

# Kalibrierte Photonenquellen für Testmessungen von XENON- und SpecTrap- Detektoren

Marcus Joswowitz

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät  
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

August 2010



Referent: Prof. Dr. C. Weinheimer  
Korreferent: Prof. Dr. D. Frekers

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Das Xenon-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1. Hinweise auf dunkle Materie . . . . .	3
2.2. Dunklen Materie im Halo unserer Galaxie . . . . .	5
2.3. Dunkle Materie - Kandidaten . . . . .	5
2.4. Detektion von dunkler Materie . . . . .	5
2.5. Aufbau und Funktionsweise des zwei Phasen Detektors . . . . .	6
<b>3. Das SpecTrap-Experiment</b>	<b>9</b>
3.1. Theoretische Grundlagen . . . . .	9
3.2. Bisherige Ergebnisse und Test der QED . . . . .	12
3.3. Laserspektroskopie . . . . .	13
3.4. Aufbau des Experiments . . . . .	14
3.5. Lichtdetektion/Photonennachweis . . . . .	16
3.5.1. Photodioden . . . . .	17
3.5.2. Avalanche Photo Diodes (APDs) . . . . .	18
3.5.3. Photomultiplier . . . . .	20
3.5.4. Channel Photomultiplier . . . . .	21
<b>4. Experimenteller Aufbau einer Testkammer für das XENON-Experiment</b>	<b>23</b>
4.1. Anforderungen an den Aufbau . . . . .	23
4.2. Aufbau der Vakuumkammer mit Monochromator . . . . .	25
<b>5. Testmessungen zum XENON Experiment</b>	<b>29</b>
5.1. Kalibrierung . . . . .	29
5.2. Auflösung . . . . .	30
5.3. Strahlaufweitung . . . . .	31
<b>6. Experimenteller Aufbau für SpecTrap Detektor Tests</b>	<b>35</b>
6.1. Lichtquellen . . . . .	35
6.1.1. Glühlampe und ihre Temperaturstrahlung . . . . .	35
6.1.2. Leuchtdioden (LEDs) . . . . .	39
6.1.3. Gasentladungslampe . . . . .	39
6.2. Der Gitter-Spektrograph . . . . .	41
6.3. Lichtleiter . . . . .	46
6.4. Mechanischer Aufbau und Komponenten . . . . .	46
6.4.1. Spektrograph . . . . .	46

<b>7. Testmessungen zum SpecTrap Experiment</b>	<b>51</b>
7.1. Kalibrierung . . . . .	51
7.2. Auflösung des Spektrographen . . . . .	51
7.3. Intensitätsverlauf des Glühlampenspektrums . . . . .	52
7.4. Quanteneffizienz der RMD S0223 APD bei 1050 nm . . . . .	55
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>59</b>
8.1. Xenon . . . . .	59
8.2. SpecTrap . . . . .	60
<b>A. Radiation Monitoring Devices APDs</b>	<b>61</b>

# 1. Einleitung

In den letzten Jahrzehnten haben Physiker und Astronomen mit Hilfe neuer experimenteller Methoden viele astrophysikalische Messungen durchführen können, quantitative Aussagen über die Eigenschaften des Universums machen. Die meisten dieser Beobachtungen werden durch das Standardmodell der Kosmologie ( $\Lambda$ CDM) erklärt. Es hilft beispielsweise die kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB), die Expansion des Universums und Typ 1a Supernova Beobachtungen zu verstehen. Laut diesem Modell besteht das Universum aus ungefähr 4% Baryonen, die als Bestandteil von Atomen der uns bekannten Materie entsprechen. Weitere 23% der Energie der Massendichte treten als nicht-baryonisches Material auf, das im allgemeinen als Dunkle Materie bezeichnet wird. Die restlichen 73% werden der Dunklen Energie zugeschrieben [Ni06]. Nun stellt sich die Frage: Was ist Dunkle Materie bzw. Dunkle Energie? Diese Frage zu beantworten ist eine der größten physikalischen Herausforderungen des 21. Jahrhunderts.

Durch Experimenten an hochenergetischen Beschleunigern, ergab sich das Standardmodell der Teilchenphysik. Nach diesem Standardmodell gibt es drei Generationen von Teilchen jeweils, bestehend aus zwei Leptonen und zwei Quarks (Fermionen), sowie den Wechselwirkungsteilchen (Bosonen). Dieses Modell beschreibt sehr erfolgreich die Bausteine unseres Universums, trotzdem bleiben einige Probleme ungeklärt, etwa die Frage nach dem "Hierarchie Problem", nach der Vereinigung der vier Kräfte, oder warum es überhaupt so viele Teilchen gibt. Ein Ansatz das Hierarchie Problem zu lösen war die Einführung der sogenannten „Supersymmetrie“ (SUSY). Jedem aus dem Standardmodell bekannten Teilchen wurde ein „Superpartner“-Teilchen zugeordnet, welches sich um eine halbe Spineinheit unterscheidet (Minimalsupersymmetric Standard Model (MSSM)). In den meisten MSSM Modellen wird das leichteste Teilchen (ca.  $100 - 1000 \text{ GeV}c^{-2}$ ) als stabil angenommen. Sollte es sich bei der Supersymmetrie um eine natürliche Symmetrie handeln, so wäre eben dieses Teilchen ein Kandidat für einen Teil oder die gesamten unbekannten 23% der nicht lumiszierenden Energie Massendichte des heutigen Universums. Teilchen dieser Art, die der schwachen Wechselwirkung unterliegen und massebehaftet sind, nennt man WIMPs (weakly interacting massive particle). Der Zusammenhang zwischen Teilchenphysik und Kosmologie und die Tatsache, dass man nahezu nichts über den Großteil der Materie im Universum weiß, hat dazu geführt, dass es heutzutage viele Kollaborationen gibt, die versuchen WIMPs direkt zu detektieren. Das XENON-Experiment ist ein solches Projekt. In den folgenden Kapiteln wird kurz auf die astrophysikalischen Hinweise für die Existenz von dunkler Materie, mögliche Kandidaten und warum es möglich sein sollte dunkle Materie direkt zu detektieren, eingegangen. Eine erfolgreiche Suche nach Dunkler Materie - Teilchen würde einen großen Schub in den Bereichen der Teilchenphysik und Kosmologie bedeuten und wäre ein Beleg für neue Physik jenseits des Standardmodells.

In dieser Arbeit wird der Bau und die Funktionsweise eines Teststandes, der aus einer Vakuumkammer und einem Monochromator besteht, beschrieben. Anhand dieses

Aufbaus soll die Streuung des durch WIMP-Wechselwirkung im flüssigen Xenon des XENON-Detektors erzeugten Szintillationslicht an der mit Teflon beschichteten Detektorwand und die verwendeten Photomultiplier untersucht werden.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit Messungen im Rahmen der Vorbereitung eines Experiments zum Test der QED. Die Quantenelektrodynamik, kurz QED, ist die quantenfeldtheoretische Erweiterung der klassischen Elektrodynamik. Sie zählt zu den bestüberprüften Theorien der modernen Physik und liefert enorm präzise Vorhersagen, insbesondere im Submolekularbereich. Die Berechnung des  $g$ -Faktors freier Elektronen, welcher aussagt, inwiefern der Spin eines Elektrons an sein magnetisches Moment koppelt und welcher der Dirac Theorie nach exakt zwei sein sollte, ist eines der beeindruckendsten Ergebnisse der QED: Der berechnete Wert für den  $g$ -Faktor stimmt mit dem experimentellen in den ersten elf Stellen überein:

$$(g/2)_{free-exp} = 1,001\,159\,652\,180\,85 \quad (76)$$

$$(g/2)_{free-theo} = 1,001\,159\,652\,175\,86 \quad (10)(26)(848)$$

Erklärt wird diese Diskrepanz durch eine kurzzeitige Verletzung der Energieerhaltung im Rahmen der Heisenberg'schen Unschärferelation. So existieren im Vakuum virtuelle Elektron-Positron-Paare und virtuelle Photonen und die Anomalie des magnetischen Moments des freien Elektrons ist durch die Wechselwirkung mit eben diesem virtuellen Strahlungsfeld gegeben. Diese als Selbstenergie und Vakuumpolarisation bekannten Effekte können somit mittels der QED, zumindest in vergleichsweise schwachen Magnetfeldern, präzise berechnet werden. Von großem Interesse ist nun eine Überprüfung der QED-Vorhersagen in starken Magnetfeldern wie z.B. in der Nähe von Kernen hochgeladener schwerer Ionen. Hier ist wegen der hohen Kernladungszahlen  $Z$  die in der QED sonst übliche störungstheoretische Entwicklung nach  $Z\alpha$  nicht mehr möglich. Für  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  ergibt sich beispielsweise  $Z\alpha \approx 0,6$  (mit Feinstrukturkonstante  $\alpha = 1/137$ ) sodass nicht-perturbative Berechnungen durchgeführt werden müssten. Die Untersuchung der Hyperfeinstrukturaufspaltung der Grundzustände wasserstoffähnlicher Systeme scheint ideal geeignet zu sein um diese Überprüfung durchzuführen. Da die theoretischen Unsicherheiten durch Kernstruktureffekte bei der Berechnung der Hyperfeinstruktur einen größeren Einfluss haben als die Summe der QED-Beiträge, ist eine direkte Überprüfung jedoch nicht möglich. Man reduziert nun die theoretischen Unsicherheiten durch genaue Kenntnis zweier Systeme: Eines wasserstoff- und eines lithiumähnlichen Ions des gleichen Isotops und testet durch Vergleich der beiden Hyperfeinstrukturaufspaltungen indirekt die QED in starken Feldern.

Ein neues Instrument dazu ist das **SPECTroscopy TRAP - Experiment** an der GSI in Darmstadt. Es soll stringente Tests der QED durchführen und an gebundenen Systemen schwerpunktmäßig Effekte der Vakuumpolarisation und Selbst-Energie untersuchen. Bei SPECTRAP werden Ionen in einer Penningfalle eingeschlossen und die Wellenlängen der Übergänge bei geringen Temperaturen ( $\approx 4\text{K}$ ) gemessen um auf diese Weise Tests der QED in extremen elektrischen und magnetischen Feldern auf dem Prozent-Niveau zu ermöglichen.

## 2. Das Xenon-Experiment

### 2.1. Hinweise auf dunkle Materie

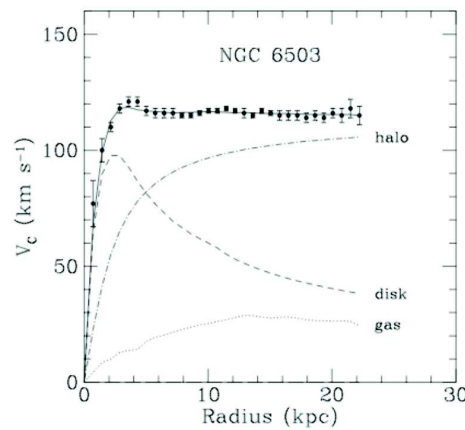
Es gibt viele Messungen mit unterschiedlichen Methoden, die auf die Existenz von zusätzlicher Materie, die nicht leuchtend ist, schließen lassen. Ein überzeugender Hinweis für die Existenz von dunkler Materie liegt in der Beobachtung der Rotationskurven von Spiralgalaxien.

Nach der Newtonschen Dynamik wird die Kreisgeschwindigkeit als

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (2.1)$$

mit  $M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$  und  $\rho(r)$  als Dichteverteilung angenommen, wobei sich die leuchtende Materie im Zentrum der galaktischen Scheibe konzentriert und zu größeren Radien ausdünn, d.h.  $v(r)$  sollte wegen der Proportionalität zu  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  abfallen.

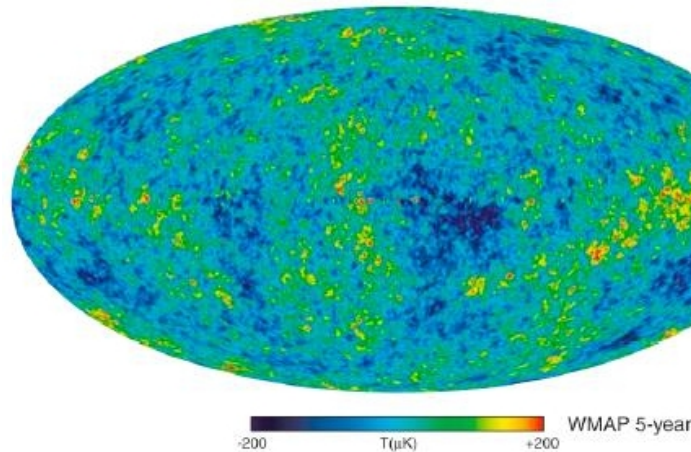
Dies entspricht allerdings nicht den Beobachtungen (s. Abb. 2.1), bei denen die Rotationsgeschwindigkeit zunächst wächst und dann zu großem Abstand vom galaktischen Zentrum konstant verläuft. Der Fakt, dass  $v(r)$  konstant wird, passt zu einem Modell, nach dem Galaxien einen vergrößerten Halo, mit  $M(r) \propto r$  und  $\rho \propto \frac{1}{r^2}$ , aus dunkler Materie besitzen. Die Kombination aus Gas, der galaktischen Scheibe und des vergrößerten Halos mit dunkler Materie geben eine gute Erklärung der beobachteten Geschwindigkeitsverteilung bei großen Radien.



**Abbildung 2.1.:** Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC6503 [Beg91]

Dunkle Materie erklärt aber nicht nur die galaktischen Rotationskurven, sondern ist auch notwendig, um kosmologische Effekte bei der Untersuchung der Strukturformie-

rung bei großen Entfernungen [Ni06] zu verstehen. Diese beinhalten die Beobachtungen der Supernova-Ia und der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB). Mit diesen Untersuchungen werden Materie, Energiedichte oder beides bestimmt und man ist in der Lage die Parameter verschiedener kosmologischer Modelle zu bestimmen. Auf diesen Beobachtungen beruht das Standard Modell der Kosmologie ( $\Lambda$ CDM), mit einem Universum, das aus ca 30% Materie und 70% Energie besteht. Die CMB Strahlung ist ein Überbleibsel des Urknalls, als sich das Universum abkühlte. Die Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) veröffentlichte im März 2008 Ergebnisse über winzige Fluktuationen der kosmischen Hintergrund Strahlung (s.Abb. 2.2).



**Abbildung 2.2.:** CMB Temperaturschwankungen [Nas08]

Die Anisotropie wird mit den Schwankungen der Materiedichte im jungen Universum in Verbindung gebracht. Auf diese Weise können die Anfangsbedingungen der kosmischen Strukturbildung untersucht werden.

Messungen der Beziehungen von Abstand zur Rotverschiebung der Typ Ia Supernova brachten klare Beweise für eine beschleunigte Ausdehnung des Universums. Diese Beschleunigung lässt auf eine unbekannte Form von Energie schließen (Dunkle Energie). Die gravitative Instabilität und kleine Schwankungen der Dichte in den Anfängen des Universums verursachten, auf großen Skalen, Formationstrukturen und damit die Galaxieverteilung im heutigen Universum. Deshalb können die Messungen der Galaxie-Cluster-Verteilungen benutzt werden, um die Massendichte des Universums zu bestimmen.

Es gibt jedoch noch weitere Methoden, wie z.B. der schwache Gravitationslinsen Effekt, die zu Hinweisen auf Dunkle Materie führen. Dieser Effekt beruht auf der Krümmung des Lichtwegs durch ein Gravitationspotential und liefert Bilder von Hintergrundgalaxien. Durch das Untersuchen der Helligkeit der Oberfläche dieser Bilder kann auf das Gravitationspotential und damit auf die Masse in diesem Potential geschlossen werden. Im Jahr 2004 wurden, mit dieser Methode, Masserekonstruktionen vom wechselwirkenden Cluster 1E0657–558 gemacht, von denen man auf direkte Hinweise auf die Existenz von Dunkler Materie folgern kann [Clo04].



## 2.2. Dunklen Materie im Halo unserer Galaxie

Neben der Existenz von dunkler Materie ist auch ihre Verteilung von großer Bedeutung und muss noch genau bestimmt werden. Die lokale Dichte der dunklen Materie, genau wie ihre Geschwindigkeitsverteilung in unserem Sonnensystem, sind wichtig um präzise Berechnungen der Wechselwirkungsrate von direkten und indirekten Detektionsexperimenten machen zu können. Die gängigste Annahme besagt dass die Dichte der Dunkle Materie im Halo unserer Galaxie homogen, ihre Geschwindigkeit isotrop verteilt ist. Die Dichte wird aus der Verteilung der Rotationskurve in der Milchstraße berechnet. Die besten Fit-Werte ergaben  $\rho_0 = 0,23\text{GeV}$  [Cal81] und  $\rho_0 = 0,34\text{GeV}$  [Bah83]. Die typische Geschwindigkeit von dunkler Materie wird auf 270 km/s beziffert [Jun96].

## 2.3. Dunkle Materie - Kandidaten

Trotz der zahlreichen, überzeugenden Hinweise auf die Existenz einer dunklen Komponente der Masse im Universum, ist die Natur der Dunklen Materie weitgehend unbekannt. Vorschläge von dunkle Materie Kandidaten rufen immer neue Physik und exotische neue Teilchen auf den Plan.

Einer dieser Kandidaten könnte das Neutrino sein, doch obwohl wir heute aufgrund verschiedener Neutrino-Oszillationsexperimenten (Superkamiokande, 1998; SNO, 2002) wissen, dass Neutrinos eine Masse haben, ist die gemessene kosmologische Dichte von Neutrinos  $\Omega_\nu < 0,0076$  [Spe03] zu gering um die dunkle Materie Dichte im Universum zu erklären.

Weitere interessante Kandidaten für Dunkle Materie sind Axionen, dazu mehr unter [Tur90].

Betrachtet man die Expansion des Universums, so ergibt sich ein massives schwach wechselwirkendes Teilchen (WIMP) als idealer Kandidat für die Dunkle Materie, da sich durch das Ausfrieren der Reaktion automatisch die richtige Dichte ergeben würde. Ein Kandidat für die WIMPs wäre das Neutralino, das sich aus der supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells ergibt.

## 2.4. Detektion von dunkler Materie

Bei der Detektion von Dunkler Materie unterscheidet man zwei Arten: Zum einen gibt es die indirekte Detektion, bei der die Annihilationsprodukte im galaktische Halo, dem galaktischen Zentrum oder dem Kern der Sonne nachgewiesen werden. Durch die richtungsabhängige Detektion von Neutrinos, Gammastrahlen, Positronen, Antiprotonen usw. werden indirekte Informationen über die Energie und die Verteilung der dunklen Materie gesammelt.

Zum anderen gibt es die direkte Detektion:

Da sich unser Sonnensystem durch die Galaxie bewegt, trifft die Erde auf den Halo aus dunkler Materie mit einer relativen Geschwindigkeit. Die WIMPs aus dem Halo streuen elastisch mit Targetnukleonen, die sich in den terrestrischen Detektoren befinden und hinterlassen den Rückstoßnukleonen dabei eine geringe Energie ( $< 100\text{keV}$ ), was eine

Anregung und/oder eine Ionisierung im Targetdetektor mit anschließender Photonemission zur Folge hat. Das größte Problem bei der direkten Detektion der WIMPs, ist die Unterscheidung zwischen WIMP Rückstoß- und Untergrundereignis. Gammastrahlung und Elektronen erzeugen Rückstöße an den kernumgebenden Elektronen, Neutronen an den Targetnuklei, mit Energien die denen der WIMPs ähneln.

Die Experimente zur WIMP-Detektion erfordern eine sehr geringe Untergrundstrahlung und befinden sich deshalb in tiefen unterirdischen Laboratorien. In einem solchen unterirdischen Laboratorium, am Gran Sasso, befindet sich der im Folgenden vorgestellt XENON-Detektor.

## 2.5. Aufbau und Funktionsweise des zwei Phasen Detektors

Der Xenon-Detektor besteht aus einem zylindrischen Gefäß (s. Abb. 2.3), an dessen oberen und unteren Ende Anordnungen aus Photomultipliern (PMTs) angebracht sind. Zwischen diesen PMT- Anordnungen befinden sich drei Drahtgitter, ein viertes ist über den oberen PMTs angebracht. Das zweite Gitter befindet sich direkt unter einem Flüssigkeitsspiegel, das dritte direkt darüber in der Gasphase. Zwischen den ersten beiden Gittern wird ein starkes homogenes elektrisches Feld angelegt. Zwischen dem zweiten und dem dritten bzw. dem dritten und vierten Gitter liegen ebenfalls Spannungen an.

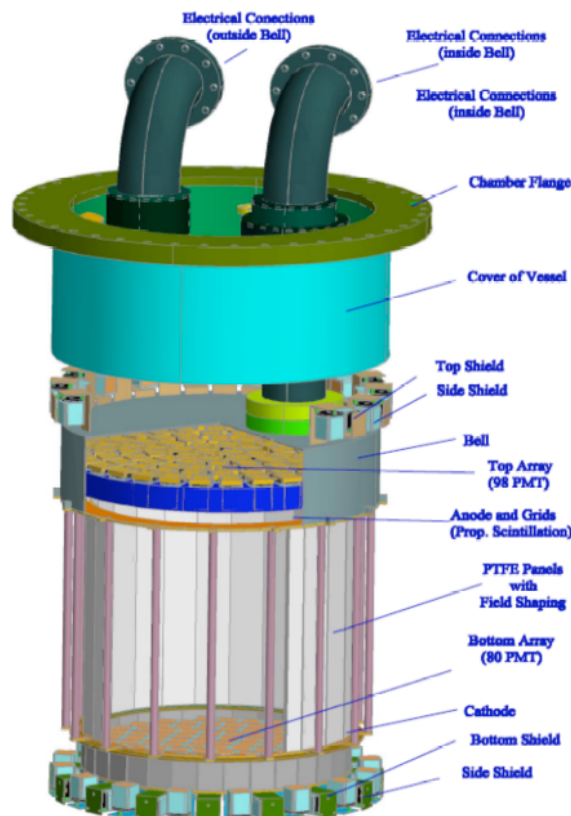
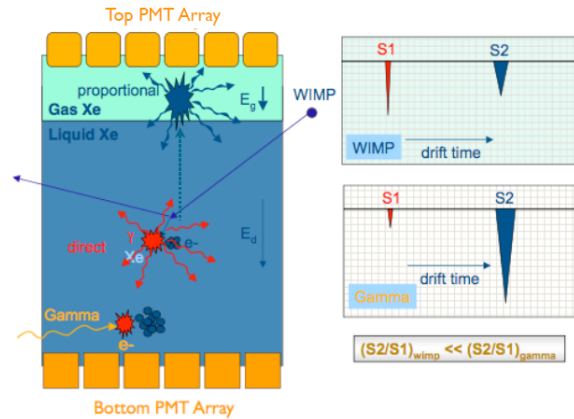


Abbildung 2.3.: Schema des XENON-Detektors[Apr09]

Die Funktionsweise des Xenon-Detektors basiert auf einer Zeitprojektionskammer (eng.:

time projection-chamber (TPC)). In dieser TPC werden Ionisationsladung und Szintillationslicht, das bei der Wechselwirkung zwischen ionisierter Strahlung und einem in der Kammer befindlichen Detektormedium entsteht, gemessen. Dabei unterscheidet sich die Wechselwirkung je nach Art und Energie der Strahlung. Während Gammastrahlung hauptsächlich mit den Hüllenelektronen über Comptonstreuung, Paarproduktion und den Photoeffekt wechselwirkt [Ni06], stoßen Neutronen über die starke Wechselwirkung elastisch oder inelastisch mit den Targetkernen und verursachen Kernrückstöße. Im zweiten Fall werden zusätzlich die Kerne angeregt, sie fallen unter Gammaemission in den Grundzustand zurück. Als Targetmaterial wird Xenon gewählt, da es eine sehr hohe Masse besitzt und unter anderem gute Ionisations- und Szintillationsseigenschaften besitzt [Apr05]. Weiterhin hat Xenon bei der Suche nach WIMPs den Vorteil, dass die Wechselwirkung kohärent über alle Nukleonen des Targetkerns erfolgt und somit der Wechselwirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Nukleonenzahl ist. Demnach bietet Xenon mit seiner hohen Massenzahl (118-143) [Hal94] einen großen Vorteil in der Sensitivität. Passiert ein ionisiertes Teilchen den Detektor, so werden, per Szintillationsprozess, direkte Ion-Elektron-Paare erzeugt und Xenonatome angeregt, die mit weiteren Xenonatomen angeregte Dimer (Excimer) bilden. Der erste angeregte Zustand dieser Excimer hat eine Lebensdauer im Nanosekundenbereich und zerfällt unter Emission eines Vakuum Ultraviolett (VUV)-Photons ( $\lambda = 178$  nm), mit einer Halbwertsbreite von ca. 14 nm [Jor65]. Da Teflon in diesem Bereich eine hohe Reflektivität von bis 95 % aufweist [Yam04], eignet es sich als Beschichtung der Innenwand des Detektors, da es seine Lichtausbeute steigert. Bei der Rekombination von Ion-Elektron-Paaren finden Szintillationsprozesse statt. Daher hat die Rekombinationsrate direkten Einfluß auf die Szintillationsrate. Das primäre Szintillationslicht aus der Abregung der Excimer wird im Folgenden *S1* genannt. Wie bereits oben erwähnt, wird zwischen den ersten beiden



**Abbildung 2.4.:** Schema der TPC (l.) und mögliche Signale von Kernrückstoß- bzw. Elektronenrückstoßevents [Apr10]

Drahtgittern ein starkes elektrisches Feld angelegt. Dieses Feld unterbindet zum Teil die Rekombination von Elektron-Ion-Paaren und driften die Elektronen entlang des Feldes zum oberen Teil des Detektors. Zwischen dem zweiten und dritten Gitter wird ebenfalls ein starkes elektrisches Feld angelegt. Auf diese Weise werden die Ionisationselektronen aus der flüssigen in die gasförmige Phase extrahiert. Dort werden sie bis zum vierten Git-

ter beschleunigt und erzeugen unterwegs sekundäres Szintillationslicht, welches durch die oberen PMTs gemessen wird ( $S2$ ).

Die Driftzeit, die zwischen  $S1$  und  $S2$  liegt, kann in eine  $z$ -Koordinate umgerechnet werden und aus der Verteilung des Proportionallichts ( $S2$ ) auf die einzelnen PMTs kann mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern die  $(x,y)$ -Position errechnet werden. Da das Primärlicht räumlich isotrop ist, gelingt aus  $S1$  keine Positionsrekonstruktion (s. Abb. 2.4).

Da die verschiedenen ionisierten Teilchen unterschiedlich mit Xenon wechselwirken, ist das Verhältnis von Szintillationslicht zu Ladung teilchenspezifisch. Gammastrahlung erzeugt hauptsächlich Ion-Elektron-Paare. Dies ist mit einer hohen Ladungsausbeute verbunden. Dagegen produzieren Neutronen in erster Linie Kernstöße und somit Excimer, was viel primäres Szintillationslicht hervorruft. Dieser Umstand liefert ein Kriterium, mit dem die wechselwirkenden Teilchen unterschieden werden können. So ist das  $S2/S1$ -Verhältnis von Gammastrahlung größer als das von Neutronen.

## 3. Das SpecTrap-Experiment

### 3.1. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel liefert einen kurzen Einblick in die Theorie die dem SpecTrap Experiment zu Grunde liegt. Dies beinhaltet die Erklärung der Hyperfeinstruktur (HFS) am Wasserstoffatom sowie die Erweiterung auf hochgeladene schwere Ionen. Außerdem wird diskutiert wie die Bestimmung der HFS von  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  hilft, Vorhersagen der QED zu testen.

Durch experimentelle Beobachtungen, bei denen Atome nur bestimmte Wellenlängen absorbieren und emittieren konnten, wurde festgestellt, dass sich Elektronen in Atomen auf bestimmten, diskreten Energieniveaus befinden. Diese Niveaus lassen sich durch die von Niels Bohr gefundene, vereinfachte Formel [Dem96] beschreiben:

$$E = -Ry^* \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (3.1)$$

Hier ist  $Ry^*$  die Rydbergkonstante in Energieeinheiten<sup>1</sup>,  $Z$  die Ladungszahl des Atomkerns und  $n \in \mathbb{N}$  die Hauptquantenzahl des Energieniveaus.

Bei Messungen mit hoher spektraler Auflösung wurde jedoch festgestellt, dass sich die Energieniveaus weiter aufspalten. Betrachtet man Abbildung 3.1, so erkennt man, dass jedes Grundniveau aus mehreren eng beieinander liegenden Niveaus besteht. Diesen Aufspaltungen liegen mehrere Effekte, wie z.B. die Wechselwirkung zwischen Elektronenspin  $\vec{s}$  und dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$ , das durch den Bahndrehimpuls des Elektrons erzeugt wird, zu Grunde. Aus dieser Spin-Bahnkopplung und Effekten wie der Lamb-Verschiebung, der Wechselwirkung des Elektrons mit dem virtuellen Strahlungsfeld, entsteht die Feinstruktur der Energieniveaus eines Atoms. Schaut man sich nun diese Feinstruktur genauer an, so erkennt man, dass es auch innerhalb dieser Niveaus weitere Aufspaltungen gibt, die auf der Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Kernspin beruhen. Diese Aufspaltung wird Hyperfeinstruktur (HFS) genannt. Um die HFS genauer zu betrachten, beachtet man zunächst, dass der Kernspin  $\vec{I}$  ein magnetisches Moment des Kerns erzeugt:

$$\vec{\mu}_I = g_I \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (3.2)$$

Hier ist  $g_I$  der Kern-g-Faktor (analog zum g-Faktor des Elektrons),  $\hbar$  das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum und

$$\mu_K = \frac{e}{2m_p} \cdot \hbar = \frac{m_e}{m_p} \cdot \mu_B = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} \quad (3.3)$$

---

<sup>1</sup> mit  $Ry^* = Ry \cdot h \cdot c = \frac{\mu \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$ , wobei  $\mu$  die reduzierte Masse des Atomkerns ist,  $e$  die Elementarladung,  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum.

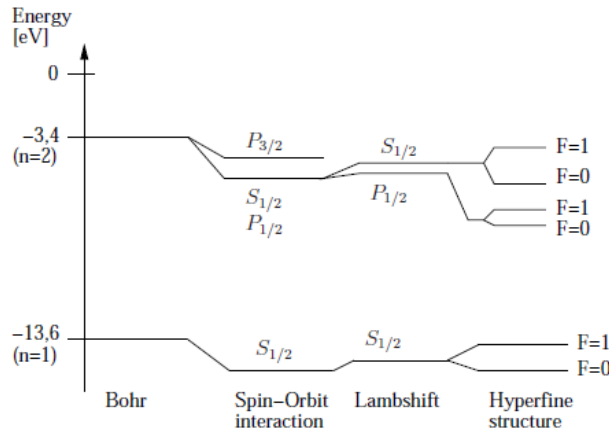
das Kernmagneton [Dem96].

Aus der Verschiebung der Energieniveaus  $\Delta E$  durch magnetische Momente  $\vec{\mu}$  in einem Magnetfeld  $\vec{B}$ :

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.4)$$

wird mit den Quantenzahlen des Gesamtdrehimpuls und des Drehimpuls des Elektrons ( $\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$ ) dann die Energieaufspaltung der HFS für Kerne mit der Ladungszahl  $Z$  berechnet [Nör07]:

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{2j(j+1)} m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.1.:** Die zwei niedrigsten Energieniveaus im Wasserstoffatom und ihre Fein- und Hyperfeinstruktur. Die Abstände sind nicht maßstabsgetreu (Grafik aus [Ham08])

Zur genaueren Berechnung der HFS-Aufspaltung sind noch folgenden Korrekturterme einzuführen:

- Korrektur für die Schwerpunktsbewegung auf Grund der endlichen Masse des Kerns:  $\mathcal{M}$
- Relativistische Effekte:  $A(Z\alpha)$
- Breit-Rosenthal-Effekt: Ladungsverteilung im Kern nicht homogen:  $(1 - \delta)$
- Bohr-Weisskopf-Effekt: Kennzeichnet die Korrektur zur HFS aufgrund der Verteilung des magnetischen Kernmomentes über das Kernvolumen:  $(1 - \epsilon)$
- QED - Effekte: Bei den extrem starken Feldern H-artiger Ionen bei  $Z \sim 80$  müssen Beiträge der Vakuumpolarisation und Selbstenergie berücksichtigt werden:  $\frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{QED}$

Damit erhält man [Krä07]:

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{2j(j+1)} m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \cdot \mathcal{M} \left( A(Z\alpha)(1-\delta)(1-\epsilon) + \frac{\alpha}{\pi} \Delta\epsilon_{QED} \right) \quad (3.6)$$

wobei  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante<sup>2</sup> und  $m_e$  und  $m_p$  die Elektron- und Protonmasse sind.

Um QED-Effekte zu untersuchen, misst man die Hyperfeinstruktur experimentell und vergleicht sie mit dem theoretisch erwarteten Wert aus Gleichung 3.6. Das Problem, das hierbei auftritt ist die relative Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effekts (20-30%). Diese liegt damit in der Größenordnung des gesamten QED- Beitrags [Krä07]. Um dieses Problem zu lösen, schlagen Shabaev et. al vor, ein wasserstoffartiges und ein lithiumartiges System desselben Isotops zu betrachten. Beim wasserstoffartigen System ist lediglich das  $^1s$ -Orbital einfach besetzt, während bei dem lithiumartigen System das  $^1s$ -Orbital mit zwei Elektronen voll besetzt ist und im  $^2s$ -Orbital ein einzelnes Elektron ist. Der Bohr-Weisskopf-Effekt wird im wasserstoffartigen System durch  $\epsilon^{1s}$  und im lithiumartigen System durch  $\epsilon^{2s}$ , der Wechselwirkung des freien Elektrons mit dem Kern, und  $\epsilon^{int}$ , der Wechselwirkung zwischen den Elektronen, beschrieben. Shabaev et. al [Sha01] haben gezeigt, dass die Größenverhältnisse dieser Beiträge zum Bohr-Weisskopf-Effekt vernachlässigbar von der Kernstruktur abhängen, so dass gilt:

$$\frac{\epsilon^{(2s)}}{\epsilon^{(1s)}} = f(Z\alpha) \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon^{(2s)} = f(Z\alpha) \cdot \epsilon^{(1s)} \quad (3.7)$$

$$\frac{\epsilon^{(int)}}{\epsilon^{(2s)}} = f_{int}(Z\alpha) \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon^{(int)} = f_{int}(Z\alpha) \cdot \epsilon^{(1s)} \quad (3.8)$$

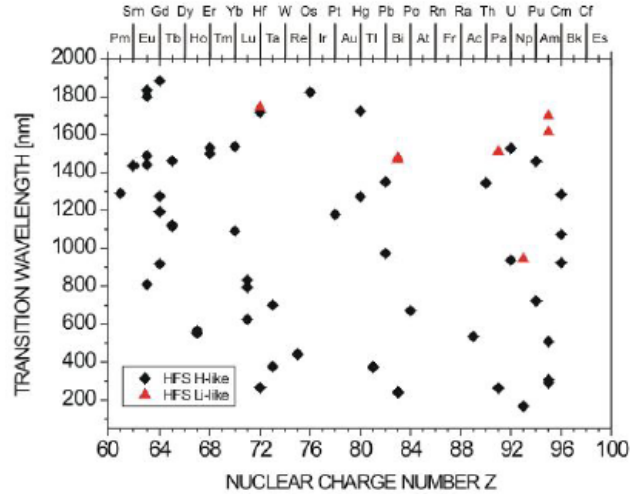
Die Funktionen  $f_{int}(Z\alpha)$  und  $f(Z\alpha)$  können genau bestimmt werden, so dass  $\epsilon^{1s}$  als einziger freier Parameter übrig bleibt. Nimmt man nun Gl. 3.6 zu Hand, kann die mit der Unsicherheit des Bohr-Weisskopf-Effekts behaftete Hyperfeinstruktur der beiden Systeme berechnet werden. Kombiniert man beide Gleichungen, so lässt sich der Term  $\epsilon^{(1s)}$  und somit der Bohr-Weisskopf Effekt aus der Rechnung eliminieren. Alle anderen Beiträge sind mit hoher Präzision bestimmbar, was eine Isolierung der QED-Effekte ermöglicht. Sind anders herum die QED-Effekte sehr genau bekannt, so ist es möglich über die Hyperfeinstruktur Rückschlüsse auf die Kernstruktur sowie die Größe des Bohr-Weisskopf-Effekts zu erlangen.

Da nach Gleichung 3.6 die Aufspaltungsenergie in erster Ordnung proportional zu  $Z^3$  ist, werden die Hyperfeinstrukturübergänge einiger schwerer Ionen je nach Kernspin in den optischen Bereich gerückt und sind somit der Laserspektroskopie zugänglich.

Die Lebensdauer  $\tau$  der HFS-Übergänge ist proportional zu  $Z^{-9}$ , dies hat zur Folge das Hyperfeinzustände schwerer Ionen eine geringe Lebensdauer haben ( $\sim ms$ ) und den Vorteil, dass viele Übergänge pro Zeitintervall beobachtet werden können. Tabelle 3.1 zeigt einige der HFS-Übergänge, die beim SpecTrap Experiment untersucht werden

---

<sup>2</sup> $\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \approx \frac{1}{137}$



**Abbildung 3.2.:** Berechnete Übergangswellenlängen von Grundzustands- HFS-Übergängen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  für H- und Li- ähnlichen Ionen [And09]

sollen. Es wird deutlich, dass die Lebensdauer des Li-ähnlichen Bismuts wesentlich länger ist als die der H-ähnlichen Ionen und die Wellenlänge im nahen Infrarot (NIR) liegt, was die Untersuchung erschwert.

### 3.2. Bisherige Ergebnisse und Test der QED

In den letzten Jahren wurden an der GSI, genauer: am Speicherring ESR (Experimental Storage Ring) via Laserspektroskopie die HFS-Energien der wasserstoffähnlichen Ionen  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  erfolgreich gemessen. Hinzu kommen Untersuchungen von HFS-Übergängen an kalten Ionen in Penningfallen, die beim ReTrap-Experiment am Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien durchgeführt wurden (siehe Tab. 3.2). Die dortigen Ergebnisse haben allerdings eine etwas schlechtere Auflösung, die durch höhere Temperaturen der gespeicherten Ionen und ein schlechteres Signal-zu-Rausch Verhältnis zu stande kommt. Ein Kandidat zur Messung der HFS in H- und

Isotop		Z	Kernspin	Hyperfeinübergang [eV]	Wellenlänge [nm]	Lebensdauer [ms]
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	(H-like)	82	1/2	1,22	1020	52 [See99]
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	(H-like)	83	9/2	5,08	244	0,4 [Ham08]
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	(Li-like)	83	9/2	$\approx 0,80$	$\approx 1555$	82 [Sha98]

**Tabelle 3.1.:** Ionen, die bei SpecTrap untersucht werden sollen und ihre Eigenschaften (Quellen: Kernspin aus [Ber00], Energien / Wellenlängen aus [Nör07])



Li-ähnlichen Ionen ist  $^{209}\text{Bi}$ , da seine beiden Übergangswellenlängen ( $\lambda_H = 244 \text{ nm}$ ;  $\lambda_{Li} \approx 1555 \text{ nm}$ ) gut mit Lasern erreichbar sind. Problematisch ist jedoch die Detektion im nahen Infrarot. Durch die hohe Geschwindigkeit der Ionen im ESR ( $\beta = 0,6$  bei  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  und  $\beta = 0,71$  bei  $^{209}\text{Bi}^{80+}$ ) sind ihre Anregungsfrequenzen dopplerverschoben. Somit kann man die Wellenlängen in einen Bereich bringen, in dem sie einfacher detektiert werden können.

Ion	$\Delta E_{HFS} \text{ [eV]}$	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(4)	ESR	[Kla94]

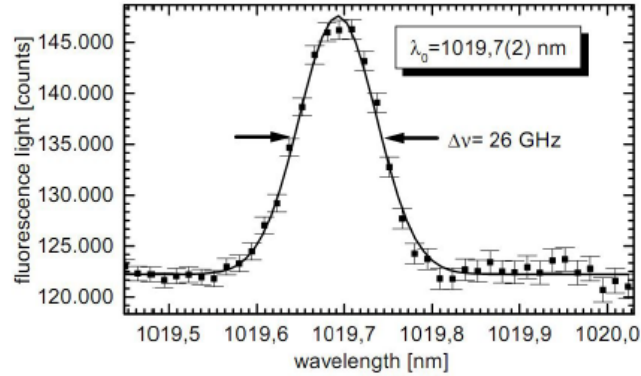
**Tabelle 3.2.:** *Bisherige Ergebnisse von Spektroskopiemessungen an wasserstoffartigen Ionen (aus [Krä07])*

### 3.3. Laserspektroskopie

Die Laserspektroskopie ist ein Verfahren zur Untersuchung von angeregten Atomen, deren Übergangsenergien Wellenlängen entsprechen, die mit einem Laser erreicht werden können. Beim SpecTrap- Experiment handelt es sich bei  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  und  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  um Übergänge zwischen den beiden Niveaus der HFS im  $^1s$ -Orbital und bei  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  im  $^2s$ -Orbital. Diese Übergänge entsprechen Wellenlängen von ca. 244 nm (UV) und  $\sim 1020 \text{ nm}$  bzw.  $\sim 1555 \text{ nm}$  im nahen Infrarot. Da sich die Ionen in einer Falle befinden und bei einer Temperatur von 4 K nicht ausreichend Energie für eine thermische Anregung zur Verfügung steht, können die gewünschten Übergänge nur durch Kopplung an Photonen stattfinden. Hierbei sind die für die Wechselwirkung relevanten Prozesse die Absorption, die stimulierte und die spontane Emission. Durch die Absorption eines Photons wird ein Elektron eines Atoms angeregt, springt aus einem unterem Energieniveau in ein höheres gehoben. Dabei ist es notwendig, dass der Laser eine Wellenlänge besitzt, die dem Übergang entspricht. Der Laser muss demnach durchstimmbar sein und sollte eine scharfe Frequenzverteilung aufweisen, um die Übergangsenergie genau bestimmen zu können.

Da die durch stimulierte Emission erzeugten Photonen in Richtung des einfallenden Laserlichts emittiert werden und somit nicht von diesem zu unterscheiden sind, sind diese für die Laserspektroskopie außer Acht zu lassen. Bei der spontanen Emission hingegen ist es so, dass Photonen ohne weitere Einwirkung isotrop emittiert werden. Dies geschieht mit einer Rate, die von der Lebensdauer der angeregten Zustände  $\tau$  abhängt. Die emittierten Fluoreszenzphotonen müssen dann mit geeigneten Detektoren nachgewiesen werden.

Bei der Laserspektroskopie von schnellen hochgeladenen Ionen am ESR ergibt sich eine Verbreiterung der Resonanzkurve aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und der damit verbundenen Dopplerverbreiterung des Übergangs. Das Ergebnis der Untersuchung von  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  im ESR ist in Abb. 3.3 zu sehen.



**Abbildung 3.3.:** Nachgewiesener Hyperfeinübergang im  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  (aus [Nör07])

Beim SpecTrap Experiment werden die Ionen bei sehr tiefen Temperaturen nahezu in Ruhe gespeichert und es wird so eine präzise Messung der Übergangsfrequenz ermöglicht. Die Bestimmung der Wellenlängen der Übergänge kann so bei einer Genauigkeit von  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-7}$  [Nör07] durchgeführt werden und ermöglicht einen Test der QED auf dem Prozent-Niveau [Krä07].

### 3.4. Aufbau des Experiments

Um Experimente mit hochgeladenen Ionen durchführen zu können, ist es nicht nur notwendig sie zu erzeugen sondern anschließend auch zu speichern. Dafür nutzt das SpecTrap-Experiment die Infrastruktur der GSI. Genutzt werden dabei u.a. der Vorbeschleuniger UNILAC, das Schwer-Ionen-Synchrotron (SIS), der Speicherring ESR sowie die HITRAP Anlage zum Abbremsen der Ionen (s. Abb. 3.4).

Als Quelle dient eine Penning-Ionenquelle, im Linearbeschleuniger UNILAC werden die Ionen auf Energien beschleunigt, die ausreichen, um in einem Stripper Target weitere Elektronen zu entfernen. Anschließend gelangen die Ionen in den SIS, in dem sie weiter beschleunigt und auf vier Teilpakete komprimiert werden. Von dort gelangen sie über einen weiteren Stripper, in dem wasserstoff- und litiumähnlich Ladungszustände erreicht werden, in den Speicherring ESR.

Die Aufgabe des SpecTrap-Experiments ist es die bisherigen Ergebnisse der ESR- und ReTrap-Experimente zu bestätigen und dabei eine höhere Genauigkeit zu erreichen. Um die Messungen durchführen zu können, wurde der Aufbau des ReTrap- Experiments aus Kalifornien an die GSI in Darmstadt transferiert und durch eine neue Penningfalle ergänzt um die Ionen aus dem ESR zu nutzen (s. Abb. 3.5). Diese werden aus dem ESR mit einer Geschwindigkeit von 7 MeV/u ausgekoppelt und in die HITRAP-Anlage eingespeist.

Dort werden sie im post-decelerator auf einige keV/u abgebremst und gelangen darauf

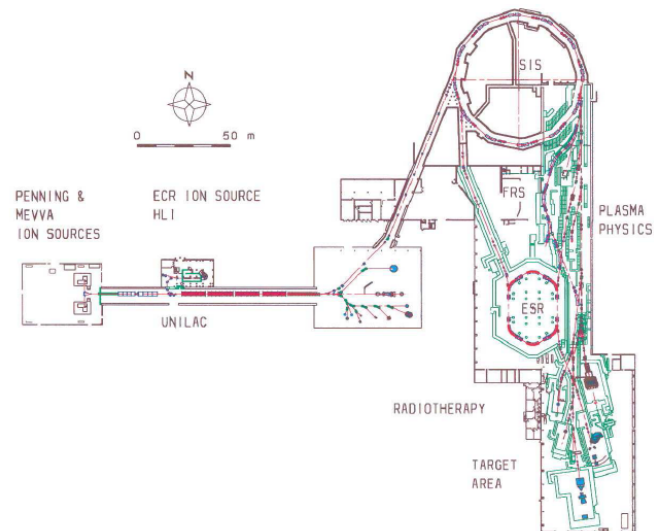


Abbildung 3.4.: Infrastruktur der GSI [Nör07]

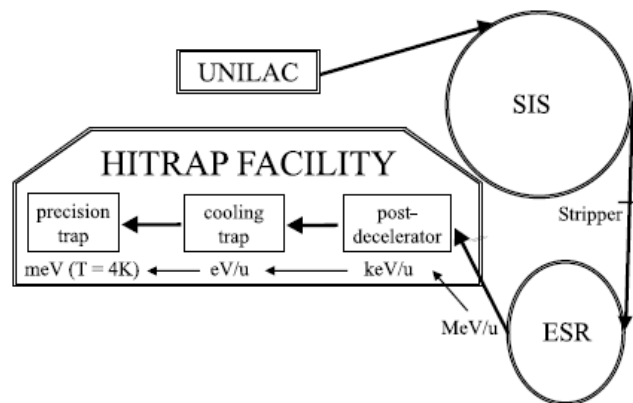


Abbildung 3.5.: Schematischer Aufbau des GSI Beschleuniger Komplex mit der im Bau befindlichen HITRAP-Anlage [HIT10]

hin in eine Kühlfalle in der sie in weniger als 1 s auf eine Temperatur von 4 K gebracht werden. Nach Durchlaufen dieser „cooling trap“ werden die Ionen u.a. zum SpecTrap-Experiment geleitet. Einen schematischen Überblick über den SpecTrap-Aufbau liefert Abbildung 3.6.

Die Ionen werden von oben in die mittig positionierte Falle geleitet. Von unten wird ein Laserstrahl in die Ionenfalle geschossen. Die entstehenden Fluoreszenzphotonen werden, zum Nachweis, durch horizontale Kanäle aus der Falle auf Detektoren geleitet.

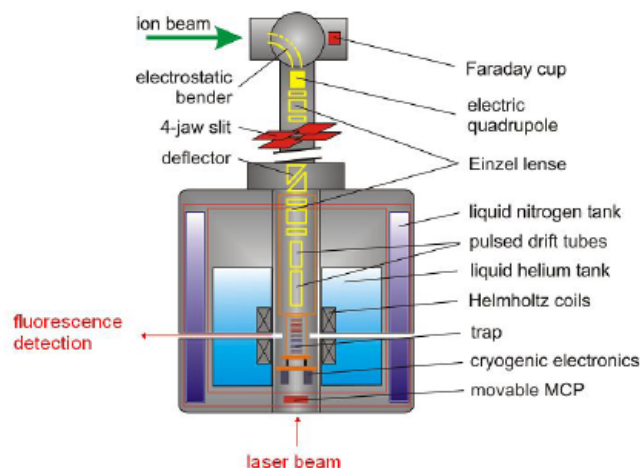


Abbildung 3.6.: Das SpecTrap-Experiment [And09]

### 3.5. Lichtdetektion/Photonennachweis

Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, müssen mit Hilfe von geeigneten Detektoren Fluoreszenzphotonen nachgewiesen werden. Hierbei ist es überflüssig Aussagen über die Wellenlänge des Lichts zu machen, da diese durch die eingestellte Frequenz des Lasers gegeben ist. Der Detektor und die Ausleseelektronik müssen also lediglich ein Ja-Nein-Signal liefern und werden demnach als Zähler eingesetzt. Die Problematik liegt hier darin, dass einzelne Photonen nachgewiesen werden müssen und bei den zu untersuchenden Isotopen nur sehr geringe Photonenraten erwartet werden. Dementsprechend hoch muss die Photodetektionseffizienz und niedrig die Dunkelrate der verwendeten Detektoren sein.

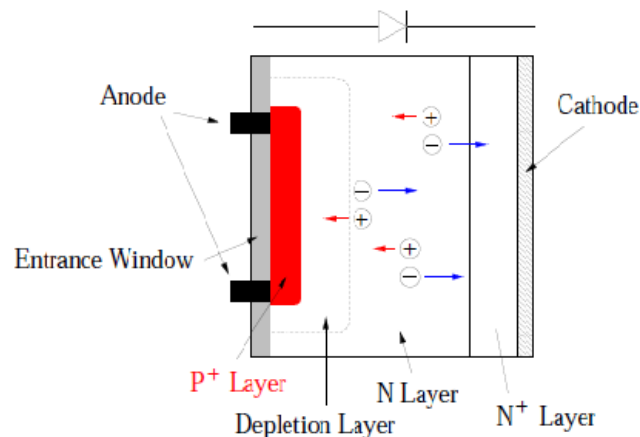
Da sich die Wellenlängen, bei denen Übergänge der verschiedenen Isotope erwartet werden, vom UV-Bereich bis ins nahe Infrarot erstrecken, ist es unumgänglich die Detektoren zwischen den Messungen auszutauschen, da diese jeweils nur auf bestimmte Bereiche sensitiv sind. So werden die Messungen am ESR mit Photomultiplier Tubes (PMT) durchgeführt, da sich die Wellenlängen im optischen Bereich befinden. Für die Untersuchung des HFS-Übergangs beim H-ähnlichen Bismut in SpecTrap ( $\lambda = 244 \text{ nm}$ ) werden sogenannte Channel Photomultiplier (CPMs) eingesetzt. Im Bereich des nahen Infrarot liegt die Detektionseffizienz kommerziell verfügbarer PMTs bei nur 1 – 2 %. Die Verwendung von Avalanche Photodioden (APDs) wäre hier vorteilhaft, da diese im nahen Infrarot ( $< 1064 \text{ nm}$ ) eine erhöhte Effizienz von ca. 20 % besitzen. Allerdings ist der Einsatz dieser APDs nicht unproblematisch, da sie nur eine geringe Verstärkung besitzen und daher unter Normalbedingungen nicht geeignet sind, um einzelne Photonen nachzuweisen. Bei tiefen Temperaturen (durch Kühlung mit flüssigen Stickstoff) und nahe der Durchbruchspannung lassen sich jedoch auch mit APDs Verstärkungen erreichen, die den Nachweis einzelner Photonen ermöglichen [Jöh10]. Es ist jedoch nicht klar, dass bei einem Einsatz unter diesen extremen Bedingungen die im Datenblatt angegebene Quanteneffizienz von 20 % bei 1064 nm erreicht wird. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte kalibrierte Photonenquelle soll dazu dienen, die genannte Quanteneffizienz experimentell zu verifizieren.

Bei Wellenlängen  $> 1100$  nm ist der Einsatz von Hybrid-Photomultipliern geplant (wird zur Zeit im Rahmen einer Doktorarbeit am IKP untersucht).

Die für diese Arbeit relevanten Detektortypen werden im Folgenden vorgestellt.

### 3.5.1. Photodioden

Photodioden gehören zu den am häufigsten verwendeten Detektoren in der Teilchenphysik. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden sie zur Vermessung der Charakteristik der entwickelten Lichtquelle genutzt.



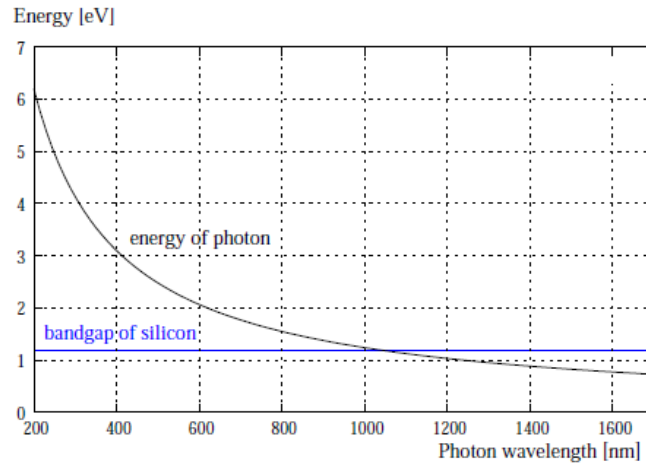
**Abbildung 3.7.:** Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode. Licht fällt von links ein und erzeugt Elektron-Loch-Paare. Elektronen und Löcher wandern zu Kathode bzw. Anode und werden dort als Ladungspuls registriert (nach [Ham08b]).

In Abbildung 3.7 sieht man den schematischen Aufbau einer PIN-Diode. Der Name dieser Dioden ergibt sich aus ihrem Aufbau: Zwischen einer positiv dotierten Schicht P und einer negativen Schicht N, liegt die intrinsische Schicht, in der keine freien Ladungsträger enthalten sind und die deshalb hochohmig ist. Hinter der schwach dotierten N-Schicht folgt eine stärker dotierte  $N^+$ -Schicht, die einen guten Kontakt zum Kathodenmaterial an der Rückseite der Diode bildet.

Um Konzentrationsunterschiede auszugleichen, wandern Löcher von der p-Seite zur n-Seite und Elektronen von der n-Seite zur p-Seite (Diffusion). Aufgrund der Ladungstrennung entsteht eine Potentialdifferenz, die weiteren Ladungsfluss verhindert. Im Gleichgewicht besitzt dann die p-Seite mit ihrer negativen Nettoladung ein geringeres Potential als die n-Seite mit ihrer positiven Nettoladung. Im Übergangsbereich befinden sich jetzt nur noch wenige freie Ladungsträger, sodass er einen hohen Widerstand hat. Diesen Übergangsbereich nennt man Verarmungszone oder auch Raumladungszone.

Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung, also durch Anschließen des Plus-Pols an die Kathode und des Minus-Pol an die Anode werden die Ladungsträger vom jeweiligen Pol angezogen und die intrinsische Schicht vergrößert sich. Damit wird neben der Verminderung der Rekombination der Ladungsträger zugleich die Kapazität der Diode gesenkt und die Sensitivität gesteigert.

Durch die Wechselwirkung eines einfallenden Photons mit dem Halbleiterkristall (Pho-



**Abbildung 3.8.:** Photonenenergie in Abhängigkeit von der Wellenlänge, nach  $E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$

toeffekt) wird seine Energie auf ein Elektron im Valenzband übertragen. Dadurch wird das Elektron in das Leitungsband gehoben und ist dort frei beweglich, das im Valenzband entstandene Loch ist ebenfalls beweglich. Voraussetzung für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars ist, dass die Energie des eingestrahnten Photons groß genug sein muss, um ein Elektron aus dem Valenzband des Halbleiters in das Leitungsband zu heben, sprich sie muss größer sein als die Bandlücke zwischen den beiden Energiebändern. Bei Silizium beträgt die Bandlücke ca. 1,15 eV, dass entspricht einer Wellenlänge von 1050 nm. Sieht man sich Abbildung 3.8 an, stellt man schnell fest, dass eine Silizium PIN-Diode nicht für einen Übergang bei 1555 nm geeignet ist [PDG07]. Liegt die Energie eines Photons nur knapp über der Breite der Bandlücke, so wird ein einzelnes Elektron-Loch-Paar erzeugt, liegt sie höher, besteht die Möglichkeit mehrere Paare zu bilden. Wie man fälschlich annehmen könnte ist dies allerdings nicht schon ab 2,3 eV der Fall, da die zusätzliche Energie des Photons Phononen im Halbleiterkristall anregt. So entsteht beispielsweise ein zweites Elektron-Loch-Paar erst ab ungefähr 4 eV.

Um PIN-Dioden betreiben zu können, wird ein ladungsempfindlicher Vorverstärker, der den Ladungspuls, hervorgerufen durch die Elektron-Loch-Paare, in einen Spannungspuls umwandelt.

### 3.5.2. Avalanche Photo Diodes (APDs)

Auf Grund der Tatsache, dass optische Photonen in einer normalen Photodiode nur ein Elektron-Loch-Paar bilden, sind diese zum Nachweis sehr kleiner Lichtpulse oder einzelner Photonen ungeeignet, da auch ein sehr empfindlicher Verstärker für einen Ladungspulsnachweis einige hundert Elektron-Loch-Paare benötigt.

Um diesem Schwachpunkt entgegenwirken zu können, musste eine Photodiode entwickelt werden, die vom Prinzip her funktionieren sollte wie eine Standard-Photodiode, jedoch den Vorteil einer internen Verstärkung besitzt, die durch einen Lawinenprozess erreicht wird. Der Lawinenprozess entsteht wenn man an der intrinsischen Schicht ein starkes elektrisches Feld anlegt und dadurch die durch ein Photon erzeugten primären

Elektronen stark beschleunigt, bis ihre Energie hoch genug wird um weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Realisiert wird das elektrische Feld durch das Anlegen der Gegenspannung, der damit eine weitere Aufgabe zu Teil wird. Das heißt, die Gegenspannung verursacht erst ab einer bestimmten Feldstärke eine Verstärkung, die jenseits dieser Grenze weiter ansteigt. Wegen des auftretenden Lawinenprozesses spricht man bei diesen Photodioden von Lawinenphotodioden (eng: Avalanche Photodiodes (APDs)).

Im Gegensatz zu normalen Photodioden werden APDs mit Gegenspannungen von mehreren hundert bis über tausend Volt betrieben.

Die Ursache des Rauschens einer APD liegt in ihrem Dunkelstrom, sprich dem Strom, der ohne Lichteinfall gegen die Sperrichtung des Detektors fließt. Zu Stande kommt dieser Strom, da Elektronen auch durch thermischen Anregung das Valenzband verlassen können und in das Leitungsband gelangen [Kno89]. Es gibt zwei Arten von Dunkelstrom: Der Oberflächenstrom fließt über die Ränder der APD und vergrößert sich durch Verunreinigungen auf der Detektoroberfläche, ist aber nicht von der Lawinenverstärkung betroffen und daher unabhängig von der Verstärkung des Detektors. Der Strom, der durch das Volumen der APD fließt, wird neben den Signalen ebenfalls verstärkt und nimmt bei hohen Verstärkungen stark zu. Da durch Kühlung des Detektors die thermische Anregung von Elektronen aus dem Valenzband unterdrückt wird, kann der Dunkelstrom deutlich gesenkt werden. Beim Nachweis einzelner Photonen ist es besser von Dunkelereignissen oder einer Dunkelzählrate zu sprechen, da die Siganle, die durch thermische Anregung von Elektronen ins Leitungsband erzeugt werden, nicht von solchen unterschieden werden können, die tatsächlich durch einfallende Photonen ausgelöst werden.

Die *Quanteneffizienz* ist eine wichtige Kenngröße eines Photodetektors, sie wird von den Herstellern (wie z.B.: [RPP08]) als Verhältnis der erzeugten Elektron-Loch-Paare zur Anzahl der Photonen die auf den Detektor treffen definiert:

$$QE = \frac{\text{Anzahl Elektron-Loch-Paare}}{\text{Anzahl Photonen}} \quad (3.9)$$

Hier handelt es sich bei den Elektron-Loch-Paaren nur um solche die nicht durch den Verstärkungsprozess entstanden sind. Zu beachten ist das die Quanteneffizienz sehr stark wellenlängenabhängig ist.

Mit Hilfe der Quanteneffizienz lässt sich die Nachweiseffizienz (PDE, vom englischen: Photon Detection Efficiency) eines Detektors bestimmen. Diese Eigenschaft ist eine gebräuchliche Angabe bei Detektoren, die hauptsächlich zum Nachweis einzelner Photonen gefertigt wurden.

$$PDE = QE \cdot P_{trigger} \quad (3.10)$$

Die PDE gibt an mit welcher Wahrscheinlichkeit ein einzelnes Photon nachgewiesen wird und setzt sich neben der Quanteneffizienz auch aus der Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron-Loch-Paar ein messbares Signal auslöst, zusammen. Diese Wahrscheinlichkeit  $P_{trigger}$  variiert sehr stark, je nach angelegter Spannung. Verluste treten auf, wenn das primäre Elektron-Loch-Paar rekombiniert, oder wenn die Verstärkung nicht ausreichend ist, um das Signal vom elektronischen Rauschen zu trennen [Ren06]. Durch die Art des Aufbaus, mit den unterschiedlich geladenen Schichten die durch ein hochohmiges Volumen getrennt sind, erinnert eine Photodiode an einen klassischen Plattenkondensator.

Die APD besitzt demnach eine Kapazität für die gilt, dass das Rauschen des verwendeten Vorverstärkers mit dieser Kapazität steigt.

### 3.5.3. Photomultiplier

Wie bei einer Photodiode wird auch beim Photomultiplier (PMT) der photoelektrische Effekt genutzt. Durch Einstrahlung von Licht werden aus einer Photokathode Elektronen herausgelöst, die dann mit Hilfe einer speziellen Dynodenstruktur zu einem messbaren Signal verstärkt werden.

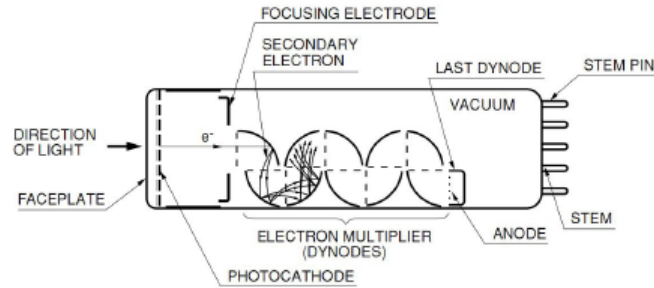


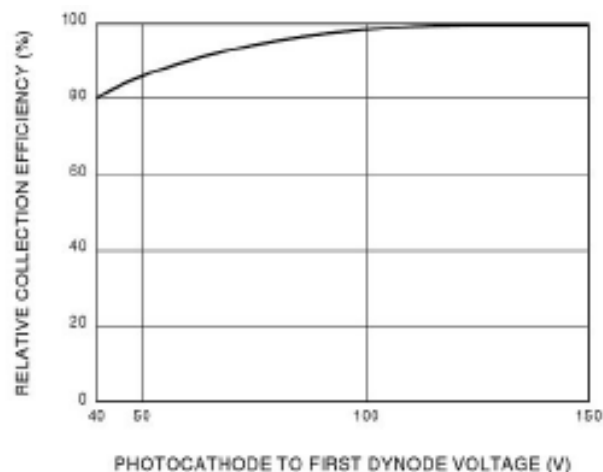
Abbildung 3.9.: Schematischer Aufbau eines PMT [Ham08a]

Die Abb.3.9 zeigt die Funktionsweise eines Photomultipliers: Die einfallenden Photonen lösen Elektronen aus der Photokathode, mit Hilfe einer Fokussierelektrode werden diese Elektronen auf die erste Dynode beschleunigt, wo dann durch den Aufprall Sekundärelektronen ( $\sim 3 - 10$  pro einfallendem Elektron) emittiert werden. Diese werden dann durch eine Potentialdifferenz auf die nächste Dynode gelenkt (um die freie Weglänge der Elektronen zu vergrößern und ihre Ablenkung durch andere Atome zu verhindern wird das Gehäuse evakuiert). Auf diese Weise vervielfachen sich die Elektronen lawinenartig, bis an der Anode ein negativer Puls gemessen werden kann. Dynoden, Anode und Kathode werden betrieben durch eine von einem Spannungsteiler aufgeteilte Hochspannung von  $0,5 - 3$  kV. Wie schon bei den APDs spielt auch bei den Photomultipliern die PDE eine gewichtige Rolle. Sie setzt sich zusammen aus der Quanteneffizienz, die in diesem Fall das Verhältnis zwischen Anzahl erzeugter Photoelektronen pro auf die Kathode treffenden Photonen angibt und dem Sammlungsgrad  $\alpha$ . Dieser steht für den Anteil an Photoelektronen, die zur ersten Dynode gelangen und dort Sekundärelektronen ausschlagen. Bei einer ausreichenden Potentialdifferenz zwischen Photokathode und erster Dynode, nähert sich der Sammlungsgrad  $\alpha$  einem Wert von 100 % (siehe Abb. 3.10). Im Folgenden wird daher zumeist nicht zwischen Quanteneffizienz und Photodetektionseffizienz unterschieden.

Um einzelne Photonen nachweisen zu können muss die Verstärkung des PMTs groß genug sein. Die Anzahl der Sekundärelektronen ist abhängig von der Energie der einfallenden Photoelektronen und dem Dynodenmaterial. Die Verstärkung des Detektors hängt somit vom Potential zwischen den Dynoden  $V_d$ , der Materialkonstanten  $K$  und der Anzahl der Dynoden  $n$  ab:

$$G = (K \cdot V_d)^n \quad (3.11)$$



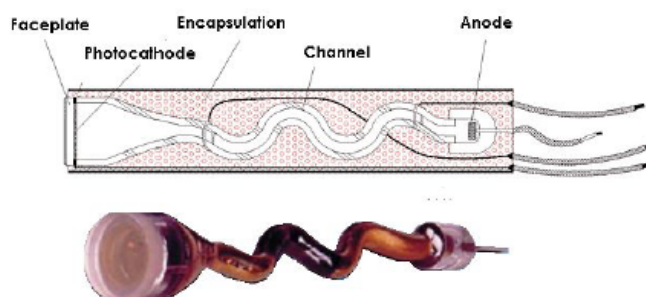


**Abbildung 3.10.:** Der Sammlungsgrad  $\alpha$  ist gegen die Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode aufgetragen. Da die Spannung bei dem verwendeten PMT höher als 100 V ist, beträgt  $\alpha$  nahezu 100 % [Ham08a]

Dabei schwankt die Verstärkung je nach PMT-Modell zwischen  $10^4$  und  $10^7$  [Leo93].

### 3.5.4. Channel Photomultiplier

Das Prinzip des Channel Photomultipliers beruht auf dem der normalen PMTs. Lediglich die Dynodenstruktur ist durch eine Röhre (Channel), die im Inneren mit Halbleitermaterial beschichtet ist (Abb. 3.11) ersetzt worden. Durch das Auftreffen der Photoelektronen auf den Seitenwänden des Channels werden Sekundärelektronen emittiert. Die elektrostatische Beschleunigung erfolgt über die Hochspannung die zwischen Kathode und Anode angelegt ist. Wie beim PMT wird auch beim CPM die Elektronenwolke an der Anode gesammelt und kann als elektrischer Puls ausgelesen werden.



**Abbildung 3.11.:** Schematischer Aufbau eines Channel Photomultiplier und ein Foto des Detektors ohne Gehäuse [Per06]

Die Vorteile des CPMs gegenüber normalen PMTs liegen in der Rauscharmut, in der

größeren Resistenz gegenüber Magnetfeldern und Vibrationen und in der Verstärkung, die bis zu zwei Größenordnungen größer ist [Per05].

## 4. Experimenteller Aufbau einer Testkammer für das XENON-Experiment

Um das Verhalten des XENON Detektors nachvollziehen zu können ist es notwendig die Transmissions- und Reflektionseigenschaften des in der Zeitprojektionskammer (eng: time projection chamber (TPC)) benutzten Teflons genauer zu untersuchen. Bisherigen Messungen zur Folge reflektiert Teflon im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 1200 nm 99 % des eingestrahlt Lichts auf diffuse Weise [Wei81]. Da das Szintillationslicht von Xenon bei 178 nm liegt, sollen Messungen bei dieser Wellenlänge erfolgen.

Zur Untersuchung der Teflonproben, bei verschiedenen Temperaturen und für unterschiedliche Oberflächenbehandlungen wurde eine Vakuumkammer geplant und gebaut. Zusätzlich kann diese Kammer zur Untersuchung der im XENON- Experiment verwendeten Photomultiplier (PMTs) genutzt werden.

Um die gewünschte Wellenlänge von 178 nm zu selektieren, ist an der Vakuumkammer ein Vakuummonochromator (McPherson Model 218) angebracht.

### 4.1. Anforderungen an den Aufbau

Um eine Messung von Reflektions- und Transmissionseigenschaften der Probe durchführen zu können, müssen mehrere Einstellungen in der Vakuumkammer möglich sein:

1. **Winkel:** Um die verschiedenen Reflektionsmoden zu vermessen, werden drei justierbare Winkel gebraucht(s. Abb. 4.2).
2. **Temperatur:** Beim XENON- Experiment wird Teflon in flüssiges Xenon eingetaucht und befindet sich damit in einer Umgebung die 160 K beträgt. Deshalb ist es notwendig Messungen der Eigenschaften in Abhängigkeit von der Temperatur durchzuführen.
3. **Austauschbare Proben:** Da der Einfluß der Oberflächenbehandlung auf die Reflektivität getestet werden soll, ist es wichtig, dass die getesteten Proben leicht austauschbar sind.
4. **Vakuum:** Da VUV Licht bei Normaldruck eine freie Weglänge von etwa 0,5 cm [Sil07] und von Luft absorbiert wird, ist es notwendig den Spektrographen auf unter 0,1 mbar zu evakuieren.
5. **Wellenlänge:** Es wird eine Lichtquelle benötigt, die Photonen mit Xenon Szintillations Wellenlänge emittiert, dies entspricht einer Wellenlänge von 175 nm(vacuum ultra violet VUV).



Abbildung 4.1.: Realisierung des technischen Aufbaus. Links im Bild ist der Vakuumaufbau zu sehen, dieser ist auf der rechten Seite mit dem McPherson Vakuummochromator verbunden.

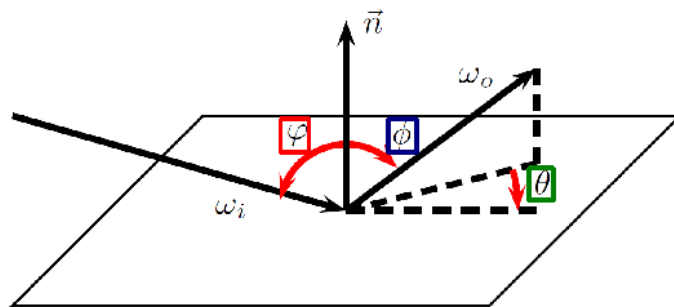
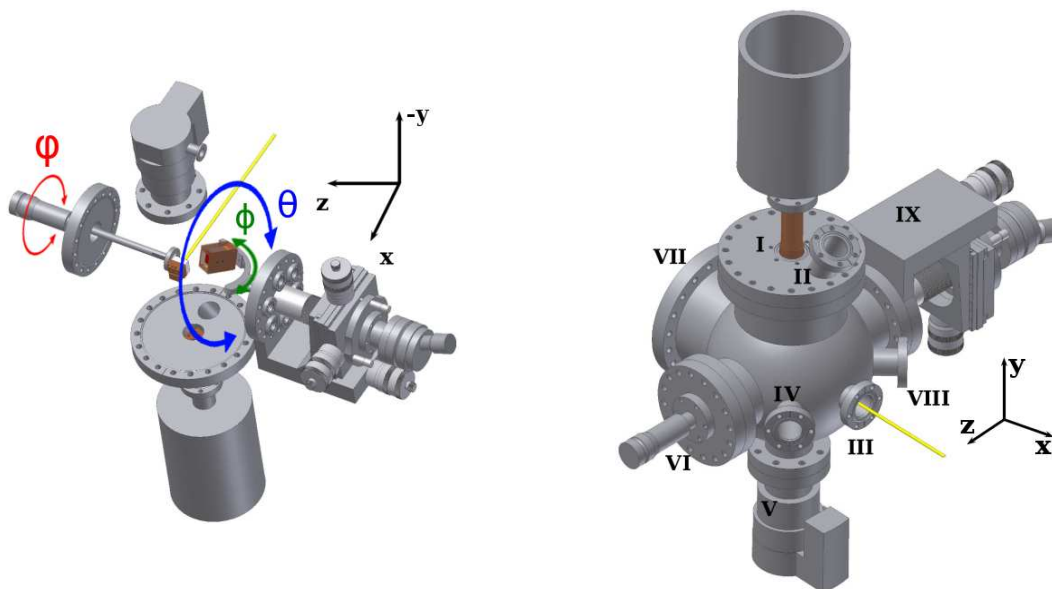


Abbildung 4.2.:  $\phi$  ist der Winkel zwischen einfallendem Lichtstrahl  $\vec{\omega}_i$  und der Flächennormalen  $\vec{n}$ , in der gleichen Ebene liegt der Winkel  $\Phi$  zwischen der Flächennormalen und dem reflektierten Winkel  $\vec{\omega}_o$ . Liegt der emittierte Lichtstrahl nicht in dieser Ebene so wird sein Neigungswinkel zu ihr beschrieben durch  $\theta$ .

Um die räumliche Homogenität der Effizienz des Photonendetektors zu zeigen, wird eine lineare Bewegung in zwei Richtungen benötigt, die mindestens die Größe des PMT ( $1\text{ in} \times 1\text{ in}$ ) abdeckt. Da sich die Eigenschaften des PMTs bei verschiedenen Wellenlängen und Temperaturen unterscheiden, wird neben einer Wellenlängen durchstimmbaren Lichtquelle, eine Temperaturkontrolle eingebaut.

## 4.2. Aufbau der Vakuumkammer mit Monochromator



**Abbildung 4.3.:** links: Technische Zeichnung mit den angebrachten Komponenten um  $180^\circ$  gedreht zusätzlich sind die verstellbaren Winkel eingezeichnet. rechts: Technische Zeichnung der Vakuumkammer mit den angebrachten Komponenten: I) Flüssigstickstoff-Dewar, II) Platz für eine Druckmessröhre, III) Übergang zum McPherson Monochromator (mit MgF-Fenster abgedichtet, IV) Flansch für VCR Durchführung, V) Turbo Molekularpumpe, VI) Rotationsdurchführung für die Teflon Probe, VII) Eingriffmöglichkeit, VIII) BNC-Durchführung, IX) Rotationsdurchführung für 3-dimensionale PMT Bewegung.

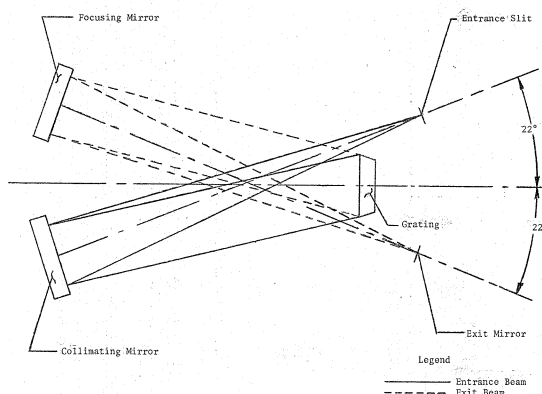
Die Vakuumkammer ist kugelförmig und bietet auf Grund ihrer zahlreichen Flansche für die Komponenten, die benötigt werden um die gemachten Anforderungen (siehe Abschnitt 4.1) zu erfüllen. Wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, werden die benötigten Winkleinstellungen mit Hilfe der an der Vakuumkammer angebrachten Rotationsdurchführungen verwirklicht. Um die Temperatur, die im Xenon-Detektor herrscht (160 K), simulieren zu können wird das Innere der Vakuumkammer mit einem Kaltfinger heruntergekühlt, der außerhalb der Kammer an einem Flüssigstickstoff-Dewar oder einem „pulse-tube-refrigerator“ angebracht ist. Um die Temperatur an der Probe und dem Detektor separat zu kontrollieren, sind dort Heizdioden<sup>1</sup> und PT100 Temperatursensoren

<sup>1</sup>Bei den Heizdioden handelt es sich um den Zx10, Zenerdiode 6.2 V, maximum 130 mA

angeschlossen. Die Temperatúrauslese und die Regelung des Stroms durch die Dioden wird durch ein LabView Programm realisiert.

Der Aufbau ist in zwei Teile geteilt, die durch ein MgF-Fenster<sup>2</sup> getrennt sind. Zum einen gibt es den Monochromator in dem ein mittlerer Druckbereich benötigt wird, zum anderen die Vakuumkammer in der sich die Probe und der Detektor befinden. Um die Lichtabsorption zu verringern, wird der Monochromator mit einer beliebigen Pumpe auf einen Druck unter 0,1 mbar gebracht. Dieser Druck reicht für die Vakuumkammer nicht aus. Zur Verringerung der Oberflächenadsorption an der Probe wird ein Druck weit unterhalb von  $10^{-6}$  mbar gebraucht. Daher besitzt die Kammer nur CF Verbindungen. Direkt angeschlossen ist eine Turbo Molekular Pumpe (Pfeiffer TMU 071P, erreicht Drücke besser als  $10^{-8}$  mbar).

Der Aufbau ist aus zwei Gründen aufgeteilt worden. Der Monochromator beinhaltet mehrere geölte mechanische Durchführungen. Somit könnte es zur Adsorption von Öl auf der Probe kommen. Der zweite Aspekt liegt darin, dass der Monochromator nur durch Viton O-Ringe abgedichtet ist und somit die erreichbaren Drücke bei  $4 \cdot 10^{-5}$  mbar liegen und nicht wie benötigt unterhalb von  $10^{-6}$  mbar. Als Lichtquelle für die benötigte Szintillationswellenlängen vom Xenon wird eine Deuterium Lampe (McPherson Model 632) verwendet. Sie erzeugt in einem Wellenlängenbereich von 110 nm bis 170 nm VUV Spektrallinien und ein kontinuierliches Spektrum von 170 nm bis 400 nm. Dies ermöglicht die Messung der Eigenschaften in Abhängigkeit von der Wellenlänge (bei den durchgeführten Testmessungen des Monochromators wurde jedoch nicht die Deuterium Lampe, sondern eine HgCd- und eine Na-Dampflampe verwendet). Um eine bestimmte Wellenlänge zu selektieren wird ein Gittermonochromator (McPherson Model 218) benutzt, sein Auflösungsvermögen liegt im Å-Bereich (s. Kapitel 5). Das in ihm eingebaute Gitter ist mit einem Blazewinkel von  $\theta = 17^\circ 27'$  auf eine Wellenlänge von 5000 Å optimiert [McP75]. Ein Schrittmotor am Monochromator erlaubt das Ansteuern der gewünschten Wellenlänge anhand eines LabVIEW-Programms.



**Abbildung 4.4.:** Strahlengang im McPherson Monochromator [McP75]

In Abbildung 4.4 ist der Strahlengang im McPherson Monochromator dargestellt. Vergleicht man ihn mit dem des Carl Leiss Spektrographen (s. Abb. 6.9), sieht man einen

<sup>2</sup>Das MgF-Fenster wurde ausgewählt, da eine sehr geringe Absorption von Licht im VUV-Bereich aufweist.

deutlichen Unterschied: Nachdem der Strahl durch den, mit Hilfe einer Mikrometerschraube verstellbaren Eingangsspalt, in den Monochromator einfällt, kreuzen sich der Eingangs- und Ausgangsstrahl. Dies hat den Vorteil, dass die Abweichung des Strahls von der Strahlachse an dem Kollimator- und dem Fokussierspiegel reduziert wird. (Die Theorie zum Gitterspektrographen wird in Abschnitt 6.2 erläutert).





## 5. Testmessungen zum XENON Experiment

### 5.1. Kalibrierung

Zur Kalibrierung des McPherson Vakuum Monochromators Model 218 wurde ein Hg/Cd-Spektrum vermessen und die Spektrallinien mit den Literaturwerten verglichen [Han81]. Die echte Wellenlänge und die von dem Monochromator angezeigten Werten sind durch die folgende Eichfunktion miteinander verbunden:

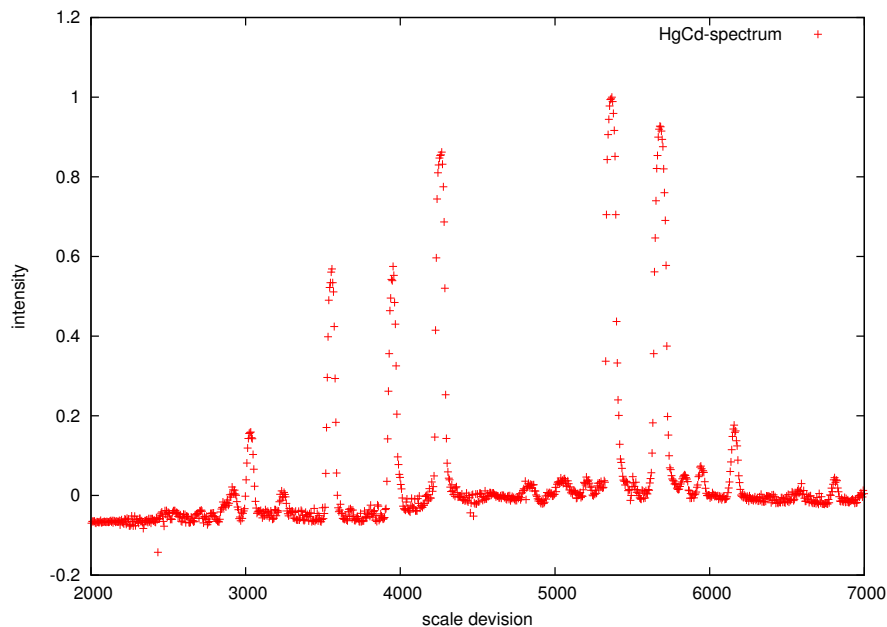
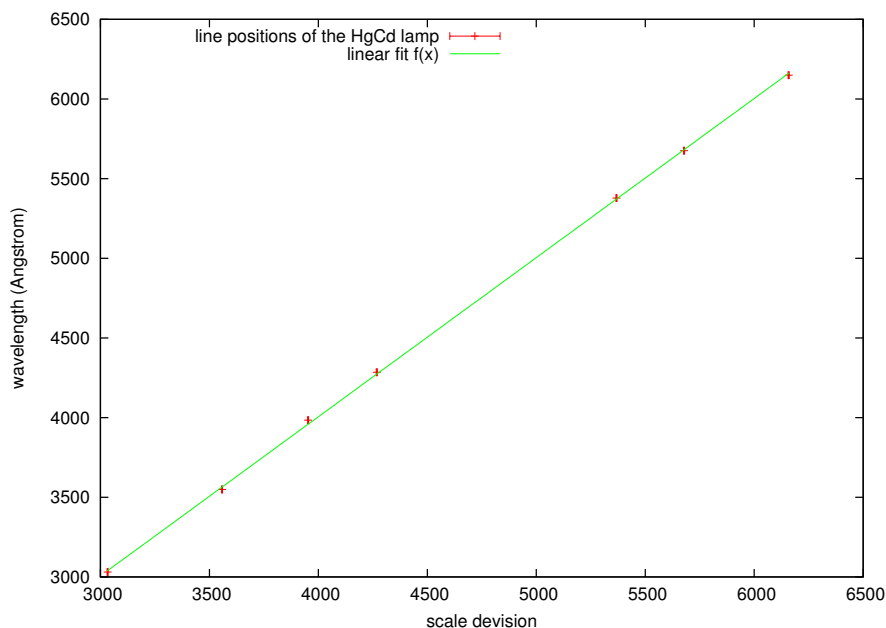


Abbildung 5.1.: Gemessenes Spektrum einer HgCd-Dampfampe

$$f(x) = (0,998881 \pm 0.005577) \text{\AA} \cdot \text{Sk} + 10.0021 \pm 26.21 \quad (5.1)$$

Vergleicht man nun die in Tabelle 5.1 aufgeführten Werte mit dem Spektrum aus Abbildung 5.1 so erkennt man, dass mit dem Quecksilber-Peak bei 2536.52 Å eine besonders intensive Spektrallinie fehlt, dagegen eine laut Literaturwert schwächere Linie bei (5675,86 Å) sehr stark ist. Dieser Aspekt macht deutlich, dass der Monochromator in der hier vermessenen Konstellation, d.h. an Luft und mit einem Gitter, dessen Blazewinkel für eine Wellenlängen von 5000 Å optimiert ist, nicht für die Reflektionstests am Teflon



**Abbildung 5.2.:** Gemessenes Spektrum einer HgCd-Dampfampe

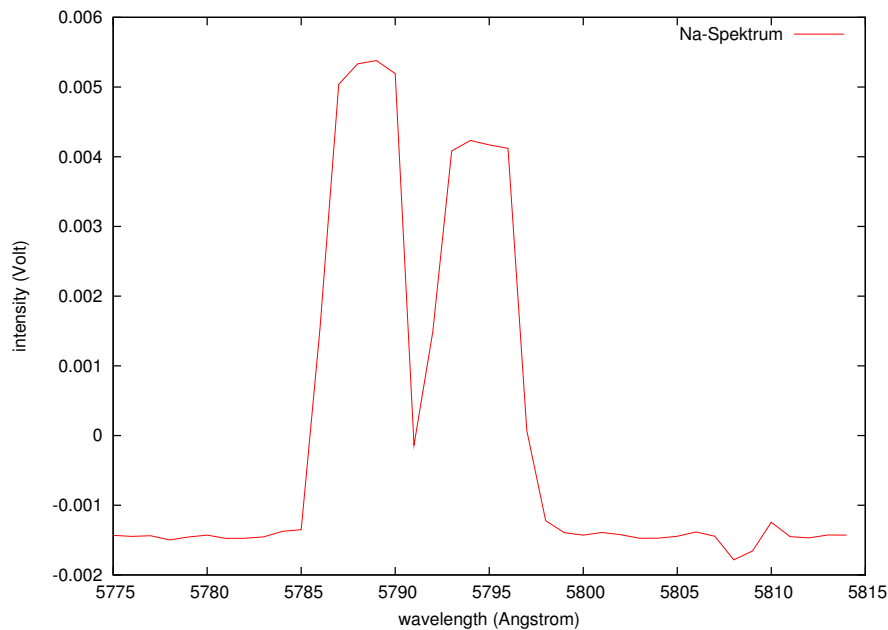
	Skalenteil	Literaturwert[Han81] (Å)	Intensität
Hg		2536.52	15000
Cd	$3033 \pm 2.5$	3030,6	50
Hg	$3558 \pm 2.5$	3549,42	200
Hg	$3953 \pm 2.5$	3983,9	200
Cd	$4268 \pm 2.5$	4285,1	100
Cd	$5368 \pm 2.5$	5378,13	1000
Hg	$5678 \pm 2.5$	5675,86	160
Hg	$6158 \pm 2.5$	6149,5	280

**Tabelle 5.1.:** Spektrallinien und dazugehörigen Intensitäten von Quecksilber (aus [Han81]). Dabei sind die Intensitäten der verschiedenen Elemente nicht miteinander vergleichbar.

geeignet ist. Der VUV-Bereich, in dem die Szintillationswellenlänge von Teflon liegt, wird absorbiert.

## 5.2. Auflösung

Die Auflösung des McPherson Monochromators ist abhängig von der Spaltbreite am Eingang und am Ausgang des Spektrographen. Um die Auflösung zu bestimmen, wurden die NaD-Linien bei einer Spaltbreite von  $20 \mu\text{m}$  untersucht. Die Linienbreite beträgt bei  $5788 \text{ Å}$ :  $3,9 \pm 0,5 \text{ Å}$  und bei  $5794 \text{ Å}$ :  $4,0 \pm 0,5 \text{ Å}$ .



**Abbildung 5.3.:** Charakteristische Na-D-Doppellinie

Die von McPherson angegebene Auflösung des Monochromators unter Verwendung des vorhandenen Gitters liegt bei  $0.6 \text{ \AA}$  (bei Spaltbreiten von  $10 \mu\text{m} \cdot 4 \text{ mm}$ ) [McP75]. Dass dieser Wert nicht erreicht wurde, ist unter anderem auf die Unterschiede bei den Spaltbreiten zurückzuführen oder das eventuell ein kleinere Anzahl an Furchen des Gitters ausgeleuchtet wurde (s. Kapitel 6.2). Die Auflösung genügt jedoch unseren Ansprüchen, da die zu untersuchende Wellenlänge von  $1750 \text{ \AA}$  mit einer Halbwertsbreite von  $\sim 140 \text{ \AA}$  angegeben ist [Sor08].

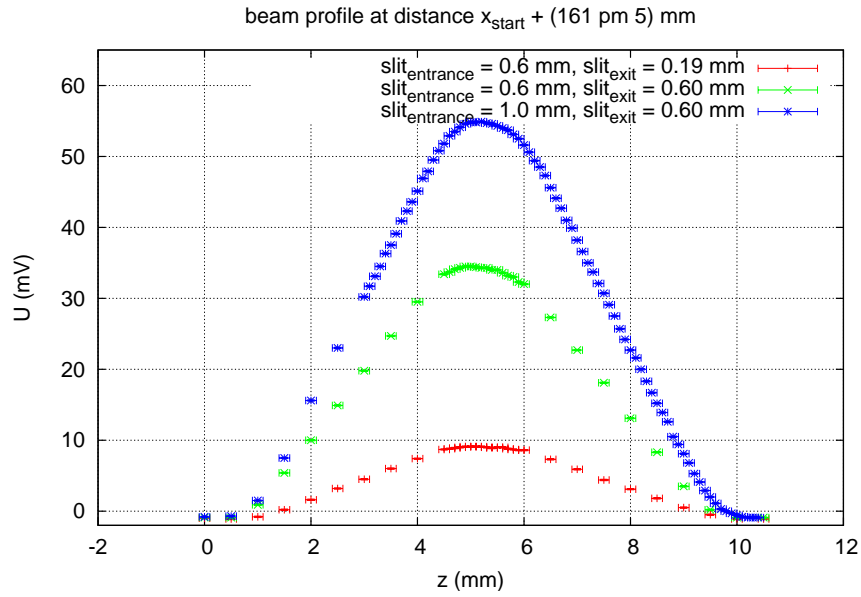
### 5.3. Strahlaufweitung

Das zu untersuchende Teflonstück befindet sich auf einem per Rotationsdurchführung drehbaren Halter. Durch diese Rotation verkleinert sich die Stirnfläche der Probe. Um Randeffekte ausschließen zu können muss der Strahldurchmesser kleiner sein als die zu untersuchende Teflonstirnfläche. Ein weiterer Aspekt, der bei der Strahlaufweitung mit einfließt, ist der Fakt das mit einem festen Einfallswinkel gemessen werden soll, weitet sich der Strahl jedoch zu weit auf bzw. wird der Öffnungswinkel zu groß, ist die gewünschte endliche Winkelauflösung nicht möglich.

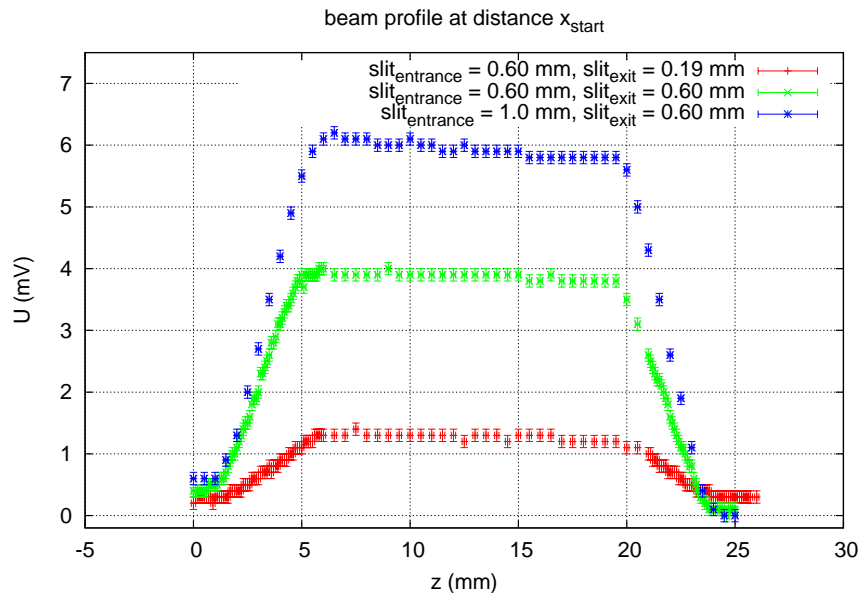
Zur Untersuchung des Öffnungswinkels von dem, in den McPherson Monochromator einfallenden, Lichtstrahl wird das Strahlprofil in einem Abstand von  $44(\pm 4) \text{ mm}$  und  $205(\pm 7) \text{ mm}$  vom Ausgangsspalt gemessen. Dies geschieht anhand einer Pin-Diode, die auf einem Mikrometertisch befestigt ist.

Die Messungen sind in den folgenden Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellt.

Man erkennt deutlich die größere Strahlaufweitung bei zunehmender Entfernung des Ausgangsspalt. Das Verhältnis zwischen der halben Änderung der Plateaulänge und der



**Abbildung 5.4.:** Das Strahlprofil bei einem Abstand von  $44(\pm 4)$  mm vom Ausgangsspalt bei verschiedenen Spaltbreiten und einem Profil von  $0,8(\pm 0,2)$  mm



**Abbildung 5.5.:** Das Strahlprofil bei einem Abstand von  $205(\pm 7)$  mm vom Ausgangsspalt bei verschiedenen Spaltbreiten. Man erkennt ein Plateau mit einer Länge von  $14(\pm 1)$  mm)

Die Distanz zwischen den beiden Messpunkten gibt den Tangens des Öffnungswinkels. Der Strahl verbreitert sich mit einem Öffnungswinkel von  $4,8(\pm 0,8)^\circ$ . So lässt sich die gesamte aufgeweitete Strahlbreite  $b$  für die Entfernung zwischen Spalt

und zu untersuchenden Teflonprobe berechnen:

$$b = 2 \cdot l \tan \alpha + d \quad (5.2)$$

mit  $d$  = der Spaltbreite,  $l = 255mm$  dem Abstand zwischen Spalt und Probe und  $\alpha = 4,8(\pm 0,8)^\circ$  dem Öffnungswinkel des Strahls. Anhand dieser Gleichung erkennen wir, dass das Strahlprofil nicht unseren Ansprüchen genügt, da es sich zu sehr aufweitet und der Strahl breiter wird als die Teflonprobe.



## 6. Experimenteller Aufbau für SpecTrap Detektor Tests

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit befasst sich mit der Charakterisierung von Avalanche Photodioden. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau, der für diesen Zweck gebaut wurde, vorgestellt. Im ersten Abschnitt wird das Prinzip eines Gitterspektrographen erklärt

### 6.1. Lichtquellen

Freie Atome senden nach Anregung Licht mit charakteristischen Spektrallinien aus. Durch den Zusammenschluss mehrerer Atome zu einem Molekül entstehen neue Spektrallinien bzw. -gebiete (Bandenspektren). Die spezifischen Eigenschaften eines Atoms gehen mit größeren Atomaggregaten und höheren Packungsdichten verloren. Festkörper sind in der Lage, Wellenlängen vom Ultraviolett bis ins ferne Infrarot zu absorbieren und zu emittieren. Dabei wird nach Art der Anregung zwischen zwei Strahlungsarten unterschieden:

1. **Lumineszenzstrahlung:**

Hierunter fällt die Art von Lichtemission, die ihre Ursache nicht bzw. nicht allein in der Temperatur von Festkörpern hat. Darunter fallen u.a. die Photolumineszenz-Anregung durch Licht bei Bandübergängen in Halbleitern, die Chemolumineszenz-Anregung durch chemische Reaktionsenergie und die Tribolumineszenz-Anregung durch mechanische Einwirkung.

2. **Temperaturstrahlung:**

Hier liegt die Ursache der Strahlung eines Stoffes allein in seiner thermischen Energie.

#### 6.1.1. Glühlampe und ihre Temperaturstrahlung

Die Glühlampe ist die am weitesten verbreitete elektrische Lichtquelle. Sie gehört zur Gruppe der Temperaturstrahler und sendet infolge ihrer hohen Temperatur elektromagnetische Strahlung mit einer kontinuierlichen Verteilung über einen weiten Spektralbereich aus. Der sogenannte Glühdraht (meist eine Wolframwendel) wird in einem mit Füllgas gefüllten Glaskolben zum Glühen und damit zur Lichtemission gebracht. In glühenden Festkörpern finden atomare Prozesse statt, bei denen, durch zugeführte Energie, Elektronen in höhere Zustände desselben oder des nächst höheren Energiebandes gehoben werden und beim Zurückfallen Photonen emittieren. Aufgrund der hohen Dichte überlappender Zustände, ist die emittierte elektromagnetische Strahlung (sog. Temperaturstrahlung) kontinuierlich. Sie hängt gemäß den Strahlungsgesetzen von der

Temperatur, der Oberflächenbeschaffenheit und den Materialeigenschaften des Strahlers ab.

Das Emissionsvermögen eines Körpers ist die ausgestrahlte Energie pro Flächeneinheit seiner Oberfläche und pro Zeiteinheit:

$$E = \frac{W}{Ft} \quad \left[ \frac{W}{m^2s} \right] \quad (6.1)$$

Das Verhältnis zwischen der absorbierten und einfallenden Strahlungsenergie im gleichen Zeitintervall wird durch das dimensionslose Absorptionsvermögen beschrieben:

$$A = \frac{W_{\text{absorbiert}}}{W_{\text{einfallend}}} \quad (6.2)$$

Ein Strahler, dessen Absorptionsvermögen dem maximalen Wert  $A = 1$  entspricht und der Strahlung weder streut noch spiegelt, wird als Schwarzer Strahler bezeichnet. Dieser stellt jedoch eine Idealisierung dar, da es keinen Stoff gibt, der diesen optischen Materialeigenschaften entspricht.

Ein Strahler, der diese Bedingung jedoch gut erfüllt, ist der Hohlraumstrahler. Dabei handelt es sich um einen, nach außen thermisch isolierten, Hohlzylinder mit einer kleinen Öffnung. Durch eingebaute Blenden und Schwärzung der Innenwände wird die, durch die Öffnung eintretende Strahlung, im Hohlraum vielfach reflektiert und gestreut und dabei durch Absorption abgeschwächt. Nahezu die komplette einfallende Strahlung wird also absorbiert. Das führt dazu, dass, beim Erhitzen der Wände des Hohlraums, die Intensität der austretende Strahlung eine Funktion der Temperatur der Wände und unabhängig vom Material des Hohlraumes ist. Aus dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz folgt mit  $A = 1$ , dass die Emission aus der Öffnung des Hohlraumes genau die eines schwarzen Strahlers derselben Temperatur ist, die die Hohlrauminnenwände besitzen.

Die emittierte Strahlung wird durch ihre Strahlungsdichte beschrieben, die als der Energiestrom definiert ist, der von der Flächeneinheit in Normalenrichtung in die Raumwinkeleinheit emittiert wird (Einheit, da der Raumwinkel dimensionslos ist:  $[W/m^2 \text{sterad}] = [W/m^2]$ ). Bezieht man die Strahlung auf einen begrenzten Spektralbereich  $\Delta\lambda$ , so spricht man von spektraler Strahlungsdichte mit der Einheit  $[W/m^3]$  (wobei  $m^3$  durch die Dimension Fläche mal Wellenlängenintervall zustande kommt).

Die abgestrahlte Intensität, d.h. die Energie pro Zeit, pro Einheitsfläche, pro Wellenlänge (bzw. pro Frequenz) und Raumwinkel (in Steradian) ist vollständig durch die Planck'sche Strahlungsformel beschrieben:

$$\begin{aligned} L(\lambda, T)d\lambda &= 2hc^2 \frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} d\lambda \\ L(\nu, T)d\nu &= \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu \end{aligned} \quad (6.3)$$

mit  $L$ : spektrale Strahlungsdichte,  $\lambda$ : Wellenlänge,  $T$ : Temperatur,  $k_B$ : Boltzmann-Konstante,  $h$ : Planck'sche Konstante und  $c$ : Lichtgeschwindigkeit.

Als (messbare) Strahlungsleistung folgt daraus

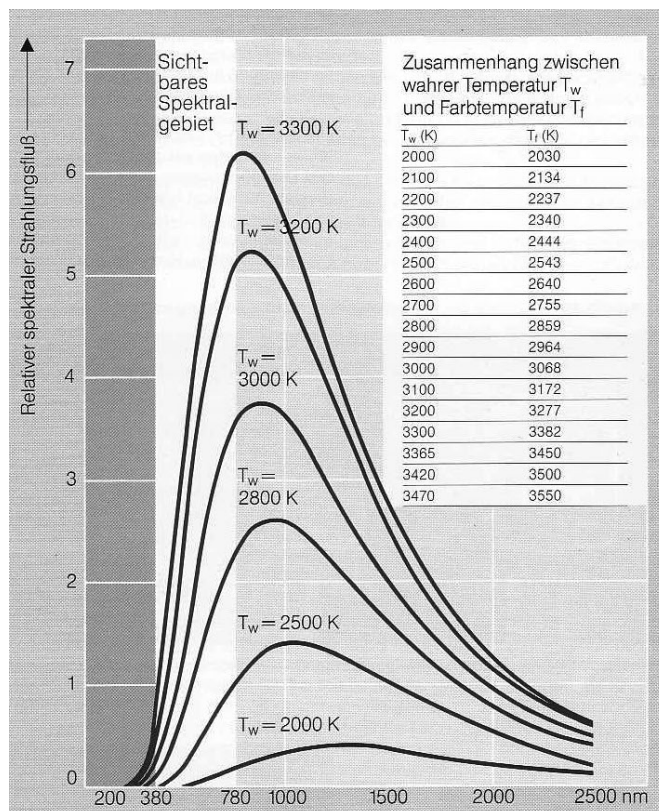
$$P(\lambda) = L(\lambda)\Delta\lambda\Delta\Omega \quad (6.4)$$



wobei  $\Delta\lambda$  die spektrale Bandbreite und  $\Delta\Omega$  den durch die Messanordnung erfassten Raumwinkel bedeuten.

Leitet man das Planck'sche Strahlungsgesetz nach  $\lambda$  ab und setzt die Ableitung Null, so ergibt sich für die Lage des Maximums der spektralen Verteilung der Strahlung (mit  $e^x - 1 \sim e^x$ ) das Wien'sche Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{max}T = const = 2,879 \cdot 10^{-3} \quad (6.5)$$



**Abbildung 6.1.:** Plancksches Strahlungsspektrum für Temperaturen von 2000 K bis 3300 K. rechts oben: Vergleichstabelle "wahre Temperatur" zu "Farbtemperatur"[Osr]

Die Wellenlänge des Strahlungsmaximums verschiebt sich also mit wachsender Temperatur zu immer kürzeren Wellenlängen.

Die gesamte Strahlungsdichte des Schwarzen Körpers erhält man, wenn man Gleichung 6.3 über alle Wellenlängen integriert (Stefan-Boltzmann-Gesetz):

$$L_{ges} = \int L(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad \text{mit} \quad \sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \quad (6.6)$$

$L_{ges}$  ist die Fläche unter der spektralen Verteilungskurve der spektralen Strahlungsdichte  $L(\lambda, T)$  (Planck-Kurve).

Da es sich bei dem Begriff des Schwarzen Strahlers um eine Idealisierung handelt, spricht man oft auch von Grauen Strahlern. Ihr Absorptionsvermögen ist zwar kleiner

als eins, jedoch ist es wie beim Schwarzen Körper unabhängig von der Wellenlänge. Aus dem Kirchhoff'schen Gesetz folgt, dass auch das Gesamtemissionsvermögen des Grauen Strahlers kleiner ist als das des Schwarzen Strahlers. Das Verhältnis der Strahlungsdichte eines Strahlers zur maximal möglichen Strahlungsdichte bei gegebener Temperatur wird als relativer Emissionsgrad  $\epsilon$  bezeichnet:

$$\epsilon = \frac{L}{L_{\text{schwarz}}} \quad (6.7)$$

Für Graue Strahler gilt  $\epsilon < 1$  und  $\epsilon \neq \epsilon(\lambda)$ . Doch auch hier liegt eine Idealisierung vor, da  $\epsilon$  höchstens für beschränkte Wellenlängenbereiche konstant ist.

Strahler, deren relativer Emissionsgrad wellenlängenabhängig ist, heißen selektive Strahler, hier gilt:  $\epsilon < 1$  und  $\epsilon = \epsilon(\lambda)$ . Wolfram ist ein Metall, welches im sichtbaren Bereich einen auf 10% konstanten relativen Emissionsgrad hat. Somit kann es dort als grau betrachtet werden. Im UV- und IR-Bereich allerdings wird  $\epsilon$  stärker wellenlängenabhängig und deshalb zu einem selektiven Strahler. Wolfram wird als elektrischer Leiter in Glühlampen eingesetzt. Aufgeheizt durch elektrischen Strom wird es zum Glühen gebracht. Auf diese Weise wird der Großteil der zugeführten Energie in Strahlung umgesetzt (geringe Verluste treten durch Wärmeleitung auf). Die Wellenlängenverteilung des Glühfadens erfolgt kontinuierlich und entspricht dem Planck'schen Strahlungsgesetz. Die meiste Strahlung wird im Infraroten emittiert.

Die Farbtemperatur<sup>1</sup> von Glühlampen liegt bei etwa 2300K bis 2900K. Um die Temperatur der bei den SpecTrap- Tests benutzten Glühbirne abzuschätzen, wird zunächst der Widerstand der Glühwendel gemessen, dieser beträgt  $R_0 = 6,9 \, \Omega$  bei ca. 30° C. Aus der Betriebsspannung (12 V) sowie der Leistung der Glühbirne (2 Watt) lässt sich der Widerstand während des Betriebs  $R_W$  berechnen:

$$R_w = \frac{U^2}{P} = \frac{(12V)^2}{2W} = 72 \, \Omega \quad (6.8)$$

Für kleine Temperaturdifferenzen lässt sich nun die Arbeitstemperatur über die lineare Temperatur-Widerstandsbeziehung berechnen:

$$T = \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \cdot \frac{1}{\alpha} + T_0 \quad (6.9)$$

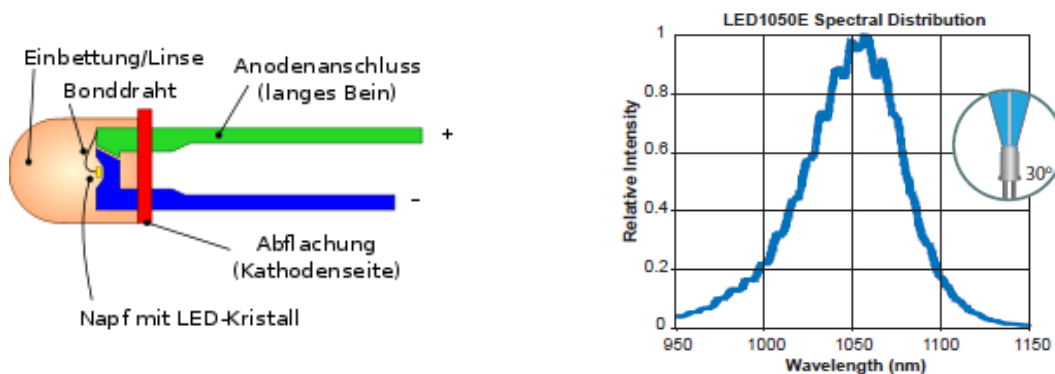
Da hier der spezifische Widerstand verwendet wird, in den die Querschnittsfläche des Leiters eingeht, ist diese Gleichung bei grossen Temperaturunterschieden, bei denen sich der Querschnitt signifikant ändert, nicht zu unseren Zwecken geeignet. Eine Möglichkeit die Temperatur trotzdem abzuschätzen ergibt sich aus dem Verhältnis der Widerstandswerte. Für Wolfram Glühwendeln wurden die zu einem bestimmten Widerstandsverhältnis gehörigen Temperaturen tabelliert [Pasco]. Bei  $R_W/R_0 = 10.4$  ergibt sich eine Temperatur der Glühwendel von ca. 2070 K. In Abbildung 6.1 kann man den Zusammenhang zwischen tatsächlicher Temperatur und Farbtemperatur der Glühbirne ablesen. Wir erhalten somit eine Farbtemperatur von 2100 K.

<sup>1</sup> Als Farbtemperatur wird die Temperatur bezeichnet, die ein schwarzer Strahler braucht, um ein dem Beobachteten entsprechendes Spektrum zu erzeugen.

### 6.1.2. Leuchtdioden (LEDs)

Bei Leuchtdioden handelt es sich im Grunde um eine pn-Halbleiterdiode, bei der sozusagen die Umkehrung des Photodiodenprinzips (s. Abschnitt 3.5.1) greift. Während dort durch die Absorption von Licht Elektron-Loch-Paare entstehen, wird bei LEDs eine Spannung in Durchlassrichtung angelegt, die bewirkt, dass es zu Überschüssen von Elektronen an der p-Seite und von Löchern auf der n-Seite des Übergangs kommt. Rekombinieren nun die Elektronen mit den Löchern kommt es zu Emission von Licht.

Anders als Glühlampen sind Leuchtdioden keine thermischen Strahler. Sie emittieren Licht in einem begrenzten Spektralbereich, das Licht ist nahezu monochrom. Durch die gezielte Auswahl der Halbleitermaterialien und der Dotierung können die Eigenschaften des erzeugten Lichtes variiert werden. Vor allem der Spektralbereich und die Effizienz lassen sich so beeinflussen. Abbildung 6.2 (links) zeigt den schematischen Aufbau einer LED, während auf der rechten Seite das Emissionspektrum einer Infrarot LED mit  $\lambda_{center} = 1050 \text{ nm}$  zu sehen ist.



**Abbildung 6.2.:** Links: Innenaufbau einer LED; rechts: Ein Beispielspektrum einer 1050 nm LED [Tho10]

### 6.1.3. Gasentladungslampe

Das Licht, welches bei dieser Lampe emittiert wird, beruht, wie der Name schon sagt, auf der Gasentladung. Dabei handelt es sich um einen Vorgang, bei dem ein Gas durch äußere elektrische Einwirkungen in den Plasmazustand überführt und elektrisch leitend wird. Die Gasentladungsröhre enthält zwei Metallelektroden, an denen eine äußere Spannung anliegt und den Entladungstrom verursacht. Durch Anlegen einer genügend hohen Spannung, werden die aus der Elektrode austretenden Elektronen soweit beschleunigt, so dass sie beim Stoß mit Neutralteilchen Ionen und freie Elektronen erzeugen. Diese können ihrerseits wieder neue Ionisationsakte durchführen und es kommt zu Elektronenlawinen. Werden mehr Elektronen und Ionen gebildet, als durch Rekombination im Volumen, an Wänden und Elektroden wieder verschwinden, zündet die Entladung. Die Gasentladung strahlt sichtbares Licht, Ultraviolett- und/oder Infrarotstrahlung charakteristischer Wellenlängen aus, weil außer der Ionisation auch Anregung von Hüllenelektronen stattfindet, die beim Rückfall auf niedrigerere Energieniveaus Photonen charakteristischer Energien emittieren. In Metaldampflampen entsteht das Plasma aus Dämpfen von Metallen,

besonders von Alkalimetallen und Quecksilber.

Anhand einer Natrium- und einer Quecksilberdampfampe wurde die Eichung des im nächsten Abschnitt vorgestellten Spektrographen realisiert. Dabei wird ausgenutzt, dass die Natriumdampfampe nahezu monochromatisches Licht in Form einer bekannten Doppellinie emittiert (589,00 nm und 589,59 nm). Photonen dieser Wellenlänge werden beim Übergang von Elektronen aus dem  $^2P_{(1/2)}$  oder  $^2P_{(3/2)}$  in den  $^2S_{(1/2)}$  Zustand des Natrium-Atoms ausgesandt. Das  $^2P$ -Niveau ist durch Spin-Bahn-Kopplung in zwei Unterniveaus aufgespalten (s. auch Abschnitt 3.1). Die Quecksilberdampfampe emittiert mehrere Linien, die über das ganze Spektrum verteilt sind. In Abbildung 6.3 sind Energieniveaus von Quecksilber, genauer die Terme aus der Anregung  $6s^2 \rightarrow 6s^16p^1$  dargestellt. Sie repräsentieren die untersten angeregten Energiet Terme. Zusätzlich sind weitere Anregungen (z.B.  $6s^2 \rightarrow 6s^16d^1$ ) angegeben, die zu weiteren Linien führen.

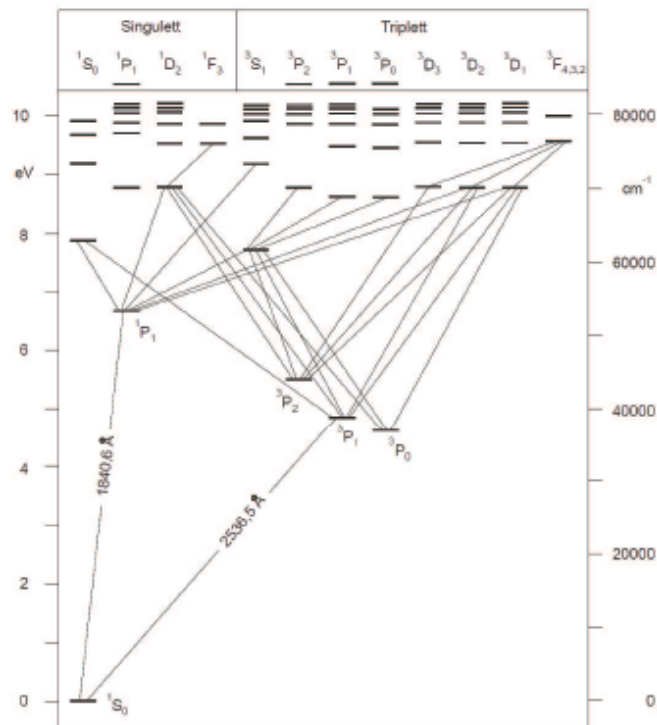


Abbildung 6.3.: Energieniveaus im Hg-Atom

In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Linien der verwendeten HgCd- Dampfampe an:

Wellenlänge [nm]	Intensität	Element
723,7	50	Cd
690,7	250	Hg
643,89	2000	Cd
579,06	280	Hg
546,07	400	Hg
508,58	1000	Cd
479,99	300	Cd
467,81	200	Cd
435,83	4000	Hg
404,66	1800	Hg
365,02	2800	Hg
346,62	1000	Cd
326,41	400	Hg
314,68	50	Cd

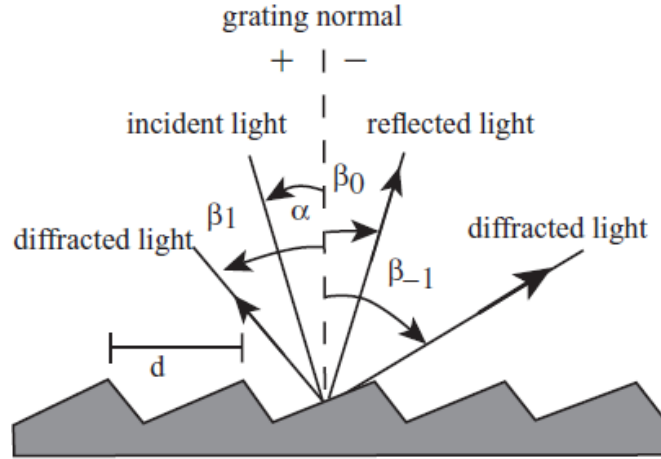
**Tabelle 6.1.:** Spektrallinien und dazugehörigen Intensitäten von Quecksilber (aus [Han81])

## 6.2. Der Gitter-Spektrograph

In einem Gitterspektrographen wird mittels eines Systems aus Spiegeln, die als Kollimator und Teleskop fungieren, Licht, das durch einen Eingangsspalt fällt, an einem Gitter reflektiert und so, abhängig von der Wellenlänge, auf den Ausgangsspalt abgebildet. Bei unterschiedlichen Wellenlängen kommt es für bestimmte Winkel zur konstruktiven Interferenz, die sich in hellen Linien in der Ebene des Ausgangsspalt zeigen (Spektrallinien). Diese Linien sind charakteristisch für die chemische Zusammensetzung der Lichtquelle. Zur Analyse von Spektren und Bestimmung von Atom- und Molekül- Energieniveaus ist eine hohe Genauigkeit bei der Messung der Wellenlängen erforderlich.

**Das Gitter** Fällt monochromatisches Licht auf eine Gitteroberfläche, so wird dieses an den Gitterfurchen gebeugt. Man kann sich jeden Gitterspalt als eine Quelle gebeugten Lichts vorstellen. Die Funktionsweise eines Gitters beruht auf der Tatsache, dass es zu jedem Gitterabstand  $d$  einen bestimmten Satz von Winkeln gibt, für die das Licht, das an einer Furche reflektiert wurde, in Phase ist mit dem Licht, das an den anderen Furchen reflektiert wurde. Das heißt die Wellen interferieren für diese Ausfallswinkel konstruktiv.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Geometrie, die hinter der Beugung am Gitter steckt. Der Lichtstrahl mit der Wellenlänge  $\lambda$  trifft unter dem Winkel  $\alpha$  auf das Gitter. Das reflektierte Licht erfährt unter einem Satz von Ausfallswinkeln  $\beta_m$  konstruktive Interferenz. Diese Winkel werden von der Gitternormalen, die hier gestrichelt eingezeichnet ist, gemessen, wie in der Abbildung durch die Pfeile verdeutlicht. Die Vorzeichenkonvention



**Abbildung 6.4.:** *Beugung durch ein ebenes Gitter. Ein monochromatischer Lichtstrahl der Wellenlänge  $\lambda$  fällt auf das Gitter und erfährt Beugung an den Gitterfurchen. Die Vorzeichenkonvention für die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  wird durch + und – Zeichen beiderseits der Gitternormalen gezeigt. Bei dem Gitter handelt es sich um ein Reflektionsgitter, d.h. einfallende und gebeugten Strahlen liegen auf der gleichen Seite des Gitters.*

hängt davon ab, ob der gebeugte Strahl auf der gleichen Seite der Normalen liegt wie der Einfallsstrahl oder nicht. Man kann die Beugung am Gitter aber auch mit Hilfe von Wellenfronten darstellen. Ihre Oberfläche besitzt die gleiche Phase. Der geometrische Gangunterschied von benachbarten Gitterfurchen beträgt  $d \sin \alpha + d \sin \beta$ . Das Prinzip der Interferenz besagt, dass nur es dann zur konstruktiven Interferenz kommt, wenn der Gangunterschied der Wellenlänge  $\lambda$  oder einem ganzzahligen Vielfachen davon entspricht. Ansonsten interferieren die gebeugten Strahlen destruktiv.

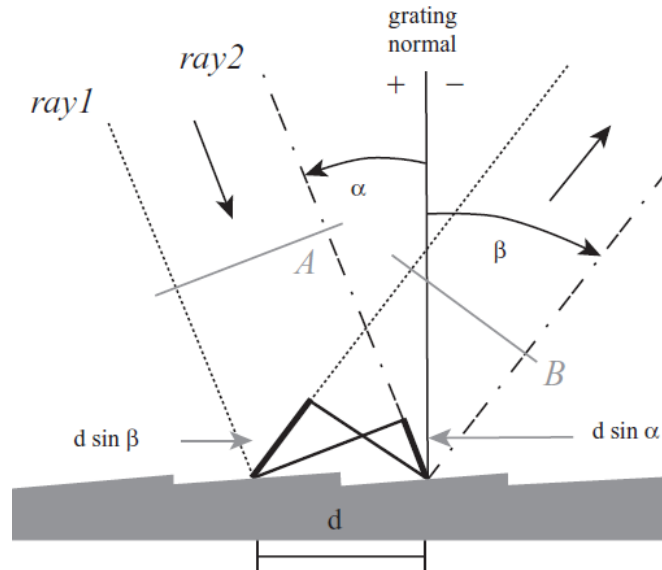
Diese Beziehung führt zur Gittergleichung:

$$m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (6.10)$$

mit  $m$  als Beugungsordnung. Der Spezialfall  $m = 0$  liefert das Reflektionsgesetz  $\alpha = -\beta$ . Ein weiterer Spezialfall ist die sogenannte Litrow Konfiguration, bei der sich der einstrahlende und gebeugte Strahl überlappen und damit  $\alpha = \beta$  gilt. Für diesen Fall gilt:

$$m\lambda = 2d \sin \alpha. \quad (6.11)$$

**Beugung verschiedener Ordnung** Die Gl. 6.10 wird bei gegebenem Gitterabstand, Wellenlänge  $\lambda$  und Einfallswinkel  $\alpha$  durch mehrere Winkel  $\beta$  gelöst. Der physikalische Hintergrund ist, dass konstruktiver Überlapp der Wellenfronten, die an aufeinanderfolgenden Gitterspalten reflektiert werden, lediglich erfordert, dass jeder Strahl um den gleichen Phasenunterschied verzögert sein muss. Diese Phasendifferenz entspricht deshalb einem realem Gangunterschied von einem Vielfachen der Wellenlänge. Man spricht



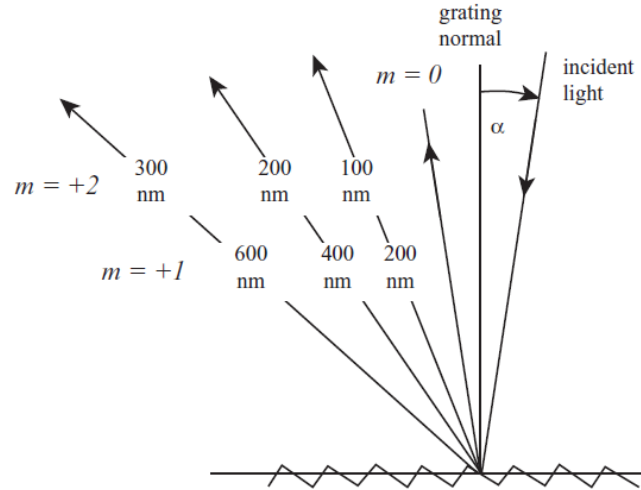
**Abbildung 6.5.:** *Beugung von ebenen Wellenfronten. Zwei parallele Strahlen befinden sich an der Wellenfront A in Phase zueinander und fallen auf benachbarte Gitterspalten mit dem Abstand  $d$ . Das Prinzip der konstruktiven Interferenz besagt nun, dass die gebeugten Strahlen wieder in Phase an Wellenfront B sind, wenn ihr Gangunterschied,  $d\sin\alpha + d\sin\beta$ , ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Dies führt zur Gittergleichung 6.10*

von einer positiven ( $m = 1$ ) bzw. negativen ( $m = -1$ ) Beugung erster Ordnung, je nachdem ob der Strahl vorausseilt oder verspätet ist. Genauso verhält es sich auch mit der zweiten Ordnung. Hier handelt es sich um gebeugte Strahlen, deren Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Rillen der doppelten Wellenlänge entspricht. Die Gittergleichung (6.10) macht deutlich, dass nur Spektralordnungen existieren können, für die  $|m\lambda/d| < 2$  gilt, da  $|\sin\alpha + \sin\beta| > 2$  physikalisch keinen Sinn ergeben würde. Ein Problem, dass sich aus der Existenz verschiedener Ordnungen ergibt, ist dass es zum Überlapp der Spektren verschiedener Ordnung kommen kann (s. Abb.6.6). Ein Detektor der für Wellenlängen mehrerer Ordnungen sensitiv ist, würde diese gleichzeitig sehen. Durch die Überlagerung verschiedener Wellenlängen unter dem gleichen Winkel kommt es zu zweideutigen spektroskopischen Daten. Um dem vorzubeugen ist eine Filterung der Wellenlängen von Nöten.

**Auflösungsvermögen** Das Auflösungsvermögen  $R$  ist ein Maß für Fähigkeit des Gitters benachbarte Spektrallinien einer Durchschnittswellenlänge  $\lambda$  zu trennen. Sie ist dimensionlos definiert als:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (6.12)$$

Hier ist  $\Delta\lambda$  der minimale Wellenlängenunterschied, bei dem benachbarte Linien gleicher Intensität noch auseinandergehalten werden können. Oft wird das Rayleigh-Kriterium



**Abbildung 6.6.:** Überlapp von spektralen Ordnungen. Das Licht der Wellenlängen 100, 200 und 300 nm in zweiter Ordnung wird unter den gleichen Winkeln beobachtet wie das Licht der Wellenlänge 200, 400 und 600 nm erster Ordnung.

benutzt um  $\Delta\lambda$  zu definieren, danach gelten zwei Lichtpunkte als aufgelöst, wenn der Abstand der beiden Hauptmaxima nicht geringer ist als der vom Maximum einer Beugungsfigur zu ihrem ersten Minimum. Das theoretische Auflösungsvermögen  $R$  eines ebenen Beugungsgitters ist gegeben durch:

$$R = mN \quad (6.13)$$

mit  $m$  als Beugungsordnung und  $N$  als Anzahl der ausgeleuchteten Gitterrillen. Wird  $m$  mit Hilfe der Gittergleichung ersetzt, erhält man:

$$R = \frac{W(\sin \alpha + \sin \beta)}{\lambda}; \quad W = Nd \quad (\text{ausgeleuchtete Breite des Gitters}) \quad (6.14)$$

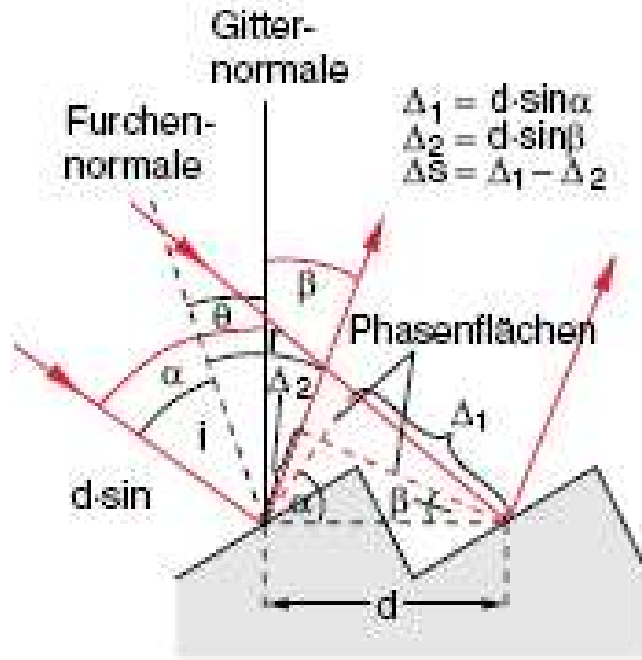
**Gittereffizienz** Die Intensität des unter einem bestimmten Winkel  $\beta_m$  von einem Gitter reflektierten Lichts der Wellenlänge  $\lambda$  hängt von verschiedenen Parametern ab. Dazu zählen: Die Leistung und Polarisation des einfallenden Lichts, der Einfalls- sowie Ausfallswinkel, der komplexe Brechungsindex der Materialien auf der Gitteroberfläche und der Gitterabstand. Eine komplette Behandlung der Gittereffizienz benötigt die Vektorformulierung der elektromagnetischen Theorie (Maxwell Gleichungen) angewandt auf geriffelte Oberflächen. Da diese Theorie jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, werden vereinfachend einige Näherungen benutzt.

Die meistgebrauchte Formel zur Betrachtung von Gittereffizienzen für Reflektionsgitter ist die Blaze Bedingung:

$$m\lambda = 2d \cdot \sin \theta_B. \quad (6.15)$$

Aus der Abbildung 6.7 entnimmt man, dass eine, unter dem Winkel  $i$  gegen die Furchenflächennormale, einfallende Welle unter dem Winkel  $r = i$  reflektiert. Daraus folgt,





**Abbildung 6.7.:** *Optisches Reflexionsgitter. Einfallender und reflektierender Strahl liegen auf verschiedenen Seiten der Gitternormalen [Dem06]*

dass  $i = \alpha - \theta$  und  $r = \theta - \beta$  mit  $\beta < 0$  gilt. Für den Winkel  $\theta$  (Blazewinkel) zwischen Gitternormalen und Furchenflächennormale gilt demnach:

$$\theta = \frac{\alpha + \beta}{2} \quad (6.16)$$

Durch die Konstruktion des Gitterspektrographen ist der Einfallswinkel  $\alpha$  in der Regel vorgegeben,  $\beta$  hingegen ist durch den Gitterabstand  $d$  und die Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt. Daher kann der Blazewinkel nach Gleichung 6.10:

$$\theta = \frac{\alpha}{2} + \frac{1}{2} \cdot \arcsin \left[ \frac{m \cdot \lambda}{d} - \sin \alpha \right] \quad (6.17)$$

nur für einen bestimmten Wellenlängenbereich optimiert werden. Für die Mitte  $\lambda_m$  des zu messenden Wellenlängenbereichs soll der Winkel  $\beta_m$ , bei dem das Interferenzmaximum  $m$ -ter Ordnung auftritt, gleich dem Reflektionswinkel  $r = \theta - \beta$  sein. Für diesen Fall geht fast die gesamte reflektierte Intensität in die  $m$ -te Ordnung. Das reflektierte Licht wird, aufgrund der Beugung an jeder Furche, in einem Winkelbereich  $\Delta\beta$  um  $\beta_m = r - \theta$  gebeugt. Auf diese Weise kann ein größerer Wellenlängenbereich mit nur wenig variierender Intensität  $I(\beta)$  vermessen werden.

Ist der Blazewinkel  $\theta$  so gewählt, dass der einfallende Lichtstrahl senkrecht auf die Furchenfläche fällt ( $\alpha = \theta$ ) und es gilt die Gleichung 6.10, so wird die  $m$ -te Interferenzordnung für die Wellenlänge  $\lambda$  in die Einfallsrichtung zurückreflektiert ( $\beta = \alpha$ ).

Gitter, die das Licht für eine Wellenlänge in die Einfallsrichtung reflektieren und somit wellenlängenselektierend wirken, obwohl  $\alpha \neq 0$  ist, heißen *Littrow-Gitter*.

### 6.3. Lichtleiter

Lichtwellenleiter sind flexible Quarzfasern, die aus einem Kern mit Brechungsindex  $n_1$  und einem Mantel mit  $n_2 < n_1$  bestehen (s. Abb. 6.8). Der Quarzmantel ist zum Schutz mit einer Pastischicht überzogen.

Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes, wird eine Lichtwelle, die im Kern verläuft, dort durch Totalreflexion eingefangen, solange der Winkel des Wellenvektors  $\vec{k}$  mit der Grenzschicht klein genug ist.

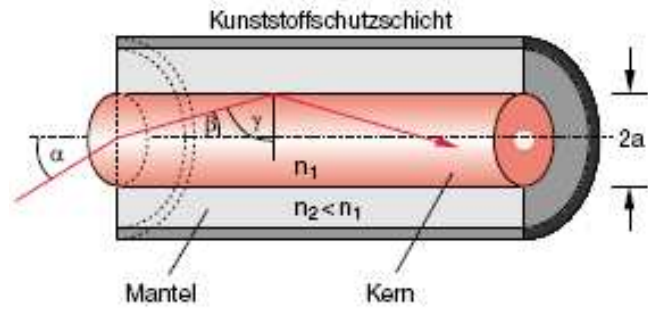


Abbildung 6.8.: Aufbau einer Lichtleitfaser [Dem06]

Für den Grenzwinkel  $\gamma_g$  der Totalreflexion gilt  $\sin \gamma_g = n_2/n_1$ . Wegen  $\sin \alpha / \sin \beta = n_1$  folgt für den maximalen Akzeptanzwinkel mit  $\gamma = 90^\circ - \beta$ :

$$\sin \alpha_a = n_1 \cdot \sin \beta_g = n_1 \cdot \cos \gamma_g = n_1 \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \gamma_g} \quad (6.18)$$

$$= n_1 \cdot \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.19)$$

Dieser Akzeptanzbereich

$$A_N = \sin \alpha_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.20)$$

wird numerische Apertur genannt. Sie gibt die maximale Lichtleistung an, die durch Fokussierung eines Lichtbündels durch eine Linse in die Faser eingekoppelt werden kann. Bei der von uns verwendeten Faser handelt es sich um eine Stufenindexfaser, d.h. ihr Brechungsindex macht an der Grenze zwischen Kern und Mantel, in radialer Richtung, einen Sprung.

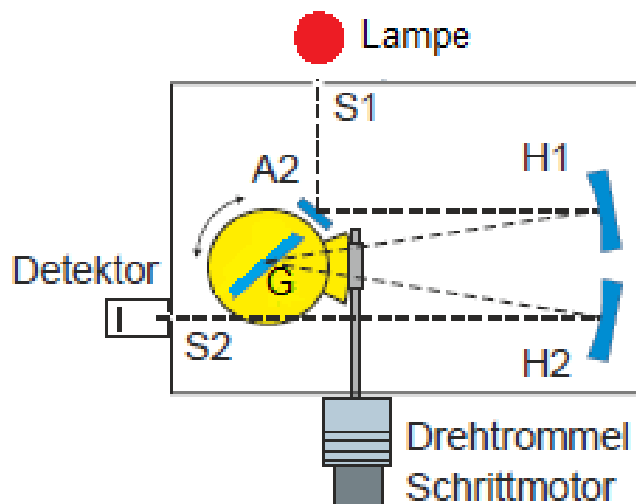
Die Glasfaser kann ähnlich wie ein elektrisches Kabel verlegt werden. Solange sie nicht zu stark gekrümmt wird, bleibt das Licht im Kern eingeschlossen.

## 6.4. Mechanischer Aufbau und Komponenten

### 6.4.1. Spektrograph

Als Strahlungsquelle wird eine Wolframglühlampe (mit 2 Watt Leistung) verwendet. Eine Spannungsquelle versorgt die Lampe konstant mit 12V. Bei den hier erreichbaren

Glühtemperaturen hat die spektrale Strahlungsdichte ihr Maximum im Infrarot-Bereich. Da optische Gläser im IR-Bereich starke Absorption zeigen, wird in dem benutzten Spektrometer der abbildene Strahlengang durch Hohlspiegel anstelle von Linsen realisiert (s. Abb.6.9). Um zu verhindern, dass Streulicht eindringt wird das Spektrometer mit einer Abdeckplatte verschlossen und in eine lichtdichte Kammer, deren Wände geschwärzt sind, gestellt.

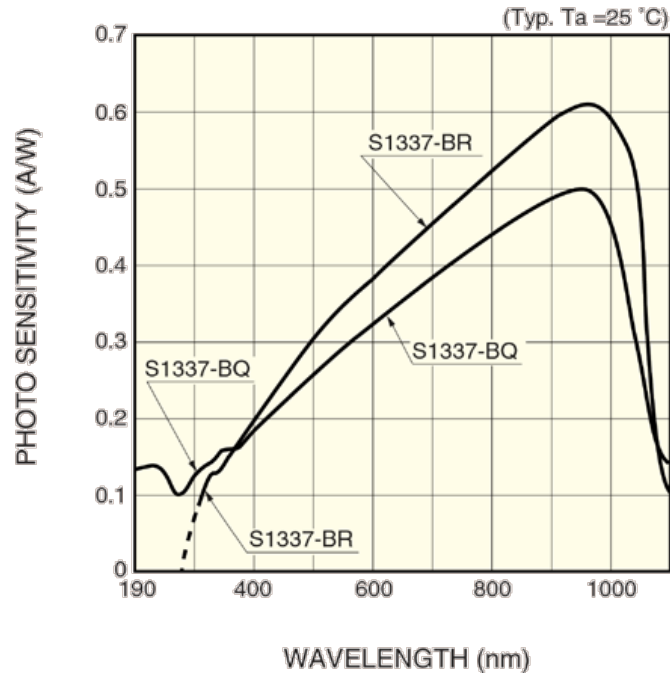


**Abbildung 6.9.:** Aufbau des Carl-Leiss-Spiegel-Monochromators

Das Licht der Lampe, tritt durch den Eintrittsspalt S1 in das Spektrometer. Dieser Spalt befindet sich im Brennpunkt des Hohlspiegel H1. Dadurch wird ein paralleles Strahlenbündel erzeugt, welches auf das Gitter trifft. Vom Gitter trifft es auf den Hohlspiegel H2, in dessen Brennweite sich der Austrittsspalt S2 befindet. In der Ebene des Austrittsspalt liegt wegen der Dispersion des Gitters, das nach Wellenlängen aufgefächerte Strahlungsspektrum. Dieses wird als Ganzes über den Austrittsspalt verschoben, wenn man das Gitter dreht, so dass Strahlung unterschiedlicher Wellenlängenbereiche durch den Spalt austreten kann. Diese Drehung erfolgt von außen mit einem Schrittmotor. An einer Drehtrommel wird an einer Skala der Gitterwinkel abgelesen. Zur Eichung von abgelesenem Winkel und tatsächlicher Wellenlänge wurde eine Kalibrierung durchgeführt (s. Kap. 7.1). Für die Kalibrationsmessungen wird hinter dem Ausgangsschlitz eine Photodiode vom Typ Hamamatsu S 1337-BQ montiert. Die Photodiode ist sensitiv auf Wellenlängen von ca. 190 nm bis 1100 nm. Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit der Diode in Abhängigkeit von der eingestrahlteten Wellenlänge ist in Abb. 6.10 dargestellt.

Für die eigentlichen Tests der für den Einsatz am SpecTrap vorgesehenen Detektoren, wird das Licht am Ausgangsschlitz des Spektrographen mit Hilfe einer Lichtleiterfaser (Thorlabs: Multimode Fiber BFL37-800) ausgekoppelt. Das andere Faserende wird an einem Sichtfenster für die Detektortests aufgebauten Vakuumkammer oberhalb des untersuchten Detektors lichtdicht montiert.

Der Vakuum- Teststand ermöglicht es Detektoreigenschaften bei Temperaturen bis ca.



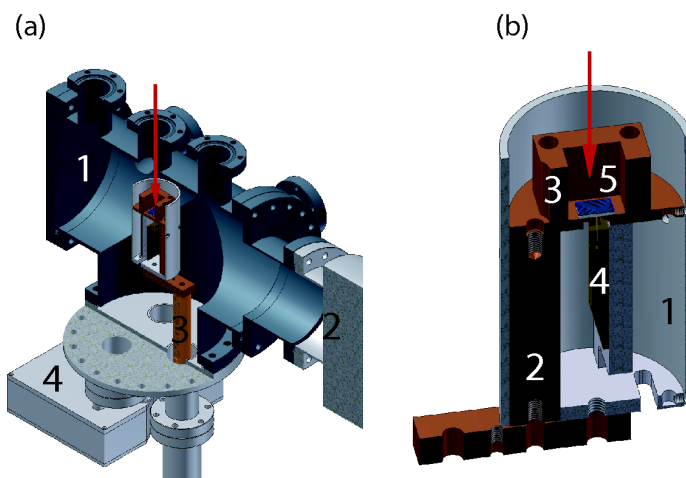
**Abbildung 6.10.:** *Spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Hamamatsu S 1337 BQ*

-170°C zu ermitteln. Durch die Tatsache, dass es sich hierbei um eine Vakuumkammer handelt, wird verhindert, dass bei Abkühlen des Detektors Feuchtigkeit auf seiner Oberfläche auffriert.

Zur Kühlung wird ein Kaltfinger benutzt, der in flüssigen Stickstoff ( $T = 77 \text{ K}$ ) getaucht wird. Um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu gewährleisten, besteht der Kaltfinger und die mit ihm verbundenen Teile aus Kupfer. Zur Unterdrückung des Wärmeaustauschs mit der Umgebung, umschließt ein Edelstahlrohr, in dem ebenfalls ein Vakuum, welches hier isolierend wirkt, vorherrscht, den Finger. Lediglich das Ende hat direkten Kontakt mit der Umgebung, in diesem Fall, mit dem Stickstoffbad. Die zu untersuchende APD sowie der zugehörige Vorverstärker sind an einer Halterung befestigt, die in Abbildung 6.11(rechts) zu sehen ist. Sie besteht aus Aluminium und Kupfer und ist mit dem Kaltfinger verbunden. Zwischen dem Kaltfinger und dem APD-Halter befinden sich zwei Zener-Dioden, die als Heizung zur Temperaturregelung dienen. Die Temperatureauslese erfolgt über zwei PT100 Temperatursensoren, die direkt an den Heizdioden und am Detektorhalter angebracht sind. Um die Wärmeleitung und die Fixierung zu verbessern, wird die APD mit einem kleinen Teflonstück an den Detektorhalter gedrückt. Angesteuert und ausgelesen wird die Temperatur über ein LabVIEW, das auch die Spannungsversorgung steuert.

Die APD selbst wird direkt mit einem Vorverstärker verbunden. Dieser Vorverstärker, der geringes Rauschen gewährleistet, basiert auf einem Vorverstärker der beim Mainzer Neutrinomassen Experiment [Sch90] genutzt wurde.

Als Hauptverstärker dient ein CEAN Mod. N968 Spectroscopy Amplifier an dem die



**Abbildung 6.11.:** CAD-Zeichnung des Teststandes. (a) Vakuumaufbau: 1) Vakuumkammer, 2) Turbomolekularpumpe, 3) Kaltfinger, 4) Elektronikbox. (b) Detektorhalter: 1) Aluminiumabschirmung, 2) Wärmeleitung, 3) Kälteschild 4) Vorstärkerplatine, 5) APD. Die Pfeile deuten die Einfallsrichtung des Lichts an. [Jöh10]

Verstärkungsstufe und die shaping-Zeit eingestellt wird. Die Signale des Hauptverstärkers werden im Folgendem über einen Diskriminator auf einen Zähler gegeben.

Mit Hilfe des Spektrographen kann nun aus dem kontinuierlichen Emissionsspektrum der Glühlampe eine bestimmte Wellenlänge selektiert werden und über die Faser auf den Detektor eingekoppelt werden. Da der Verlauf der Intensität des Lichts am Ausgangsspalt aus Kalibrationsmessungen bekannt ist (s. Abschnitt 7.3), kann durch einen Vergleich der gemessenen Rate mit einem Detektor mit bekannter Quanteneffizienz auf die tatsächliche Photonenrate, die in dem Vakuumteststand eingekoppelt wird, geschlossen werden.



## 7. Testmessungen zum SpecTrap Experiment

### 7.1. Kalibrierung

Die Kalibrierung des Carl-Leiss Gitterspektrographen wird mit Hilfe einer Osram Hg/Cd - Gasentladungslampe vorgenommen. Das mit dem Aufbau gemessene Spektrum dieser Lampe in Einheiten von Skalenteilen ist in Abb. 7.1 gezeigt. Die Zentren der Peaks wur-

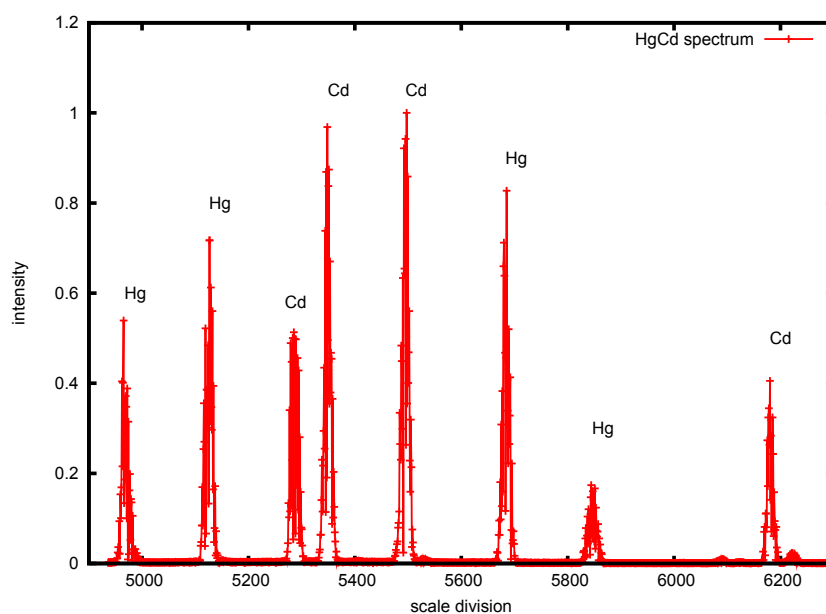


Abbildung 7.1.: Das Spektrum einer HgCd- Dampfampe.

den mit Hilfe des Programs *fityk* angepasst und den entsprechenden Quecksilber oder Cadmium Linien zugeordnet (siehe Tabelle 7.1). Mit Hilfe der erhaltenen Datenpunkte lässt sich ein linearer Zusammenhang anpassen (siehe Abb. 7.2) aus dem man den folgenden Zusammenhang zwischen gemessenen Skalenteilen und tatsächlicher Wellenlänge erhält:

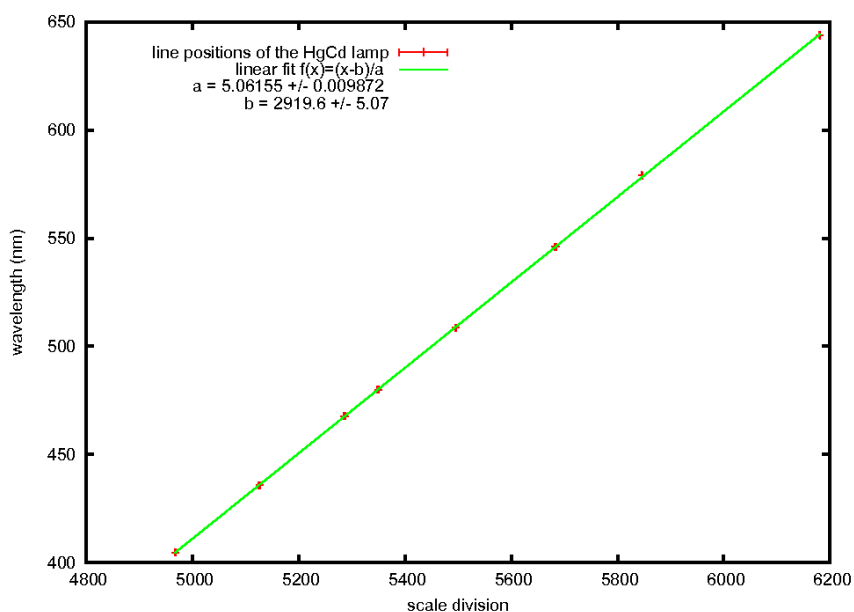
$$f(x) = -576.84 \pm 2.12 + (0.19758 \pm 0.00039) \cdot x \quad (7.1)$$

### 7.2. Auflösung des Spektrographen

Das Auflösungsvermögen des Carl Leiss Spektrographen wurde mit Hilfe eines Peaks aus dem Spektrum der Hg/Cd-Dampfampe bestimmt, da die  $D_1$  und  $D_2$  Linien des

	Skalenteil	Literaturwert[Han81] (nm)	Intensität
Hg	4967,47 $\pm$ 0,36	404,66	1800
Hg	5126,18 $\pm$ 0,25	435,83	4000
Cd	5286,24 $\pm$ 0,34	467,81	200
Cd	5349,42 $\pm$ 0,17	479,99	300
Cd	5495,20 $\pm$ 0,17	508,58	1000
Hg	5683,46 $\pm$ 0,22	546,07	400
Hg	5846,29 $\pm$ 1,23	579,06	280
Cd	6180,37 $\pm$ 0,37	643,85	2000

**Tabelle 7.1.:** Spektrallinien und dazugehörigen Intensitäten von Quecksilber (aus [Han81]). Dabei sind die Intensitäten der verschiedenen Elemente nicht miteinander vergleichbar.



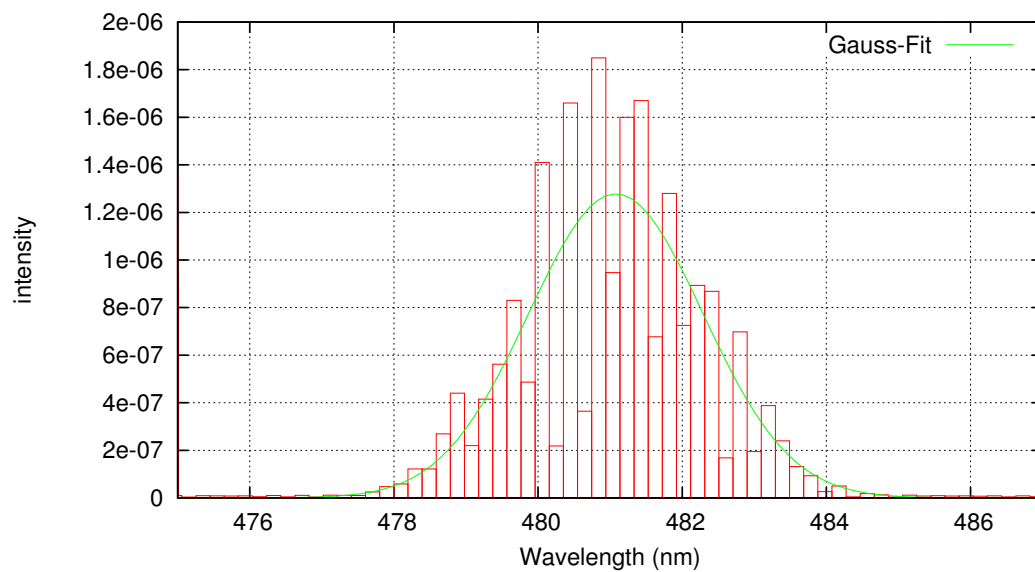
**Abbildung 7.2.:** Linearer Fit an die Datenpunkte der Kalibrationsmessung.

Natriumspektrums nicht getrennt werden konnten. Die Halbwertsbreite des Cadmium Peaks bei 480 nm beträgt 2,85 nm was einer Standardabweichung von  $\sigma = 1.21$  nm entspricht (siehe Abb. 7.3).

### 7.3. Intensitätsverlauf des Glühlampenspektrums

Der Intensitätsverlauf des Glühlampenspektrums kann, idealisiert, durch das Planck'sche Strahlungsgesetz (Gl.6.3) beschrieben werden. Idealisiert heißt, dass in diesem Fall die Glühbirne als Schwarzkörperstrahler fungiert und lediglich die Glühtemperatur des Wolframs in die Berechnung mit einfließt. Verlusteffekte, beispielsweise durch Wärmeleitung





**Abbildung 7.3.:** Peak aus dem Spektrum der HgCd- Dampflampe.

werden außer acht gelassen.

Um einen Vergleich mit dem experimentell bestimmten Spektrum der Glühlampe zu ermöglichen wird dieses zunächst im Wellenlängenbereich von 500 nm bis 1100 nm computergesteuert aufgenommen. Zur Unterdrückung von Beugungsbeiträgen höherer Ordnung wird dabei direkt hinter der Glühlampe ein Farbfilter des Typs OG 590 der Firma Linos eingesetzt. Dieser Filter unterdrückt alle Wellenlängen unterhalb von 590 nm.

Aus dem gemessenen Rohspektrum muss zunächst die Quanteneffizienz der verwendeten Photodiode (Hamamatsu S1337-BQ) herausgerechnet werden. Das resultierende Spektrum ist in Abb. 7.4 dargestellt.

Im Folgenden muss die Reflektivität des verwendeten Gitters in Betracht gezogen werden, um die eigentliche, von der Glühbirne abgestrahlte Intensitätsverteilung zu erhalten. Das Gitter, das im Carl-Leiss Spektrographen verwendet wurde ist von der Firma Richardson Gratings, enthält 1200 Linien pro mm und hat einen Blaze Winkel der auf die Wellenlänge 500 nm optimiert ist. Der Verlauf der Reflektivität für die beiden Polarisationsrichtungen ist in Abb. 7.5 gezeigt. Teilt man die in Abb. 7.4 in grün gezeigte Intensitätsverteilung nun durch die mittlere Reflektivität für die beiden Polarisationsrichtungen, erhält man die in Abb. 7.6 rot dargestellte Kurve, die der rekonstruierten Intensitätsverteilung der Glühbirne vor Eintritt in den Spektrographen entspricht. Im Vergleich mit dem theoretisch erwarteten Verlauf, entsprechend einem Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von 2100 K, ergeben sich deutliche Diskrepanzen. Der extrahierte Intensitätsverlauf enthält noch deutliche Strukturen, die auf Abweichungen zwischen den tatsächlichen experimentellen Parametern und den angenommenen Eigenschaften des Aufbaus hindeuten.

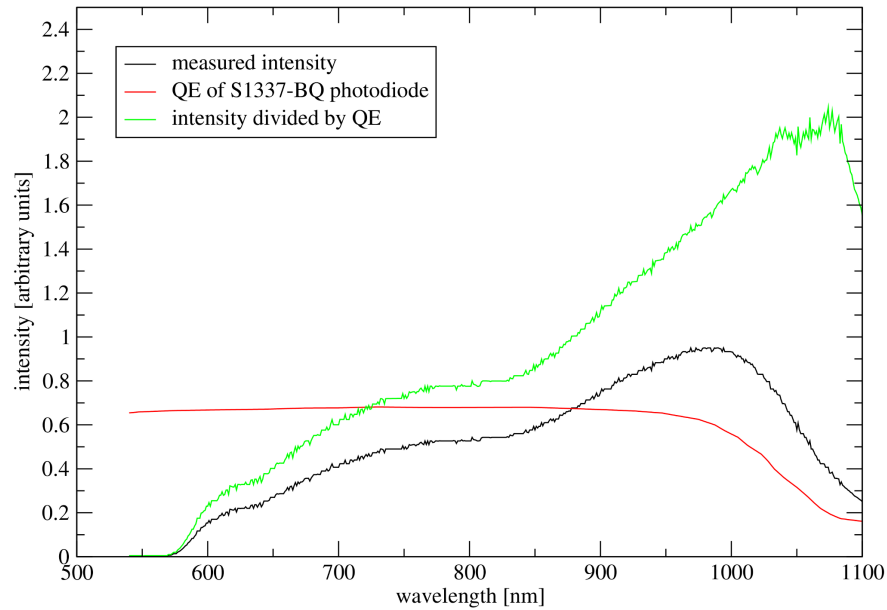


Abbildung 7.4.: Gemessene Intensitätsverteilung der Glühlampe (schwarze Linie), Quanteneffizienz der Photodiode (rote Linie) und korrigierte Intensitätsverteilung (grüne Linie).

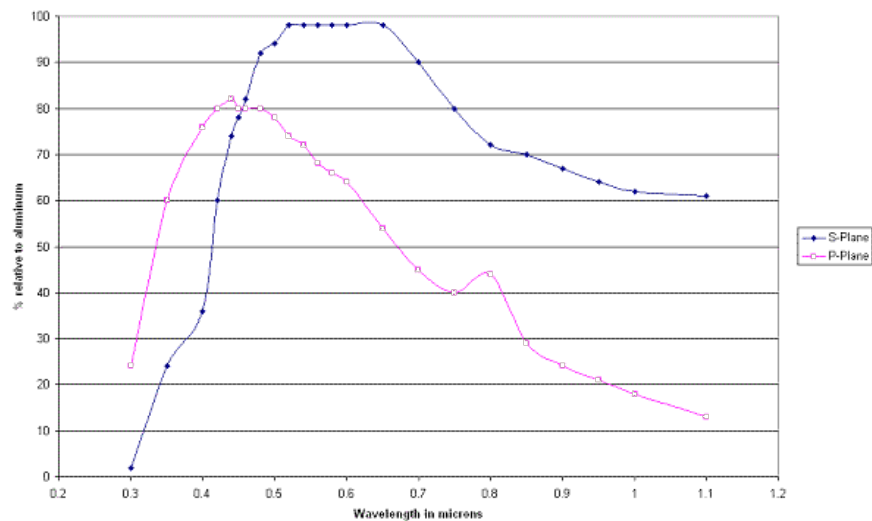
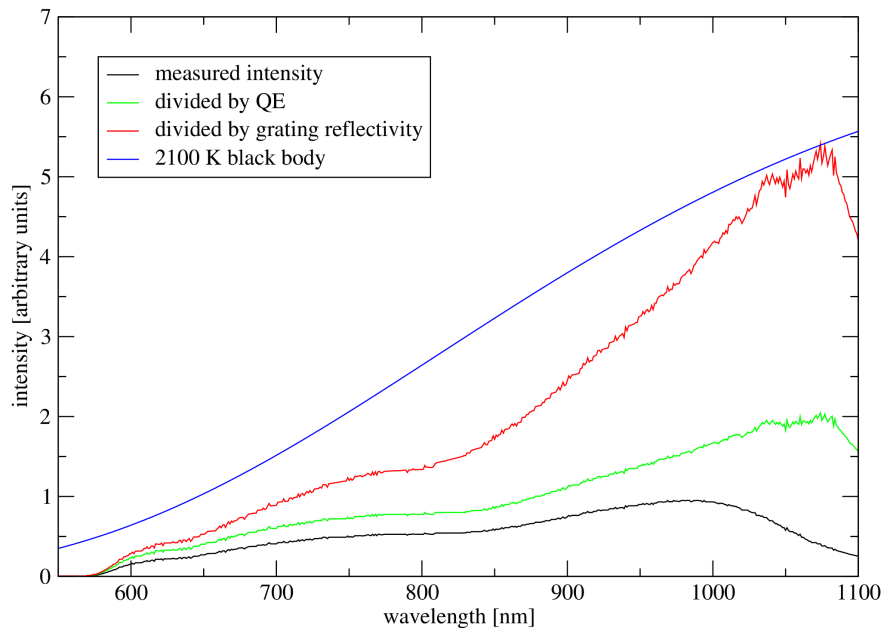


Abbildung 7.5.: Gittereffizienz des Richardson Gratings gemessen in der Littrow Konfiguration.

Die grösste Unsicherheit stellt in diesem Zusammenhang die angenommene Gitterreflektivität dar (siehe Abb. 7.5). Vom Hersteller wird diese Reflektivität in der sogenannten Littrow Konfiguration bestimmt, d.h. das vom Gitter reflektierte Licht wird auf der Ach-



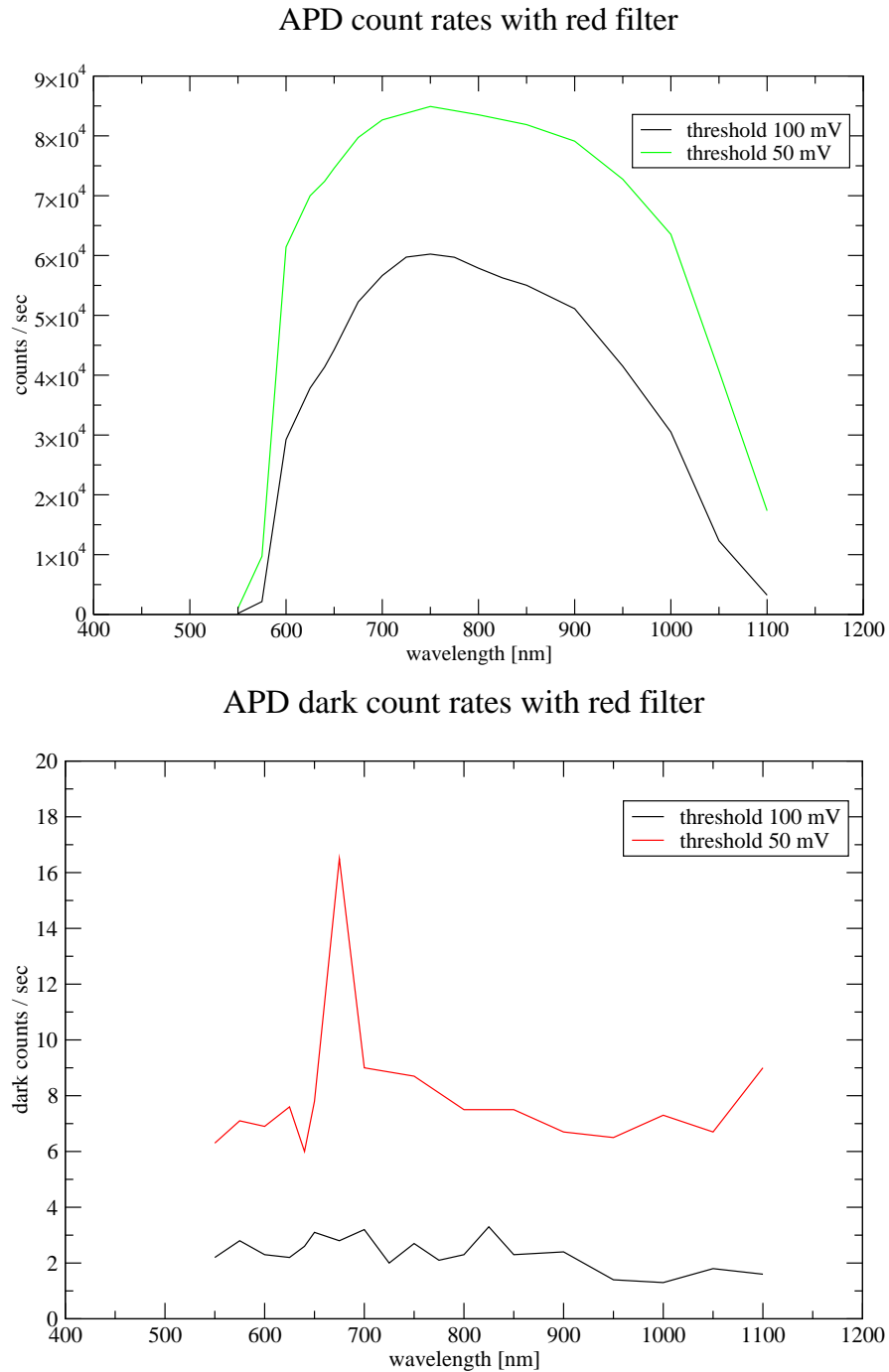
**Abbildung 7.6.:** *Gemessene Intensitätsverteilung nach Korrektur der Gittereffizienz (rot) verglichen mit einem Schwarzkörperspektrum der Temperatur 2100 K (blau).*

se des einfallenden Strahls gemessen. Da in dem verwendeten Carl-Leiss Spektrographen eine hiervon abweichende Geometrie zum Einsatz kommt (Czerny-Turner Monochromator), muss mit Abweichungen gerechnet werden.

Für die folgenden Messungen ist die beobachtete Diskrepanz zwischen gemessener Intensitätsverteilung und theoretischen Schwarzkörperspektrum allerdings nicht von Bedeutung, da für die Testmessungen zur Detektionseffizienz der APDs allein die Intensitätsverteilung am Ausgang des Gitterspektrographen entscheidend ist. Diese ist durch die grüne Kurve in Abbildungen 7.4 und 7.6 gegeben.

## 7.4. Quanteneffizienz der RMD S0223 APD bei 1050 nm

Für eine Bestimmung der Quanteneffizienz der S0223 APD von RMD (siehe Appendix A) wurde zunächst mit zwei verschiedenen Schwellwerten des Diskriminators, welcher die verstärkten APD Signale in logische Signale für den Zähler wandelt, ein Zählratenspektrum von 550 nm bis 1100 nm aufgenommen. Vor jedem Wellenlängenschritt wurde ohne die APD auszuleuchten die Dunkelzählrate gemessen, um konstante Bedingungen während der Messungen zu verifizieren. Die gemessenen Zählraten mit und ohne Licht vom Spektrographen, sind in Abbildung 7.7 zusammengefasst. Beide Messungen weisen eine niedrige und im wesentlichen konstante Dunkelzählrate auf, die weit unterhalb der Zählraten mit ausgeleuchteter APD liegen. Die gemessenen Signalaraten liegen bei einer Schwelle von 50 mV jedoch um einen Faktor 1.4 höher, so dass dieser Wert im Folgenden als Arbeitspunkt gewählt wird. Eine systematische Untersuchung der Dunkelzählraten als Funktion der Schwellwerte wurde von R. Jöhren durchgeführt [Jöh10]



**Abbildung 7.7.:** Oben: Zählrate der RMD S0223  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  APD in Abhängigkeit der ein-  
strahlten Wellenlänge.

Unten: Messungen der Dunkelzählrate vor und nach jedem Wellenlängen-  
schritt.

und kam zu vergleichbaren Ergebnissen für Schwellwert und damit verbundene Dunkelzählrate.

Aus Abb. 7.4 ist ersichtlich, dass bei einer Wellenlänge von 1050 nm aufgrund des Intensitätsverlauf der Glühbirne ca. 4.5 mal so viele Photonen auf die APD treffen wie bei 650 nm.

Aus Vergleichsmessungen, die im Rahmen der Doktorarbeit von R. Jöhren am IKP durchgeführt wurden [Jöh10], ist bekannt, dass die APDs im gekühlten Zustand bei 650 nm Wellenlänge eine Quanteneffizienz von  $QE = 70\%_{-8\%}^{+9\%}$  aufweisen. Dieser Wert entspricht auch dem im Datenblatt (siehe Appendix A) vermerkten Wert der QE bei Raumtemperatur. Nutzt man daher die Wellenlänge 650 nm als Referenzpunkt, lässt sich die tatsächlich einfallende Photonenrate sowie, zusammen mit Abb. 7.4, die bei 1050 nm einfallende Photonenrate ermitteln. Vergleicht man diese nun mit der tatsächlich bei 1050 nm gemessenen Zählrate, so erhält man eine Abschätzung für die Quan-

		APD Schwellwert	
		50 mV	100 mV
Zählrate 650 nm	$\#(650 \text{ nm})$	$746275 \pm 864$	$442597 \pm 665$
Photonenrate 650 nm	$\frac{\#(650 \text{ nm})}{70\%}$	$1066107 \pm 1234$	$632281 \pm 950$
erwartete Photonenrate 1050 nm	$P = 4.5 \frac{\#(650 \text{ nm})}{70\%}$	$4848721 \pm 5612$	$2875653 \pm 4320$
gemessene Zählrate 1050 nm	$\#(1050 \text{ nm})$	$408067 \pm 639$	$123027 \pm 351$
extrahierte QE der APD	$\#(1050 \text{ nm})/P$	$8.4\% \pm 0.02\%$	$4.3\% \pm 0.01\%$

**Tabelle 7.2.:** Zahlenwerte für die gemessenen und erwarteten Zählraten der APD bei 650 nm und 1050 nm. Die angegebenen Fehler entsprechen nur den statistischen Unsicherheiten.

teneffizienz der APD bei dieser Wellenlänge. Die so gewonnenen Daten für Schwellwerte von 50 mV und 100 mV sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Zu den in der Tabelle aufgeführten statistischen Fehlern kommen die wesentlich grösseren Unsicherheiten aufgrund der genannten Quanteneffizienz bei 650 nm, sowie der erwarteten Intensität der Photonenquelle bei 1050 nm. Zieht man diese in Betracht, so wird deutlich, dass die Unsicherheit der extrahierten Quanteneffizienzen sicherlich im Bereich von 20% liegt. Nimmt man weiterhin, wie oben beschrieben, den Schwellwert von 50 mV als Arbeitspunkt, so ergibt sich daher eine experimentell bestimmte QE der APD bei 1050 nm von  $(8.4 \pm 1.7)\%$ .



## 8. Zusammenfassung und Ausblick

### 8.1. Xenon

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde eine Vakuumkammer für Reflektionstests am, im XENON-Detektor verwendeten, Teflon gebaut. Zusätzlich hat diese Kammer auch die nötigen Eigenschaften um die verwendeten PMTs zu testen. Um Test bei verschiedene Wellenlängen durchführen zu können, wurde ein Monochromator der Firma McPherson geeicht und mit der Kammer verbunden. Die Kammer muss möglichst die gleichen Bedingungen liefern wie sie im XENON-Detektor am Gran Sasso vorzufinden sind, d.h. da es sich bei dem XENON-Detektor um einen zwei Phasen Detektor handelt, sprich um Gas- und Flüssigphase, muss die Temperatur von Kammer und Targetmaterial gleich sein (flüssiges Xenon:  $\sim 160$  K). Desweiteren darf die Wellenlänge des Szintillationslicht von Xenon ( $\sim 178$  nm) nicht durch Luft, daher der Bau einer Vakuumkammer, oder dem Monochromator absorbiert werden. Dies zu testen war Teil der Testmessungen die durchgeführt wurden. Als erstes wurde eine Kalibrierung des Gittermonochromators vorgenommen. Dabei kam man zu dem Ergebnis, das der VUV- und damit der Wellenlängenbereich der Szintillationswellenlänge von Xenon nicht von dem Monochromator transmittiert wird. Dies beruht auf zwei Aspekten: Zum einen auf der Tatsache, dass die Messung an Luft durchgeführt wurde und VUV-Wellenlängen an Luft absorbiert werden und zum anderen darauf, dass das eingebaute Gitter für eine Wellenlänge von 5000 Å optimiert ist. Als zweites wurde die Auflösung des Gittermonochromators bestimmt, diese Messung genügt den Ansprüchen, da die Auflösung besser ist als die Halbwertsbreite des zu untersuchenden Szintillationslichts verlangt. Als letzter Test, den Monochromator betreffend, wurde die Strahlaufweitung hinter dem Ausgangsstrahl untersucht, mit dem Ergebnis, dass ein zu großer Öffnungswinkel vorhanden ist und es so zu unerwünschten Randeffekten an der Teflonprobe kommt. Mittlerweile wurden diese Mängel jedoch beseitigt:

- Um Absorption an Luft zu verhindern, wird der Monochromator bei den zur Zeit stattfindenden Testmessungen abgepumpt.
- Das Gitter ist durch eine neues ersetzt worden, dass auf UV-Wellenlängen optimiert ist (250 nm).
- Es wurde ein Kollimator, der sich nun im Inneren der Vakuumkammer hinter dem MgF-Fenster befindet, in den Strahlengang eingebaut um die Strahlaufweitung vermindern.

Unter diesen durchgeführten Modifizierungen, werden im Moment Testmessungen zur Reflektion von Teflon und Effizienzmessungen der PMTs an der Columbia University durchgeführt.

## 8.2. SpecTrap

Im Rahmen der Testmessungen für das SpecTrap- Experiment wurde mittels eines Gitterspektrographen eine kalibrierte Photonenquelle gebaut, mit der man in der Lage ist, Photonen bekannter Wellenlänge und Intensität zu erzeugen. Anhand dieser Photonen kann die Quanteneffizienz der beim SpecTrap-Experiment verwendeten RMD APDs bestimmt bzw. die Angaben des Herstellers überprüft werden.

Um die Kalibrierung des Spektrographen sicher zu stellen, wurde eine Quecksilber-Cadmium- Dampflampe als Lichtquelle mit bekannten Spektrallinien vermessen.

Als Photonenquelle für die Detektortests wurde eine Glühbirne ausgewählt, da sie ein kontinuierliches Spektrum besitzt. Anhand des vermessenen Intensitätsverlaufs wird deutlich, dass bei 1050 nm ca. 4.5 mal mehr Photonen auf die APD treffen sollten als bei der Vergleichswellenlänge von 650 nm. Die Messungen haben ergeben, dass mit den auf ca. -170°C gekühlten APDs bei 1050 nm eine Detektionseffizienz von  $(8.4 \pm 1.7)\%$  erreicht wird. Dieser Wert liegt wesentlich höher als die Quanteneffizienzen typischer infrarot sensitiver Photomultiplier (z.B. Hamamatsu H10330 mit 2% QE [Ham10]) in diesem Gebiet, bei gleichzeitig geringerer Dunkelzählrate. In nächster Zukunft werden mit der vorgestellten Photonenquelle noch weitere Messungen folgen, die weiter in den Infrarot-Bereich gehen (bis 1550 nm). Außerdem sind zusätzliche Messungen mit Vergleichsdetektoren geplant.

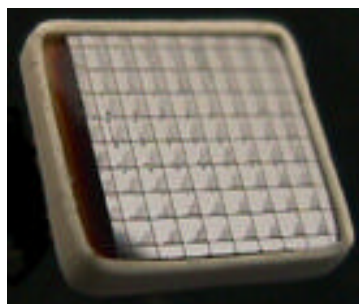


## A. Radiation Monitoring Devices APDs

# Silicon Avalanche Photodiode



64 mm<sup>2</sup> 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
<b>S0223</b>	2 mm x 2 mm active area detector
<b>S0814</b>	8 mm x 8 mm active area detector
<b>S1315</b>	13 mm x13 mm active area detector
<b>A1604</b>	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
<b>A6403</b>	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 <sup>2</sup>
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.	<b>S0223</b>	<b>S0814</b>	<b>S1315</b>	<b>A1604</b>	<b>A6403</b>
nominal Active Area (if array, of pixel) mm <sup>2</sup>	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) <sup>1/2</sup>	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

# Literaturverzeichnis

- [And09] Zoran Andjelkovic, Shailen Bharadia, Bettina Sommer, Manuel Vogel, Wilfried Nörtershäuser: *Towards high precision in-trap laser spectroscopy of highly charged ions*, Hyperfine Interactions accepted Nov. 2009
- [Apr05] E. Aprile, K.L. Giboni, P.Majewski, K. Ni and M. Yamashita *Scintillation response of liquid xenon to low nuclear recoils*, Physical Review D 72, 072006, (2005)
- [Apr09] E. Aprile *The Status of Xenon*, IWDD09, (2009)
- [Apr10] E. Aprile *The XENON Dark Matter Search*, Wonder Workshop, LNGS, (2010)
- [Bah83] J.N. Bahcall et al., ApJ **265**, 730 (1983)
- [Beg91] K.G. Begemann et al., MNRAS **249**, 523 (1991)
- [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)
- [Ber00] Ernest O. Lawrence Berkeley National Laboratory: *The Berkeley Laboratory Isotopes Project*, Berkeley, CA, USA, 2000  
<http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>
- [Cal81] R.R. Caldwell and J.P. Ostriker, ApJ **251**, 61 (1981)
- [Clo04] D. Clowe et al., ApJ **604**, 596 (2004)
- [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)
- [Dem96] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, Berlin Heidelberg, 1996
- [Dem06] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, (2006)

- [Die04] J. Diemand et al., MNRAS **353**, 624 (2004)
- [Die05] J. Diemand et al., Nature **433**, 389 (2005)
- [Hal94] David Halliday, Robert Resnick: *Physik 2*, de Gruyter, (1994)
- [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](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/Characteristics_and_use_of_SI_APD.pdf)
- [Ham08a] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier Tubes, Basics and Applications 3<sup>rd</sup>* Edt. (2008)
- [Ham08b] Hamamatsu Photonics: *Photodiode Technical Information*, 2008  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/photodiode\\_technical\\_information.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/photodiode_technical_information.pdf)
- [Ham10] Hamamatsu Photonics: NIR-PMT Module H10330 datasheet, 2010  
[http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_H/H10330.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H10330.pdf)
- [Ham08] Daniel Hampf: *Untersuchung der APD S1315 von RMD im Hinblick auf ihren Einsatz als Detektor am SpecTrap Experiment*, Diplomarbeit an der WWU Münster, 2008
- [Han81] Handbook of Chemistry and Physics, WEAST 62<sup>nd</sup> edition (1981-1982)
- [HIT10] HITRAP-Webseite: <http://www.gsi.de/forschung/ap/projects/hitrap/index.html>
- [Jor65] J.Jortner et al., J. Chem. Phys., **42** 4250 (1965)
- [Jöh10] R. Jöhren u.a.: *APDs as Low Rate NIR Single-Photon Detectors*, (paper noch nicht erschienen)
- [Jun96] G. Jungmann, M. Kamionkowski and K. Griest, Phys. Rep. **267**, 195 (1996)
- [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
- [Krä07] Jörg Krämer: *Aufbau und Test einer Ionenfalle für die Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen*, Diplomarbeit an der Universität Mainz, (2007)
- [Leo93] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer, Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong Barcelona Budapest, (1993)
- [McP75] McPherson instruction manual: *model 218 scanning monochromator*, (1975)
- [Nas08] NASA-Webseite: [http://map.gsfc.nasa.gov/news/5yr\\_release.html](http://map.gsfc.nasa.gov/news/5yr_release.html) WMAP 5-years results released, (2008)

- [Ni06] K.Ni: *Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search*, PhD thesis, Columbia University, (2006)
- [Nör07] Wilfried Nörteshäuser: *Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an HITRAP*, Vortrag im Forschungsseminar des IKP Münster, 2007
- [Osr] Osram: *Technik und Anwendung: Halogen-Niedervoltlampen; Foto Optik*
- [Pasco] Pasco scientific *Stefan-Boltzman Lamp*
- [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
- [Per05] Firma Perkin Elmer: CPM Datasheet  
<http://optoelectronics.perkinelmer.com/content/relatedlinks/cpmdatasheet.pdf>
- [Per06] Firma Perkin Elmer: *The Channel Photomultiplier and its Operation*, Perkin Elmer Handbook, 2006
- [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
- [Sch90] M.Schrader: *Rauschoptimierung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers für Halbleiterdetektoren und digitale Filterung des analogen Ausgangssignals*. (1990)
- [Sil07] Silva et al.: *Measuring the angular profile of the reflection of xenon scintillation light*, Nucl Instrum Meth A 580 (2007) 322-325
- [See98] P. Seelig et al.: *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)
- [See99] Peter Seelig: *Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung an wasserstoffähnlichem  $^{207}\text{Pb}^{(81+)}$* , Dissertation an der Universität Mainz, 1999
- [Sha98] V.M. Shabaev, M. Tomaselli, T. Kühl, A.N. Artemyev, and V.A. Yerokhin: *Transition energy and lifetime for the ground-state hyperfine splitting of high-Z lithiumlike ions* Phys. Rev. A 57, 149 (1998)
- [Sha01] V.M. Shabaev, A.N. Artemyev, V.A. Yerokhin, O.M. Zhrebetsov, G. Soff: *Towards a Test of QED in Investigations of the Hyperfine Splitting in Heavy Ions*  
Phys. Rev. Lett. **86**, 3952-3962 (2001)
- [Spe03] D. N. Spergel et al., *First Year WMAP Observations: Determination of Cosmological Parameters*, arXiv:astro-ph/0302209, (2003)
- [Spr05] V.Springel et al., Nature **435**, 629 (2005)

- [Sor08] P. F. Sorensen: *A position-sensitive liquid xenon time-projection chamber for direct detection of Dark Matter: The XENON10 Experiment*, PhD thesis, Brown University, (2008)
- [Tho10] Thorlabs: Datenblatt: *LED1050E Support Documentation* (2010)
- [Tur90] M. S. Turner, Phys. Rept. **197**, 67 (1990)
- [Wei81] Weidner et al., J. Opt. Soc. Am. 71 (7) (1981) (Appendix G)
- [Yam04] M. Yamashita et al., NIM A **535** 692 (2004)