieser Temperatur bei 1580 V. Das Rauschen liegt dort bei (117 ± 12) eV (Si), die Verstärkung bei 1600 ± 300 . Rechnet man das Rauschen um in die Anzahl der primären Elektron-Loch-Paare, die ein gleich großes Signal erzeugen würden (vgl. Abschnitt 4.1), erhält man

$$R = \frac{(117 \pm 12) \text{ keV (Si)}}{3,67} \hat{=} (33 \pm 3) \text{ Elektron-Loch-Paare} \quad (6.10)$$

Dies ist jedoch nicht als absolute Nachweisschwelle zu verstehen, da auch kleinere Pulse als Peak auf dem Rauschuntergrund nachgewiesen werden können, wenn ihre Frequenz hoch genug ist. Es ist zu berücksichtigen, dass diese APDs im Bereich von 1020 nm eine Quanteneffizienz von etwa 20%

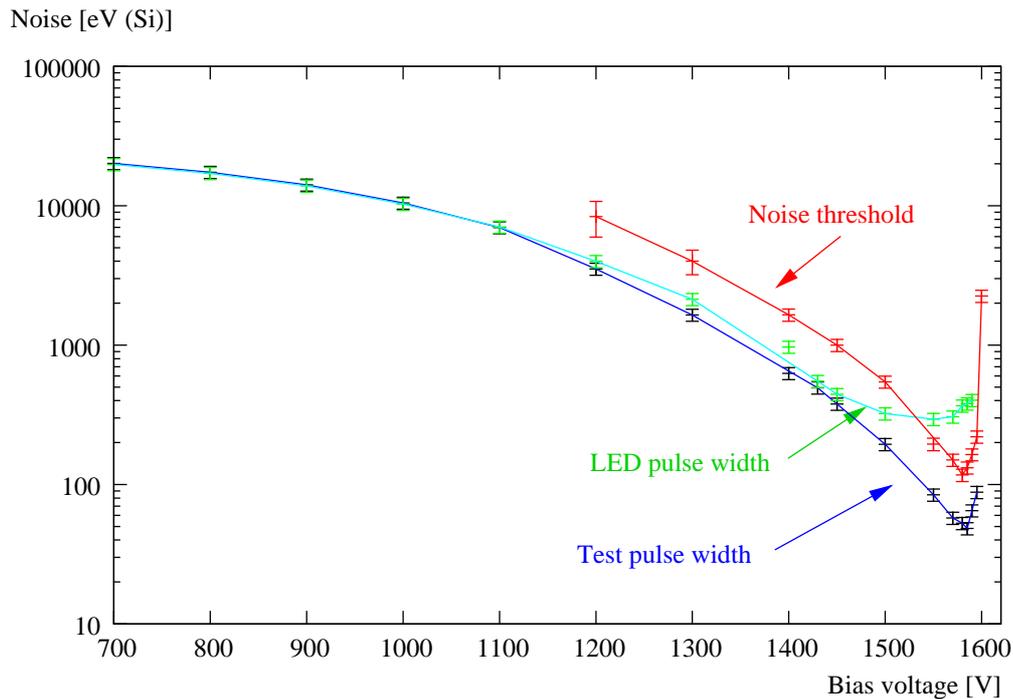


Abb. 6.14: Rauschen des Systems unter Berücksichtigung der internen Verstärkung der APD nach drei unterschiedlichen Kriterien: Breite des Testpulses (blau), Breite des LED Pulses (grün), Rauschschwelle nach der Definition im Text (rot). Gemessen bei -80°C am Detektor.

haben, so dass für die Erzeugung von 33 Elektron-Loch-Paaren ein Puls mit etwa 165 Photonen benötigt würde.

Da die Spektren unter Benutzung eines Pulses, der äquivalent zu einer Energiedeposition von 1 MeV ist, kalibriert wurden, liegt das Signal, das aus einem einzelnen Elektron-Loch-Paar resultieren würde, bei einer Energie von 3,67 eV (in Abb. 6.13 rot eingezeichnet). Extrapoliert man den Anstieg des Rauschens von den gemessenen Werten bis zu dieser Energie, so erhält man dort eine Frequenz des Rauschens von (47 ± 5) kHz (vgl. auch Abb. 6.13). Die Extrapolation erstreckt sich dabei über mehrere Größenordnungen der Zählraten, und es ist nicht klar, ob die Annahme eines exponentiellen Anstiegs auf dem ganzen Bereich zulässig ist. Dennoch kann dieser Wert als Anhaltspunkt für das Rauschen dieser Detektoren bei einer Temperatur von -80°C im Energiebereich einzelner Photonen angesehen werden.

Es ist zu beachten, dass die Bins, wie bereits erwähnt, eine Breite von 1 eV haben. Um die Zählrate eines Signals mit der durch das Rauschen verursachten Dunkelzählrate zu vergleichen, muss die Breite des Peaks der Signale bekannt sein, was für einen Einzelphotonenpeak bei diesen Detektoren momentan nicht der Fall ist.

Sicher ist jedoch, dass das Rauschen noch deutlich zu hoch ist, um einzelne Photonen zu detektieren. Der Hauptgrund dafür dürfte die noch zu hohe Temperatur des Detektors sein. Betrachtet man das Rauschen in Abhängigkeit von der Temperatur, so ist im Rahmen der Messungen klar

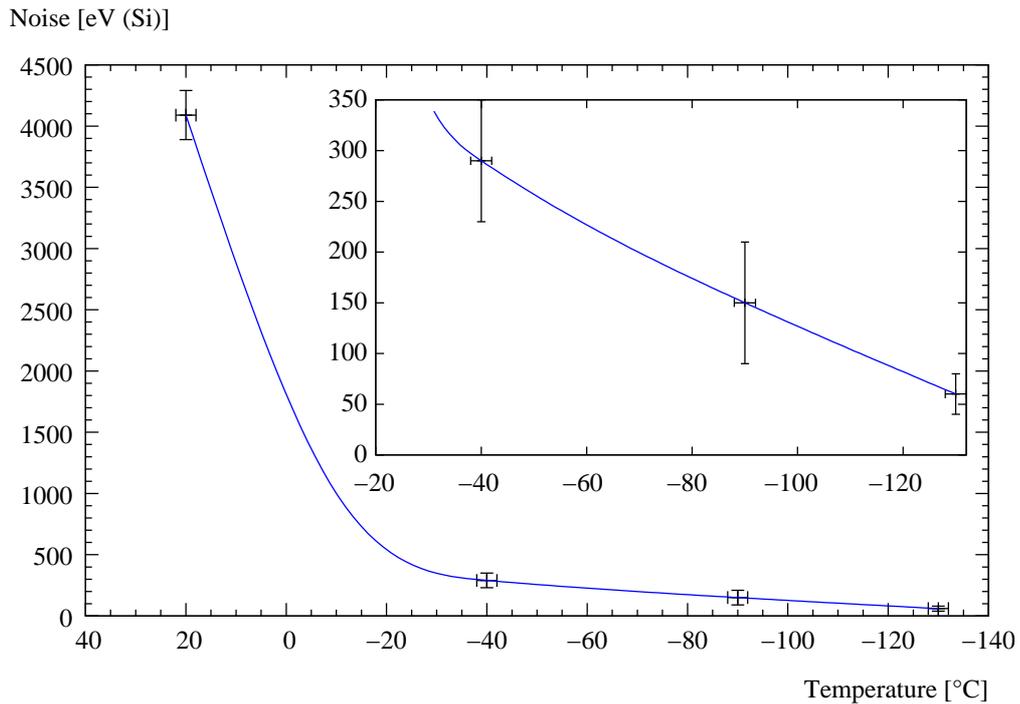


Abb. 6.15: Rauschen in Abhängigkeit von der Temperatur (gemessen an der Winkelbrücke). Das Rauschen wurde bei dieser Messung durch die Breite des elektronischen Testpulses definiert.

zu erkennen, dass eine sinkende Temperatur das Rauschverhalten deutlich verbessert (siehe Abb. 6.15). Um also die Empfindlichkeit des Systems zu verbessern, sollte zunächst der Aufbau so modifiziert werden, dass eine Abkühlung zu tieferen Temperaturen möglich wird. Dieses war im Rahmen dieser Diplomarbeit zeitlich leider nicht mehr möglich.

Diese Messung zeigt auch, dass das Rauschen des Vorverstärkers mit etwa 4 keV (Si) klein ist gegen das Rauschen des Gesamtsystems, das bei 1580 V über 80 keV (Si) beträgt (Testpulsbreite ohne interne Verstärkung der APD). Es ist aber zu erwarten, dass bei weiterer Abkühlung das Rauschen der APD so weit abnimmt, dass die Optimierung des Vorverstärkers wichtig werden wird.

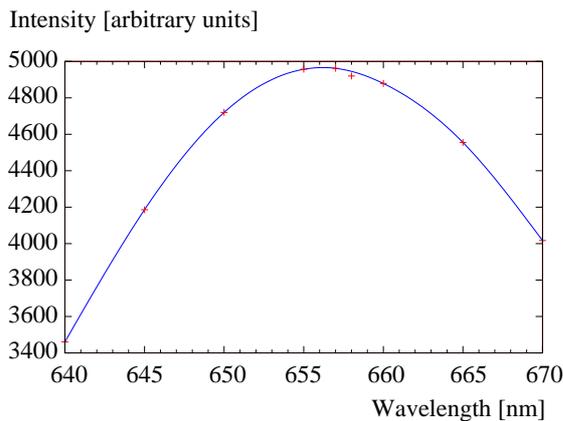


Abb. 6.16: Spektrum der roten LED

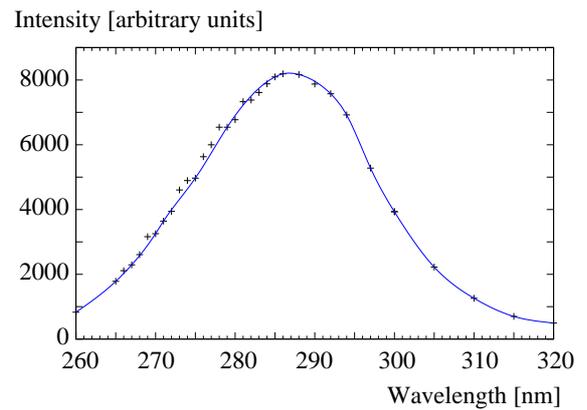


Abb. 6.17: Spektrum einer UV Diode

Wie bereits erwähnt, wurden die bisher vorgestellten Messungen mit einer roten LED durchgeführt. Mit dem Spektrographen konnte die Wellenlänge der LED gemessen werden (Abb. 6.16):

$$\lambda_{rot} = (656 \pm 3) \text{ nm} \quad (6.11)$$

In einem weiteren Test wurde die rote LED durch eine UV-LED¹ ersetzt. Es konnte auch hier ein Spektrum aufgenommen werden (Abb. 6.17), wobei der Peak der Intensität bei

$$\lambda_{UV} = (287 \pm 3) \text{ nm} \quad (6.12)$$

liegt. Damit konnte gezeigt werden, dass die RMD APDs prinzipiell für den Einsatz im UV Bereich geeignet sind. Um quantitative Aussagen über die Empfindlichkeit der APDs bei verschiedenen Wellenlängen machen zu können, sollte eine Lichtquelle mit einem kontinuierlichen Spektrum oder mehreren Linien in geeigneten Wellenlängenbereichen und bekannter Intensitätsverteilung in Zusammenhang mit dem Spektrographen benutzt werden. Diese Messung wird im weiteren Verlauf des Projekts stattfinden.

¹T9B26C von Seoul Optodevice Co., Ltd.

6.3.2 Messungen mit radioaktiven Quellen

Um die Ergebnisse des vorherigen Kapitels zu verifizieren, wurden einige Messungen mit radioaktiven Quellen durchgeführt. Durch die Lage von bestimmten bekannten γ -Linien im Vergleich zu der Position des elektronischen Testpulses kann die interne Verstärkung der APD berechnet werden.

In Abbildung 6.18 ist ein Spektrum einer ^{55}Fe Quelle gezeigt, das mit der RMD APD bei einer Gegenspannung von 1450 V und einer Detektortemperatur von -80°C aufgenommen wurde. Der Hauptverstärker wurde wieder mit einer Verstärkung von 100 betrieben, allerdings mit einer Shaping Zeit von $1\ \mu\text{s}$, mit der bei diesen Messungen die beste Auflösung erreicht werden konnte. Man erkennt die beiden Peaks der β -Linie bei 5,2 keV und der γ -Linie bei 5,9 keV. Aus dem Testpuls, der eine Energie von 1 MeV repräsentiert, ergibt sich dabei die Energiekalibrierung, wobei eine Nullpunktsgerade angenommen wird. Zur Bestimmung der internen Verstärkung der APD wird berechnet, um welchen Faktor die bekannten Linien höher liegen als auf Grund der Energiekalibrierung zu erwarten.

Diese Messung wurde bei vier Spannungen mit der γ -Linie der ^{55}Fe Quelle und bei zwei Spannungen mit den beiden γ -Linien einer ^{57}Co Quelle durchgeführt. Der Testpuls lag bei allen Messungen bei 4600 ± 50 , womit sich eine Kalibrierung von 4,6 Kanäle pro keV ergibt. In Tabelle 6.2 sind die Peakpositionen der einzelnen Linien aufgeführt, und welche Verstärkungen sich daraus ergeben.

Für die Verstärkung wurde auf Grund der Unsicherheiten der Energiekalibrierung und dem AbleSEN der Peakposition eine Messgenauigkeit von $\pm 10\%$ angenommen. Da die Apparatur zum Wechseln der Quellen aufgewärmt und belüftet werden musste, können bei den Messungen leicht unterschiedliche Bedingungen, insbesondere unterschiedliche Temperaturen am Detektor, geherrscht haben. Auf Grund dieser Fehlerquelle wurde eine weitere Abweichung um $\pm 10\%$ angenommen, damit ergibt sich die Gesamtgenauigkeit der Messung zu maximal $\pm 20\%$.

Die β -Linien der beiden Quellen wurden hier nicht berücksichtigt, da die mit ihnen berechneten Verstärkungen systematisch um etwa 10% bis 20% nach unten abweichen. Dies entspricht den Erwartungen, da man annehmen kann, dass die Elektronen in der Totschicht des Detektors schon einen Teil ihrer Energie verlieren.

In Abbildung 6.19 sind die mit Hilfe der radioaktiven Quellen ermittelten Verstärkungen grafisch aufgetragen. Zusätzlich ist die Verstärkung eingezeichnet, die nach der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Methode mit Hilfe der LED Pulse gemessen wurde. Wie man sieht, stimmen die beiden Messungen im Rahmen ihrer Messgenauigkeiten gut überein.

Da die Verstärkung im vorherigen Abschnitt ohne Benutzung des Testpulses gemessen wurde, ist die Übereinstimmung der beiden Messungen eine gute Bestätigung der Kalibrierung mit Hilfe des Testpulses und damit auch für die quantitativen Aussagen über das Rauschen des Systems.

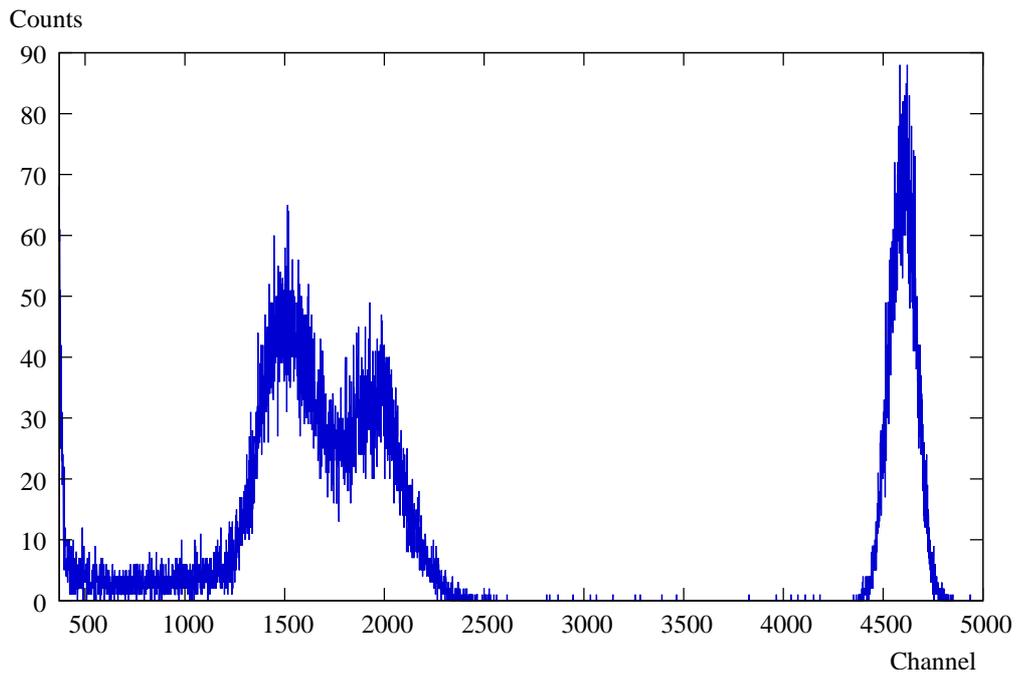


Abb. 6.18: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle mit einer β -Linie bei 5,2 keV und einer γ -Linie bei 5,9 keV. Am rechten Bildrand ist der Testpuls zu sehen, der auf 88 mV eingestellt wurde, also einer Energie von 1 MeV entspricht. Aus dem Verhältnis der Peaks zueinander lässt sich die interne Verstärkung der APD bestimmen.

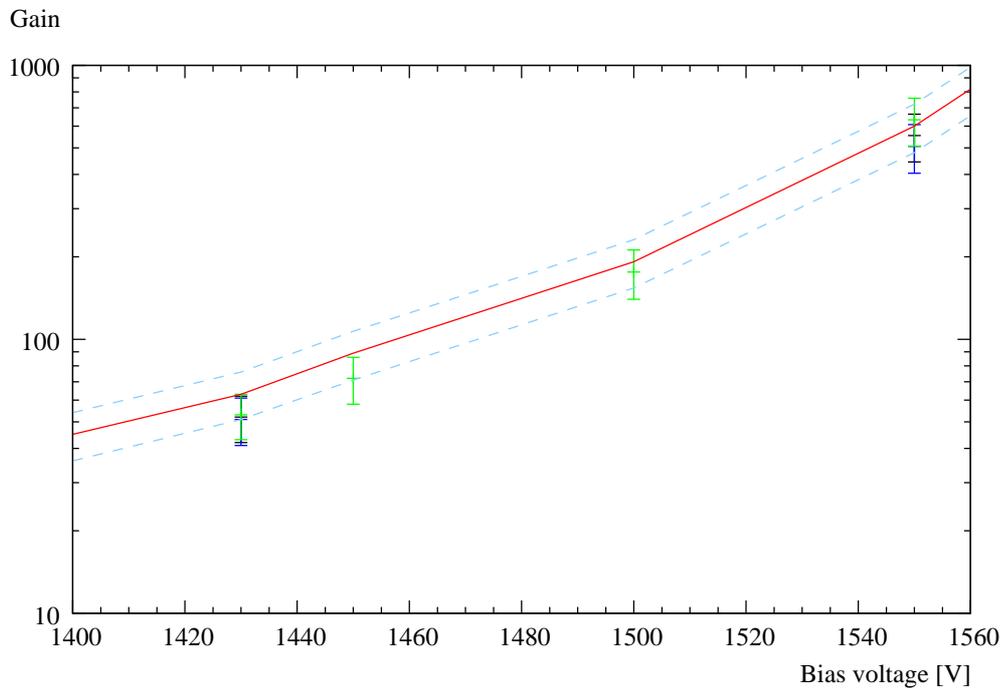


Abb. 6.19: Ergebnisse der Bestimmung der internen Verstärkung der APD mit radioaktiven Quellen. Die rote Linie zeigt die mit der LED gemessene Verstärkung (mit Fehlerband).

Isotop	Linie	Spannung (V)	Peakposition (Kanal)	Kanäle pro keV	Verstärkung
^{55}Fe	5,9 keV	1430	1450	246	53 ± 10
^{57}Co	6,4 keV	1430	1518	237	52 ± 10
^{57}Co	14,4 keV	1430	3280	228	50 ± 10
^{55}Fe	5,9 keV	1450	1960	332	72 ± 14
^{55}Fe	5,9 keV	1500	4770	808	176 ± 36
^{55}Fe	5,9 keV	1550	17200	2915	634 ± 126
^{57}Co	6,4 keV	1550	15300	2550	554 ± 110
^{57}Co	14,4 keV	1550	33500	2326	506 ± 102

Tab. 6.2: Mit Hilfe von radioaktiven Quellen gemessene Verstärkung der APD bei verschiedenen Spannungen. Die Messungen bei 1550 V wurden mit einer kleineren Verstärkung des Hauptverstärkers durchgeführt, da sonst die Peaks nicht mehr im Spektrum angezeigt worden wären. Die in der Tabelle genannte Peakposition ist die abgelesene Position des Peaks multipliziert mit dem Faktor, um den die Verstärkung verringert wurde.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Diplomarbeit ist als erster Schritt zu einem Detektorsystem für das SpecTrap Experiment zu betrachten. Weitere Diplom- und Doktorarbeiten werden sich mit diesem Thema befassen und die hier begonnene Arbeit fortsetzen. In den folgenden Teilaspekten wurde für die weitere Arbeit ein guter Grundstein gelegt:

- In Kapitel 3 dieser Arbeit wurde eine Abschätzung über die zu erwartenden Zählraten am Detektor vorgestellt. Diese Abschätzungen müssen unter Umständen noch modifiziert werden, wenn sich neue Erkenntnisse über die einzusetzenden Detektoren oder das Linsensystem am Experiment ergeben, jedoch können die gemachten Angaben schon jetzt als Richtlinie für die Anforderungen an die Detektoren benutzt werden. Da die Rechnung und die Simulationen ausführlich vorgestellt wurden und der Programmcode für weitere Simulationen zur Verfügung steht, sollten eventuell notwendige Anpassungen einfach und schnell durchzuführen sein.
- Es wurde im Rahmen der experimentellen Arbeit am Institut für Kernphysik in Münster ein Teststand aufgebaut, mit dem APDs und ähnliche Detektoren untersucht werden können. Zukünftige Tests mit Detektoren können auf Teile dieser Infrastruktur (Kühlsystem, Vakuumanlage, Elektronik, Computerprogramme usw.) zurückgreifen, sofern dies für die jeweiligen Tests sinnvoll ist.
- Es wurde ein Vorverstärker entwickelt, der speziell für den Einsatz von APDs in einem gekühlten Vakuumsystem zugeschnitten ist. Durch Benutzung entsprechender Komponenten können die Detektoren mit Gegenspannungen von bis zu 3 kV betrieben werden.
- Im Kapitel 6 der vorliegenden Arbeit ist detailliert erklärt, wie ein System aus Detektor und Vorverstärker quantitativ beschrieben werden kann und wie die dazu nötigen Messungen durchgeführt werden können. Zukünftige Messungen können auf dieses Schema aufbauen und damit Aussagen über den Fortschritt der Entwicklung machen. Das aufgebaute System wurde in seinen für die vorgesehenen Anwendungen wesentlichen Eigenschaften (Verstärkung, Rauschen, Temperaturverhalten) untersucht und beschrieben.
- Die RMD APD und der Vorverstärker konnten bis auf etwa $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt werden. Der optimale Arbeitspunkt lag dort bei 1580 V, wobei eine interne Verstärkung der APD von 1600 ± 300 gemessen wurde. Die Energie, bei der das Rauschen eine Rate von 1 Hz/eV erreicht, liegt bei (117 ± 12) eV (Si), was 33 ± 3 primären Elektron-Loch-Paaren entspricht.

Im Folgenden soll kurz skizziert werden, welche weiteren Aufgaben in der nächsten Zeit in diesem Projekt anstehen werden. Zunächst ist die weitere Verbesserung des Rauschverhaltens der RMD APDs angestrebt, wobei dazu im einzelnen folgende Punkte anstehen:

- Die im Kapitel 6 dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse lassen darauf schließen, dass eine weitere Abkühlung der Detektoren zu noch tieferen Temperaturen eine wesentliche Verbesserung des Rauschverhaltens bringen sollte. Dazu wird zur Zeit eine neue Halterung für die APD gebaut, weitere Modifikationen zur Verbesserung der Wärmeleitung sind geplant.
- Wie bei der Untersuchung der Vorverstärker festgestellt werden konnte, trägt die Einkopplung von elektromagnetischen Störungen einen Teil zum gesamten Rauschuntergrund des Systems bei. Bei weiterer Reduzierung des Rauschens der APD durch Abkühlung wird dieser Faktor stärker als bisher ins Gewicht fallen. Die Verbesserung der elektromagnetischen Abschirmung ist daher eine wichtige weitere Aufgabe, insbesondere im Hinblick auf den Einsatz des Detektorsystems an der GSI.

Um die RMD APDs und auch andere Detektoren besser charakterisieren zu können, sollte außerdem eine gepulste Lichtquelle mit einer durchstimmbaren Wellenlänge entwickelt werden. Ein System mit einem mechanischem Shutter und einem Spektrographen ist dazu bereits vorbereitet worden.

Falls die RMD APDs schließlich nicht in der Lage sein sollten, einzelne Photonen in den benötigten Wellenlängenbereichen zu registrieren, müssen andere Detektoren angeschafft und getestet werden. Zwei Channel Photomultiplier der Firma Perkin Elmer, die optimal für den Nachweis der Linie bei 244 nm geeignet sein sollten, werden bereits getestet und zeigen viel versprechende Eigenschaften. Diese Detektoren wären auch für einen Einsatz am ESR bei Wellenlängen bis etwa 700 nm geeignet, allerdings nicht für den Übergang bei 1020 nm. Auch für den Übergang bei 1555 nm müssen noch geeignete Detektoren ausgewählt und getestet werden.

Schließlich steht mittelfristig der Einbau und Betrieb der Detektoren am SpecTrap Experiment an, wofür voraussichtlich ein modifiziertes Setup für Kühlung und Elektronik notwendig wird. Auch muss bis dahin ein geeignetes Linsensystem eingebaut werden, wobei auf die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zurückgegriffen werden kann.

Damit sollte es dann schließlich möglich werden, die gewünschten Hyperfeinübergänge mit bisher unerreichter Genauigkeit zu vermessen und die Vorhersagen der QED im Bereich sehr starker Felder zu überprüfen. Der Autor dieser Arbeit wünscht allen Beteiligten viel Erfolg bei der weiteren Durchführung dieses Projekts und ist gespannt auf die Ergebnisse.

Anhang

A Besetzungswahrscheinlichkeiten

In diesem Abschnitt soll die Berechnung für die Wahrscheinlichkeit, dass sich Elektronen der hochgeladenen Ionen bei SpecTrap auf Grund von thermischer Anregung in Energieniveaus über dem Grundzustand befinden, vorgeführt werden. Dies bezieht sich auf die Erklärungen zur Laserspektroskopie in Abschnitt 2.5.

Nach der Formel für Besetzungswahrscheinlichkeiten aus der Boltzmann-Statistik (kanonisches Ensemble, eine Temperatur wird vorgegeben) ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Elektron im Energiezustand E_j befindet, gegeben durch:

$$p_j = \frac{\exp(-\frac{E_j}{k_B T})}{Z} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei ist T die Temperatur, k_B die Boltzmann-Konstante und Z die Zustandssumme, die folgendermaßen definiert ist:

$$Z = \sum_j \exp(-\frac{E_j}{k_B T}) \quad (\text{A.2})$$

Betrachten wir nun das System der beiden Hyperfeinniveaus. Die Energie des Grundzustands liegt definitionsgemäß bei $E_0 = 0$, damit ergibt sich für die Zustandssumme:

$$Z = 1 + \exp(-\frac{E_1}{k_B T}) \quad (\text{A.3})$$

Für die Wahrscheinlichkeit, dass das obere Niveau besetzt ist, ergibt sich dann:

$$p_1 = \frac{\exp(-\frac{E_1}{k_B T})}{1 + \exp(-\frac{E_1}{k_B T})} \quad (\text{A.4})$$

Durch Kürzen bekommt man

$$p_1 = \frac{1}{1 + \exp(\frac{E_1}{k_B T})} \quad (\text{A.5})$$

Die Energie des oberen Zustands E_1 liegt laut Tabelle 2.1 in der Größenordnung von 1 eV. Gibt man eine Temperatur von 4K vor, erhält man

$$\frac{E_1}{k_B T} = \frac{1 \text{ eV}}{0,00034 \text{ eV}} = 2901 \quad (\text{A.6})$$

Setzt man diesen Wert in Formel A.5 ein, sieht man schnell, dass der Nenner astronomisch groß

wird. Es ergibt sich

$$p_1 = 5,6 \cdot 10^{-309} \quad (\text{A.7})$$

Diese Wahrscheinlichkeit kann man für weitere Überlegungen sicherlich als null annehmen, insbesondere da sich nur etwa 10^5 Ionen in der Falle befinden. Die Ursache für dieses Ergebnis ist anschaulich, dass die Energieniveaus relativ weit auseinander liegen, während die Temperatur extrem niedrig ist.

B Erläuterungen zu den Kojac-Simulationen

B.1 Erläuterungen zur Programmierung

Das *Kojac* Programmpaket [Koj00] ist objektorientiert aufgebaut, das heißt, die Objekte wie Linsen oder Lichtquellen sind in eigenen Klassen definiert. Gestartet wird ein Hauptprogramm, das die benötigten Objekte aufruft. Die Objekte sind mit Ausnahme der Klasse “screen” unverändert aus der *Kojac* Publikation übernommen, während das Hauptprogramm an die hier benutzten Simulationen angepasst wurde.

Die Klasse “screen” wird hier als Simulation für einen Detektor benutzt. Um die in Kapitel 3 gezeigten Diagramme zu produzieren, wurde sie so erweitert, dass für jeden ankommenden Strahl der Abstand von der optischen Achse berechnet und ein Histogramm gefüllt wird, das die Häufigkeit der auftreffenden Strahlen in Abhängigkeit von ihrem Abstand angibt.

Das Hauptprogramm dient im Wesentlichen dazu, das optische System zu definieren und zu initialisieren. Im Kopf des Codes lassen sich per Variablendeklaration alle wichtigen Parameter der Simulation einstellen. Dazu gehören neben den Parametern für die Linsen und den Detektor, die im nächsten Abschnitt erklärt werden, folgende drei Werte, die die Simulation der dreidimensionalen Lichtquelle einstellen:

- **no_rays**: Anzahl der Strahlen einer punktförmigen Lichtquelle pro Dimension. Die Lichtquellen sind so programmiert, dass sie in y-Richtung (vertikal in der Anzeige) und in z-Richtung (in die Anzeigeebene hinein) jeweils diese Anzahl an Strahlen gleichmäßig auffächern. Das bedeutet, dass jede Lichtquelle no_rays^2 Lichtstrahlen aussendet. In den Simulationen für die Diagramme im Hauptteil wurde $no_rays = 21$, also 441 Lichtstrahlen pro Quelle, benutzt.
- **licht_radius**: Radius der ausgedehnten Lichtquelle in Pixel, hier 15.
- **licht_step**: Abstand der Punktquellen innerhalb der ausgedehnten Lichtquelle. In den Simulationen wurde $licht_step = 1$ benutzt, also auf jedes Pixel eine Lichtquelle gesetzt. Die Anzahl der Lichtquellen berechnet sich dann nach

$$\text{Anz-Quellen} = \frac{4}{3}\pi \frac{(\text{licht_radius})^3}{(\text{licht_step})^3} \quad (\text{B.1})$$

zu 14137. In den durchgeführten Simulationen ergab sich auf Grund der Diskretisierung eine Zahl von 14304 Lichtquellen.

Kojac zeigt das definierte optische System und die simulierten Strahlen auf seiner grafischen Oberfläche an. Alle Ein- und Ausgabewerte der Simulation sind daher in Einheiten von Pixeln. Für alle in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen wurde der Maßstab 1 Pixel $\hat{=}$ 0,1 mm gewählt, so dass der Radius der Lichtquelle von 15 Pixeln einem Radius von 1,5 mm und der Abstand der Punktquellen von einem Pixel einem Abstand von 0,1 mm entspricht.

B.2 Ein- und Ausgabedaten der Simulationen

B.2.1 Alte Ionenfalle

In der folgenden Tabelle sind alle Eingabedaten *Kojac*-Simulation aufgeführt. Wie im vorherigen Abschnitt erklärt, sind Längen und Größen in Pixeln angegeben und lassen sich nach dem Maßstab 1 Pixel $\hat{=}$ 0,1 mm in reale Größen umrechnen.

Im oberen Teil der Tabelle sind die Parameter der ersten Phase der Simulation (Strahlengang bis zur zweiten Linse), im unteren Teil die Werte für den zweiten Teil der Simulation (Strahlengang bis zum Detektor) zu finden.

Variable	Wert	Erklärung
lens1Position	263	Entfernung der ersten Linse von der Lichtquelle
lens1CurvatureRadius	435	Kurvenradius der ersten Linse
lens1Apertur	44	Apertur der ersten Linse
lens1Thickness	20	Dicke der ersten Linse
screenDistance	3750	Entfernung des Schirms von der ersten Linse
screenSize	370	Größe des Schirms
lens2Position	3750	Entfernung der zweiten Linse von der ersten Linse
lens2CurvatureRadius	1000	Kurvenradius der zweiten Linse
lens2Apertur	185	Apertur der zweiten Linse
lens2Thickness	40	Dicke der zweiten Linse
screenDistance	660	Entfernung des Schirms von der zweiten Linse
screenSize	100	Größe des Schirms

Die folgende Tabelle enthält das Intensitätsprofil an der zweiten Linse, also nach der ersten Stufe der Simulation. Aus diesen Daten wurde das Histogramm in Abb. 3.3 erstellt.

Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil	Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil
0,5	32863	0,682%	10,0	140752	2,922%
1,0	92102	1,912%	10,5	131260	2,725%
1,5	135308	2,809%	11,0	129236	2,683%
2,0	161544	3,354%	11,5	125974	2,615%
2,5	180908	3,756%	12,0	116322	2,415%
3,0	192566	3,998%	12,5	115474	2,397%
3,5	195222	4,053%	13,0	109134	2,266%
4,0	197178	4,093%	13,5	104538	2,170%
4,5	194088	4,029%	14,0	98912	2,053%
5,0	189034	3,924%	14,5	93120	1,933%
5,5	182668	3,792%	15,0	86436	1,794%
6,0	176630	3,667%	15,5	81228	1,686%
6,5	169302	3,515%	16,0	74282	1,542%
7,0	165526	3,436%	16,5	66742	1,386%
7,5	163256	3,389%	17,0	61448	1,276%
8,0	153694	3,191%	17,5	53332	1,107%
8,5	153468	3,186%	18,0	45598	0,947%
9,0	149926	3,112%	18,5	38706	0,804%
9,5	140642	2,920%	outside	118644	2,463%

Intensitätsprofil am Detektor. Original-Simulationsdaten, aus denen die Histogramme in den Abbildungen 3.5 und 3.6 erstellt wurden.

Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil	kumulierter Anteil
0,1	143339	3,05%	3,05%
0,2	355174	7,57%	10,62%
0,3	479084	10,21%	20,83%
0,4	532692	11,35%	32,18%
0,5	534250	11,38%	43,57%
0,6	508816	10,84%	54,41%
0,7	461426	9,83%	64,24%
0,8	381114	8,12%	72,36%
0,9	326398	6,96%	79,32%
1,0	285278	6,08%	85,40%
1,1	224348	4,78%	90,18%
1,2	174934	3,73%	93,90%
1,3	134892	2,87%	96,78%
1,4	96322	2,05%	98,83%
1,5	43066	0,92%	99,75%
1,6	11768	0,25%	100,00%

B.2.2 Neue Ionenfalle

Laufzeitvariablen der *Kojac*-Simulationen, oben für die Simulation der Transmission zwischen den Linsen, unten für die Simulation der Fokussierung auf den Detektor.

Variable	Wert	Erklärung
lens1position	289	Entfernung der ersten Linse von der Lichtquelle
lens1CurvatureRadius	510	Kurvenradius der ersten Linse
lens1Apertur	79	Apertur der ersten Linse
lens1Thickness	20	Dicke der ersten Linse
screendistance	3750	Entfernung des Schirms von der ersten Linse
screensize	260	Größe des Schirms
lens2Postition	3750	Entfernung der zweiten Linse von der ersten Linse
lens2CurvatureRadius	600	Kurvenradius der zweiten Linse
lens2Apertur	130	Apertur der zweiten Linse
lens2Thickness	40	Dicke der zweiten Linse
screendistance	370	Entfernung des Schirms von der zweiten Linse
screensize	100	Größe des Schirms

Intensitätsprofil an der zweiten Linse, neue Ionenfalle (siehe Histogramm in Abb. 3.8):

Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil	Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil
0,5	11415	0,24%	7,0	196562	4,17%
1,0	17170	0,36%	7,5	204182	4,33%
1,5	43972	0,93%	8,0	203336	4,32%
2,0	59472	1,26%	8,5	198102	4,21%
2,5	67096	1,42%	9,0	193196	4,10%
3,0	91206	1,94%	9,5	187924	3,99%
3,5	98840	2,10%	10,0	178330	3,79%
4,0	129240	2,74%	10,5	172330	3,66%
4,5	138640	2,94%	11,0	157920	3,35%
5,0	161254	3,42%	11,5	149842	3,18%
5,5	181678	3,86%	12,0	137148	2,91%
6,0	183334	3,89%	12,5	126172	2,68%
6,5	202486	4,30%	13,0	119778	2,54%
			outside	1100326	23,36%

Intensitätsprofil am Detektor, neue Ionenfalle (siehe Histogramm in Abb. 3.9 und 3.10):

Abw. von opt. Achse [mm]	Strahlen	rel. Anteil	kumulierter Anteil
0,1	241075	6,69%	6,69%
0,2	496646	13,79%	20,48%
0,3	600926	16,68%	37,16%
0,4	506188	14,05%	51,21%
0,5	433218	12,02%	63,23%
0,6	357216	9,92%	73,15%
0,7	300354	8,34%	81,48%
0,8	234732	6,52%	88,00%
0,9	169408	4,70%	92,70%
1	115296	3,20%	95,90%
1,1	76342	2,12%	98,02%
1,2	43718	1,21%	99,23%
1,3	20654	0,57%	99,81%
1,4	6916	0,19%	100,00%

C Vorverstärkerplatine

Hier soll die im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der elektronischen Werkstatt des Instituts entworfene und realisierte Vorverstärkerplatine, mit der alle wesentlichen Messungen der Arbeit durchgeführt wurden, vorgestellt und erklärt werden. Das Schaltbild findet sich in Abbildung C.1.

Das Design der Vorverstärkerplatine orientiert sich grob an dem Aufbau des Amptek CoolFETs, dessen Schaltplan in dem zugehörigen Manual zu finden ist [Amp05]. Ebenso wie dort wird als Herzstück des Verstärkers ein Amptek A250 Vorverstärkerchip verwendet, ein IC, das speziell für den Einsatz in ladungsempfindlichen Vorverstärkern entwickelt wurde. Einige diskrete Elemente dieses ICs sind im Schaltbild aufgeführt, soweit sie bekannt und für den Aufbau relevant sind.

Der Aufbau implementiert im wesentlichen das Schema der Abbildung 5.1 (Seite 48) mit einigen Erweiterungen, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Der hier benutzte FET des Typs 2N6550 ist in dem Schaltbild als T1 aufgeführt. Die positive Versorgungsspannung wird über den Widerstand R5 auf den Drain-Eingang dieses Transistors gegeben, und die dort entstehenden Signale werden über einen kleinen Widerstand R6 in den A250 eingekoppelt. Sollte die Spannung an dieser Stelle den zulässigen Bereich von 0 bis 6 V verlassen, so fließt der Strom über eine der Dioden D1 oder D2 ab, so dass eine Beschädigung des Hauptchips verhindert wird.

Als Einkoppelkondensator dient der Kondensator C1 mit einer Kapazität von 10 nF, während die Feedbackschleife durch den 1 G Ω Widerstand R4 und den 0,5 pF Kondensator C4 gebildet wird. Der Testeingang läuft über den Kondensator C5 und ist über den Widerstand R7 mit 50 Ω terminiert.

Der Tiefpass zur Filterung der angelegten Hochspannung wird durch die Widerstände R1, R2 und R3 und die Kondensatoren C2 und C3 gebildet. Beim praktischen Aufbau der Platine wurde darauf geachtet, diese Komponenten einerseits möglichst nahe am FET zu platzieren, andererseits die nötigen Abstände zur Isolierung der zugelassenen 3 kV einzuhalten.

Aus dem Ausgangssignal des A250 wird der DC-Offset durch den Kondensator C12 entfernt; anschließend wird das Signal in einem Nachverstärker um einen weiteren Faktor 2 verstärkt und die Ausgangsimpedanz auf 50 Ω angepasst. Dieser Impedanzwandler verhindert auch die Beschädigung des Hauptchips durch große Störungen am Ausgang des Vorverstärkers.

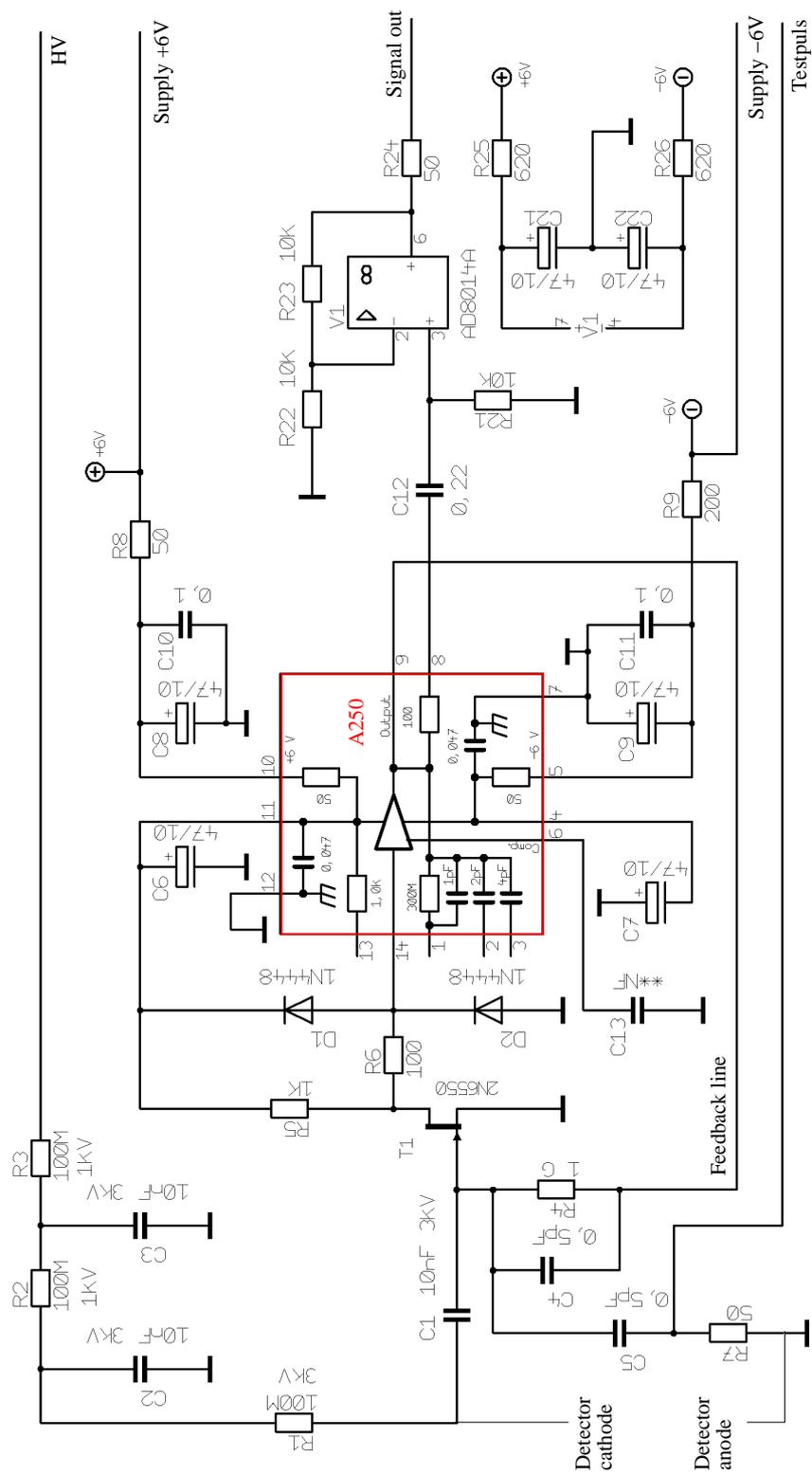


Abb. C.1: Im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vorverstärkerplatine (entworfen von Wladimir Buglak).

D Auslese des Temperatursensors

Zur Auslese der Temperatur des Systems wird ein PT 1000 Widerstand benutzt. Dieser Sensor hat bei null Grad Celsius einen Widerstand von $1000\ \Omega$ und einen positiven Temperaturkoeffizienten, der Widerstand steigt also monoton mit der Temperatur. Über weite Bereiche ist dieser Zusammenhang proportional, so dass für die Regelung eine lineare Kalibrierung benutzt wird.

Für die Regelung wird LabVIEW und ein Computer mit einem Analog-Digital-Wandler benutzt. Die analogen Eingänge dieses Wandlers verarbeiten Signale im Bereich von 0 bis +5V. Um den Widerstandswert des PT 1000 linear in eine Spannung in diesem Bereich zu konvertieren, wurde die in Abbildung D.2 gezeigte Schaltung benutzt¹.

Zur Kalibrierung werden nacheinander mehrere Festwiderstände an Stelle des PT 1000 eingesetzt und jeweils die am PC angezeigte Spannung notiert. Die zu den Widerständen zugehörigen Temperaturen werden aus einer PT 1000 Eich-tabelle entnommen. Die Temperaturen sind dabei auf ganze Grad gerundet, die Spannungen werden auf 0,01 V genau gemessen. Wie im Graph in Abbildung D.1 zu sehen, ergibt sich im untersuchten Bereich sehr gut eine Gerade, so dass von einer Genauigkeit von etwa $\pm 1\ ^\circ\text{C}$ ausgegangen werden kann.

Die in Gnuplot angepasste Ausgleichsgerade ergibt die Formel

$$T(^{\circ}\text{C}) = 47,338 U(\text{V}) - 207,75 \tag{D.1}$$

¹Die Schaltung wurde entworfen und realisiert von Christoph Ising, Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik, Uni Münster

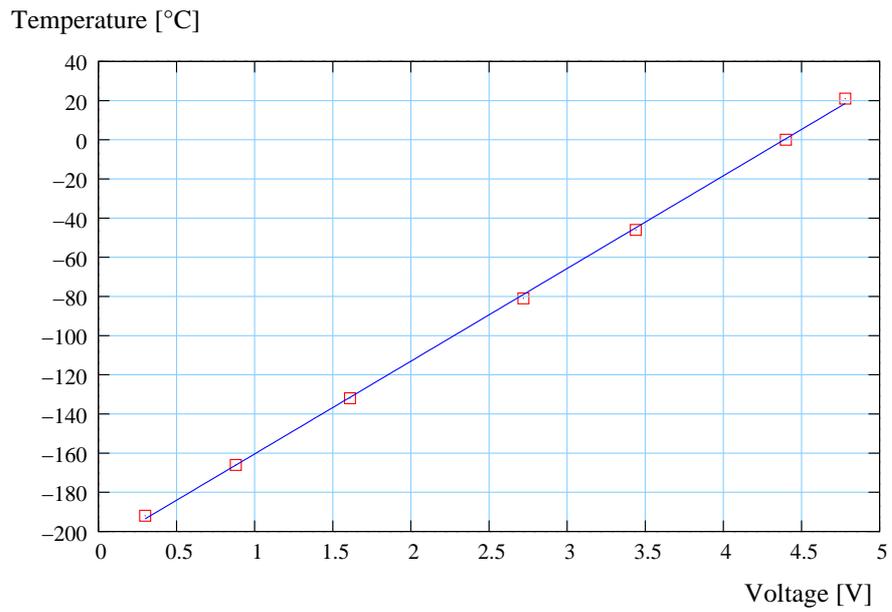


Abb. D.1: Messung zur Kalibrierung der Ausseelektronik für die Temperaturmessung

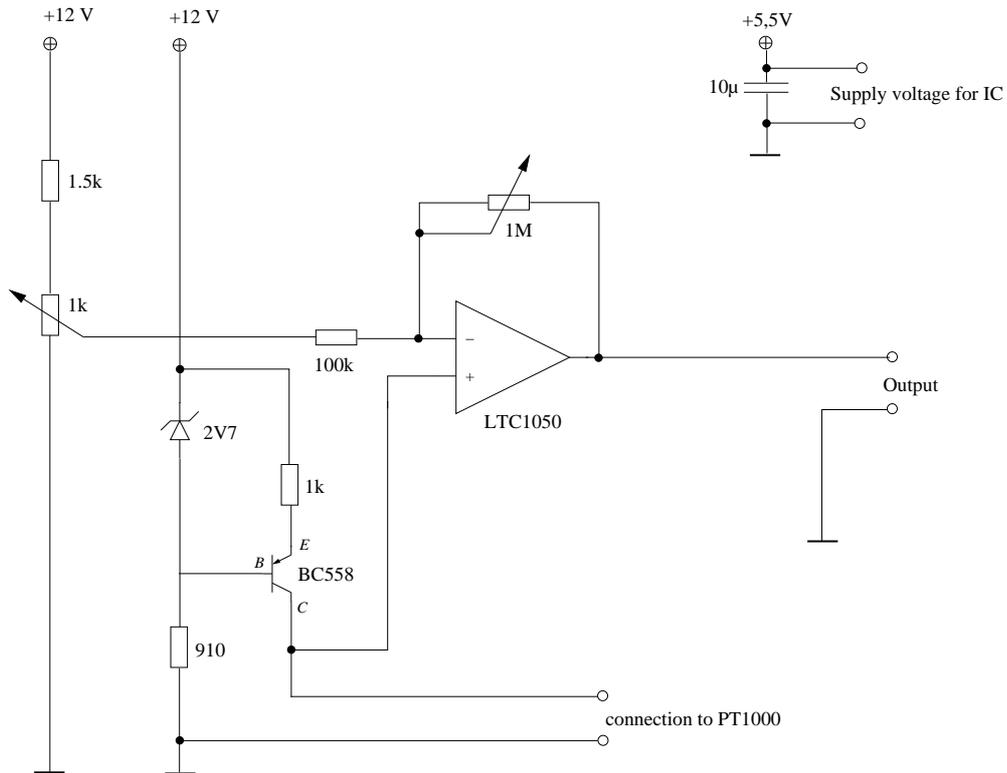
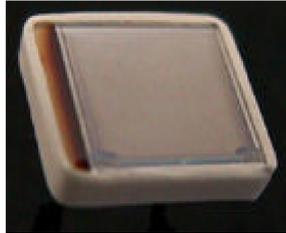
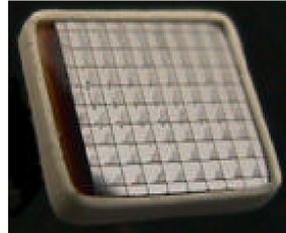


Abb. D.2: Ausseelektronik für PT 1000 Temperatursensor

E Datenblätter

Silicon Avalanche Photodiode

64 mm² active area of **S0814**Array with 64 pixels. **A6403**

Features

- Gain above 1,000 at operating condition of best signal-to-noise ratio. (Maximum gain of 10,000.)
- Large active area
- High quantum efficiency (QE) extends beyond visible spectrum
- High speed at 1064 nanometer wavelength of YAG lasers
- Pulse counting mode is the most-frequent style of use.
- Optical Photon Counting (2-3 photons) when cooled

Devices

Type No.	Description
S0223	2 mm x 2 mm active area detector
S0814	8 mm x 8 mm active area detector
S1315	13 mm x13 mm active area detector
A1604	Array of 16 detector pixels. Pixels are in a 4 x 4 pattern. Each pixel: 2 mm x 2 mm area, 2.48 mm pitch
A6403	Array of 64 detector pixels. Pixels are in an 8 x 8 pattern. Each pixel: 1 mm x 1 mm area, 1.27 mm pitch.

Specifications

Parameter	Typical Value at 22°C
gain (at optimal signal-to-noise ratio)	300 to 2000
capacitance	0.7 pf/mm ²
bias voltage (device is typically operated at optimal signal to noise ratio)	1650 to 1750 volts
QE at 400 nm	50 %
QE at 532 nm	65 %
QE at 830 to 905 nm	75 %
QE at 1064 nm	20 %

Type No.	S0223	S0814	S1315	A1604	A6403
nominal Active Area (if array, of pixel) mm ²	4	64	169	4	1
Rise Time for a charged particle, ns	≤ 1	≤ 1	≤ 1	≤ 1	≤ 1
Rise Time at 532 nm, ns	5	8	10	5	5
Rise Time at 1064 nm, ns	< 2	< 2	< 2	< 2	< 2
Noise Equivalent Power, rms fW/(Hz) ^{1/2}	19	42	85	19	10
Noise, FWHM eV	200	450	900	200	100

Applications

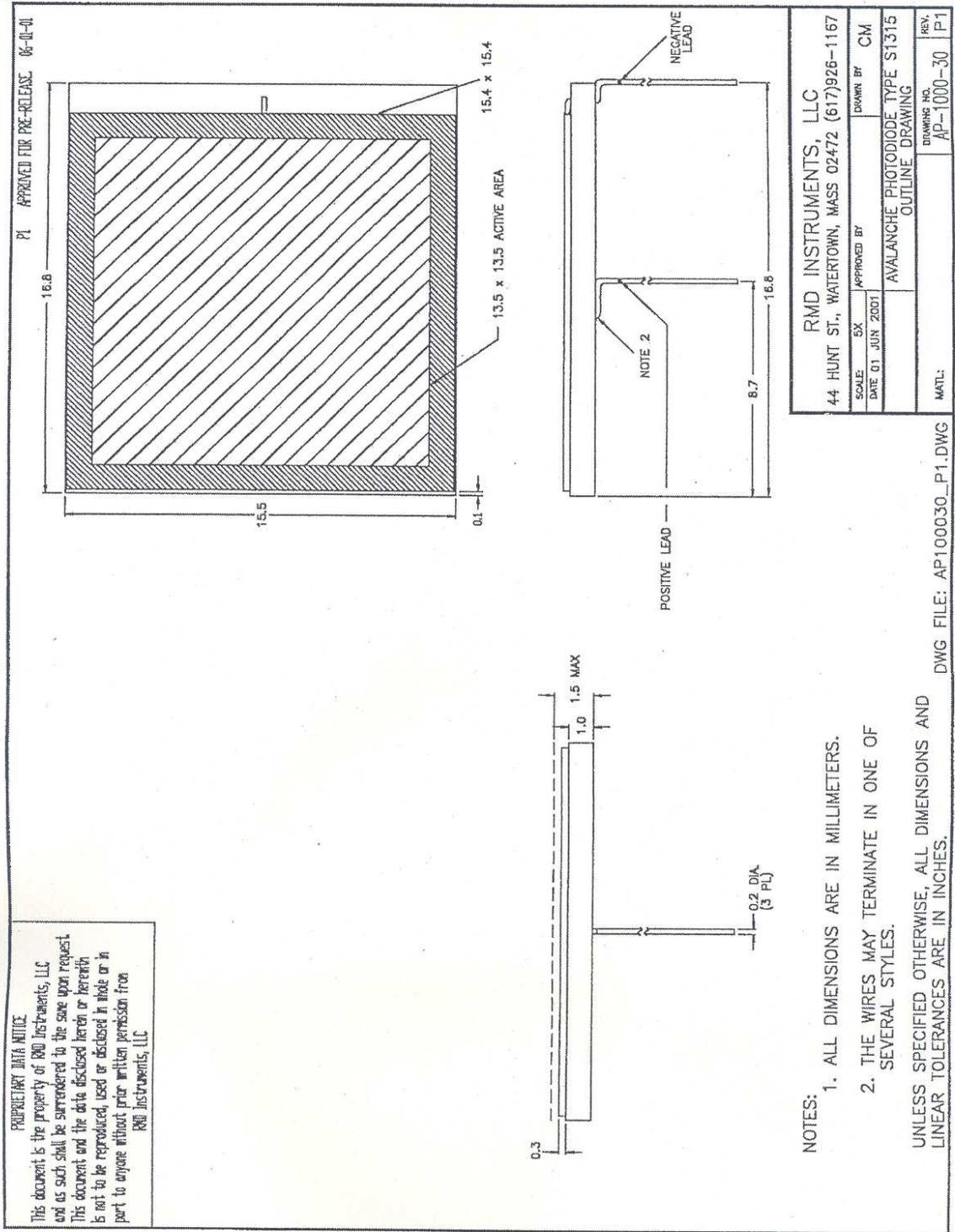
- LIDAR, LADAR
- Medical Imaging. PET sensor provides both timing and energy information.
- High Energy Physics. Read-out of optical fibers
- Bio Sensors
- Telecommunications

RMD, Inc.
44 Hunt Street Watertown, MA 02472 USA

e-mail pwaer@rmdinc.com
telephone 617 668 6907 facsimile 617 926 9743

copyright © RMD, Inc. June 2003 document: siapd009

PRODUCT DRAWINGS (cont.)



PROPRIETARY DATA NOTICE
 This document is the property of RMD Instruments, LLC and as such shall be surrendered to the same upon request. This document and the data disclosed herein or hereafter is not to be reproduced, used or disclosed in whole or in part to anyone without prior written permission from RMD Instruments, LLC

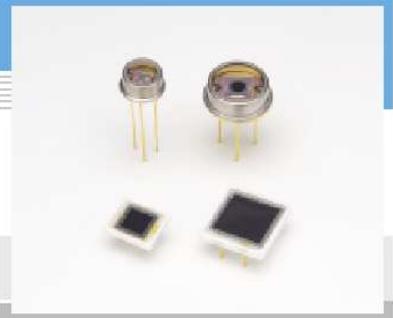
RMD INSTRUMENTS, LLC		DRAWN BY	
44 HUNT ST., WATERTOWN, MASS 02472 (617)926-1167		CM	
SCALE: EX	APPROVED BY	AVALANCHE PHOTODIODE TYPE S1315	
DATE 01 JUN 2001		OUTLINE DRAWING	
MATERIAL:		DRAWING NO.	REV.
		AP-1000-30	P1

DWG FILE: AP100030_P1.DWG

PHOTODIODE

Si APD S8664 series

Short wavelength type APD



Features

- High sensitivity at visible range
- Low noise
- High gain
- Low capacitance

Applications

- Low-light-level measurement
- Analytical equipment

Type No.	Dimensional outline /Window material *1	Package	Effective *2 active area size (mm)	Effective active area (mm ²)	Absolute maximum ratings		
					Operating temperature T _{opr} (°C)	Storage temperature T _{stg} (°C)	
S8664-02K	①/K	TO-5	φ0.2	0.03	-20 to +60	-55 to +100	
S8664-05K			φ0.5	0.19			
S8664-10K			φ1.0	0.78			
S8664-20K			φ2.0	3.14			
S8664-30K	②/K	TO-8	φ3.0	7.0			
S8664-50K			φ5.0	19.6			
S8664-55	③/E	Ceramic	5 × 5	25			-20 to +80
S8664-1010	④/E		10 × 10	100			

■ Electrical and optical characteristics (Typ. T_a=25 °C, unless otherwise noted)

Type No.	Spectral response range λ (nm)	Peak *3 sensitivity wavelength λ _p (nm)	Photo sensitivity S M=1 λ=420 nm (A/W)	Quantum efficiency QE M=1 λ=420 nm (%)	Breakdown voltage V _{BR} I _D =100 μA		Temperature coefficient of V _{BR} (V/°C)	Dark *3 current I _D		Cut-off frequency f _c (MHz)	Terminal *3 capacitance C _t (pF)	Excess *3 Noise index λ=420 nm	Gain M λ=420 nm
					Typ. (V)	Max. (V)		Typ. (nA)	Max. (nA)				
S8664-02K	320 to 1000	600	0.24	70	400	500	0.78	0.1	1	700	0.8	0.2	50
S8664-05K								0.2	1.5	680	1.6		
S8664-10K								0.3	3	530	4		
S8664-20K								0.6	6	280	11		
S8664-30K								1	15	140	22		
S8664-50K								3	35	60	55		
S8664-55								5	50	40	80		
S8664-1010								10	100	11	270		

*1: K: Borosilicate glass E: Epoxy resin

*2: Area in which a typical gain can be obtained.

*3: Values measured at a gain listed in the characteristics table.

Literaturverzeichnis

- [Amp05] Amptek: *A250CF CoolFET User Manual - Preliminary Rev. A3*, Bedford, MA, USA, 2005
- [And07] Zoran Andelkovic: *Development and Testing of a Trap and Laser System for Spectroscopy of Highly Charged Ions*, Diplomarbeit an der Universität Mainz, 2007
- [Bei00] T. Beier, Phys. Rep. **339**, 79 (2000)
- [Bei01] P. Beiersdorfer, S.B. Utter, K.L. Wong, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, J.A. Britten, H. Chen, C.L. Harris, R.S. Thoe, D.B. Thom, E. Träbert, M.G.H. Gustavsson, C. Forssen, A.M. Martensson-Pendrill: *Hyperfine structure of hydrogenlike thallium isotopes*
Phys. Rev. A, **64**, 032506 (2001)
- [Cov82] S.Cova, A.Longoni, and G.Ripamonti: *Active-Quenching and Gating Circuits for Single-Photon Avalanche Diodes (SPADs)*
IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-29, 599-601, (1982)
(and presented to the IEEE-NSS 1981 Nuclear Science Symposium, S.Francisco,USA,Oct.21-23,1981)
http://www.optoelectronics.com/pdf/papers/07_ActiveQuenching.pdf
- [Cre96] J.R. Crespo Lopez-Urrutia, P. Beiersdorfer, D.W. Savin, K. Widmann: *Direct Observation of the Spontaneous Emission of the Hyperfine Transition $F=4$ to $F=3$ in Ground State Hydrogenlike $^{165}\text{Ho}^{66+}$ in an Electron Beam Ion Trap*
Phys. Rev. Lett. **77**, 826-829 (1996)
- [Cre98] J.R. Crespo Lopez-Urrutia, P. Beiersdorfer, K. Widmann: *Nuclear magnetization distribution radii determined by hyperfine transitions in the $1s$ level of H-like ions $^{185}\text{Re}^{74+}$ and $^{187}\text{Re}^{74+}$*
Phys. Rev. A **57** 879-887 (1998)
- [Dem77] Wolfgang Demtröder: *Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie*, Berlin Heidelberg New York, 1977
- [Dem96] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, Berlin Heidelberg, 1996

- [Dor08] DoroTEK, Gesellschaft für Systemtechnik GmbH
www.dorotek.de/cms/upload/pdf/optik/deutsch/Antireflexionsbeschichtungen.pdf,
2007
- [Ham04] Hamamatsu Photonics: *Characteristics and use of SI APDs*, Ichino-cho, Japan, 2004,
http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/Characteristics_and_use_of_SI_APD.pdf
- [Ham08a] Hamamatsu Photonics, <http://sales.hamamatsu.com/de/home.php>, 2008
- [Ham08b] Hamamatsu Photonics: *Photodiode Technical Information*, 2008
http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/photodiode_technical_information.pdf
- [Han07] : V.M. Hannen, D. Hampf, C. Weinheimer: *Detectors for measurements of hyperfine transitions in HCI at the ESR and at SpecTrap*
Entwurf vom 22. November 2007
- [HIT08] HITRAP-Webseite: http://www.gsi.de/forschung/ap/projects/hitrap/index_e.html
- [ISEG01] iseg Spezialelektronik GmbH: *NHQ x2xx Bedienungsanleitung*, Version 3.06, Radeberg,
14.02.2001
- [Ber00] Ernest O. Lawrence Berkeley National Laboratory: *The Berkeley Laboratory Isotopes Project*, Berkeley, CA, USA, 2000
<http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>
- [Jöh08] Technische Zeichnung von Raphael Jöhren, basierend auf technischen Zeichnungen des RETrap-Experiments und der von Manuel Vogel entwickelten neuen SpecTrap Ionenfalle, 2008
- [Kes06] Vortrag von Oliver Kester (GSI, HITRAP) auf dem Workshop "Low-energy atomic physics experiments at HITRAP and Cave A" am 20./21. November 2006
http://www-aix.gsi.de/conferences/hicape1/presentations/4%20Kester_HITRAP_caveA_ws_Kester.pdf
- [Kin06] T. Kinoshita, M. Nio: *Improved α^4 term of the electron anomalous magnetic moment*
Phys. Rev. D **73**(1), 013003-27 (2006)
- [Kla94] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig, L. Völker: *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}\text{Bi}^{82+}$*
Phys. Rev. Lett. **73**, 2425-2427 (1994)
- [Kno89] Glenn F. Knoll: *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, New York, 1989
- [Koj00] Olivier Scherler, Olivier Ripoll:
Optics Tutorials in Java
Semesterarbeit am IMT Neuchâtel, July 2000

- [Krä07] Jörg Krämer: *Aufbau und Test einer Ionenfalle für die Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen*, Diplomarbeit an der Universität Mainz, 2007
- [Lud05] L. Ludhova et al: *Planar LAAPDs: temperature dependence, performance, and application in low-energy X-ray spectroscopy*,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2005, 540: 169-179
- [Nör07] Wilfried Nörtshäuser: *Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an HITRAP*, Vortrag im Forschungsseminar des IKP Münster, 2007
- [Nör08] Wilfried Nörtshäuser: *Laser spectroscopy of lithium-like bismuth at the ESR*
Experiment-Proposal, 2008
- [Odo06] B. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse: *New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron*
Phys. Rev. Lett. **97**, 030801 (2006)
- [PDG07] Review Of Particle Physics - W.-M. Yao et al., J. Phys. G 33, 1 (2006) and 2007 partial update for the 2008 edition available on the PDG WWW pages
- [Per08] Perkin Elmer: <http://www.optoelectronics.perkinelmer.com>, 2008
- [Pri08] Princeton Lightwave: http://www.princetonlightwave.com/i_products_solutions.html, 2008
- [Pet08] Laura Peters: <http://www.pt100.de>, 2008
- [Qua08] Saint-Gobain Quartz, <http://www.quartz.saint-gobain.com>, 2008
- [RPP08] RP Photonics: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 2008
<http://www.rp-photonics.com/photodiodes.html>
- [Ren06] D. Renker: *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 48–56
- [San08] Pers. Kommunikation, Rodolfo Sánchez, 2008
- [See98] P. Seelig, S. Borneis, A. Dax, T. Engel, S. Faber, M. Gerlach, C. Holbrow, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, K. Meier, P. Merz, W. Quint, F. Schmitt, M. Tomaselli, L. Völker, H. Winter, M. Würtz, K. Beckert, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, M. Steck, T. Winkler: *Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{207}\text{Pb}^{81+}$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring*
Phys. Rev. Lett. **81**, 4824-4827 (1998)

- [Sha01] V.M. Shabaev, A.N. Artemyev, V.A. Yerokhin, O.M. Zhrebtsov, G. Soff: *Towards a Test of QED in Investigations of the Hyperfine Splitting in Heavy Ions*
Phys. Rev. Lett. **86**, 3952-3962 (2001)
- [Thi05] Michaela Thiel: *Die Auslese von PbWO₄-Szintillatoren mit Large Area Avalanche Photodiode*
Diplomarbeit an der Universität Gießen, 2005
- [Vog05] M. Vogel, D. F. A. Winters, D. M. Segal and R. C. Thompson: *Proposed precision laser spectrometer for trapped, highly charged ions*
Review Of Scientific Instruments **76**, 103102 (2005)
- [Vog08] Pers. Kommunikation, M. Vogel, 2008
- [Wil08] Charles D.H. Williams: *Feedback and Temperature Control*, Exeter, 2008,
<http://newton.ex.ac.uk/teaching/CDHW/Feedback>
- [Win07a] Danyal Winters: *High-precision atomic physics experiments with stored ions*
Vorlesungen an der Universität Münster, 27. bis 29. August 2007
- [Win07b] Pers. Kommunikation, D. Winters, 2007

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle den Leuten danken, die maßgeblich zum guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst ist hierbei Herr Prof. Dr. Christian Weinheimer zu nennen, der trotz seiner zahlreichen Verpflichtungen immer Zeit und ein offenes Ohr für meine Probleme und Ideen hatte und in harten Zeiten auch mal selbst zu LötKolben und Pinzette gegriffen hat, um das Projekt voranzubringen. Immer wieder waren seine Ideen und Anregungen Ausgangspunkt für entscheidende Durchbrüche auf dem Weg zu einem funktionierendem und stabilen System.

Ganz herzlich möchte ich an dieser Stelle Herrn Dr. Volker Hannen danken, der mit unermüdlicher Geduld und Optimismus meine Launen ertragen hat und der selbst eine Menge Zeit und Mühen in das in dieser Arbeit vorgestellte Projekt gesteckt hat. Außerdem danke ich ihm für das ehrgeizige und hartnäckige Korrigieren dieser Arbeit, ohne das die Arbeit sicherlich nicht das jetzige Niveau erreicht hätte, und für die unzähligen kleinen und großen Dinge, die ich von ihm lernen durfte. Ich hätte mir keinen besseren Lehrmeister vorstellen können.

Sehr zum Gelingen des experimentellen Teils dieser Arbeit hat Herr Wladimir Buglak beigetragen. Ohne sein langfristiges und weit über seine beruflichen Verpflichtungen hinausgehendes Bemühen um die Elektronik und auch die anderen Aspekte des Versuches wäre wohl das Kapitel über die Ergebnisse sehr knapp ausgefallen.

In diesem Zusammenhang möchte ich auch Roland Berendes und den anderen Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt danken, bei denen ich mich immer willkommen gefühlt habe und die mir oft mit Rat und Tat zur Seite standen.

Ein besonderer Mensch in unserem Institut ist Helmut Baumeister. Seine Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft in allen Lagen hat manchen Tag und mindestens auch eine RMD APD gerettet. Seine zahlreichen Erfahrungen waren außerdem gute Anregungen für den Aufbau eines stabilen Detektorsystems.

Um die Realisierung der zahlreichen kleinen und mittelgroßen mechanischen Aufbauten haben sich die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt verdient gemacht. Herr Georg Bourichter hat dabei einen bemerkenswerten Ehrgeiz entwickelt, mich zum Anfertigen korrekter technischer Zeichnungen anzuleiten, was mir eine wertvolle Erfahrung gewesen ist, von der ich sicherlich noch profitieren werde. Daniel Bonaventura möchte ich danken für das Bohren von gefühlten 532 Löchern in Kupfer, Aluminium, Vespel, PEEK, Plexiglas und Edelstahl.

Weiterhin möchte ich Herrn Dr. Markus Beck danken, von dem ich sehr viel über die praktischen Seiten der Experimentalphysik, von Vakuumtechnik bis zu Detektorphysik, gelernt habe.

Sein Ehrgeiz, physikalische Sachverhalte zu verstehen und zu erklären, ist sehr inspirierend.

Den Mitgliedern der SpecTrap Collaboration danke ich für die freundliche Unterstützung bei meiner Arbeit und die umgehende Beantwortung aller meiner Fragen. Besonders zu nennen sind dabei Dr. D.F.A. Winters, Dr. Manuel Vogel, Dr. Rodolfo Sánchez, Zoran Andelkovic, Jörg Krämer, Shailen Bharadia und natürlich Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser. Die Meetings bei Kaffee und Keksen werden mir in guter Erinnerung bleiben.

Zu guter Letzt danke ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Weinheimer für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen kleinen Tipps und Unterstützungen in meiner Zeit hier. Meine Nachfolger Raphael Jöhren und Denis Anielski waren in unserer kurzen gemeinsamen Zeit nette und motivierte Mitarbeiter; ich wünsche ihnen alles Gute und viel Spaß bei der weiteren Arbeit an diesem Projekt.



Mitglieder der SpecTrap Collaboration bei einem Meeting an der GSI im November 2007