

Entwicklung eines Detektoraufbaus zur
Bestimmung der
2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$
am Experimentierspeicherring an der GSI

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt von

Denis Anielski

Institut für Kernphysik
der Westfälischen Wilhelms-Universität
zu Münster

März 2010

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

Referent: Prof. Dr. C. Weinheimer

Korreferent: Prof. Dr. J. P. Wessels

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische und experimentelle Grundlagen	5
2.1. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung	5
2.2. Bisherige Ergebnisse und Test der QED	9
2.3. Der Experimentaufbau	13
2.4. Laserspektroskopie	16
2.5. Photonennachweis	17
3. Emissionscharakteristik, Untergrund und Signalrate am ESR	23
3.1. Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen	23
3.2. Anzahl angeregter Ionen im ESR	30
3.3. Messdauer	33
3.4. Spiegelstrecke	34
3.5. Abschätzung der Signalrate an der Spiegelstrecke	35
4. GEANT4 Simulation – Untersuchung der Spiegelstrecke	39
4.1. Aufbau der Simulation	39
4.2. Signalrate von Li-ähnlichem Bismut an der Spiegelstrecke	42
4.3. Signalrate von H-ähnlichem Blei an der Spiegelstrecke	55
5. Der Geradeaus-Nachweis und das Parabolspiegelsystem	57
5.1. Geradeaus-Nachweis	57
5.2. Parabolspiegelsystem	60
5.3. Simulationsergebnisse für das Parabolspiegelsystem	69
5.4. Technische Realisation	84
6. Detektoren für die ESR-Messung und SpecTrap	89
6.1. Vermessung der CPM Charakteristik	89
6.2. Testmessung an der GSI	96
6.3. Vermessung der PMT Charakteristik	102
7. Zusammenfassung und Ausblick	107

Anhang	111
A. Datenblätter	111
A.1. Quanteneffizienz PMT R1017 selektiert	111
A.2. Reflektivität der Spiegelstrecke	112
A.3. Datenblatt PMT R1017 von Hamamatsu	113
A.4. Datenblatt CPM 1993P von Perkin Elmer	114
B. Analytische Bestimmung der Signalrate in Geradeausrichtung	115
C. Eigenschaften des Off-Axis Parabolspiegels	117
C.1. Durchmesser des Off-Axis Parabolspiegels	117
C.2. Verschiebung der optischen Achse	117
C.3. Fallunterscheidung des Strahlprofils am Parabolspiegel	118
D. Zeichnungen Parabolspiegelsystem	119
Danksagung	129

1. Einleitung

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Detektoraufbaus zur Bestimmung der 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von lithiumartigem Bismut $^{209}\text{Bi}^{80+}$. Lithiumartig bedeutet, dass es sich um ein Ion mit drei Elektronen handelt, wobei das 1s-Orbital voll und das 2s-Orbital einfach besetzt ist. Mit der Vermessung dieser Aufspaltung und dem Vergleich mit der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung in wasserstoffähnlichem $^{209}\text{Bi}^{82+}$ (ein Elektron im 1s-Orbital) ist ein Test der Quantenelektrodynamik (QED) möglich.

Die QED ist die quantenfeldtheoretische Erweiterung der klassischen Elektrodynamik und genießt in der Physik den Ruf der präzisesten Theorie [Bei00]. Eines ihrer beeindruckendsten Ergebnisse ist die Berechnung des g-Faktors des freien Elektrons. Dieser verknüpft den Spin des Elektrons mit seinem magnetischen Moment. Während nach der Dirac-Theorie der Wert des g-Faktors exakt zwei beträgt, wurde experimentell ein leicht größerer Wert ermittelt. Durch eine kurzzeitige Verletzung der Energieerhaltung, die nach der Heisenberg'schen Unschärferelation erlaubt ist, existieren im Vakuum virtuelle Elektron-Positron-Paare und virtuelle Photonen. Die Anomalie des magnetischen Moments des freien Elektrons ist durch die Wechselwirkung des Elektrons mit diesem virtuellen Strahlungsfeld bedingt. Die als Selbstenergie und Vakuumpolarisation bekannten Effekte können im Rahmen der QED präzise berechnet werden. Der von der QED vorhergesagte Wert für den g-Faktor des freien Elektrons [Kin06] stimmt mit dem experimentellen [Odo06] in den ersten elf Dezimalstellen überein:

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

Die Bestimmung der Lamb-Verschiebung und der Grundzustands-Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms sowie die Spektroskopie an Positronium unterstreichen die Präzision der QED eindrucksvoll [Bei00].

Die vorgestellten Beispiele bestätigen die QED in vergleichsweise schwachen elektrischen und magnetischen Feldern, wo die Berechnung der QED-Korrekturen mit einer störungstheoretischen Beschreibung möglich ist. Von großem Interesse ist eine Überprüfung der Vorhersagen der QED in starken Feldern. Diese existieren z. B. in der Nähe von Kernen von schweren hochgeladenen Ionen. Auf Grund der hohen Kernladungszahl Z ist die in der QED sonst übliche störungstheoretische Entwicklung nach $Z\alpha$ nicht mehr möglich, für $^{209}\text{Bi}^{82+}$ ergibt sich beispielsweise $Z\alpha \approx 0,6$ und es müssen nicht-perturbative Berechnungen durchgeführt werden. Dabei ist $\alpha \approx 1/137$ die Fein-

strukturkonstante. Die Untersuchung der Hyperfeinstrukturaufspaltung der Grundzustände wasserstoffähnlicher Systeme scheint ideal geeignet zu sein, um die Vorhersagen der QED in starken Feldern zu überprüfen. So ist das 1s-Elektron in z. B. H-ähnlichem Bismut elektrischen Feldern bis zu 10^{16} V/cm und magnetischen Feldern bis zu 10^4 T ausgesetzt [Bei00]. Da die theoretischen Unsicherheiten bei der Berechnung der Hyperfeinstruktur (HFS) durch Kernstruktur-Effekte (die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons hat bei hochgeladenen, wasserstoffähnlichen Ionen einen großen Überlapp mit dem Kernvolumen) größer als die gesamten QED-Beiträge sind, ist eine Überprüfung der QED jedoch nicht direkt möglich. Die theoretischen Unsicherheiten können stark reduziert werden, wenn die Grundzustands-Hyperfeinstrukturen eines wasserstoff- und eines lithumähnlichen Ions des gleichen Isotops bekannt sind [Sha01]. Ein Vergleich der beiden HFS-Aufspaltungen ermöglicht dann einen Test der QED in starken Feldern.

An der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt sind die experimentellen Voraussetzungen zu finden, um mittels Laserspektroskopie die Hyperfeinstrukturen von hochgeladenen Ionen zu untersuchen. Eine solche Möglichkeit bietet der Experimentierspeicherring (ESR). Hier werden hochgeladene Ionen typischerweise mit Geschwindigkeiten bis zu $\beta \approx 0,7$ gespeichert. Dies hat den Vorteil, dass die Wellenlängen der HFS-Übergänge durch die Doppler-Verschiebung in einen für den experimentellen Nachweis günstigen Bereich gelegt werden können. Die Hyperfeinstruktur der wasserstoffähnlichen Ionen $^{209}\text{Bi}^{82+}$ [Kla94] und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ [See99] konnten mit einem speziellen Spiegelsystem erfolgreich am ESR bestimmt werden. Ein Nachweis des HFS-Übergangs im lithumähnlichen $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am ESR gelang auf Grund der langen Lebensdauer, sowie der ungünstigen Wellenlänge (≈ 1555 nm) des Übergangs bis jetzt nicht. Eine neue Möglichkeit zur Untersuchung der HFS wird das SpecTrap-Experiment an der GSI bieten, das zur Zeit aufgebaut wird. Dort werden die Ionen in einer Penningfalle eingeschlossen und die Wellenlängen der Übergänge können auf Grund der geringen Temperatur der Ionen ($\approx 4\text{K}$) mit einer im Vergleich zum ESR um drei Größenordnungen verbesserten Genauigkeit von $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-7}$ bestimmt werden [Nör07], was einen Test der QED auf dem Prozent-Niveau ermöglicht [Krä07].

Theoretische Vorhersagen der HFS-Übergangsenergie von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ bewegen sich in einem weiten Bereich. Da die Laserwellenlänge bei SpecTrap in sehr kleinen Schritten durchgefahen wird, wäre eine sehr lange Messzeit erforderlich, um den Übergang zu finden, und es ist fraglich, ob das Experiment so lange stabil betrieben werden kann. Daher soll die Lage des HFS-Übergangs von Li-ähnlichem Bismut zunächst am ESR bestimmt werden. Dies wurde bereits zweimal versucht, jedoch bislang ohne Erfolg [Win99], [San09].

Um die HFS-Aufspaltung von Li-ähnlichem Bismut bei der nächsten Messung am ESR erfolgreich zu bestimmen, sollte in dieser Arbeit zunächst ein verbessertes Detektorsystem für das bereits existierende Spiegelsystem entwickelt werden. Bei der Analyse der Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen und der daraus resultierenden zu erwartenden Signalrate am bestehenden Spiegelsystem fiel jedoch auf, dass diese nur bedingt für eine Messung an Li-ähnlichem Bismut geeignet ist. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues auf das Problem angepasstes Spie-

gelsystem entwickelt. Im Folgenden wird eine kurze Inhaltsübersicht gegeben:

- **Kapitel 2:** Hier werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen, sowie bislang erzielte Ergebnisse vorgestellt.
- **Kapitel 3:** Es wird die spezielle Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen hergeleitet und gezeigt, wo die Probleme bei der Bestimmung der HFS-Aufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ liegen.
- **Kapitel 4:** Es wurde eine Simulation mit GEANT4 entwickelt, mit der eine detaillierte Analyse des vorhandenen Spiegelsystems durchgeführt wurde, deren Resultate hier präsentiert werden.
- **Kapitel 5:** Mit Hilfe der Simulation wurden zwei Ideen für neue Nachweissysteme am ESR untersucht. Die Ergebnisse sowie die anschließende Realisierung eines neuen Spiegelsystems, das einen *Off-Axis Parabolspiegel* (einen Ausschnitt aus einem Parabolspiegel) verwendet, werden vorgestellt.
- **Kapitel 6:** Zur Detektion der Resonanzphotonen werden Photomultiplier und Channel Photomultiplier vorgestellt, die im Hinblick auf einen möglichen Einsatz bei einer Messung am ESR und bei SpecTrap untersucht wurden. In diesem Rahmen wurde eine Testmessung zum Untergrundverhalten der Detektoren am ESR durchgeführt.
- **Kapitel 7:** Schließlich werden die erzielten Resultate zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt. Dafür wird die Hyperfeinstruktur am Wasserstoffatom erklärt und schließlich für hochgeladene schwere Ionen erweitert. Bislang erzielte Ergebnisse werden zusammengefasst und es wird diskutiert wie die Bestimmung der HFS von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ helfen kann, Vorhersagen der QED zu testen. Im zweiten Teil wird auf die experimentelle Durchführung eingegangen. Die Infrastruktur an der GSI mit dem ESR und dem im Aufbau befindlichen Experiment SpecTrap, sowie das Prinzip der Laserspektroskopie und der damit verbundene Photonennachweis werden vorgestellt.

2.1. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung

2.1.1. Die HFS des Wasserstoffatoms

Mit der Beobachtung, dass Atome nur ganz bestimmte Wellenlängen absorbieren und emittieren können, musste das Atommodell von Rutherford verworfen werden. Niels Bohr präsentierte darauf ein weiterentwickeltes Modell des Atoms, in dem sich die Elektronen auf bestimmten, diskreten Energieniveaus befinden. Die von Bohr entwickelte Formel zur Beschreibung dieser Niveaus wird durch die Quantenmechanik bestätigt, wenn zunächst Kern- und Elektronenspin vernachlässigt werden [Dem05]:

$$E_n = -Ry^* \cdot \frac{Z^2}{n^2}; \quad \text{mit } Ry^* = Ry \cdot h \cdot c = \frac{\mu \cdot e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad (2.1)$$

Ry^* ist die Rydbergkonstante in Energieeinheiten, Z die Ladungszahl des Atomkerns, $n \in \mathbb{N}$ die Nummer des Energieniveaus, μ die reduzierte Masse, e die Elementarladung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und h das Planck'sche Wirkungsquantum.

Experimente mit hoher spektraler Auflösung zeigten jedoch, dass die Energieniveaus leicht verschoben sind und weiter aufspalten (s. Abb. 2.1). Zur Erklärung ist es notwendig Kern- und Elektronenspin \vec{I} und \vec{s} zu berücksichtigen, da die damit verbundenen magnetischen Momente $\vec{\mu}$ in einem Magnetfeld \vec{B} die Energieniveaus der Elektronen um ΔE verschieben [Dem05]:

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.2)$$

Da der Kern aus Sicht des Elektrons eine bewegte Ladung ist, erzeugt er am Ort des Elektrons ein

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

Magnetfeld, das mit dem magnetischen Spinnmoment des Elektrons $\vec{\mu}_s$ wechselwirkt.

$$\vec{\mu}_s = -g \cdot \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s} \quad (2.3)$$

Dabei ist μ_B das Bohrsche Magneton, g der g-Faktor des Elektrons und $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum. Gleichung 2.1 muss erweitert werden und lautet durch Einführen des Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, der sich aus Bahndrehimpuls und Elektronenspin zusammensetzt, wie folgt:

$$E_{n,l,j} = E_n + \frac{a}{2} \cdot [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]; \quad \text{mit } a = \frac{\mu_0 Z e^2 \hbar^2}{8\pi m_e^2 r^3} \quad (2.4)$$

Dabei ist a die Spin-Bahn-Kopplungskonstante, μ_0 die Permeabilitätskonstante, m_e die Elektronenmasse und r der Abstand des Elektrons vom Kern. Diese Aufspaltung bzw. Verschiebung der Niveaus heißt *Feinstruktur* oder auch *Spin-Bahn-Kopplung*.

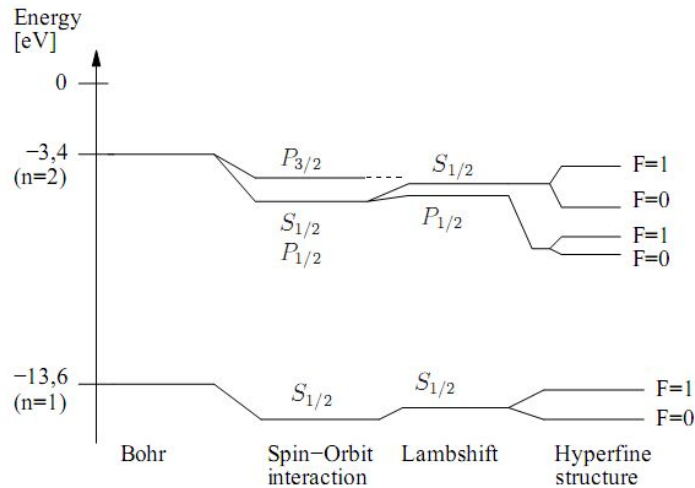


Abb. 2.1.: Die zwei niedrigsten Energieniveaus des Wasserstoffatoms und ihre Aufspaltungen. Letztere sind nicht maßstabstreu eingezeichnet. Die FS-Aufspaltung des Zustandes $n = 2$ liegt in der Größenordnung 10^{-5} eV, die ersten beiden HFS-Aufspaltungen betragen 10^{-6} eV bzw. 10^{-7} eV [Pov06]. (Grafik aus [Ham08])

Neben der Feinstruktur kommt es durch die Lamb-Verschiebung, die Wechselwirkung des Elektrons mit dem virtuellen Strahlungsfeld, zu einer weiteren Beeinflussung der Energieniveaus. Der Korrekturterm für diesen Effekt kann mittels der QED berechnet werden und wird im nächsten Unterkapitel eingeführt. Dies kann jedoch nicht erklären, warum auch die Spektrallinien, die von s-Niveaus ausgehen, in zwei Linien aufspalten. Dies wird als *Hyperfeinstruktur* bezeichnet.

Analog zur Feinstruktur wird dabei das magnetische Moment des Kerns statt des Elektrons

berücksichtigt, für das gilt:

$$\vec{\mu}_I = g_I \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (2.5)$$

wobei g_I der g-Faktor des Kerns und μ_K das Kernmagneton sind. Durch die Wechselwirkung des magnetischen Kernmomentes mit dem von dem Elektron am Kernort bewirkten Magnetfeld kommt es dann zur HFS-Aufspaltung. Mit dem Gesamtdrehimpuls des Atoms $\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$ gilt dann [Dem05]:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} [F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)]; \quad \text{mit } A = \frac{g_I \cdot \mu_K \cdot B_{int}}{\sqrt{j(j+1)}} \quad (2.6)$$

mit der Hyperfeinkonstanten A und dem vom Elektron am Kernort erzeugten Magnetfeld B_{int} .

Die HFS-Aufspaltung des Grundzustands des H-Atoms hat eine Wellenlänge von $\lambda \approx 21\text{cm}$ [Dem05] und ist mit einer Lebensdauer von $\tau \approx 8 \cdot 10^6$ a sehr langlebig [See99].

2.1.2. Die HFS hochgeladener Ionen

Bei der Beschreibung des Wasserstoffatoms können einige Effekte vernachlässigt werden, die bei schweren Ionen einen messbaren Einfluss haben. So skaliert z. B. der Ladungsradius des Kerns mit $\sqrt[3]{A}$ während der Bohr'sche Radius des 1s Elektrons mit $1/Z$ abnimmt. Das Elektron der K-Schale in schweren Ionen ist also viel sensibler auf die Kernstruktur und ist deutlich stärkeren elektromagnetischen Feldern ausgesetzt. Die Größe dieser Felder ist in Abb. 2.2 zu sehen. Die elektrischen Felder können bis zu 10^{16} V/cm erreichen und sind damit stärker als die Felder modernster, gepulster Laser (10^{14} V/cm) [Krä07]. Ähnliches gilt für die Magnetfelder, die mit bis zu 10^4 T stärker als gepulste Magneten sind (10^2 T) [Loc10].

Zur Berechnung der HFS-Aufspaltung schwerer hochgeladener Ionen müssen folgende Korrekturterme eingeführt werden:

- Korrektur durch endliche Masse des Kerns: \mathcal{M}
- Relativistische Korrektur: $A(\alpha Z)$
- Breit-Rosenthal-Effekt (Berücksichtigung der Ladungsverteilung im Kern): $(1-\delta)$
- Bohr-Weisskopf-Effekt (Berücksichtigung der Verteilung des magnetischen Moments über das Kernvolumen): $(1-\epsilon)$
- QED-Effekte (Korrekturen durch Selbstenergie und Vakuumpolarisation): $\frac{\alpha}{\pi} \Delta \epsilon_{QED}$

Ausgehend von der Dirac-Gleichung folgt für die HFS schwerer wasserstoffähnlicher Ionen [Bei00]:

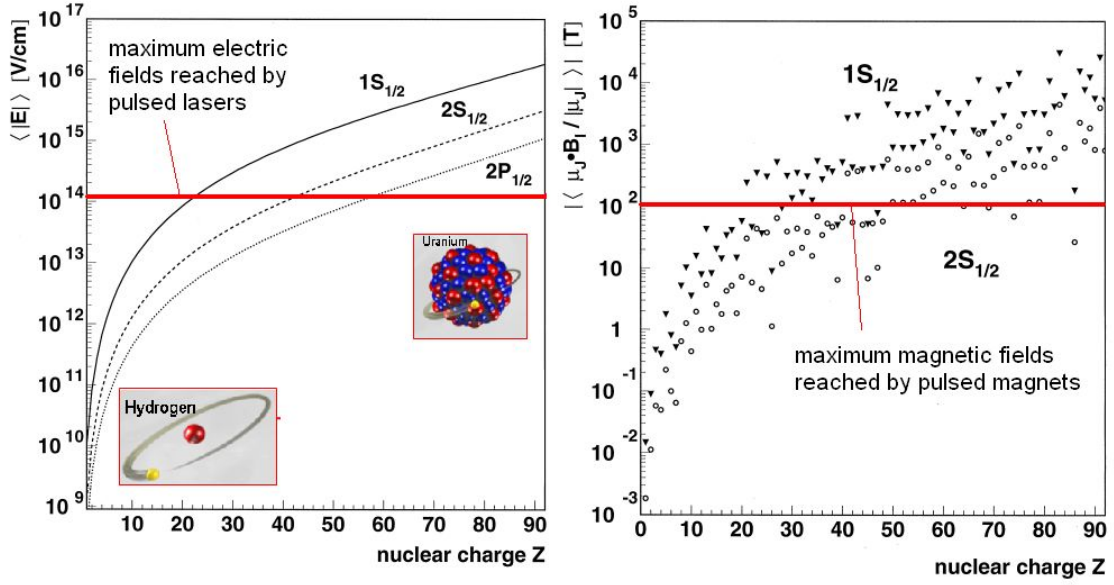


Abb. 2.2.: Es sind die Erwartungswerte der elektrischen und magnetischen Feldstärken von wasserstoffartigen Ionen gegen die Kernladungszahl Z aufgetragen. (Entnommen aus [Bei00]). Horizontal sind die mit Lasern bzw. Magneten erzielbaren Felder eingezeichnet [Krä07], [Loc10].

$$\Delta E_{HFS} = \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{2j(j+1)} m_e c^2 \cdot \frac{(Z\alpha)^3}{n^3(2l+1)} \cdot \mathcal{M} \left(A(Z\alpha)(1-\delta)(1-\epsilon) + \frac{\alpha}{\pi} \Delta\epsilon_{QED} \right) \quad (2.7)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante¹ und m_e und m_p die Elektron- und Protonmasse sind. Für die Berechnung der HFS-Aufspaltung von lithiumähnlichen Ionen muss die Wechselwirkung zwischen den drei Elektronen berücksichtigt werden, so dass gilt:

$$\Delta E_{HFS-2s_{1/2}} = \frac{1}{6} \alpha g_I \frac{m_e}{m_p} \frac{F(F+1) - I(I+1) - 3/4}{2} m_e c^2 \cdot \mathcal{M} \left\{ \left[(A_{2s_{1/2}}(Z\alpha)(1-\delta_{2s_{1/2}})(1-\epsilon_{2s_{1/2}}) + \frac{\alpha}{\pi} \Delta\epsilon_{QED,2s_{1/2}}) + \frac{1}{Z} B(Z\alpha) + \frac{1}{Z^2} C(Z\alpha) + \dots \right] \right\} \quad (2.8)$$

die Terme $B(Z\alpha)$ und $C(Z\alpha)$ berücksichtigen dabei die Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Aber auch die zuvor eingeführten Terme müssen neu berechnet werden. Für eine detaillierte Diskussion wird auf [Bei00] verwiesen.

Die Energie der Aufspaltung ist in erster Ordnung proportional zu Z^3 . Damit werden die HFS-Übergänge einiger schwerer Ionen je nach Kernspin in den optischen Bereich gerückt und sind der

¹ $\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$

Laserspektroskopie zugänglich (s. Abb.2.3). Die Lebensdauer τ angeregter Ionen hingegen ist pro-

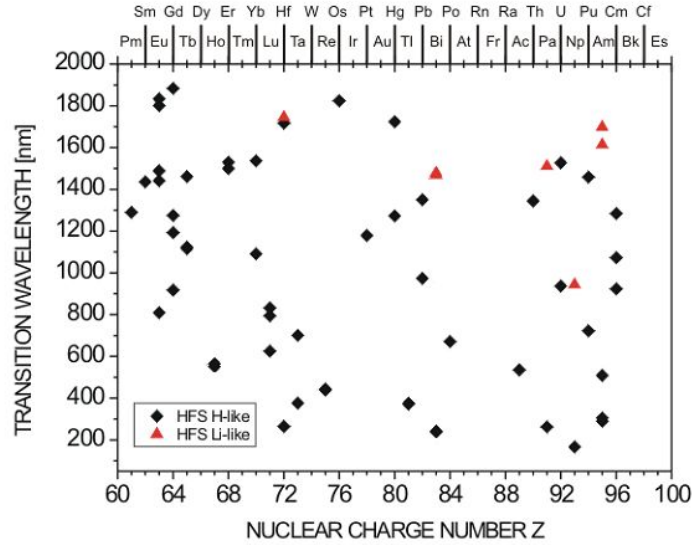


Abb. 2.3.: Berechnete Übergangswellenlängen von Grundzustands-Hyperfeinstrukturen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z für wasserstoff- und lithiumähnliche Ionen [And09a].

portional zu ΔE^{-3} , also zu Z^{-9} . Damit haben schwere Ionen Lebensdauern in der Größenordnung von ms, statt von vielen Jahren wie beim Wasserstoff, was für die Laserspektroskopie am ESR sehr wichtig ist.

2.2. Bisherige Ergebnisse und Test der QED

Bislang wurden einige HFS-Energien von wasserstoffähnlichen Ionen bestimmt (s. Tab. 2.1). Dies gelang zum einen am ESR an der GSI. Dort konnten die Hyperfeinstrukturübergänge der wasserstoffähnlichen Systeme $^{207}\text{Pb}^{81+}$ und $^{209}\text{Bi}^{82+}$ bestimmt werden. Zum anderen konnten HFS-

Ion	ΔE_{HFS} [eV]	Wellenlänge [nm]	Experiment	Referenz
$^{165}\text{Ho}^{66+}$	2,1645 (6)	572,64 (15)	RETrap	[Cre96]
$^{185}\text{Re}^{74+}$	2,7186 (18)	456,05 (30)	RETrap	[Cre98]
$^{187}\text{Re}^{74+}$	2,7449 (18)	451,69 (30)	RETrap	[Cre98]
$^{203}\text{Tl}^{80+}$	3,21351 (25)	385,822 (300)	RETrap	[Bei01]
$^{205}\text{Tl}^{80+}$	3,24409 (29)	382,184 (340)	RETrap	[Bei01]
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1,2159 (2)	1019,7 (2)	ESR	[See99]
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	5,0841 (4)	243,87 (4)	ESR	[Kla94]

Tab. 2.1.: Eine Auswahl an bisher bestimmten Hyperfeinstruktur-Aufspaltungen von wasserstoffartigen Ionen (aus [Krä07]).

Übergänge an kalten Ionen in einer Penningfalle untersucht werden. Diese Experimente wurden am ReTrap-Experiment am Lawrence Livermore National Laboratory in Kalifornien durchgeführt.

In der Einleitung wurde bereits erwähnt, dass trotz bekannter Übergangsenergien von H-ähnlichen Ionen Vorhersagen der QED bis jetzt nicht direkt getestet werden konnten. Das Problem ist die große Unsicherheit des theoretischen Werts des Bohr-Weisskopf-Effekts (20% bis 30% [Sha97]). In Abb. 2.4 wird der experimentelle Wert der HFS von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ mit den theoretischen Beiträgen verglichen. Deutlich ist der kleine Fehler der gemessenen Übergangsenergie zu sehen, während der Bohr-

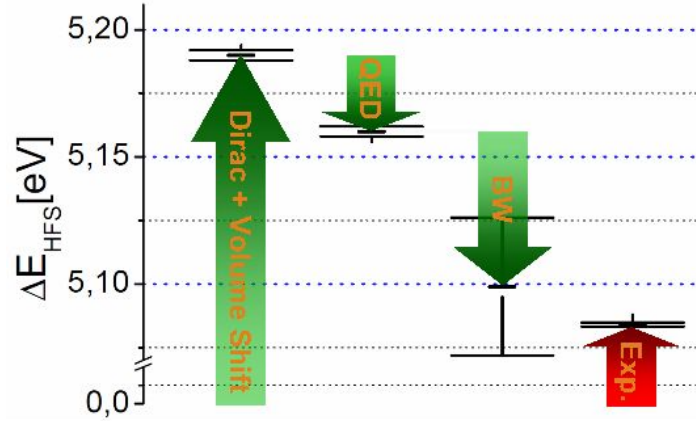


Abb. 2.4.: Der experimentell bestimmte Wert der HFS-Aufspaltung von wasserstoffähnlichem Bismut wird mit dem theoretischen Wert verglichen. Trotz hoher Auflösung im Experiment, können die Beiträge der QED nicht überprüft werden, da der theoretische Fehler des Bohr-Weisskopf-Effekts größer als der gesamte QED-Beitrag ist. (Entnommen aus [Loc10])

Weisskopf-Effekt (B-W-Effekt) mit einem Fehler behaftet ist, der größer als die QED-Korrektur ist. Shabaev et al. haben gezeigt, dass ein Test der QED dennoch möglich ist, da der B-W-Effekt eliminiert werden kann, wenn neben der Hyperfeinstrukturaufspaltung des wasserstoffähnlichen Ions auch die des lithiumähnlichen Ions des gleichen Isotops bekannt ist [Sha01]. In einer übersichtlicheren Form sehen die HFS-Aufspaltungen der Grundzustände von H- und Li-ähnlichen Ionen wie folgt aus:

$$\Delta E^{(1s)} = \Delta E_{Dirac}^{(1s)}(1 - \epsilon^{(1s)}) + E_{QED}^{(1s)} \quad (2.9)$$

$$\Delta E^{(2s)} = \Delta E_{Dirac}^{(2s)}(1 - \epsilon^{(2s)}) + \Delta E_{int}(1 - \epsilon^{(int)}) + \Delta E_{QED}^{(2s)} + \Delta E_{int-QED} \quad (2.10)$$

$\Delta E_{Dirac}^{(1s)}$ und $\Delta E_{Dirac}^{(2s)}$ sind die relativistischen Ein-Elektron Werte der 1s- und 2s-HFS unter Berücksichtigung der Ladungsverteilung im Kern, $\epsilon^{(1s)}$ und $\epsilon^{(2s)}$ beschreiben den Ein-Elektron B-W-Effekt, $\Delta E_{QED}^{(1s)}$ und $\Delta E_{QED}^{(2s)}$ beschreiben die Ein-Elektron QED-Korrekturen, ΔE_{int} ist der Beitrag zur Grundzustandsaufspaltung in Li-ähnlichen Ionen durch Wechselwirkung zwischen den Elektronen, $\epsilon^{(int)}$ beschreibt den Einfluss des B-W-Effekt auf die innerelektronische Wechselwirkung und schließlich berücksichtigt $E_{int-QED}$ die Elektron-Elektron-QED-Korrekturen.

Es wurde gezeigt, dass die Verhältnisse f und f_{int} der verschiedenen Einzelbeiträge zum Bohr-Weisskopf-Effekt vernachlässigbar von der Kernstruktur abhängen und es gilt:

$$\frac{\epsilon^{(2s)}}{\epsilon^{(1s)}} \equiv f(\alpha Z) \Rightarrow \epsilon^{(2s)} = f(\alpha Z)\epsilon^{(1s)} \quad (2.11)$$

$$\frac{\epsilon^{(int)}}{\epsilon^{(2s)}} \equiv f_{int}(\alpha Z) \Rightarrow \epsilon^{(int)} = f_{int}(\alpha Z)f(\alpha Z)\epsilon^{(1s)} \quad (2.12)$$

Da $f(\alpha Z)$ und $f_{int}(\alpha Z)$ präzise berechnet werden können, bleibt lediglich $\epsilon^{(1s)}$ als freier Parameter in den Gleichungen für die HFS-Aufspaltung von wasserstoff- und lithiumähnlichen Systemen. Ist die HFS-Aufspaltung eines wasserstoffähnlichen Ions experimentell bestimmt, kann $\epsilon^{(1s)}$ mit Gl. 2.9 durch diesen Wert ausgedrückt werden. Dieser Ausdruck kann in die Gleichung für die HFS-Aufspaltung des Li-ähnlichen Ions des gleichen Isotops eingesetzt werden, was eine relativ genaue theoretische Bestimmung der HFS-Aufspaltung erlaubt. Auf diese Weise wurden die ersten beiden Werte für die HFS-Aufspaltung in $^{209}\text{Bi}^{80+}$ in Tab. 2.3 berechnet. Die so bestimmte Übergangswellenlänge von ≈ 1555 soll in dieser Arbeit als Ausgangspunkt für Berechnungen und Simulationen dienen.

Um die QED in starken Feldern zu überprüfen, wird die spezifische Differenz $\Delta E'$ zwischen $\Delta E^{(1s)}$ und $\Delta E^{(2s)}$ gebildet:

$$\Delta E' = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)}, \quad (2.13)$$

wobei der Parameter ξ gerade so gewählt werden muss, dass die B-W-Korrekturen eliminiert werden:

$$\xi = f(\alpha Z) \frac{\Delta E_{Dirac}^{(2s)} + f_{int}(\alpha Z) \Delta E_{int}}{\Delta E_{Dirac}^{(1s)}} \quad (2.14)$$

Da der B-W-Effekt in der spezifischen Differenz verschwindet wird, kann diese mit hoher Genauigkeit berechnet werden ($\Delta E' = (61,27 \pm 0,04)$ meV). $\Delta E'$ setzt sich aus einer Summe von QED-Beiträgen und Nicht-QED-Beiträgen zusammen, die bereits alle mit hoher Präzision berechnet wurden. Wenn neben der HFS-Aufspaltung eines H-ähnlichen Ions, auch die eines Li-ähnlichen Ions des gleichen Isotops mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, kann also über die spezifische Differenz die QED in starken Feldern getestet werden. Sollten die HFS-Aufspaltungen bei Spec-Trap mit einer Genauigkeit von $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-7}$ vermessen werden, wäre ein Test der QED auf dem Prozent-Niveau möglich [Krä07].

Anschaulich bedeutet die Rechnung, dass die Beeinflussung der HFS-Aufspaltung durch die Kernstruktur bei H- und Li-ähnlichen Ionen des gleichen Isotops eine bekannte Proportionalität hat und der Bohr-Weisskopf-Effekt wegfällt, wenn die 1s- und 2s-HFS-Aufspaltungen des gleichen Isotops bekannt sind.

Sind andererseits die QED-Beiträge bekannt, ist es umgekehrt über die Hyperfeinstrukturauf-

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

spaltung möglich auf die Kernstruktur und die Größe des B-W-Effekts zu schließen.

Ein idealer Kandidat für die Untersuchung der HFS in wasserstoff- und lithiumähnlichen Ionen ist das Bismutisotop ^{209}Bi . Es ist eines der wenigen Isotope bei dem beide Übergangswellenlängen mit $\lambda_H = 244 \text{ nm}$ und $\lambda_{Li} \approx 1555 \text{ nm}$ gut mit Lasern erreichbar sind. Allerdings stellt die Wellenlänge im nahen Infrarot hohe Ansprüche an die Detektoren, wenn die Ionen in einer Falle sind und damit nahezu ruhen. Am ESR lässt sich jedoch der Doppler-Effekt ausnutzen. So wird die Wellenlänge von „rückwärts“ emittierten Photonen von $^{209}\text{Bi}^{82+}$ zu $\approx 490 \text{ nm}$ ($\beta = 0,6$) rotverschoben. Werden bei $^{209}\text{Bi}^{80+}$ hingegen die „vorwärts“ emittierten Photonen nachgewiesen, ist die kürzeste erreichbare Wellenlänge $\approx 640 \text{ nm}$ ($\beta = 0,71$).

In Tab. 2.2 sind wichtige Eigenschaften der Ionen zusammengestellt, die am ESR und bei SpecTrap untersucht wurden bzw. werden. Es ist zu sehen, dass sich die Untersuchung des Li-ähnlichen Bismuts schwieriger darstellt als die der H-ähnlichen Ionen, da die Aufspaltung neben einer kleineren Energie außerdem eine längere Lebensdauer hat.

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

Tab. 2.2.: Ionen, die am ESR untersucht wurden und die bei SpecTrap genauer vermessen werden sollen. (Quellen: Kernspin aus [Ber00], Energien/ Wellenlängen aus [Nör07])

Für die Übergangswellenlänge von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ gibt es diverse Berechnungen, die allerdings verschiedene Werte erwarten. Außerdem gibt es bereits zwei experimentelle Werte vom EBIT in Livermore (USA), von denen der letzte allerdings nicht veröffentlicht, sondern privat kommuniziert wurde (unterste Zeile in Tab. 2.3). Die experimentellen Werte haben jedoch einen relativ großen Fehler

Hyperfeinübergang [meV]	Wellenlänge [nm]	Bestimmungsart	Referenz
797,1 (0,2)	1555,4 (0,4)	Theoretisch	[Sha00]
797,15 (0,13)	1555,3 (0,3)	Theoretisch	[Sap01]
783,9 (3,0)	1581,6 (6,0)	Theoretisch	[Tom00]
820,0 (26,0)	1512 (48)	Experimentell	[Bei98]
791,2 (5,0)	1567 (10)	Experimentell	[Nör08]

Tab. 2.3.: Theoretische und experimentelle Werte der HFS-Energie von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ im Vergleich. Auf Grund der großen Fehler der experimentellen Werte vom EBIT in Livermore sind sie für einen Test der QED nicht geeignet. Bei der Berechnung der ersten beiden theoretischen Werte wurde das experimentelle Ergebnis des H-ähnliches Bismuts verwendet, weshalb die Fehler deutlich kleiner sind, als bei dem Wert in der dritten Zeile.

und sind für einen präzisen Test der QED nicht geeignet. Eine Übersicht über die Ergebnisse ist in Tab. 2.3 zusammengestellt. Für die Messung am ESR ist geplant, den Wellenlängenbereich von $\lambda = 1500$ nm bis 1590 nm zu untersuchen. Dies entspricht Wellenlängen von 620 nm bzw. 655 nm in Vorwärtsrichtung am ESR mit $\beta = 0.71$ bzw. 400 MeV/u (s. Kap. 3).

2.3. Der Experimentaufbau

Bevor hochgeladene Ionen untersucht werden können, müssen diese zunächst erzeugt und dann gespeichert werden. Während das Elektron des Wasserstoffatoms lediglich ein Potential von -13,6 eV

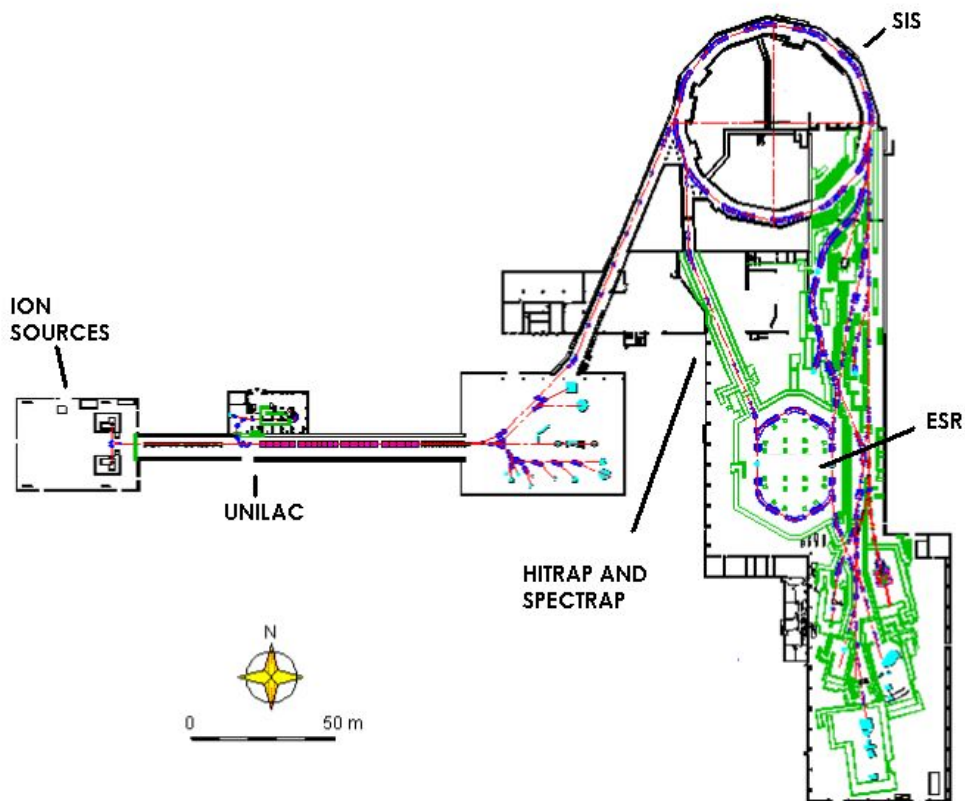


Abb. 2.5.: Infrastruktur an der GSI [Nör07].

erfährt, muss zur Ionisation des K-Schalenelektrons von z. B. Blei eine Energie von 105 keV aufgebracht werden [See99]. An der GSI werden die Ionen dazu stark beschleunigt und gestripped, d. h. beim Durchdringen von gasförmigen oder festen Targets verlieren die Atome Teile ihrer Elektronenhülle. Je nach Wahl der Geschwindigkeit und der Targets können die gewünschten Ladungszustände der Ionen erzeugt werden. Für die Produktion von vollständig ionisiertem Blei müssen die Ionen eine Energie von mindestens 200 MeV/u haben [See99]. An der GSI ist es möglich Ionen auf bis zu 2 GeV/u zu beschleunigen und Ladungszustände bis hin zu nacktem Uran zu erzeugen

[Nör07]. Dazu werden Ionen zunächst in einer Penning-Ionenquelle leicht ionisiert, bevor sie im Linearbeschleuniger UNILAC auf Energien von bis zu 20 MeV pro Nukleon beschleunigt werden. Dort werden durch einen Stripper weitere Elektronen entfernt. Zur Erzeugung von H- und Li-ähnlichen Systemen werden die Ionen zum Schwer-Ionen-Synchrotron (SIS) geleitet, in vier Teilpakete (Bunche) komprimiert und weiter beschleunigt. Ist die Energie groß genug werden die Ionen aus dem SIS ausgekoppelt und passieren auf ihrem Weg zum ESR nochmals einen Stripper. Bevor die Ionen in den ESR injiziert werden, wird mit Hilfe des Fragmentseparators (FRS) aus der Vielzahl der erzeugten Ladungszustände der gewünschte ausgewählt. Zunächst werden zwei Bunche in den ESR injiziert. Durch mehrmaliges Einschießen von Ionen aus dem SIS, können diese akkumuliert werden und bis zu 10^8 Ionen im ESR gespeichert werden. Diese liegen in zwei Ionenpaketen vor, mit dem halben Umfang des ESR als Abstand. In Abb.2.5 ist die Infrastruktur an der GSI zu sehen.

2.3.1. Der Experimentierspeicherring

Der ESR (s. Abb.2.6) hat einen Umfang von 108,36 m und die Form eines langgezogenen Sechsecks. Die Ionen werden mittels sechs 60° -Dipolmagneten umgelenkt und so im ESR gespeichert. Mit Quadrupolmagneten werden die zunächst relativ breiten Bunche fokussiert und auf ihre Soll-Bahn gebracht. Wie bereits in der Einleitung erwähnt ist die Auflösung der Messungen am ESR

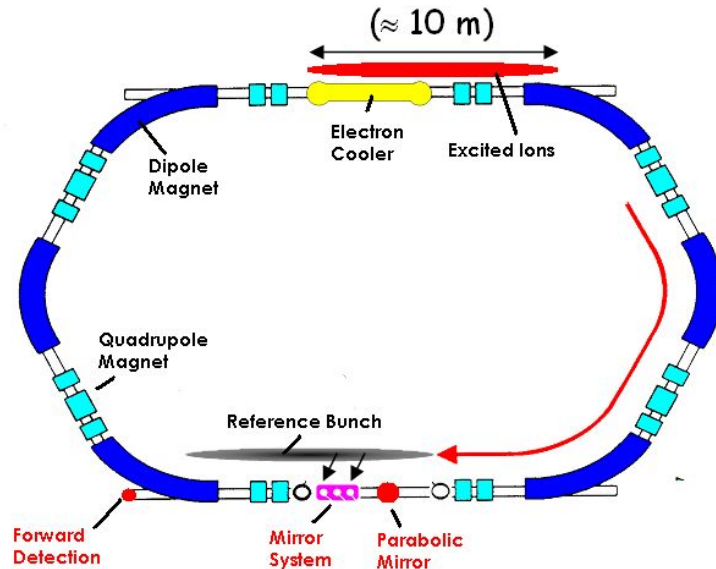


Abb. 2.6.: Der Experimentierspeicherring an der GSI (nicht maßstabsgetreu) [Nör07].

beschränkt. Dies ist bedingt durch die Unsicherheit in der absoluten Geschwindigkeit der Ionen und durch die statistische Geschwindigkeitsverteilung der Ionen auf Grund ihrer Temperatur. Um die Impulsbreite der gespeicherten Ionen zu verringern, werden sie im ESR elektronengekühlt, d. h. dem Bunch wird ein Elektronenstrahl mit hoher Energieschärfe und kleiner Divergenz auf 2,5 m

Länge überlagert. Durch die Wechselwirkung der Ionen mit den Elektronen, werden Erstere effektiv gekühlt. Typischerweise liegt $\Delta p/p$ danach in der Größenordnung 10^{-5} . Für die Wellenlänge optischer Übergänge, die auf Grund der Geschwindigkeit der Ionen dopplerverschoben werden, ergibt sich am ESR insgesamt eine Auflösung von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-4}$ [Nör07].

Die spezielle Form des ESR schafft ideale Vorraussetzungen für die Laserspektroskopie. Auf den zwei langen Geraden können die Ionen mit einem Laserstrahl überlagert und somit gut angeregt werden. Dies ist mit und gegen die Flugrichtung der Ionen möglich, so dass die Anregungsfrequenz je nach Wunsch verkleinert oder erhöht werden kann. Auf Grund der hohen Umlauffrequenz der Bunche im ESR (≈ 2 MHz für $\beta = 0,7$) und der im Vergleich langen Lebensdauer der angeregten Zustände, können die Ionen auf der den Detektoren gegenüberliegenden Seite angeregt werden. Dies verringert den Untergrund durch Streulicht erheblich.

In Abb. 2.6 ist die Position des Spiegelsystems („mirror system“) eingezeichnet, mit dem die Übergänge von wasserstoffartigem Blei und Bismut gefunden wurden. Wie eingangs erwähnt, wird in dieser Arbeit gezeigt, dass dieses System nicht für die Messung des lithiumähnlichen Bismuts geeignet ist. Außerdem sind die Detektorpositionen der zwei neuen Nachweissysteme eingezeichnet. Das Erste soll „vorwärts“ emittierte Photonen am Ende der unteren Geraden detektieren und das zweite wird unter kleinen Winkel emittierte Photonen mittels eines in den Strahlengang eingebrachten Parabolspiegels nach außen fokussieren.

2.3.2. Das SpecTrap Experiment

Ist der Übergang von lithiumähnlichem Bismut am ESR gefunden, soll er mit einer höheren Genauigkeit von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-7}$ bei SpecTrap nachgewiesen werden. Der SpecTrap Aufbau besteht dabei zum Teil aus dem ehemaligen ReTrap-Experiment aus Kalifornien [Chu99] und wird mit einer neuen Penningfalle ausgestattet. Die Ionen für das SpecTrap-Experiment werden aus dem ESR ausgekoppelt. Bevor die Ionen aber im SpecTrap-Experiment gespeichert werden können, muss ihre Geschwindigkeit verringert werden. Im ESR werden die Ionen gekühlt und auf ca. 7 MeV/u abgebremst. Von dort werden sie in die HiTrap-Anlage geleitet, die ebenfalls zur Zeit aufgebaut wird, wo sie weiter gebremst werden (s. Abb. 2.7). Nach dem *Post-Decelerator*, der aus einer *IH-Mode drift tube* und einem *RFQ Decelerator* besteht, haben die Ionen eine Energie von ca. 6 keV/u. In der *Cooling Trap* werden die Ionen auf wenige meV/u gekühlt, was der Umgebungstemperatur von 4 K entspricht. Von dort werden die Ionen dann zu diversen Experimenten, darunter SpecTrap, geleitet.

Ein schematischer Aufbau von SpecTrap ist in Abb. 2.8 zu sehen. Die abgebremsten Ionen aus dem HiTrap-Aufbau werden von oben in die Ionenfalle geleitet. Der Laserstrahl wird von unten in die Falle geschossen und die Fluoreszenzphotonen können den Aufbau durch horizontale Kanäle verlassen, an deren Enden Detektoren montiert werden. In dieser Arbeit wird ein Channel Photomultiplier für die Untersuchung von H-ähnlichem $^{209}\text{Bi}^{82+}$ an SpecTrap getestet. Für die Nachweise der anderen Übergänge werden zur Zeit Detektorsysteme im Rahmen einer Doktorarbeit an der

Universität Münster untersucht [Jöh09].

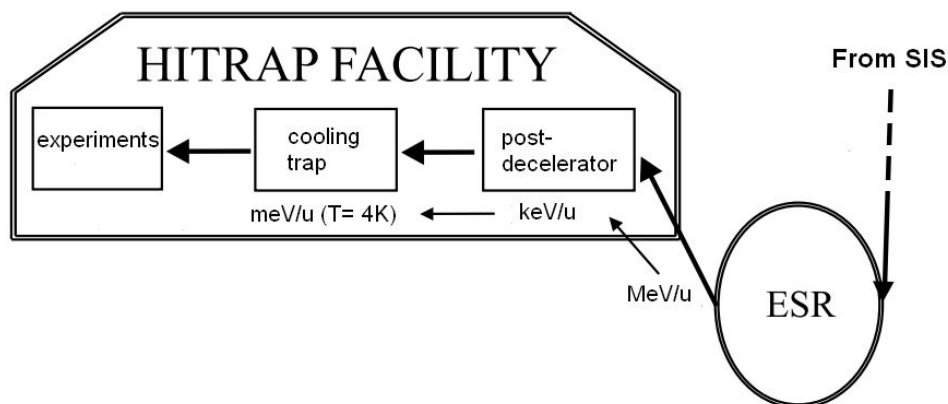


Abb. 2.7.: Schematischer Aufbau des HITRAP Experiments [Hit10].

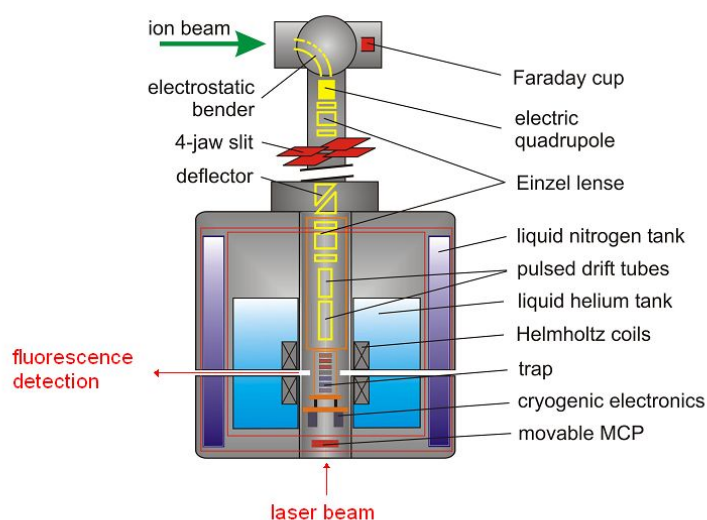


Abb. 2.8.: Das SpecTrap-Experiment [And09a].

2.4. Laserspektroskopie

Die Laserspektroskopie wird verwendet um die Energiespektren von Übergängen in Atomen, Molekülen oder Ionen zu vermessen, deren Übergänge im Bereich von mit Lasern erreichbaren Wellenlängen liegen. Bei der Wechselwirkung von Atomen mit Licht gibt es drei fundamentale Prozesse: Absorption, stimulierte Emission und spontane Emission. Durch Absorption eines Photons wird das

Atom angeregt. Im Fall des $^{209}\text{Bi}^{80+}$ wird bei ca. 1555 nm das Elektron im 2s Orbital von dem unteren HFS-Niveau ($F=4$) in das Höhere mit $F=5$ gehoben. Dafür muss die Wellenlänge des Lasers der des Übergangs im Rahmen der Niveaubreite entsprechen. Dies wird bei den Messungen am ESR und bei SpecTrap das entscheidende Kriterium sein, um die Wellenlänge des Übergangs zu bestimmen. Die Frequenz des Laserlichts wird solange in kleinen Schritten variiert (ESR: $\mathcal{O}(\text{GHz})$, SpecTrap: $\mathcal{O}(\text{MHz})$), bis die in Resonanz liegenden Fluoreszenzphotonen nachgewiesen werden.

Die emittierten Photonen der zuvor angeregten Atome entstehen auf zwei Arten. Zum Einen durch stimulierte Emission, d. h. ein Photon regt die Emission und damit den Rückfall des Elektrons in ein tieferes Energieniveau an. Das so emittierte Photon wird allerdings in die Richtung des einfallenden Photons, also des Laserlichts, emittiert und ist damit für die Laserspektroskopie nicht zu gebrauchen. Anders ist es bei der spontanen Emission. Hier werden die Photonen ohne weitere Einwirkung isotrop emittiert. Die Emissionsrate hängt von der mittleren Lebensdauer τ der angeregten Zustände ab, welche angibt nach welcher Zeit die Anzahl angeregter Atome auf $1/e$ abgefallen ist. Werden Fluoreszenzphotonen nachgewiesen, ist bei bekannter Einstellung des Lasers und der Geschwindigkeit der Ionen die Energie des Übergangs bestimmt. In Abb. 2.9 ist ein solches Resultat aus der Messung an $^{207}\text{Pb}^{81+}$ zu sehen. Die experimentell beobachtete Breite des Übergangs von 26 GHz ist im Wesentlichen in der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im ESR begründet.

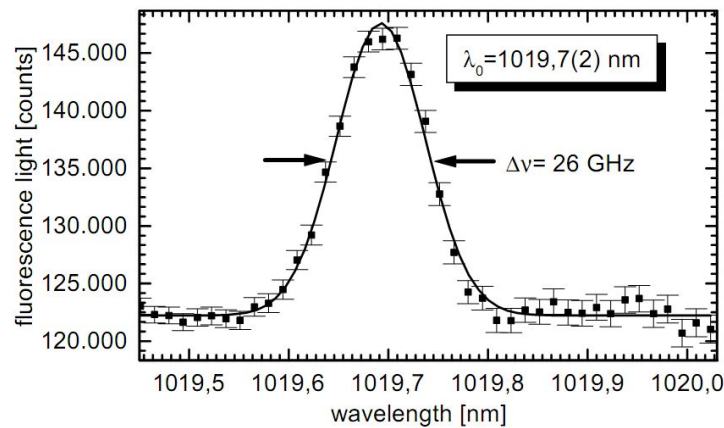


Abb. 2.9.: Resonanzsignal der 1s-HFS von $^{207}\text{Pb}^{81+}$ [See99].

2.5. Photonennachweis

2.5.1. Signallraten und Untergrund

Da die Wellenlängen der zu detektierenden Photonen durch die Frequenz des Lasers und die Ionenengeschwindigkeit vorgegeben ist, muss der Detektor für den Nachweis des Fluoreszenzlichts keine Energieinformationen über die detektierten Photonen liefern, sondern nur ein Ja-Nein-Signal. Die

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

große Herausforderung in der Detektion besteht darin, dass einzelne Photonen nachgewiesen werden müssen. Erschwerend kommt hinzu, dass bei einigen der zu untersuchenden Isotope mit sehr kleinen Signalraten zu rechnen ist. Die bei SpecTrap zu erwartenden Photonenraten sind in Tab. 2.4 zu sehen. Hier ist die Photo-Detektionseffizienz (PDE) des Detektors noch nicht berücksichtigt. Diese gibt an, welcher Anteil der Photonen, die einen Detektor treffen, tatsächlich ein messbares Signal erzeugt. Bei der Messung an $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am ESR wird eine noch wesentlich kleinere Signalrate erwartet, da die angeregten Ionen nicht an einem festen Ort vor dem Detektor verharren. Bei der Abregung der Ionen werden Photonen vielmehr irgendwo auf dem Umfang des ESR emittiert.

Isotop	Wellenlänge	Experiment	Photonenrate [1000/ s]
$^{209}\text{Bi}^{82+}$	244 nm	SpecTrap	625 ± 225
$^{207}\text{Pb}^{81+}$	1020 nm	SpecTrap	$6,5 \pm 2,1$
$^{209}\text{Bi}^{80+}$	1555 nm	SpecTrap	$3,4 \pm 1,0$

Tab. 2.4.: Simulierte Photonenraten am Detektor für das SpecTrap Experiment [Ham08]. Die Photonenrate berücksichtigt noch nicht die PDE.

Während für die Messung bei SpecTrap noch keine Raten für den Untergrund vorliegen ist bei der Messung am ESR mit einer Untergrundrate von ≈ 2000 Signalen pro Sekunde zu rechnen (s. Kap. 5). Um das Resonanzsignal bei der zu erwartenden kleinen Signalrate dennoch zu finden, werden verschiedene Maßnahmen ergriffen.

Zunächst kann der Untergrund um ca. ein Fünftel reduziert werden, wenn nur dann Daten aufgenommen werden, wenn Fluoreszenzphotonen den Detektor erreichen können. Sowohl bei der bereits bestehenden Spiegelstrecke als auch bei dem neu entwickelten Spiegelsystem werden hauptsächlich Photonen nachgewiesen, die bis zu 5 m davor emittiert werden (s. Kap. 4 und 5). Bei einem 10 m langen Ionenpaket müssen also insgesamt 15 m berücksichtigt werden, was bei $\beta = 0,71$ ein Zeitfenster von 70 ns bedeutet. Weiter müssen zeitliche Schwankungen in der Signalverarbeitung berücksichtigt werden, die hauptsächlich durch den Detektor verursacht werden, so dass zum Zeitfenster weitere 20 ns hinzukommen (s. Kap. 6). Auf Grund von zusätzlichen Messungenauigkeiten bei der Positionsbestimmung des Pakets wird ein Zeitfenster von insgesamt 100 ns gewählt [San09]. So wird gewährleistet, dass keine Signale aufgenommen werden, wenn keine Fluoreszenzphotonen nachgewiesen werden können. Bei einer Umlaufdauer der Ionen im ESR von 509 ns ($\beta = 0,71$, $\text{Umfang}_{\text{ESR}} = 108,36$ m) wird die Untergrundrate so um den Faktor $100/509 (\approx 1/5)$ reduziert. Dies gilt, da die angeregten Zustände der Restgasatome, die Untergrundphotonen emittieren, im Vergleich zur Umlaufdauer der Ionen langlebig sind und deshalb die Untergrundverteilung nicht mit der Position des Ionenpakts korreliert ist [Loc09b]. Darauf wird in Kap. 4 näher eingegangen.

Weiter wird ausgenutzt, dass die Ionen in zwei Paketen im ESR gespeichert sind. Werden nur in einem Paket Ionen angeregt, kann das andere Paket als Referenzpaket genutzt werden. So kann die Untergrundrate im ESR mittels des Referenzbunches bestimmt und vom Signalbunch abgezogen

werden. Auf diese Weise können nicht statistische Schwankungen im Untergrund eliminiert werden.

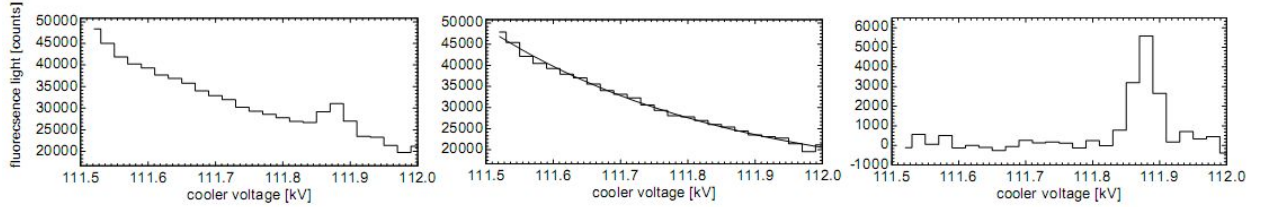


Abb. 2.10.: Von links nach rechts sind der Untergrund plus Signal aus dem Signalkpaket, der Untergrund aus dem Referenzpaket und schließlich die Differenz und damit das Signal zur Bestimmung der HFS des wasserstoffähnlichen Bleis zu sehen [See99].

In Abb. 2.10 ist das Ergebnis der $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Messung aus dem Jahr 1999 zu sehen, bei der mit der vorgestellten Methode Daten aufgenommen wurden. Auf der x-Achse ist allerdings nicht die Wellenlänge, sondern die Spannung am Elektronenkühler aufgetragen, da durch deren Veränderung die Ionengeschwindigkeit sehr fein verändert und somit die Anregungsfrequenz verschoben wurde. Bei der Messung an Li-ähnlichem Bismut wird jedoch die Frequenz am Laser durchgeführt und nicht die Geschwindigkeit der Ionen.

2.5.2. Detektoren

Da die Wellenlängen der Übergänge der diversen Isotope vom UV-Bereich bis in das nahe Infrarot (NIR) reichen, müssen zum Nachweis der Resonanzsignale verschiedene Detektoren verwendet werden. Die Untersuchung von Li-ähnlichem Bismut am ESR soll mit Photomultiplier Tubes (PMT) oder Channel Photomultipliern (CPM) erfolgen. Wünschenswert wäre der Einsatz von Avalanche Photodiodes (APDs), die insbesondere im NIR bis 1064 nm eine höhere Detektionseffizienz haben [Rmd]. Auf Grund der geringeren Verstärkung ist der Einsatz von APDs zum Nachweis einzelner Photonen allerdings mit größeren Schwierigkeiten verbunden und wird momentan im Rahmen einer Doktorarbeit am Institut für Kernphysik untersucht [Jöh09]. Das H-ähnliche Bismut bei SpecTrap soll ebenfalls mit CPM untersucht werden. Die Fluoreszenzphotonen der anderen beiden in Tab. 2.4 genannten Isotope bei SpecTrap haben relativ lange Wellenlängen, so dass sie nicht mit PMTs oder CPM nachgewiesen werden können. Für das Blei sollen APDs verwendet werden. Der noch langwelligere Übergang von Li-ähnlichem Bismut soll mit Hybridphotomultipliern nachgewiesen werden, die ebenfalls Inhalt zukünftiger Arbeiten sein werden. Hier sollen die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften von PMTs und CPM vorgestellt werden.

Photomultiplier

Der Photomultiplier nutzt den photoelektrischen Effekt, um aus einer Photokathode Elektronen herauszulösen. Diese Photoelektronen werden mit einer speziellen Dynodenstruktur zu einem messbaren Signal verstärkt. In Abb. 2.11 ist der schematische Aufbau eines Photomultipliers gezeigt.

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

Zunächst treffen Photonen auf die Photokathode, wo Photoelektronen ausgelöst werden. Diese werden mit Elektroden auf die erste Dynode fokussiert, wo durch den Aufprall Sekundärelektronen (ca. 3 bis 10 pro einfallendem Elektron [Leo93]) emittiert werden. Durch ein Spannungspotential werden die Sekundärelektronen auf die jeweils nächste Dynode gelenkt. So werden die Elektronen lawinenartig vervielfacht und schließlich kann an der Anode ein negativer Puls ausgelesen werden. Typischerweise wird eine Hochspannung von 0,5 kV bis 3 kV angelegt und mit einem Spannungsteiler auf die Dynoden, Anode und Kathode aufgeteilt. Dabei kann je nach Modell positive Spannung an die Kathode oder negative an die Anode gelegt werden. Der Aufbau befindet sich in einem evakuierten Gehäuse ($\approx 10^{-7}$ mbar [Ham07]), damit möglichst wenige Elektronen durch Stöße mit Atomen die nächste Dynode oder die Anode verfehlen.

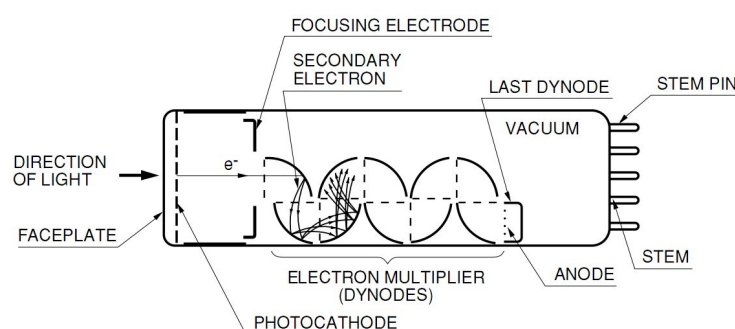


Abb. 2.11.: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers (aus [Ham07]).

Eine wichtige Größe bei Detektoren ist die zuvor erwähnte Photo-Detektionseffizienz. Diese setzt sich aus der Quanteneffizienz (QE) und dem Sammlungsgrad α zusammen. Die QE gibt die durch-

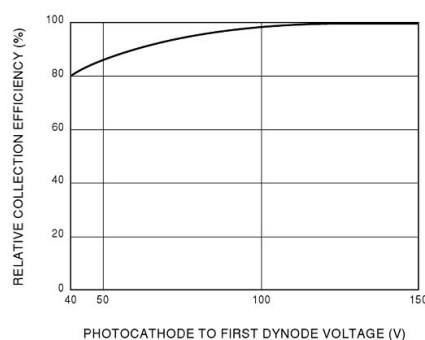


Abb. 2.12.: Abhängigkeit des Sammlungsgrades von der Spannung zwischen Photokathode und der ersten Dynode. Da dieses Spannungspotential beim R1017 größer 100 V ist, kann der Sammlungsgrad in guter Näherung gleich 100% gesetzt werden. (aus [Ham07]).

schnittliche Anzahl erzeugter Photoelektronen pro auf die Photokathode treffenden Photonen an. Der Sammlungsgrad gibt den Anteil an Photoelektronen an, die die erste Dynode erreichen und dort Sekundärelektronen ausschlagen. Der in dieser Arbeit meist diskutierte PMT R1017 von Ha-

mamatsu hat einen Sammlungsgrad von $\approx 98\%$ (vgl. Abb. 2.12) [Ham07]. Die damit verbundenen Verluste in der Signalrate sind deutlich kleiner als die Genauigkeit mit der die QE aus den Datenblättern abgelesen werden kann. Somit kann die Photo-Detektionseffizienz in sehr guter Näherung der QE gleich gesetzt werden.

Damit einzelne Photonen nachgewiesen werden können, muss die Verstärkung des Detektors groß genug sein. Die Anzahl emittierter Sekundärelektronen ist ein statistischer Prozess und ist von der Energie des einfallenden Elektrons und dem Dynodenmaterial abhängig. Die Verstärkung G hängt also von dem Potential V_d zwischen den Dynoden, der Materialkonstanten K und der Anzahl der Dynoden n ab. Unter der Annahme, dass V_d zwischen allen Dynoden gleich ist, gilt:

$$G = (K \cdot V_d)^n \quad (2.15)$$

Die Verstärkung variiert je nach PMT-Modell und beträgt typischerweise 10^4 bis 10^7 [Leo93].

Weiter muss gerade bei dem Nachweis kleiner Signalaraten die Dunkelzählrate des PMT beachtet werden. Diese wird zum Großteil durch thermische Emission von Elektronen an der Kathode und durch Elektronenemission durch die anliegende Hochspannung an den Dynoden erzeugt. Da bei Detektoren die im nahen Infrarot sensitiv sind, die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials relativ klein sein muss ($1000 \text{ nm} \hat{=} 1,2 \text{ eV}$), ist bei solchen Detektoren die Dunkelzählrate stets größer als bei UV-sensitiven ($200 \text{ nm} \hat{=} 6,2 \text{ eV}$). Indem PMTs gekühlt werden, kann die Dunkelzählrate stark reduziert werden.

Channel Photomultiplier

Channel Photomultiplier sind eine Weiterentwicklung von PMTs. Das Funktionsprinzip mit photoelektrischem Effekt und einer lawinenartigen Elektronenvervielfachung ist gleich. Der CPM hat jedoch keine Dynodenstruktur, sondern eine gewundene Röhre (Channel), die innen mit einem Halbleitermaterial beschichtet ist (s. Abb. 2.13). Sekundärelektronen werden emittiert, wenn Elektronen auf die Seitenwände des Channels treffen. Für die elektrostatische Beschleunigung sorgt eine Hochspannung zwischen Kathode und Anode. Die Elektronenwolke wird auch hier an der Anode gesammelt und als elektrischer Puls ausgegeben. Der CPM bietet mit seinem speziellen Aufbau gegenüber dem PMT einige Vorteile [Per05]:

- Die Verstärkung ist um ein bis zwei Größenordnungen größer und erreicht bis zu 10^8 .
- CPM reagieren weniger sensitiv auf Magnetfelder.
- Der CPM ist durch den robusten und kompakten Aufbau unempfindlicher auf Vibrationen.

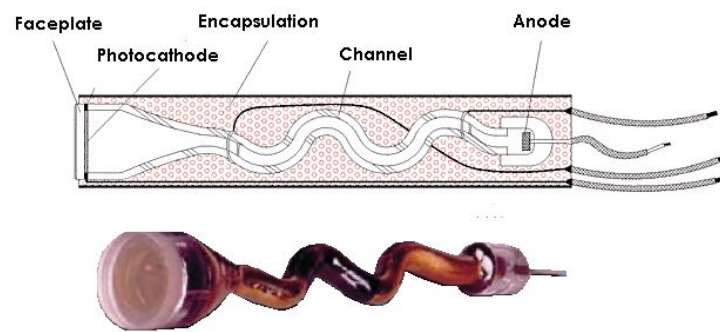


Abb. 2.13.: Schematischer Aufbau eines Channel Photomultipliers und ein Foto des CPM ohne Gehäuse.
(Grafik aus [Per06])

3. Emissionscharakteristik, Untergrund und Signalrate am ESR

Bevor Signalratenabschätzungen und Simulationen für die Messung am ESR durchgeführt werden können, muss die Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen untersucht werden. Die Zeitdilatation bedingt zum einen eine längere Lebensdauer der angeregten Ionen im Laborsystem und zum anderen eine Korrektur des klassischen Dopplereffekts. Außerdem kommt es zu einer Winkelaberration, d. h. dass die Emissionswinkel im Laborsystem kleiner wahrgenommen werden. Dies führt zu einem *Boost* in Vorwärtsrichtung und damit zu einer erhöhten Anzahl kurzweiliger Photonen, was den Nachweis der Fluoreszenzphotonen erleichtert. In diesem Kapitel werden die für die folgenden Simulationen relevanten Gleichungen hergeleitet und diskutiert. Außerdem wird auf die Anzahl angeregter Ionen im ESR, den Untergrund und die damit verbundene benötigte Messzeit eingegangen. Mit den eingeführten Gleichungen ist eine grobe Abschätzung der Signalrate am ESR an der bereits existierenden Spiegelstrecke möglich. Dafür wird zunächst die Spiegelstrecke mit ihren geometrischen Eigenschaften vorgestellt. Während die Bestimmung der HFS der H-ähnlichen Ionen von Bismut und Blei damit gelang, zeigt die hier durchgeführte Abschätzung, dass die mit der Spiegelstrecke erzielbare Signalrate für das Li-ähnliche Bismut sehr gering ist.

3.1. Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen

Bei der geplanten Messung im Jahr 2010 soll das Li-ähnliche Bismut mit $\beta = 0,71$ im ESR gespeichert werden, so dass relativistische Effekte berücksichtigt werden müssen. Die Transformation von dem bewegten System in das Laborsystem erfolgt über die Vierervektoren im Minkowski-Raum. Die Vektoren haben dabei die Form: (x, y, z, ct) . Im Folgenden wird ein relativistisches Teilchen beschrieben, das sich mit der Geschwindigkeit v_z in z-Richtung bewegt. Die gestrichenen Variablen bezeichnen das bewegte System (Ionen) und die ungestrichenen das Laborsystem. Es gilt die

Lorentz-Transformation [Dem05a]:

$$x' = x \quad (3.1)$$

$$y' = y \quad (3.2)$$

$$z' = \gamma \cdot (z - \beta ct) \quad (3.3)$$

$$ct' = \gamma \cdot (ct - \beta z) \quad (3.4)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \beta = \frac{v_z}{c}$$

3.1.1. Zeitdilatation und relativistischer Dopplereffekt

Eine unmittelbare Folge der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit ist die Zeitdilatation, so dass Zeitdifferenzen, also auch die Lebensdauer der angeregten Ionen, für ruhende Beobachter länger erscheinen als im mitbewegten Bezugssystem:

$$\Delta t = \gamma \cdot \Delta t' \quad (3.5)$$

Die hohe Geschwindigkeit wirkt sich hier also nachteilig auf den Nachweis der Fluoreszenzphotonen aus, da die Emissionsrate von Fluoreszenzphotonen mit zunehmender mittlerer Lebensdauer abnimmt. Die im Vergleich zu den bereits untersuchten H-ähnlichen Ionen ohnehin schon lange Lebensdauer des Li-ähnlichen Bismuts von 82 ms beträgt im Laborsystem dann 116 ms.

Bei bewegten Lichtquellen muss der Doppler-Effekt berücksichtigt werden. Bewegt sich die Lichtquelle auf den ruhenden Beobachter zu, wird die Wellenlänge blauverschoben, entfernt sich die Quelle wird die Wellenlänge rotverschoben. Bei relativistischen Lichtquellen muss außerdem die Zeitdilatation berücksichtigt werden.

Bei der Herleitung soll wie bei der Messung am ESR der Beobachter (Detektor) ruhen und, da die kurzwelligen Photonen nachgewiesen werden sollen, soll die Photonenquelle (angeregte Ionen) sich auf den Beobachter mit der Geschwindigkeit v_z zubewegen. Ohne relativistische Effekte sieht der Detektor folgende Wellenlänge λ der Photonen:

$$\lambda = c \cdot T_S - v_z \cdot T_S \cdot \cos(\Theta) \quad (3.6)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit und T_S die Periodendauer des Senders. Da nicht nur Photonen beobachtet werden, die in Bewegungsrichtung emittiert werden, muss im letzten Term ein $\cos(\Theta)$ berücksichtigt werden. Θ ist der Winkel zwischen Bewegungsrichtung der Quelle und Emissionsrichtung (s. Abb. 3.2). Für die Periodendauer bzw. Frequenz ν' einer relativistischen Quelle gilt

jedoch:

$$T_S = \gamma \cdot T' = \frac{\gamma}{\nu'} = \gamma \frac{\lambda'}{c} \quad (3.7)$$

Daraus folgt unmittelbar der relativistische Doppler-Effekt:

$$\lambda = \lambda' \cdot \gamma(1 - \beta \cos(\Theta)) \quad (3.8)$$

$$\nu = \nu' \cdot \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos(\Theta))} \quad (3.9)$$

Das Besondere am relativistischen Doppler-Effekt ist, dass im Gegensatz zum klassischen auch bei einer Photonenemission unter 90° die Wellenlänge „rotverschoben“ wird. In Abb. 3.1 ist die Verschiebung der Wellenlängen (Bi: 1555 nm, Pb: 1019,7 nm) gegen den Beobachtungswinkel aufgetragen, wobei das Bismut sowohl 2003 als auch bei der nächsten Messung mit $\beta = 0,71$ gespeichert wurde bzw. wird und das Blei 1999 mit $\beta = 0,6$ gespeichert wurde. Entspricht die Aufspaltung der HFS

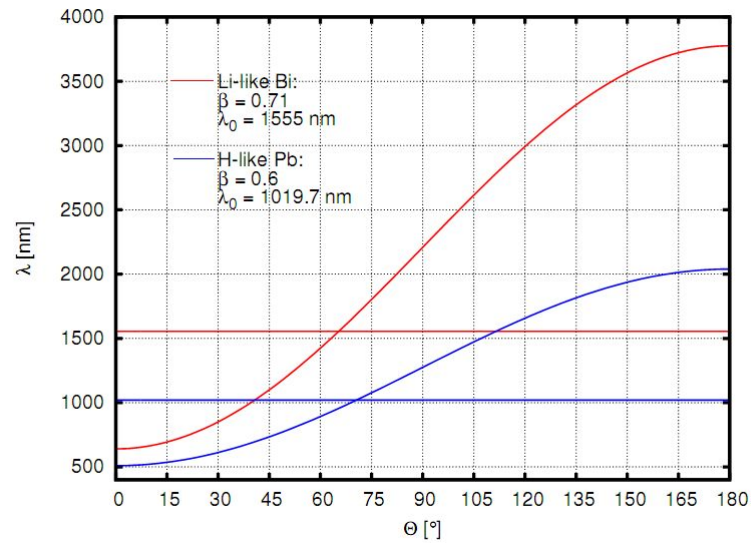


Abb. 3.1.: Der relativistische Doppler-Effekt für Li-ähnliches Bismut (rot) und H-ähnliches Blei (blau): Horizontal sind die Wellenlängen im bewegten System zu sehen ($\lambda_{Bi} = 1555$ nm, $\lambda_{Pb} = 1019.7$ nm). Der ruhende Beobachter nimmt die dopplerverschobenen Wellenlängen wahr. Die kürzesten beobachtbaren Wellenlängen betragen mit dem jeweiligen β (Bi: 0.71, Pb: 0.6) 640 nm bzw. 510 nm. Trotz der größeren Geschwindigkeit der Bismutionen sind die deutlich längeren Wellenlängen im Vergleich zum Blei zu sehen.

von Li-ähnlichem Bismut tatsächlich einer Wellenlänge von 1555 nm, wäre die kürzeste beobachtbare Wellenlänge am ESR 640 nm, was den Nachweis der Fluoreszenzphotonen mit Photomultipliern überhaupt erst möglich macht. Problematisch ist jedoch, dass nur die Photonen mit sehr kleinen Emissionswinkeln diese kurzen Wellenlängen haben und der Nachweis von Photonen im nahen In-

frarot schwierig ist. Bei der Diskussion möglicher Detektoren in Kapitel 4 wird gezeigt, dass die Auswahl von Detektoren mit einer ausreichend geringen Dunkelzählrate ($\leq 100 \text{ s}^{-1}$) klein ist und diese Photonen bis maximal 900 nm nachweisen können. Zum Vergleich sind die Wellenlängen der Fluoreszenzphotonen von H-ähnlichem Blei zu sehen. Die unter 0° emittierten Photonen haben eine Wellenlänge von 510 nm. Neben grundsätzlich kürzeren Wellenlängen beim Blei, steigt die Kurve für Bismut in Abb. 3.1 auf Grund des größeren β zudem schneller an. Andererseits sind die vorwärts emittierten Photonen umso kurzwelliger je größer das β . Im Vergleich zum Blei gibt es bei der Messung an Li-ähnlichem Bismut also zwei Hauptschwierigkeiten:

- Das angeregte Bismut hat eine längere Lebensdauer
- Die Fluoreszenzphotonen haben für einen Großteil der Emissionswinkel Wellenlängen, deren Nachweis deutlich schwieriger ist

3.1.2. Aberrationsbeziehung

Neben der Verschiebung der Wellenlängen, hat die hohe Geschwindigkeit der Ionen noch einen Vorteil. Die von einem ruhenden Beobachter detektierten Photonen einer relativistischen Lichtquelle werden unter einem kleineren Winkel gesehen, als sie im mitbewegten Bezugssystem emittiert wurden (s. Abb. 3.2). Dies ist von großem Vorteil, da im Laborsystem gilt: je kleiner der Winkel, desto kürzer die Wellenlänge.

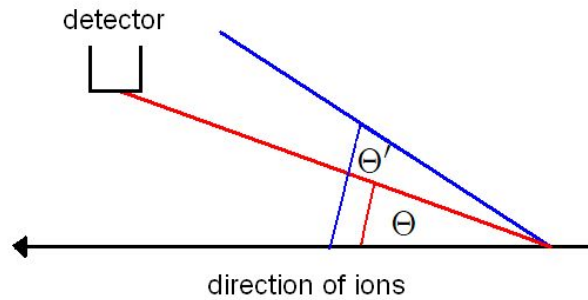


Abb. 3.2.: Emittiert eine relativistische Lichtquelle Photonen unter dem Winkel Θ' , werden diese von einem ruhenden Beobachter unter einem kleineren Winkel Θ gesehen.

Im Bezugssystem der Ionen gilt:

$$\cos(\Theta') = \frac{z'}{ct'} = \frac{\gamma(z - \beta ct)}{\gamma(ct - \beta z)} \quad (3.10)$$

Im Laborsystem gilt hingegen:

$$\cos(\Theta) = \frac{z}{ct} \quad (3.11)$$

Durch Substitution ergibt sich schließlich:

$$\Theta' = \arccos\left(\frac{\cos\Theta - \beta}{1 - \beta \cos\Theta}\right) \quad (3.12)$$

$$\Theta = \arccos\left(\frac{\cos(\Theta') + \beta}{1 + \beta \cos(\Theta')}\right) \quad (3.13)$$

In Abb. 3.3 ist der Beobachtungswinkel eines ruhenden Beobachters gegen den Emissionswinkel einer relativistischen Quelle zu sehen. Je größer β , desto stärker ist die Winkelverteilung nach vorne gebündelt und desto mehr Photonen mit kurzen Wellenlängen werden beobachtet.

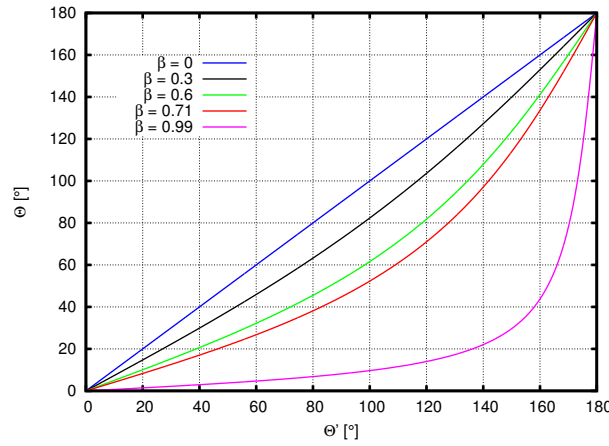


Abb. 3.3.: Aberrationsbeziehung: Die Emissionswinkel einer relativistischen Lichtquelle werden von einem ruhenden Beobachter unter einem kleineren Winkel wahrgenommen. Je größer β desto stärker ist dieser Effekt.

3.1.3. Relativistischer Boost

Die Verkleinerung der Winkel hat zur Folge, dass eine relativistische isotrope Lichtquelle für einen ruhenden Beobachter nicht mehr isotrop ist. Dieser sieht, dass mehr Licht in als gegen die Bewegungsrichtung emittiert wird. Dies wird deutlich bei der Untersuchung des Verhältnis V der Raumwinkel Ω und Ω' .

$$V = \frac{\Delta\Omega'}{\Delta\Omega} = \frac{\sin\Theta' d\Theta' d\phi'}{\sin\Theta d\Theta d\phi} \quad (3.14)$$

Bewegen sich die Ionen in Abb. 3.4 in z-Richtung kann vereinfacht werden:

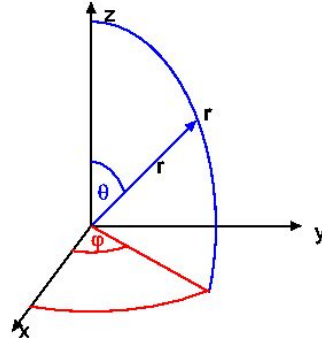


Abb. 3.4.: Kugelkoordinaten: Für die Berechnungen in diesem Kapitel werden die Kugelkoordinaten so gewählt, dass die Ionen sich entlang der z-Achse bewegen, also $\Theta \in [0^\circ, 180^\circ]$.

$$d\phi = d\phi' \quad (3.15)$$

$$V(\Theta) = \frac{\Delta\Omega'}{\Delta\Omega} = \frac{\sin\Theta' d\Theta'}{\sin\Theta d\Theta} \quad (3.16)$$

Mit Gleichung 3.13 folgt:

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta'}{d\Theta} &= \frac{d}{d\Theta} \left(\arccos \left(\frac{\cos(\Theta) - \beta}{1 - \beta \cos(\Theta)} \right) \right) \\ &= - \left(- \frac{\sin(\Theta)}{1 - \beta \cos(\Theta)} - \frac{(\cos(\Theta) - \beta) \beta \sin(\Theta)}{(1 - \beta \cos(\Theta))^2} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(\cos(\Theta) - \beta)^2}{(1 - \beta \cos(\Theta))^2}}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

Auch $\sin(\Theta')$ in Gl. 3.16 lässt sich durch Θ ausdrücken:

$$\sin\Theta = \sqrt{1 - (\cos\Theta)^2} = \sqrt{1 - \frac{(\cos(\Theta) - \beta)^2}{(1 - \beta \cos(\Theta))^2}} \quad (3.19)$$

Damit folgt für das Raumwinkelverhältnis:

$$V(\Theta) = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos(\Theta))^2} \quad (3.20)$$

In Abb. 3.5 sind die Raumwinkelverhältnisse einer isotropen Photonenquelle für verschiedene β zu sehen. Für das Li-ähnliche Bismut mit einem erwarteten $\beta = 0,71$ bedeutet dies, dass unter 0° fast 35 Mal mehr Photonen beobachtet werden als unter 180° . Bei Blei, welches im Experiment auf $\beta = 0,6$ beschleunigt wurde, beträgt dieser Faktor 24. Im Laborsystem wird eine relativistische isotrope Lichtquelle also nicht isotrop wahrgenommen, sondern die Intensität der Quelle erscheint

in Vorwärtsrichtung konzentriert (Boost).

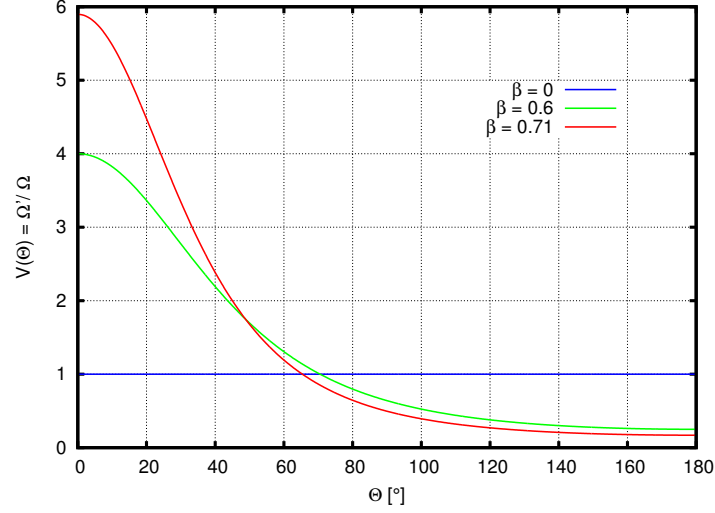


Abb. 3.5.: Es ist das Verhältnis der Raumwinkel gegen den Beobachtungswinkel aufgetragen. Zu sehen ist, dass eine relativistische, isotrope Lichtquelle von einem ruhenden Beobachter als eine Art Lichtkegel wahrgenommen wird. Es wird deutlich mehr Licht in als gegen die Bewegungsrichtung emittiert.

Wenn die Photonenquelle als punktförmig angenommen wird und die emittierten Photonen um die z-Achse rotationssymmetrisch verteilt sind, kann der Anteil $A(\Theta_{min,max})$ der Photonen, die zwischen zwei Winkeln Θ_{min} und Θ_{max} beobachtet werden, wie folgt bestimmt werden:

$$A(\Theta_{min,max}) = \frac{2\pi}{4\pi} \cdot \int_{\Theta_{min}}^{\Theta_{max}} V(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta \quad (3.21)$$

$$\text{Mit: } \Theta_{min} \leq \Theta_{max} \text{ und } \Theta_{min}, \Theta_{max} \in [0^\circ, 180^\circ] \quad (3.22)$$

In Abb. 3.6 ist dargestellt, wie viele Photonen unter welchem Θ bei einer relativistischen Photonenquelle beobachtet werden. Dafür ist $1/2 \cdot V(\Theta) \sin(\Theta)$ gegen Θ aufgetragen. Zu sehen ist, dass trotz des Lichtkegels die meisten Photonen noch relativ große Winkel haben, was auf den Sinus-Term im Raumwinkel zurückzuführen ist. In Abb. 3.7 ist der Anteil an der Gesamtemission einmal gegen die Beobachtungswinkel (linke Grafik) und einmal gegen die beobachteten Wellenlängen aufgetragen (rechte Grafik). Dafür wird $\Theta_{min} = 0^\circ$ festgehalten und Θ_{max} in 5° -Schritten erhöht. Während die Kurve, die gegen den Beobachtungswinkel aufgetragen ist, zunächst eine kleine Steigung hat, ist im rechten Bild der Zuwachs des Anteils bei kleinen Wellenlängen am stärksten. Der Grund für diese Stauchung bei kurzen Wellenlängen ist der cos-Term im Dopplereffekt, der sich mit wachsendem Θ zunächst nur geringfügig ändert.

Beträgt beim Bismut der Anteil von Photonen mit Wellenlängen unterhalb von 900 nm nur 35%,

3. Emissionscharakteristik, Untergrund und Signalrate am ESR

so sind es beim H-ähnlichen Blei 58%.

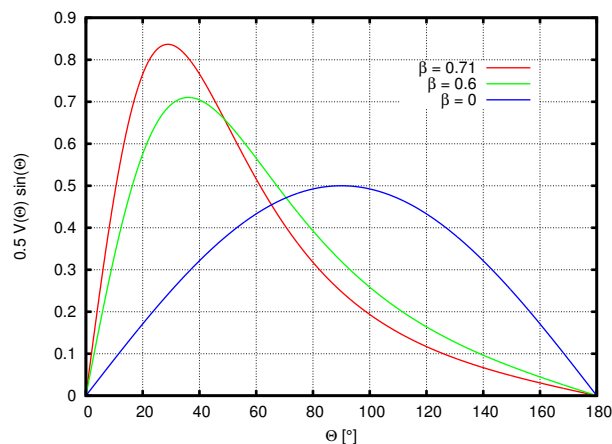


Abb. 3.6.: Zu sehen ist die Verteilung der beobachteten Winkel für verschiedene β . Das Maximum bei 90° (ruhende Quelle) wird zu kleineren Winkeln verschoben (relativistische Quellen) und zusammen-gestaucht.

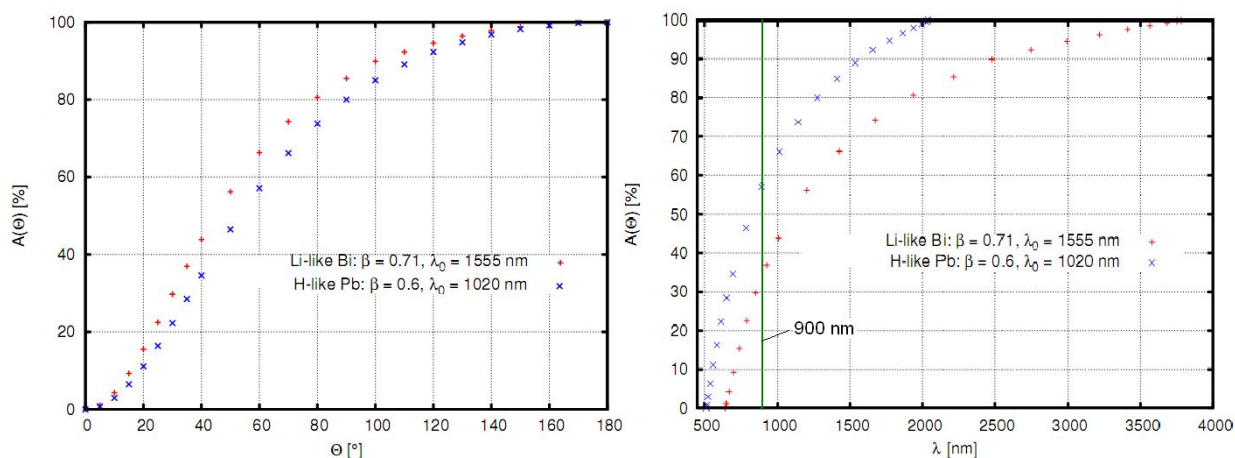


Abb. 3.7.: Es ist der Anteil an der Gesamtemission für $\Theta_{min} = 0^\circ$ und durchlaufendes Θ_{max} dargestellt. Links ist der Anteil gegen den Beobachtungswinkel und rechts gegen die entsprechende beobachtete Wellenlänge aufgetragen. Hier wird deutlich, dass der Anteil von Photonen mit Wellenlängen unterhalb von 900 nm beim Bismut im Vergleich zum Blei kleiner ist (35% bzw. 58%).

3.2. Anzahl angeregter Ionen im ESR

Um die Signalrate abzuschätzen, muss die Anzahl angeregter Ionen im Signalbunch bekannt sein. Die Messung am Li-ähnlichen Bismut soll mit einem Ionenstrom von 3 mA durchgeführt werden.

Damit kann die Anzahl N der Ionen im ESR bestimmt werden:

$$N_I = \frac{I \cdot U}{\beta \cdot c \cdot q \cdot e} \quad (3.23)$$

Dabei ist I der Ionenstrom, U der Umfang des ESR, q die Ladungszahl der Ionen und e die Elementarladung. Mit $U = 108,36$ m, $\beta = 0,71$ und $q = 80$ befinden sich insgesamt $1,2 \cdot 10^8$ Li-ähnliche Bismutionen im ESR, die auf zwei Bunche mit je $6 \cdot 10^7$ Ionen aufgeteilt werden. Von diesen kann jedoch nur ein Bruchteil angeregt werden. Unter Berücksichtigung folgender Punkte wurde eine Abschätzung für die geplante Messung an Li-ähnlichem Bismut durchgeführt [Nör09]:

- Auf Grund eines Strahlversatzes durch Umlenkmagnete vor und nach dem Elektronenkühler, kann der Laserstrahl dem Ionenpaket nur auf ca. 2,5 m Länge im Elektronenkühler überlagert werden. Unter Berücksichtigung der Lorentzkontraktion und der Pulslänge des Lasers wird nur ca. 1/4 der Ionen geometrisch erreicht [Win99].
- Auf Grund der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Bunch erfährt die Resonanzlinie eine Verbreiterung durch den Dopplereffekt. Von den geometrisch erreichbaren Ionen wird daher nur ein kleiner Teil durch das schmalbandige Laserlicht spektral erreicht. Angaben über den Prozentsatz der erreichbaren Ionen schwanken zwischen 5% [See99] und 25% [Win99].
- Zwischen den Laserschüssen stoßen die Ionen untereinander, so dass sich die Geschwindigkeiten der Ionen ändern und beim nächsten Schuss zumindest teilweise andere Ionen angeregt werden können. Da die Lebensdauer des HFS-Übergangs größer als die Zeitspanne zwischen zwei Laserschüssen (20 ms) ist, kann von einer effektiv größeren Laserbandbreite ausgegangen werden.
- Während die Ionen im ESR gespeichert sind, nimmt der Ionenstrom auf Grund von Stößen mit Restgasatomen mit der Zeit ab, so dass die durchschnittliche Anzahl gespeicherter Ionen geringer ist, als zuvor berechnet. Die Speicherintervalle der Ionen im ESR schwankten in den vergangenen Strahlzeiten von 10 Sekunden bis zu mehreren Minuten.
- Auf Grund der stimulierten Emission beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit im Zustand der Sättigung 0,5.

Dabei sind insbesondere der dritte und vierte Punkt schwer abzuschätzen und liefern somit große Unsicherheiten. Es kann vereinfacht von einer durchschnittlichen Anzahl angeregter Ionen während eines gesamten Speicherzyklus ausgegangen werden. Eine aktuelle konservative Abschätzung für das geplante Bismut-Experiment geht davon aus, dass nach mehreren Laserschüssen ein Gleichgewicht vorliegt und sich nach jedem Laserschuss durchschnittlich $N = 2 \cdot 10^5$ angeregte Ionen im Signalbunch befinden [Nör09]. Diese Zahl soll als Basis für die Simulationen der zu erwartenden Signalaraten benutzt werden.

3. Emissionscharakteristik, Untergrund und Signalrate am ESR

Mit der Anzahl angeregter Ionen N kann ermittelt werden, wie viele Fluoreszenzphotonen pro Sekunde im ESR emittiert werden. Auf Grund der kurzen Umlaufzeit der Ionen (509 ns) in Relation zur Lebensdauer (82 ms) kann der Ort der Anregung im ESR vernachlässigt werden und es wird angenommen, dass die Photonen gleichmäßig über den gesamten ESR emittiert werden. Das Zerfallsgesetz gibt an, wie viele Ionen N_{ang} sich nach der Zeit t noch im angeregten Zustand befinden:

$$N_{ang} = N \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.24)$$

Um die Anzahl emittierter Fluoreszenzphotonen zu bestimmen, muss dieser Wert von N abgezogen werden. Da sich nach jedem Laserschuss $N = 2 \cdot 10^5$ angeregte Ionen im ESR befinden, wird betrachtet wie viele Photonen zwischen zwei Laserschüssen ($t = 1/f_{Laser} = 1/50$ s) emittiert werden. Wird dieser Wert mit der Laserfrequenz multipliziert, ergibt sich die Anzahl pro Sekunde emittierter Fluoreszenzphotonen N_P . Außerdem ist zu beachten, dass die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustands im Ruhesystem länger ist und mit γ multipliziert werden muss. Es ergibt sich:

$$N_P = N \cdot \left(1 - e^{-\frac{1}{\gamma\tau f_{Laser}}}\right) \cdot f_{Laser} = 2 \cdot 10^5 \cdot 0,158 \cdot 50\text{Hz} \approx 1,58 \cdot 10^6 \text{s}^{-1} \quad (3.25)$$

In Kapitel 4 wird eine Simulation der Spiegelstrecke mit den Parametern der Blei-Messung von P. Seelig [See99] vorgestellt. Da die Signalrate aus dem Experiment bekannt ist, kann so eine Einschätzung der Qualität der Simulation erfolgen. Auf Grund der experimentellen Gegebenheiten beim Blei, wie Ionengeschwindigkeit, Ionenstrom, mittlerer Lebensdauer und einem anderen Lasersystem ist die Anzahl pro Sekunde emittierter Fluoreszenzphotonen deutlich größer [See99]. So werden $1,0 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde emittiert, die durchschnittliche Anzahl angeregter Ionen nach jedem Laserschuss beträgt $N_{Blei} = 7,6 \cdot 10^5$.

In Tab. 3.1 sind nochmals alle relevanten Eigenschaften von Li-ähnlichem Bismut und H-ähnlichem Blei, die in den später vorgestellten Simulationen verwendet werden, zusammengefasst. Im Unterschied zum Blei muss beim Bismut also neben der längeren Lebensdauer und langwelligeren Photonen auch von weniger angeregten Ionen im ESR ausgegangen werden.

Ion	N_P [s ⁻¹]	τ [ms]	β	λ_0 [nm]
Li-ähnliches Bi	$1,58 \cdot 10^6$	82	0,71	1555
H-ähnliches Pb	$1,0 \cdot 10^7$	52	0,6	1019,7

Tab. 3.1.: Wichtige Parameter der verschiedenen Isotope für die Simulationen.

3.3. Messdauer

Bevor Signalaraten als ausreichend oder zu klein beurteilt werden können, muss der Untergrund betrachtet werden. Daraus kann dann die Messdauer t pro zu untersuchender Wellenlänge bestimmt werden, die mindestens nötig ist, um das Resonanzsignal mit der gewünschten Signifikanz zu finden. In guter Näherung wird angenommen, dass die Raten X und Y im Signal- und Referenzbunch gleich groß sind, da die Signal- klein gegen die Untergrundrate ist ($S \ll X, Y$). Die Signalarate muss nun größer als die Unsicherheit der Differenz aus Signal- und Referenzbunch sein. Um die Messsicherheit zu erhöhen, wird eine Signifikanz von einem Vielfachen n der Unsicherheit gefordert. Nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung gilt für den Fehler Δx der Differenz $X - Y$:

$$\Delta x = \sqrt{X + Y} \quad (3.26)$$

Es gilt $X \approx Y$ und es lässt sich vereinfachen:

$$\Delta x \approx \sqrt{2 \cdot X} \quad (3.27)$$

Wird X durch $(U_{ESR} + D)$ ersetzt, wobei U_{ESR} die Rate von Untergrundphotonen im ESR und D die Dunkelzählrate des Detektors ist, gilt:

$$S \cdot t \geq n \cdot \sqrt{2 \cdot (U_{ESR} + D) \cdot t} \quad (3.28)$$

$$\Leftrightarrow t = \frac{2 \cdot n^2 \cdot (U_{ESR} + D)}{S^2} \quad (3.29)$$

U_{ESR} und S sind proportional zur Quanteneffizienz (QE) des Detektors, so dass die Messdauer mit erhöhter QE deutlich sinkt, da sie umgekehrt proportional zum Quadrat der Signalarate ist. Bei der Auswahl eines Detektors ist eine hohe QE also von großer Bedeutung. Für die Messzeiten, die im Folgenden mit Gleichung 3.29 bestimmt werden, wird $n = 3$ gewählt.

Sowohl bei der Messung von Li-ähnlichem Bismut, als auch bei der Blei-Messung wurde ein Photomultiplier vom Typ R1017 von Hamamatsu verwendet, der auf eine hohe Quanteneffizienz und eine niedrige Dunkelzählrate selektiert war. Die QE beträgt bis zu 5% mehr, als bei einem nicht selektierten Modell. Ein Graph zur QE befindet sich im Anhang A. Bei -20°C betrug die Dunkelzählrate des R1017 im Labor lediglich $D = 20 \text{ s}^{-1}$ [See99], am ESR erhöhte sich diese durch Störsignale jedoch auf $(499 \pm 2) \text{ s}^{-1}$. Wird pro Umlauf ($T = 509 \text{ ns}$) der Ionen in einem 100 ns langen Zeitfenster gemessen, ergibt dies 98 ± 1 Signale pro Sekunde (s. Kapitel 2).

Die Untergrundrate an der existierenden Spiegelstrecke, falls Li-ähnliches Bismut mit $\beta = 0,71$ und $I = 3 \text{ mA}$ im ESR gespeichert ist, ist aus einer Messung aus dem Jahr 2003 bekannt [Loc09b]. Die Spiegelstrecke hat drei Fenster (s. Kap. 3.4), wobei im Jahr 2003 nur an den beiden hinteren Fenstern Detektoren montiert waren. Die durchschnittliche Rate betrug pro Fenster $U_{ESR} = (1307 \pm 3) \text{ s}^{-1}$. Hier ist die Dunkelzählrate des Detektors nicht berücksichtigt. Im nächsten Ka-

pitel wird gezeigt, dass der Untergrund an allen drei Fenstern annähernd gleich groß ist. Auch diese Untergrundrate reduziert sich durch die spezielle Datenaufnahme auf ein Fünftel, also auf (257 ± 1) Ereignisse pro Sekunde, was 2003 auch gemessen wurde. Insgesamt beträgt der Untergrund $U = U_{ESR} + D$ pro Fenster an der Spiegelstrecke also $U = (355 \pm 1) \text{ s}^{-1}$.

3.4. Spiegelstrecke

Das Spiegelsystem, das bislang bei den Untersuchungen von HFS-Aufspaltungen am ESR benutzt wurde, ist in Abb. 3.8 im Längs- und in Abb. 3.9 im Querschnitt zu sehen. Der Aufbau ist 650 mm

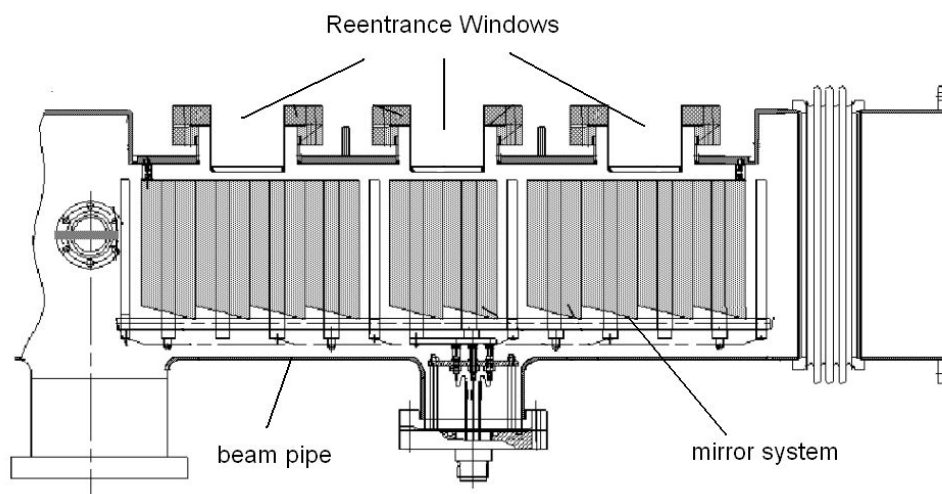


Abb. 3.8.: Die Spiegelstrecke ist 650 mm lang und besteht aus zehn identischen Segmenten à 55 mm Länge über denen sich drei Fenster befinden. Die konischen Spiegel in der unteren Hälfte haben eine Steigung von 15° . Grafik aus [See99]

lang und besteht aus zehn gleich großen Segmenten. Die Segmente haben eine Länge von je 55 mm. Die untere Hälfte besteht aus konischen Spiegeln, die um 15° gegen die Horizontale gekippt sind. Die obere Hälfte besteht ebenfalls aus konischen Spiegelementen, allerdings mit anderem Radius und Mittelpunkt und drei Ausgängen für die Photonen, über denen sich Fensterflansche befinden. So wird dafür gesorgt, dass das nach unten emittierte Licht in Richtung Fenster gelenkt wird. Das nach oben emittierte Licht trifft entweder direkt auf die Fenster oder wird durch die oberen auf die unteren Spiegel und dann zum Fenster gelenkt. Die Fenster sind spezielle „Reentrance“-Fenster, d. h., dass sie über ein Rohrstück in den Flanschstützen hineinragen. Damit sind die Fenster mit einem Durchmesser von 60 mm nur 80 mm von der Strahlrohrmitte entfernt. Da die Detektoren für gewöhnlich gekühlt werden müssen, können sie nicht in das „Reentrance“-Fenster eingelassen werden und zwischen Photomultiplier und Fenster muss ein Lichtleiter platziert werden. Außerdem kann so das Licht auf eine Photokathode fokussiert werden, deren Durchmesser kleiner ist als der der Fenster. Die Reflektivität der Spiegel liegt im interessanten Wellenlängenbereich (640 nm bis 900 nm) zwischen 80% und 92% (s. Anhang A.2).

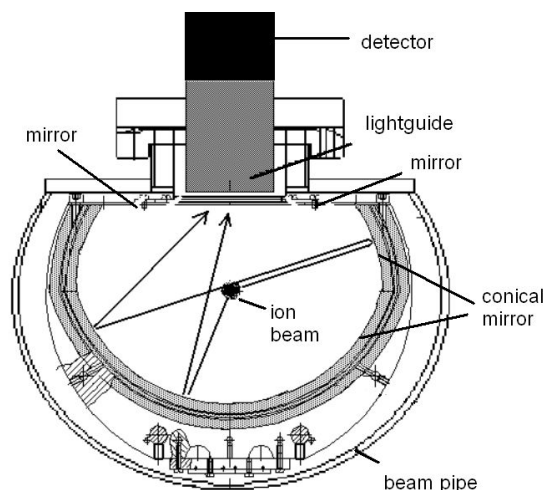


Abb. 3.9.: Um den Ionenstrahl ist ein 360° Spiegelsystem montiert, so dass sowohl nach oben als auch nach unten emittierte Photonen zu einem der drei Fenster reflektiert werden können. Horizontal beträgt der kleinste Abstand zur Strahlrohrmitte 100 mm und vertikal 55 mm. Grafik aus [See99]

3.5. Abschätzung der Signalrate an der Spiegelstrecke

Mit den zuvor diskutierten Gleichungen und der Geometrie der Spiegelstrecke ist eine grobe, aber einfache Abschätzung der Signalrate für $^{209}\text{Bi}^{80+}$ und $^{209}\text{Bi}^{82+}$ möglich. Die Signalrate ist proportional

- zur Anzahl pro Sekunde emittierter Photonen im gesamten ESR: N_P

- zum vom Detektor nachweisbaren Anteil A

Von den emittierten Photonen können nur die nachgewiesen werden, deren Wellenlängen in den sensitiven Bereich des Detektors fallen. Die Wellenlängen der Fluoreszenzphotonen sind vom Beobachtungswinkel Θ abhängig und der nachweisbare Anteil A kann nach Gl. 3.21 bestimmt werden. Um eine obere Abschätzung zu geben, ist $\Theta_{\min} = 0^\circ$. Θ_{\max} ist von der Sensitivität des Detektors abhängig.

- zum relevanten Strahlabschnitt: S_a

Es muss berücksichtigt werden, dass von den emittierten Photonen nur die relevant sind, die entweder direkt ein Fenster oder durch Reflektion an der Spiegelstrecke ein Fenster erreichen. Wird das Problem durch einen Längsschnitt wie in Abb. 3.8 auf zwei Dimensionen reduziert, entspricht der relevante Streckenabschnitt für einen bestimmten Beobachtungswinkel, von dem Photonen direkt in die Fenster emittiert werden, ca. dem Fensterdurchmesser, also 60 mm. Unter der Annahme, dass die Strahlabschnitte für Photonen, die zunächst den Spiegel und dann ein Fenster treffen, genauso groß bleiben, was sehr optimistisch ist, ergibt sich bei

einem Umfang des ESR von 108,36 m für alle drei Fenster:

$$Sa = \frac{3 \cdot 0,06\text{m}}{108,36\text{m}}$$

- zur Reflektivität der Spiegel: R
- zum Transmissionskoeffizienten des Lichtleiters: T
- zur Quanteneffizienz des Detektors: QE

Insgesamt wird die Signalrate also durch folgende Formel abgeschätzt:

$$f = N_P \cdot A \cdot Sa \cdot R \cdot T \cdot QE \quad (3.30)$$

Signalrate $^{209}\text{Bi}^{80+}$

Für den zuvor erwähnten selektierten R1017 wird eine durchschnittliche Quanteneffizienz von 7% zwischen 640 nm und 900 nm angenommen. Der Anteil A zwischen 640 nm und 900 nm beträgt 35%. Mit $R \approx 0,9$ und $T \approx 0,8$ [See99] ergibt sich an allen drei Fenstern zusammen eine Signalrate von:

$$f = 54 \text{ s}^{-1}$$

Zum Vergleich soll die Signalrate von H-ähnlichem Blei auf die gleiche Weise bestimmt werden.

Signalrate $^{207}\text{Pb}^{81+}$

Der Anteil an der Gesamtemission zwischen 510 nm und 900 nm beträgt 58% und für die QE werden in diesem Wellenlängenbereich durchschnittlich 10% angenommen. Daraus folgt:

$$f = 809 \text{ s}^{-1}$$

Dieser Wert ist mit (416 ± 1) Signalen pro Sekunde aus dem Experiment zu vergleichen [See99]. Trotz der groben Annahmen ist zumindest eine Übereinstimmung in der Größenordnung gegeben.

Bei der vorangegangenen Messung an Li-ähnlichem Bismut [San09] wurden lediglich an zwei Fenstern Photomultiplier montiert, so dass sich die abgeschätzte Signalrate für $^{209}\text{Bi}^{80+}$ von 54 s^{-1} auf 36 s^{-1} reduziert. Unter der Annahme, dass die Signalrate auch beim Bismut um den Faktor $809/416$ (aus dem Vergleich mit dem Blei-Experiment) überschätzt wurde, ergäbe sich sogar nur eine Signalrate von 19 s^{-1} . Dies würde nach Gleichung 3.29 einer benötigten Messzeit von $t = 35 \text{ s}$ pro Wellenlänge entsprechen. In Abb. 3.10 ist zu sehen, wie viele Laserschüsse pro Wellenlänge bei den Messungen in den Jahren 1999 und 2003 abgegeben wurden. Darin ist zu erkennen, dass im Jahr 2003 bei einer Pulsrate von 50 Hz bei vielen Wellenlängen nur 10 s bis 12 s gemessen wurde (insgesamt wurden ≈ 2500 Wellenlängen durchgescannt). Um eine Messsicherheit von $n = 2$ zu erreichen, hätte immerhin noch gut 16 s gemessen werden müssen. Im Jahr 1999 wurde zwar

länger pro Wellenlänge gemessen, der Ionenstrom betrug jedoch nur 1/15 des Ionenstroms aus dem Jahr 2003. Nach der hier durchgeführten Abschätzung wäre dann mit einer Signalrate von $\approx 1 \text{ s}^{-1}$ zu rechnen gewesen und es hätte mehrere tausend Sekunden pro Wellenlänge gemessen werden müssen. Außerdem wurde nur ein relativ kleiner Wellenlängenbereich zwischen 1545 nm und 1561 nm untersucht [Win99].

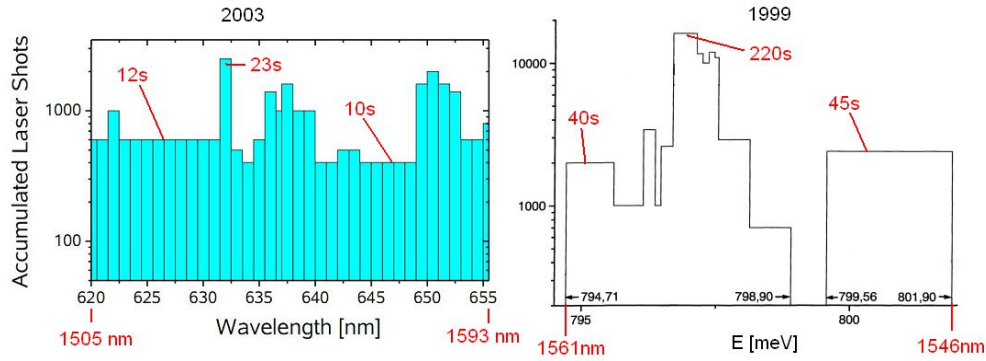


Abb. 3.10.: Es sind die pro Wellenlänge abgegebenen Laserschüsse von den Messungen aus den Jahren 2003 (links) [San09] und 1999 (rechts) [Win99] zu sehen. Auf der horizontalen Achse sind die in das Ruhesystem umgerechneten Wellenlängen hinzugefügt. Die Frequenz des Lasers betrug bei beiden Messungen 50 Hz. 2003 wurden also große Bereiche mit einer Messdauer von 10 s bis 12 s untersucht. Im Jahr 1999 wurde länger gemessen, aber dafür war der Ionenstrom 1/15 kleiner und es wurde nur ein deutlich kleinerer Bereich untersucht.

Die Abschätzung zeigt, dass bei den vorherigen Messungen am Li-ähnlichen Bismut die Signalrate sehr klein bzw. die Messdauer sehr kurz war. Obwohl im Jahr 2003 keine größeren Probleme während der Strahlzeit auftauchten, reichte dies nur zu einer durchschnittlichen Messdauer von ca. 12 s pro Wellenlänge [San09]. Dies liegt daran, dass zunächst ein bis zwei Tage Kalibrations- und Testmessungen durchgeführt werden müssen und die Produktion, Speicherung und Kühlung der Ionen viel Zeit in Anspruch nimmt. Da auch für die nächste Messung eine Strahlzeit von sieben Tagen angesetzt ist und die Abschätzung zeigt, dass ca. drei Mal so lange pro Wellenlänge gemessen werden müsste wie in 2003, wird die Frage aufgeworfen, ob die Spiegelstrecke für den Nachweis der Fluoreszenzphotonen des Li-ähnlichen Bismuts geeignet ist, wenn keine geeigneten Detektoren für Wellenlängen größer 900 nm und mit höherer QE zur Verfügung stehen. Die durchgeführte Signalratenabschätzung ist natürlich sehr ungenau, da viele grobe Annahmen getroffen wurden. Insgesamt ist es von großem Interesse eine detaillierte Simulation zu entwickeln mit deren Hilfe beurteilt werden kann, ob die Spiegelstrecke für die nächste Messung an Li-ähnlichem Bismut geeignet ist, und mit der gegebenenfalls ein alternatives, auf die Problematik der Messung angepasstes Detektionssystem entwickelt werden kann.

In diesem Kapitel wurde die besondere Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen hergeleitet. Es wird deutlich, dass sich die Untersuchung von Li-ähnlichem Bismut schwieriger darstellt als die von H-ähnlichem Blei. Dies liegt an der längeren Lebensdauer, langwelligeren Fluoreszenzphotonen und weniger angeregten Ionen im ESR. Eine grobe Abschätzung der Signalrate an der Spiegelstrecke lässt sehr geringe Raten für die Messung von Bismut vermuten. Auf Grund einer begrenzten Strahlzeit und eines großen Wellenlängenbereichs, der untersucht werden soll, ist eine kurze Messzeit pro Wellenlänge wichtig. Die Ergebnisse aus diesem Kapitel motivieren die Durchführung von detaillierten Simulationen des Experiments, mit dem Ziel der Entwicklung eines optimalen Detektionssystems.

4. GEANT4 Simulation – Untersuchung der Spiegelstrecke

Nachdem das ursprüngliche Ziel dieser Arbeit die Entwicklung eines verbesserten Detektorsystems für die Spiegelstrecke war, zeigt die Abschätzung der Signalrate für Li-ähnliches Bismut an der Spiegelstrecke aus dem vorherigen Kapitel, dass es fraglich ist, ob mit ihr das Resonanzsignal überhaupt gefunden werden kann. Deshalb wurde eine Monte-Carlo-Simulation mit dem Softwarepaket *GEANT4* entwickelt, mit deren Hilfe eine detaillierte Analyse der Spiegelstrecke, sowie die Simulation neuer Detektorsysteme möglich ist. In diesem Kapitel wird zunächst die Simulation vorgestellt und dann erläutert, warum das Resonanzsignal bei den zwei vorherigen Messungen wahrscheinlich nicht gefunden wurde. Weiter werden mit der Simulation Optimierungen an der Spiegelstrecke diskutiert, die die Signalrate jedoch nicht signifikant erhöhen können. Anschließend wird die Simulation mit H-ähnlichem Blei durchgeführt und mit den experimentellen Daten verglichen, was eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment zeigt. Es wird gezeigt, dass ein neues Detektorsystem notwendig ist, um das Resonanzsignal beim Li-ähnlichen Bismut zu finden.

4.1. Aufbau der Simulation

Bevor die Ergebnisse präsentiert werden, soll zunächst die Simulation vorgestellt werden. *GEANT4* ist eine Software, die am CERN für die Durchführung von Monte-Carlo-Simulationen im Bereich der Hochenergie-Physik entwickelt wurde und in C++ Programmen implementiert werden kann [All03], [All06]. Es stehen eine Vielzahl von Klassen zur Verfügung mit denen Teilchen und ihre Wechselwirkungen mit Materie und Feldern beschrieben werden können. Mit Hilfe von *ROOT* [Bru97], einer Software die ebenfalls am CERN entwickelt wurde, werden die mit der Simulation gewonnenen Daten ausgewertet.

Eine Basisversion der Simulation wurde von Volker Hannen [Han09] geschrieben, die dann im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt wurde.

Da *GEANT4* ursprünglich zur Simulation von hochenergetischen Teilchen entwickelt wurde, müssen bei der Simulation von optischen Photonen Besonderheiten beachtet werden. Die Klasse *G4OpticalPhoton* generiert Photonen, für die dann festgelegt werden muss, welchen physikalischen Prozessen sie unterliegen. Für optische Photonen stehen dafür folgende Klassen zur Verfügung: Absorption, Rayleigh Streuung und Grenzprozesse, wie Brechung, Reflektion und Detektion. Dazu müssen für jedes simulierte physikalische Volumen neben der Geometrie und der atomaren

Zusammensetzung die mittlere freie Weglänge und die Brechungsindizes für verschiedene Photonenenergien definiert werden. Anders als bei hochenergetischen Teilchen müssen außerdem Oberflächeneigenschaften der Volumen festgelegt werden, um Prozesse wie Detektion oder Reflektion zu simulieren. So können in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Photonen die Quanteneffizienz für die Oberflächen von Detektoren und die Reflektion von physikalischen Volumen angegeben werden. Sobald die Photonen einen Grenzprozess erfahren, also von einem physikalischen Volumen in ein anderes wechseln, werden die Oberflächeneigenschaften mit der Klasse *G4OpBoundaryProcess* abgefragt. Hat die Oberfläche z. B. eine definierte Quanteneffizienz, kommt es in Abhängigkeit vom Wert der QE zur Detektion oder nicht [Gum02].

Der Aufbau des Programms sieht wie folgt aus: Die Datei *esr_mirror.cc* enthält die main-Funktion, wo die grundlegende Klasse *G4RunManager* geladen wird. Der *G4RunManager* steuert den gesamten Programmablauf und ihm müssen alle weiteren Klassen, wie z. B. die Detektorgeometrie, zugewiesen werden. Die weiteren Klassen werden in der Reihenfolge wie sie ausgeführt werden vorgestellt.

- **esr_DetectorConstruction:** Hier werden sämtliche Geometrien und Materialeigenschaften definiert. Dabei gibt es vordefinierte geometrische Grundfiguren, die zu komplizierteren Strukturen kombiniert werden können. Ebenso gibt es eine Datenbank für Materialien, so dass eine geometrische Figur z. B. direkt als Glas definiert werden kann. Materialien, die nicht in der Datenbank vorhanden sind, können aus den einzelnen Elementen zusammengesetzt werden. Dies wurde z. B. für das ESR-Strahlrohr gemacht, das aus Edelstahl besteht. Weiter werden physikalische Größen wie die Temperatur und der Druck im Strahlrohr festgelegt. Bevor die Spiegelstrecke erzeugt werden kann, muss ein globales Volumen definiert werden, dass in der Simulation betrachtet werden soll. Darauf wird das Strahlrohr mit seinen für die Simulation relevanten Flanschen erzeugt. Allerdings wird nicht der gesamte ESR erstellt, sondern lediglich der Abschnitt, in dem Photonen emittiert werden, die den Detektor überhaupt erreichen können. Die Länge des Abschnitts kann dann je nach Situation vom Benutzer eingestellt werden. Die Geometrien der verschiedenen Detektorsysteme werden in ausgelagerten Klassen definiert:
 - **esr_SegmentedMirrorConstruction:** Hier wird die bereits vorhandene Spiegelstrecke definiert.
 - **esr_ForwardConstruction:** Definition des Aufbaus des Geradeaus-Nachweissystems (s. Kap. 5).
 - **esr_ParabolicMirrorConstruction:** Definition des Parabolspiegelsystems. Dieses wird ebenfalls in Kap. 5 vorgestellt.
- **esr_PhysicsList:** Es wird festgelegt welche „Teilchen“ simuliert werden sollen. Statt angeregte Ionen und ihre Zerfallsprozesse zu simulieren, werden direkt Photonen mit den entsprechenden Raten und Wellenlängen (s. Kapitel 3) erzeugt. Weiter wird definiert welchen phy-

sikalischen Prozessen die Photonen unterliegen (Absorption, Rayleigh Streuung und Grenzprozesse).

- **esr_Histograms:** Mit Hilfe der *ROOT*-Software werden gewünschte Histogramme definiert und verwaltet.
- **esr_PrimaryGeneratorAction:** Nachdem zuvor festgelegt wurde, dass die zu simulierenden „Teilchen“ optische Photonen sind, wird hier das Photon mit sämtlichen Eigenschaften erzeugt. Dafür wird zunächst der Emissionsort des Photons in dem Strahlrohrabschnitt zufallsgeneriert. Dies betrifft zum einen die z-Koordinate entlang des Strahlrohrs und zum anderen die xy-Koordinate. Während die Photonen über die z-Achse homogen verteilt sind, wird für die Ausdehnung des Bunches in xy-Richtung ein Gaußprofil mit $\sigma = 2,5$ mm angenommen [Loc09a]. Anschließend werden der Azimutal- und der Polarwinkel für eine isotrope Lichtquelle per Zufallsgenerator bestimmt. Mit den in Kapitel 3 hergeleiteten Gleichungen werden die entsprechenden Transformationen in das Laborsystem durchgeführt. Als Zufallsgenerator wird die Klasse *TRandom3* verwendet [Mat08]. Die Initialisierung des Generators ist an die Tageszeit gekoppelt, so dass bei jedem Simulationsdurchlauf stets andere Zahlenfolgen erzeugt werden. Dies hat den Vorteil, dass verschiedene Durchläufe addiert werden können, um die Statistik zu erhöhen.
- **esr_RunAction:** Hier wird ein Ausgabetext nach Abschluss eines Simulationsdurchlaufs definiert, um z. B. schnell die Signalrate ablesen zu können, ohne Histogramme öffnen zu müssen.
- **esr_SteppingAction:** Mit dem *G4SteppingManager* werden die Trajektorien der Photonen im globalen Volumen verfolgt. Durch if-Abfragen kann dann z. B. festgestellt werden, ob ein Photon den Spiegel getroffen hat und später am Detektor detektiert wurde. So können die gewünschten Histogramme gefüllt und Signalaraten ermittelt werden.

In *esr_mirror.cc* wird außerdem der *G4VisManager* geladen. Dieser ermöglicht die Visualisierung der programmierten Geometrien, sowie die Verfolgung von Photonentrajektorien. Über das Macro *vis.mac* können die Darstellungen eingestellt werden. Die beiden weiteren Macros *run.mac* und *geometry.par* erlauben Einstellungen, wie die Anzahl der zu simulierenden Photonen und der geometrischen Parameter, wie die Länge des Strahlrohrabschnitts, Spiegel- und Fensterdurchmesser, Lichtleitergeometrie usw. So können Parameter verändert werden, ohne das Programm neu kompilieren zu müssen. Auch zur Erzeugung von Histogrammen stehen diverse Macros zur Verfügung.

In Abb. 4.1 ist links das simulierte Strahlrohr, das einen Durchmesser von 250 mm hat, zu sehen. Dargestellt ist ein fünf Meter langer Abschnitt, der die Spiegelstrecke beinhaltet, an der sich zudem Lichtleiter, Filter und Detektoren befinden. In der Mitte des Bildes ist das Strahlrohr unsichtbar und die Spiegelstrecke in einer Großaufnahme zu sehen. In grün ist die Trajektorie eines kurz vor der Spiegelstrecke emittierten Photons zu sehen, das schließlich am ersten Detektor nachgewiesen wird.

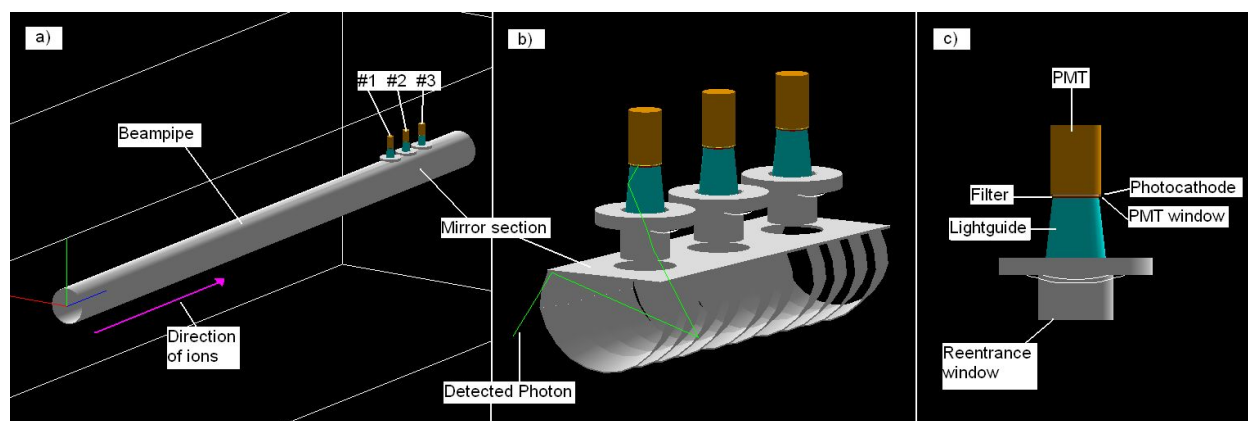


Abb. 4.1.: Es ist der Strahlrohrabschnitt des ESR (hier 5 m Länge) mit der Spiegelstrecke zu sehen (a)). Im linken Bild ist das globale Volumen durch die weißen Linien angedeutet. An den drei Fenstern der Spiegelstrecke sind außerdem Lichtleiter, Filter und Detektoren visualisiert. In b) ist die Spiegelstrecke in einer Großaufnahme zu sehen. Außerdem ist die Trajektorie eines detektierten Photons in grün gezeigt. Rechts ist der Aufbau von Fenster, Lichtleiter, Filter und PMT im Detail dargestellt, die sich alle direkt übereinander befinden.

Rechts ist der Aufbau mit Lichtleiter, Filter und Detektor im Detail gezeigt. Hier und im Folgenden bezeichnet die blaue Achse die z-, die grüne die y- und die rote die x-Richtung. Außerdem werden die Detektoren durchgehend von eins bis drei nummeriert, beginnend mit dem, den die Ionen zuerst passieren.

4.2. Signalrate von Li-ähnlichem Bismut an der Spiegelstrecke

Zunächst soll überprüft werden, ob mit der Simulation die Abschätzung aus dem vorherigen Kapitel bestätigt werden kann und so gezeigt werden, warum das Signal sowohl bei der Messung 1999 als auch bei der 2003 vermutlich nicht gefunden wurde. Mit der Simulation und den 2003 gewonnen Untergrundraten kann eine Dichte der Untergrundphotonen im ESR bestimmt werden. Anschließend werden Optimierungen an der Spiegelstrecke diskutiert und untersucht, mit welchen Signalraten bei einer zukünftigen Messung an der Spiegelstrecke zu rechnen ist.

4.2.1. Signallraten in den Jahren 1999 und 2003

Aufbau

Zunächst wird die Messung aus dem Jahr 2003 betrachtet.

Die Spiegelstrecke ist wie in der Beschreibung aus Kap. 3 aufgebaut. Zwischen Fenster und Detektor befindet sich ein 130 mm hoher konischer Lichtleiter, der sich von 60 mm Durchmesser auf 50 mm verjüngt, sowie ein 2 mm dicker Filter, der ebenfalls einen Durchmesser von 50 mm hat und für Wellenlängen unterhalb von 590 nm nicht durchlässig ist [San09], [Sch]. Die Photokathode des R1017 hat mit 46 mm einen etwas kleineren Durchmesser und befindet sich direkt hinter dem Fenster

des PMT, das mit einer Dicke von 1 mm abgeschätzt wird. Die Quanteneffizienz in der Simulation entspricht der des selektierten R1017 (s. Anhang A.1). Damals wurden alle Bauteile mit optischem Fett verbunden, was in der Simulation jedoch nicht berücksichtigt wird. Stattdessen befinden sich alle Bauteile direkt übereinander, so dass es keine größeren Änderungen im Brechungsindex gibt.

Für das Material der Fenster und des Filters wird Glas gewählt (*G4_Glass_Plate* aus der Datenbank). Für den Lichtleiter wurde zunächst Plexiglas (*G4_Plexiglas*) verwendet, was jedoch zu ausgeprägten Absorptionskanten unterhalb von 550 nm und oberhalb von 800 nm führte. Da es dafür keine physikalische Erklärung gibt, lässt dies auf einen Fehler in der Definition von Plexiglas in der GEANT4 Datenbank schließen. Daher wird in der Simulation auch für den Lichtleiter Glas gewählt. Es wird davon ausgegangen, dass dies keinen relevanten Einfluss auf die Ergebnisse hat.

Problematisch stellt sich die Handhabung der Reflektivität des ESR-Strahlrohrs dar, da hierzu keine Daten vorliegen. Es kann nur spekuliert werden, so dass alle Simulationen zunächst davon ausgehen, dass alle Photonen am Rohr absorbiert werden. Die Resultate werden dann mit Raten verglichen, die bei einer gegebenen Reflektivität erzielt werden würden. In [Cas07] wird die Reflektivität R von poliertem Edelstahl 304 mit ca. 40% im optischen Bereich bestimmt, bei einer Oberflächenrauigkeit von 35 nm und einem Einfallswinkel von 15° . Eine selbst durchgeführte Messung an einem Edelstahlrohr, dass in einem Vakuumaufbau verwendet wurde und keine sichtbaren Oberflächenverschmutzungen aufwies, ergab lediglich $R = 25\%$ bei einer Wellenlänge von 630 nm und einem Einfallswinkel von $\alpha = 15^\circ$. Diese Messung wird im Rahmen weiterer Reflektivitätsmessungen im nächsten Kapitel vorgestellt. Da es sich bei dem Strahlrohr am ESR nicht um polierten Edelstahl handelt, wird im Folgenden der Fall $R = 25\%$ diskutiert.

Insgesamt wird ein 15 m langer, gerader ESR-Abschnitt simuliert, wobei sich die Spiegelstrecke bei $z = 11$ m befindet. 11 m ist die Länge des geraden Abschnitts des ESR vor der Spiegelstrecke. Es wird jedoch gezeigt, dass nahezu alle detektierten Photonen maximal 2 m vor dem jeweiligen Fenster der Spiegelstrecke erzeugt werden und ein noch größerer simulierter ESR-Abschnitt lediglich die Dauer eines Simulationsdurchlaufs verlängern würde. Auf dem 15 m langen Abschnitt werden insgesamt $1 \cdot 10^8$ Photonen generiert, was unter Berücksichtigung der Emissionsrate des Bismuts einer simulierten Messzeit von 457,7 s entspricht (s. Gl. 3.25).

Ergebnisse

Zunächst wird überprüft, ob die Photonen wie zuvor beschrieben korrekt erzeugt werden. In Abb. 4.2 sind die per Zufallsgenerator ermittelten Polar- und Azimutalwinkel im bewegten System sowie die mit Gl. 3.13 ins Laborsystem transformierten Polarwinkel zu sehen. Die erzeugten Winkel entsprechen den Berechnungen aus Kapitel 3 und es sind keine durch den Zufallsgenerator bedingten Abweichungen zu erkennen. In Abb. 4.3 ist die Häufigkeit der Wellenlängen der emittierten Photonen und die Verteilung der x-, y- und z-Koordinaten zu sehen. Bei der Verteilung der Wellenlänge befindet sich das Maximum bei der kürzesten Wellenlänge, die mit $\beta = 0,71$ zu erreichen ist (640 nm). Dies ist durch den Boost und den Doppler-Effekt bedingt. Die ermittelten Koordinaten zeigen ebenfalls keine Strukturen und sind homogen, bzw. gaußverteilt.

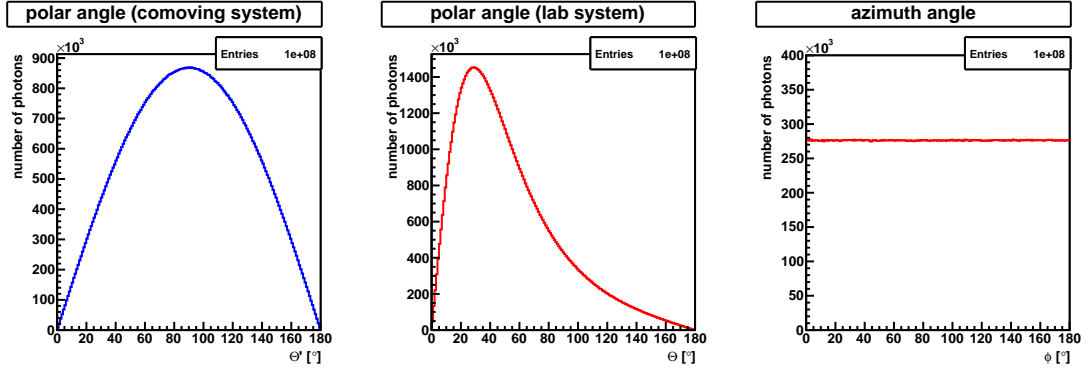


Abb. 4.2.: Die per Zufallsgenerator ermittelten Winkel. Links sind die Polarwinkel im bewegten System und in der Mitte im Laborsystem zu sehen. Rechts ist die Verteilung des Azimutalwinkels dargestellt. Die Verteilungen entsprechen den Formeln aus Kapitel 3 und es sind keine Strukturen, die durch den Zufallsgenerator verursacht werden könnten, zu sehen. Die Binbreite, kurz BB, beträgt jeweils 1° .

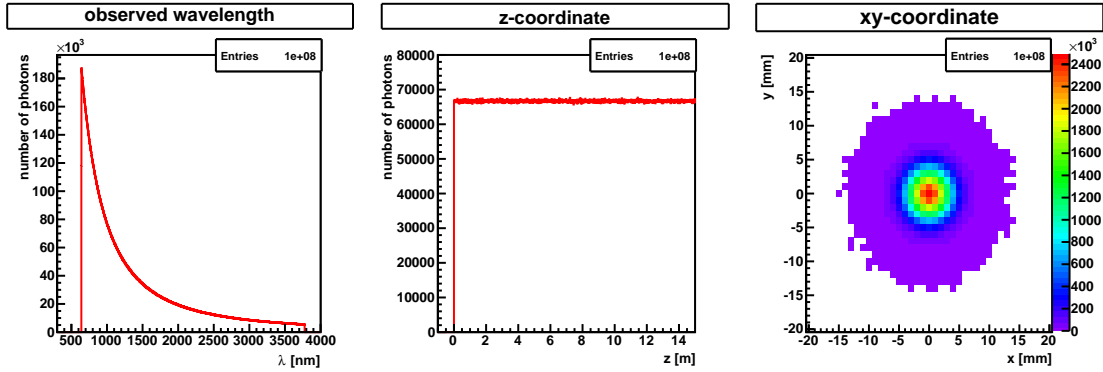


Abb. 4.3.: Links ist die Häufigkeitsverteilung der Wellenlängen der simulierten Photonen nach der Transformation in das Laborsystem zu sehen (BB = 2 nm). Das Maximum bei den kürzesten möglichen Wellenlängen ist durch den Boost und den Dopplereffekt bedingt. In der Mitte sind die z-Koordinate und rechts die xy-Koordinaten der Photonen dargestellt. Die Binbreiten betragen 1 cm bzw. 1 mm.

Das Ergebnis der Simulation für die Signalrate von Li-ähnlichem Bismut an der Spiegelstrecke bestätigt mit $(14,9 \pm 0,2)$ Signalen pro Sekunde die Abschätzung aus dem letzten Kapitel. Bei einer Signifikanz von $n = 3$ hätte somit $(57,4 \pm 0,4)$ s pro Wellenlänge gemessen werden müssen. Zum Vergleich sei noch einmal auf Abb. 3.10 verwiesen, wo zu sehen ist, dass 2003 zwischen 10 s und maximal 23 s pro Wellenlänge gemessen wurde. Auch bei einer Signifikanz von $n = 2$ hätte die Messzeit pro Wellenlänge noch $(25,5 \pm 0,2)$ s betragen müssen.

In Abb. 4.4 sind die von dem selektierten R1017 detektierten Wellenlängen und Winkel (im Laborsystem) an den drei Fenstern der Spiegelstrecke, sowie der Abstand, in dem die detektierten Photonen vor dem jeweiligen Fenstermittelpunkt gestartet sind, zu sehen. An allen drei Fenstern wurden zusammen 7830 ± 88 Ereignisse während einer simulierten Zeit von 457,7 s gezählt. In Tab. 4.1 sind die Signalraten an den verschiedenen Fenstern zu sehen.

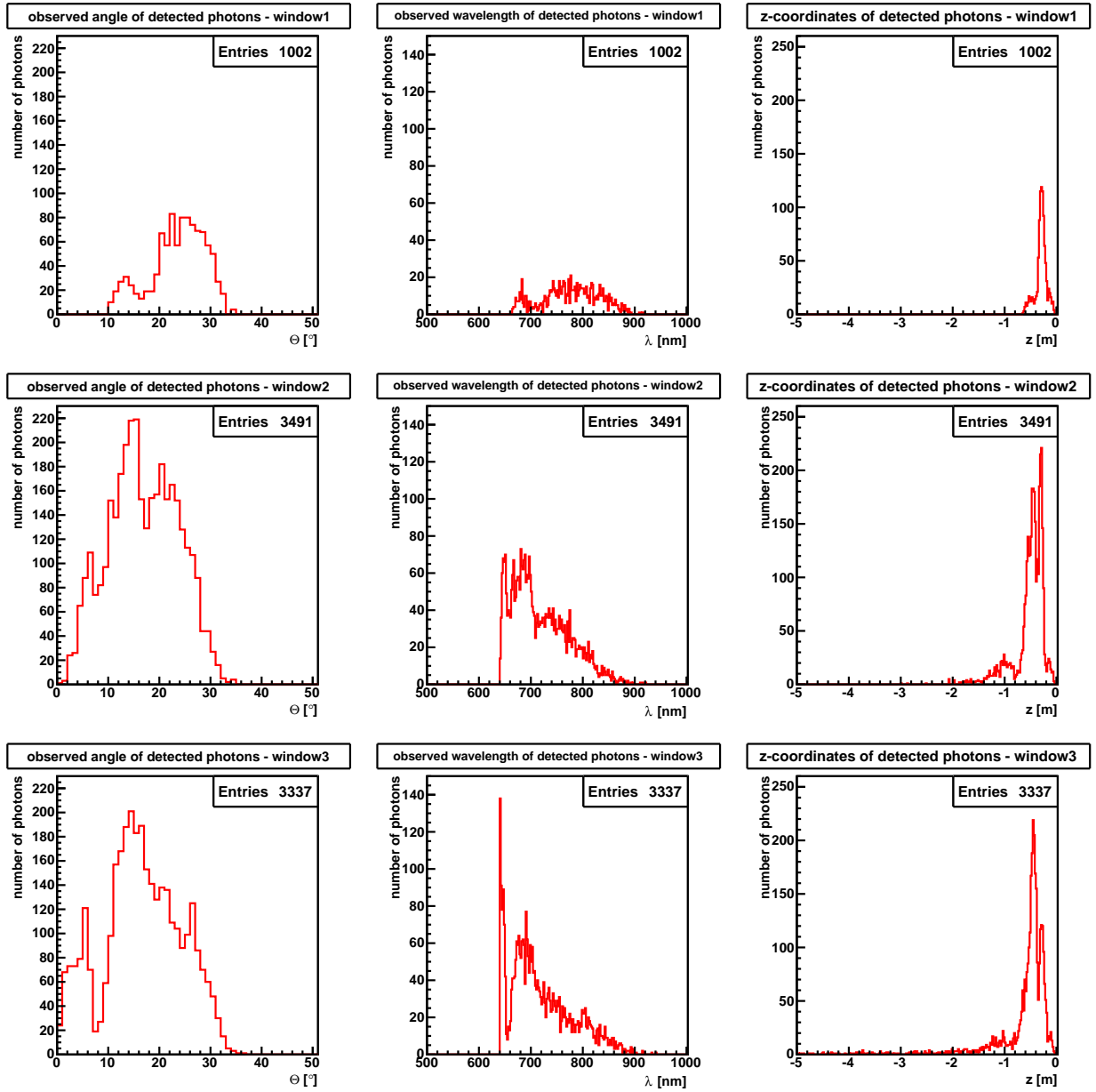


Abb. 4.4.: Lithium-ähnliches Bismut: Von oben nach unten sind die Fenster eins bis drei dargestellt. In der linken Spalte sind die Polarwinkel ($BB = 1^\circ$) und in der mittleren Spalte die Wellenlängen nachgewiesener Photonen ($BB = 2 \text{ nm}$) zu sehen (jeweils im Laborsystem). Rechts zeigen die Histogramme, wie viel Meter die detektierten Photonen vor dem jeweiligen Fenster erzeugt wurden ($BB = 1 \text{ cm}$). Es wurde die Quanteneffizienz des selektierten R1017 verwendet und die simulierte Zeit beträgt 457,7 s. Die Häufigkeit der Wellenlängen der detektierten Photonen hängt zum einen von der Sensitivität der Photokathode ab und zum anderen von der Struktur der Spiegelstrecke, da die Wellenlängen fest mit den Emissionswinkeln im Laborsystem verknüpft sind. An den beiden hinteren Fenstern wurden insgesamt 6828 ± 83 Photonen nachgewiesen, was $14,9 \pm 0,2$ Signalen pro Sekunde entspricht.

	Detektor 1	Detektor 2	Detektor 3	Detektor 2+3	Detektor 1+2+3
S [s^{-1}]	$2,2 \pm 0,1$	$7,6 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,1$	$14,9 \pm 0,2$	$17,1 \pm 0,2$

Tab. 4.1.: Die simulierten Signalraten bei der Messung an der Spiegelstrecke im Jahr 2003 für das Li-ähnliche Bismut. Der Großteil der Photonen wird an den beiden hinteren Fenstern detektiert.

Wie zu erwarten wird der Großteil der detektierten Photonen (87%) an den beiden hinteren Detektoren nachgewiesen, da Photonen, die unter Winkeln kleiner 10° beobachtet werden das erste Fenster nicht erreichen können. Die Photonen, die nicht direkt das erste Fenster treffen, können dieses bedingt durch den Aufbau der Spiegelstrecke nicht durch Reflektion an eben dieser treffen. Die meisten Photonen, die direkt in das Fenster emittiert werden, werden im Lichtleiter so oft reflektiert, dass sie absorbiert oder wieder zurück zur Spiegelstrecke gelenkt werden.

Dagegen ist der Zuwachs detektierter Photonen mit kleinen Beobachtungswinkeln an den beiden hinteren Fenstern deutlich zu sehen, wobei dieser Effekt am dritten Fenster ausgeprägter ist. Dass die Signalrate am dritten Fenster dennoch minimal unter der Rate am zweiten Fenster liegt, ist durch das Minimum bei Beobachtungswinkeln von 8° bis 10° bedingt, was eine Folge der Anordnung der Spiegel ist. So können Photonen unter festen Winkeln bestimmte Fenster kaum erreichen, da Bauteile der Spiegelstrecke den Photonen im Weg sind. In Abb. 4.5 ist dies schematisch dargestellt. Auch an den anderen Fenstern ist dieser Effekt zu beobachten, jedoch nicht so ausgeprägt.

Die nachgewiesenen Wellenlängen zeigen eine ähnliche Struktur wie die Winkel, da diese direkt miteinander verknüpft sind und lediglich der Dopplereffekt für eine Stauchung zu kürzeren Wellenlängen sorgt. Am dritten Detektor zeigt sich ein deutliches Maximum bei 640 nm.

In der letzten Spalte in Abb. 4.4 zeigt sich, dass lediglich die kurz vor den Fenstern emittierten Photonen entscheidend zur Signalrate beitragen. Es ist zu sehen, in welcher Entfernung vor dem jeweiligen Fenster die nachgewiesenen Photonen gestartet sind. So werden weniger als zwei Meter vor dem zweiten Fenster 99,9% aller nachgewiesenen Photonen emittiert. Bei dem dritten Fenster sind es noch 99,8%. Die für die Berechnung des Zeitfensters zur Datenaufnahme angenommenen 5 m sind also sehr großzügig gewählt. Andersherum sollte das Zeitfenster so gewählt werden, dass auf keinen Fall Fluoreszenzphotonen abgeschnitten werden und es wird weiterhin von einem 100 ns Zeitfenster ausgegangen.

Nun stellt sich die Frage, wie stark sich die Signalrate erhöht falls die Reflektivität des Strahlrohrs größer Null ist. Eine Reflektivität von 25% hätte eine Signalrate von $(18,7 \pm 0,6) s^{-1}$ und damit eine Messzeit von $(34,4 \pm 0,6) s$ pro Wellenlänge zur Folge. Bei einer Signifikanz von 2 würde die Messzeit pro Wellenlänge weiter auf $(15,3 \pm 0,6) s$ sinken.

Insgesamt ergibt sich, dass auch bei optimistischen Annahmen die Signalrate bei der Messung 2003 so klein war, dass plausibel wird, warum das Signal nicht gefunden wurde. Wobei anzumerken ist, dass die geforderte Signifikanz von 3 relativ hoch ist, andersherum aber nicht von einer Reflektivität des Strahlrohrs $R = 25\%$ ausgegangen werden kann. Die Resultate zeigen, dass die damalige

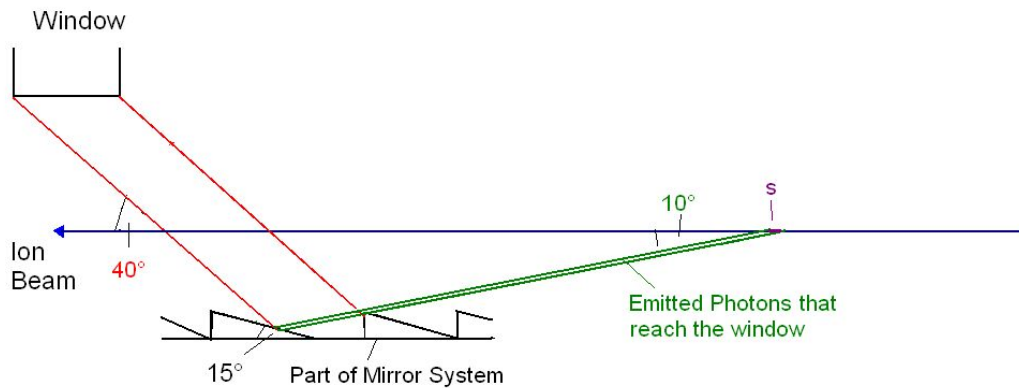


Abb. 4.5.: Eine schematische Darstellung, warum Photonen unter bestimmten Winkeln seltener detektiert werden: Der rote Bereich, der vom Fenster ausgeht, zeigt an, wo Photonen die unter 10° beobachtet werden, auf die Spiegelstrecke treffen können, um das Fenster zu erreichen. Da jedoch andere Spiegelbauteile im Weg der Photonen sind, kann nur ein kleiner Teil der unter 10° emittierten Photonen zum Fenster reflektiert werden. Wäre das Fenster in diesem Beispiel etwas weiter links, wäre der Strahlabschnitt s entsprechend größer.

Messzeit pro Wellenlänge nicht ausreichte, um auszuschließen, dass die Hyperfeinstrukturaufspaltung im untersuchten Energiebereich liegt.

Da 1999 die Anzahl der Ionen im Ring nur $1/15$ der Anzahl von 2003 entsprach, kann davon ausgegangen werden, dass auch die Signalrate um einen Faktor $1/15$ kleiner war, also ca. ein Signal pro Sekunde betrug. Auch wenn die Untergrundrate im ESR um den gleichen Faktor reduziert wird (die Dunkelzählrate des Detektors bleibt natürlich unverändert) konnte auch bei langen Messzeiten von teilweise über 200 s pro Wellenlänge das Resonanzsignal nicht gefunden werden. Für eine zuverlässige Aussage wäre eine Messdauer von einigen 1000 s nötig gewesen.

Es stellt sich die Frage, ob bei einer nächsten Messung die Spiegelstrecke wieder verwendet werden sollte.

Bevor die Signalrate einer erneuten Messung an einer optimierten Spiegelstrecke bestimmt wird, ist es sinnvoll den Untergrund zu analysieren. Zum einen ist es interessant die Untergrundrate am ersten Fenster zu kennen, um zu beurteilen ob ein dritter Detektor sinnvoll ist, und zum anderen können bei bekannter Untergrundphotonendichte die Untergrundraten für andere neue Detektorsysteme bestimmt werden.

4.2.2. Untergrundbestimmung

Die Untergrundrate an der Spiegelstrecke ist aus der Messung aus dem Jahr 2003 bekannt. Somit ist es möglich, die Anzahl der Untergrundphotonen pro Volumen zu ermitteln. Da es über die Struktur des Untergrunds im ESR jedoch keine Studien gibt, müssen Annahmen getroffen werden [Loc09b].

Bekannt ist, dass das Restgas im ESR aus ca. 80% H_2 , 20% N_2 und Stickstoffverbindungen

und zu ca. 1% aus Ar besteht. Es wird angenommen, dass das Restgas durch nicht zentrale Stöße mit den Bismutionen angeregt wird. Wechselwirkungen mit dem Material des Strahlrohrs werden hier vernachlässigt. Stickstoff leuchtet relativ zur Umlauffrequenz der Bunche lange nach ($\geq \mu\text{s}$) und eine Korrelation des Untergrundes mit dem Ionenbunch ist nicht zu erwarten. Es wird davon ausgegangen, dass auf Grund der vielen Energieniveaus bei Molekülen, ein kontinuierliches Wellenlängenspektrum vorliegt. Insgesamt müssen in der Simulation also Photonen erzeugt werden, die isotrop emittiert werden und deren Wellenlängen gleich häufig auftreten. Außerdem sind die Photonen nicht gaußförmig um die Strahlrohrmitte, sondern homogen im gesamten ESR verteilt. Die Annahme eines kontinuierlichen Wellenlängenspektrums ist möglicherweise eine Fehlerquelle. Solange jedoch Vergleiche mit demselben PMT Typ durchgeführt werden, hat diese Annahme keine Konsequenzen.

Statt die exakte Transmissionskurve des Filters zu simulieren, wird angenommen, dass Licht unterhalb von 590 nm gar nicht und oberhalb abgesehen von Absorption und Reflektion vollständig durchgelassen wird. Dies wird simuliert, indem der Zufallsgenerator nur Wellenlängen größer als 590 nm generiert. Außerdem werden Photonen mit Wellenlängen von maximal 940 nm erzeugt, da die betrachteten Detektoren bei längeren Wellenlängen nicht sensitiv sind.

Ziel der Simulation des Untergrundes ist es, herauszufinden wie viele Photonen pro Sekunde im ESR erzeugt werden müssen, damit die 2003 an der Spiegelstrecke gemessene Untergrundrate reproduziert wird. Mit dieser Photonendichte kann dann der Untergrund entweder für einen anderen Detektor an der Spiegelstrecke oder aber für ein ganz anderes Detektorsystem wie den Parabolspiegel simuliert werden. Es muss berücksichtigt werden, dass die Fenster der Spiegelstrecke nur 80 mm von der Strahlrohrmitte entfernt sind und keine Untergrundphotonen im Fenster oder Lichtleiter generiert werden. Deshalb werden vor und nach der Spiegelstrecke die xy-Koordinaten der Untergrundphotonen homogen über das Strahlrohr ($r = 250 \text{ mm}$) verteilt gewürfelt, während in der Spiegelstrecke Photonen nur innerhalb der konischen Spiegelelemente erzeugt werden.

Da die Untergrundphotonen gleichmäßig um die Spiegelstrecke emittiert werden und ihre Wellenlängen nicht winkelabhängig sind, muss der simulierte ESR-Abschnitt vor und hinter der Spiegelstrecke gleich lang sein. Dazu wird die Länge auf 10,65 m gesetzt, so dass 5 m vor und 5 m nach der Spiegelstrecke simuliert werden. Ähnlich wie beim Bismut zeigt die Untergrundsimulation allerdings, dass nahezu alle Photonen weniger als 1 m um den jeweiligen Fenstermittelpunkt emittiert werden. So würde die Simulation der gesamten Geraden des ESR die Rechenzeit erhöhen, aber die Anzahl detektierter Photonen lediglich im Promill-Bereich beeinflussen. Insgesamt wurden auf dem Abschnitt $2 \cdot 10^8$ Photonen erzeugt. In Abb. 4.7 sind die nachgewiesenen Wellenlängen an den drei Fenstern zu sehen und Tab. 4.2 zeigt die Anzahl detektierter Photonen. Es ist gut zu erkennen, dass die nachgewiesenen Wellenlängen keine Struktur mehr haben, sondern lediglich dem Verlauf der Quanteneffizienz des Detektors folgen.

Der Mittelwert der gezählten Photonen an den beiden hinteren Detektoren beträgt (4568 ± 68) . Bei einer 2003 gemessenen Untergrundrate von (1307 ± 3) Signalen pro Sekunde, entspricht dies

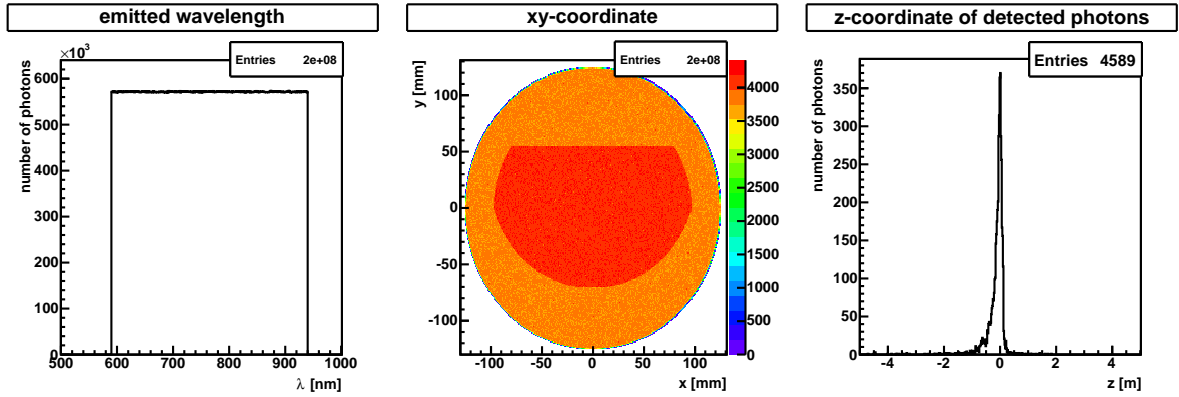


Abb. 4.6.: Die simulierten Wellenlängen und Startpositionen der Untergrundphotonen. Auf Grund der Filtereigenschaften werden nur Photonen mit Wellenlängen größer 590 nm erzeugt. Um bei der Simulation Zeit zu sparen, werden außerdem keine Photonen erzeugt, bei deren Wellenlänge keiner der in dieser Arbeit simulierten Detektoren sensitiv ist ($\lambda \leq 940$ nm) ($BB = 2$ nm). Im mittleren Bild ist die Verteilung der xy-Koordinaten zu sehen, die nun homogen ist und auf Grund der Spiegelstrecke im inneren ein kleines Maximum aufweist. Exemplarisch ist rechts die Distanz zwischen dem dritten Fenster und der Ursprungs-z-Koordinate der nachgewiesenen Photonen zu sehen. Auch hier zeigt sich, dass fast alle Photonen in unmittelbarer Nähe des Fensters gestartet sind.

	Detektor 1	Detektor 2	Detektor 3
U_{ESR} [Signale]	4169 ± 65	4546 ± 67	4589 ± 68
U_{ESR} [s^{-1}]	1193 ± 26	1301 ± 27	1313 ± 28

Tab. 4.2.: Erste Zeile: Anzahl der in der Simulation nachgewiesenen Untergrundphotonen. Da die durchschnittliche Untergrundrate 2003 am zweiten und dritten Fenster (1307 ± 3) s^{-1} betrug, entspricht die durchgeführte Simulation einer Zeit von $(3,49 \pm 0,05)$ s. Die aus der Simulation resultierenden Untergrundraten an den drei Detektoren sind in der zweiten Zeile zu sehen.

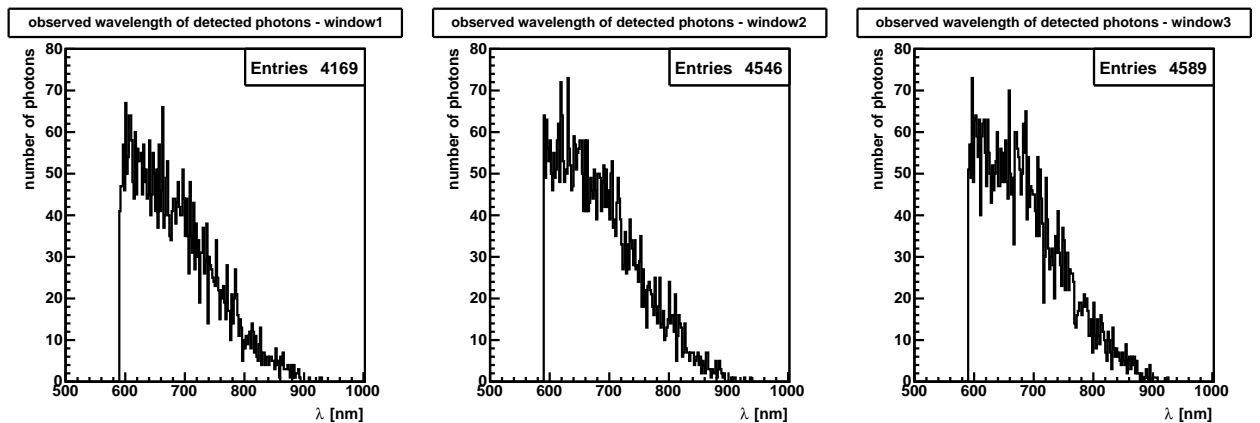


Abb. 4.7.: Die nachgewiesenen Wellenlängen isotroper Lichtquellen an den drei Detektoren für den selektierten PMT R1017. Im Gegensatz zur Signalrate ist die Untergrundrate an allen drei Fenstern annähernd gleich groß.

einer simulierten Zeit von $(3,49 \pm 0,05)$ s. D. h. zur Simulation des Untergrundes müssen auf dem 10,65 m langen Strahlrohrabschnitt $(5,72 \pm 0,09) \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde erzeugt werden. Bei einem Volumen von $10,65 \cdot \pi \cdot (0,125)^2 \text{ m}^3$ entspricht das einer Photonendichte von $\rho_U = (1,09 \pm 0,02) \cdot 10^8 \frac{1}{\text{m}^3 \text{s}}$. Mit diesem Wert kann nun der Untergrund diverser Detektoren und Detektorsysteme simuliert werden.

Da der Untergrund am ersten Fenster nicht deutlich geringer ist als an den beiden anderen Fenstern, ist ein dritter Detektor beim Nachweis der Fluoreszenzphotonen von Li-ähnlichem Bismut nicht hilfreich. Für die Messung im Jahr 2003 hätte ein dritter Detektor einem Gewinn von gut zwei Signalen pro Sekunde, aber einer Zunahme der Untergrundrate um $(332 \pm 5) \text{ s}^{-1}$ entsprochen, was die benötigte Messzeit pro Wellenlänge sogar von $(57,4 \pm 0,4) \text{ s}$ auf $(64,1 \pm 0,5) \text{ s}$ erhöht hätte. Die Untergrundrate setzt sich aus U_{ESR} und der Dunkelzählrate des Detektors zusammen, wobei die Rate um den Faktor $100 \text{ ns} / 509 \text{ ns}$ auf Grund der speziellen Datenaufnahme reduziert wird (vgl. Kap. 2).

4.2.3. Mögliche Optimierung des Photonennachweises an der Spiegelstrecke

Nachdem das Signal in zwei Strahlzeiten an der Spiegelstrecke nicht gefunden wurde, soll untersucht werden, ob die Spiegelstrecke optimiert werden, und so bei der nächsten Messung das Resonanzsignal gefunden werden kann. Die Spiegelstrecke bietet prinzipiell drei Möglichkeiten die Signallrate zu erhöhen:

- Es können andere Detektoren verwendet werden.
- Die Fenster mit 60 mm Durchmesser können durch größere Fenster ersetzt werden (72 mm Durchmesser).
- Der Lichtleiter kann optimiert werden.

Diverse Detektoren an der Spiegelstrecke

Bevor verschiedene Detektoren diskutiert werden, soll untersucht werden, welche Wellenlängen die Photonen haben, die die Fenster erreichen. Die Ergebnisse der Simulation hierzu sind in Abb. 4.8 zu sehen.

Zunächst fällt auf, dass die Gesamtrate am ersten Fenster nur ca. 25% unter der der anderen beiden Öffnungen liegt. Wie erwartet werden aber vom ersten bis dritten Fenster immer mehr kurzwellige Photonen beobachtet. Während am ersten Fenster die meisten Photonen Wellenlängen zwischen 800 nm und 900 nm haben, befindet sich das Maximum am zweiten und dritten Fenster zwischen 650 nm und 800 nm, wobei die kurzen Wellenlängen am dritten Fenster deutlich ausgeprägter sind. Es zeigt sich, dass der Nachweis der Photonen mit APDs wünschenswert wäre, die nicht nur Quanteneffizienzen von bis zu 75% haben, sondern auch bis 1060 nm sensitiv sind [Rmd]. Wie in Kap. 2 erwähnt, ist auf Grund der im Vergleich zu PMTs geringen Verstärkung typischer

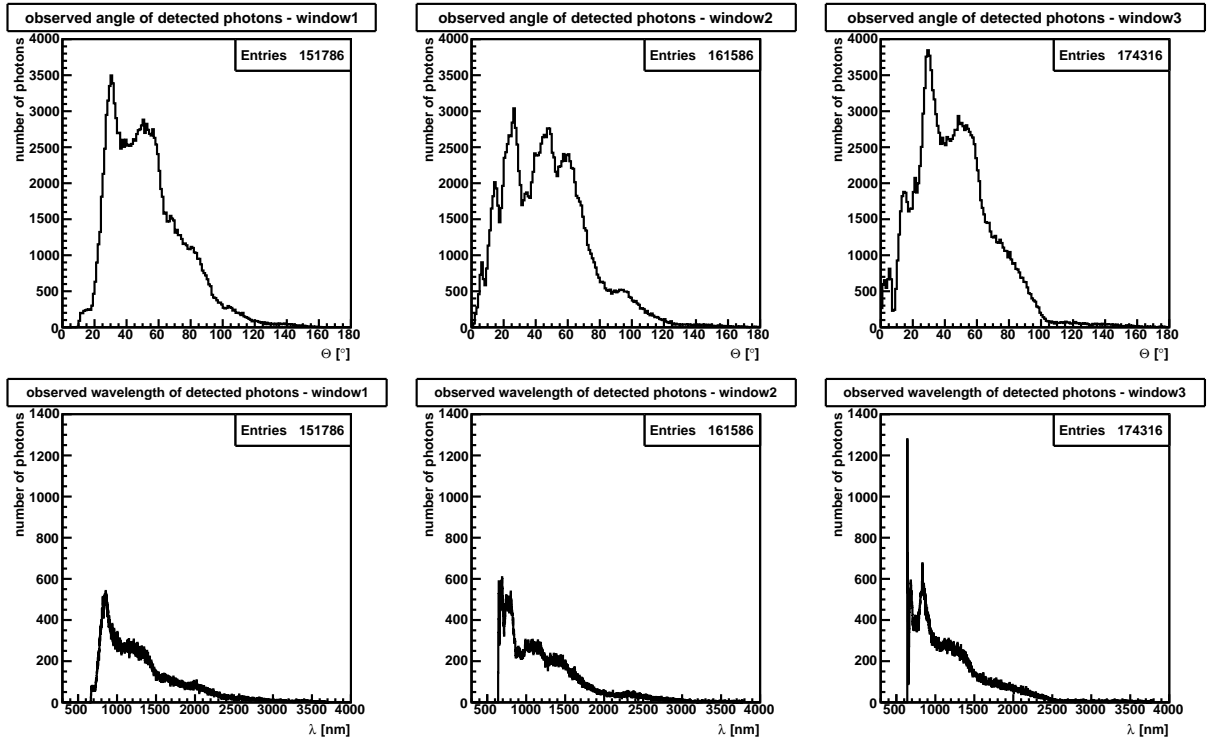


Abb. 4.8.: Beobachtungswinkel und Wellenlängen der Photonen an den Fensterflanschen. Von links nach rechts sind die Fenster eins bis drei zu sehen. Hier sind die durch die Form der Spiegelstrecke bedingten Minima bzw. Maxima deutlich zu erkennen. Insgesamt befinden sich viele Photonen im nahen Infrarot, was den Nachweis mit PMTs erschwert.

APDs der Nachweis einzelner Photonen mit diesen allerdings sehr aufwändig und wird momentan in Rahmen einer Doktorarbeit im IKP untersucht [Jöh09].

Insgesamt ist festzustellen, dass die Spiegelstrecke auf kleine Winkel und die damit verbundenen kurzen Wellenlängen wenig fokussierend wirkt. Die Spiegelstrecke hat bei der Fokussierung „seitwärts“ emittierter Photonen auf die Fenster eine deutlich höhere Effizienz, als bei vorwärts emittierten, kurzwelligen Photonen. Dies stellt für die Untersuchung von H-ähnlichem Blei kein Problem dar, für das Li-ähnliche Bismut hingegen schon, da Photonen mit Emissionswinkeln größer 35° (Laborsystem) in einem Wellenlängenbereich liegen, in dem der R1017 nicht mehr sensitiv ist.

Nach Rücksprache mit Hamamatsu und Perkin Elmer ist die Auswahl an PMT und CPM, die eine hohe Quanteneffizienz bei Wellenlängen über 640 nm haben sehr gering. Insgesamt wurden fünf Detektoren von den Herstellern empfohlen, für die die Signalraten mit Hilfe der Simulation ermittelt wurden. Das sind vier PMT von Hamamatsu [Ham]: R943-02, R7400U-20, R7421-40 und R7421-50. Außerdem ein CPM von Perkin Elmer [Per]: CPM 1972. Die Quanteneffizienzen, die Photokathodengröße und evtl. Abstände zwischen PMT-Fenster und Photokathode sind in Abb. 4.9 gezeigt. So gibt es zwar Detektoren, deren Quanteneffizienzen über der des R1017 liegen, dies ist jedoch stets mit deutlich kleineren Flächen der Photokathode verbunden. So hat der PMT H7421-40 eine QE von teilweise über 30% im interessanten Wellenlängenbereich, der Radius der

Photokathode beträgt aber lediglich 2,5 mm. Hinzu kommt, dass sich die Photokathode 16 mm hinter dem PMT-Fenster befindet. Eine hohe QE und mit 10 mm x 10 mm eine relativ große Fläche hat der PMT R943-02, aber auch hier liegt die Kathode mit 19 mm relativ weit hinter dem Fenster. Auf Grund der Erhaltung des Phasenraumvolumens haben die Photonen am Ende des Lichtleiters große Austrittswinkel, so dass nur ein kleiner Teil der Photonen, die das Fenster des PMT treffen auch die Photokathode erreichen. Ist kein Abstand angegeben, befindet sich die Photokathode direkt hinter dem Fenster. In den Simulationen wurde der Lichtleiter- auf den Photokathodendurchmesser angepasst. Damit die Steigung des Lichtleiters nicht zu groß ist, wurde bei allen Detektoren die Lichtleiterhöhe in 5 cm Schritten von 10 cm bis 30 cm durchgefahen.

Die Simulationen zeigen, dass für alle Detektoren mit weniger als einem Signal pro Sekunde zu rechnen ist. Dies liegt zum einen an dem teilweise großen Abstand zwischen Photokathode und Fenster des Detektors und zum anderen an den kleinen Photokathoden. Somit ist der PMT R1017 zur Zeit der geeignetste Detektor für eine zukünftige Untersuchung der HFS-Aufspaltung von Li-ähnlichem Bismut an der Spiegelstrecke. Es wird untersucht, ob durch größere Fenster an der Spiegelstrecke und eine verbesserte Lichtleitergeometrie die Messdauer pro Wellenlänge an der Spiegelstrecke signifikant gesenkt werden kann.

Geometrische Optimierungen

Für die nächste Strahlzeit am ESR steht der damals verwendete R1017 nicht mehr zur Verfügung, jedoch ein neuer R1017, der ebenfalls auf hohe Sensitivität und Verstärkung, sowie niedrige Dunkelzählrate selektiert ist. Da die Vermessung der Quanteneffizienz kosten- und zeitintensiv ist, wurde der R1017 vom Hersteller jedoch nicht direkt auf eine hohe QE, sondern auf eine hohe *cathode luminous sensitivity* selektiert. Die *cathode luminous sensitivity* gibt das Verhältnis des an der Kathode erzeugten Stroms zum einfallenden Lichtstrom an, wobei der Lichtstrom über eine Standardlichtquelle (Wolframlampe, 2856 K) definiert wird. Daraus lässt sich nicht direkt die Quanteneffizienz bestimmen, da nicht bekannt ist, bei welchen Wellenlängen die Sensitivität des selektierten PMT von der Standardkurve für diesen Typ abweicht. Die *cathode luminous sensitivity* des vorhandenen R1017 ist um einen Faktor 1,4 größer als die eines nicht selektierten.

In diesem Abschnitt werden deshalb zwei Fälle unterschieden. Einmal soll die Messdauer pro Wellenlänge optimistisch betrachtet werden. Das bedeutet, dass angenommen wird dass die höhere Sensitivität des R1017 über den gesamten Wellenlängenbereich gleichmäßig verteilt ist und die Quanteneffizienz somit um den Faktor 1,4 höher ist als die eines nicht selektierten (vgl. Abb. 4.9). Damit ist die QE leider etwas kleiner als bei dem Detektor aus dem Jahr 2003. Indem auch noch $R = 25\%$ für das Strahlrohr angenommen wird, ist einzuschätzen mit welcher Signallrate bei der zukünftigen Messung maximal an der Spiegelstrecke zu rechnen ist. Im anderen Fall wird $R = 0\%$ und die Quanteneffizienz eines nicht selektierten R1017 angenommen.

Zunächst wird der optimistische Fall betrachtet. Bedingt durch die etwas kleinere Quanteneffizienz gegenüber dem 2003 verwendeten R1017, reduziert sich die Signallrate an der Spiegelstrecke um zwei Signale pro Sekunde von $(14,9 \pm 0,2) \text{ s}^{-1}$ auf $(12,7 \pm 0,4) \text{ s}^{-1}$, wird durch die Reflektivität

4.2. Signalrate von Li-ähnlichem Bismut an der Spiegelstrecke

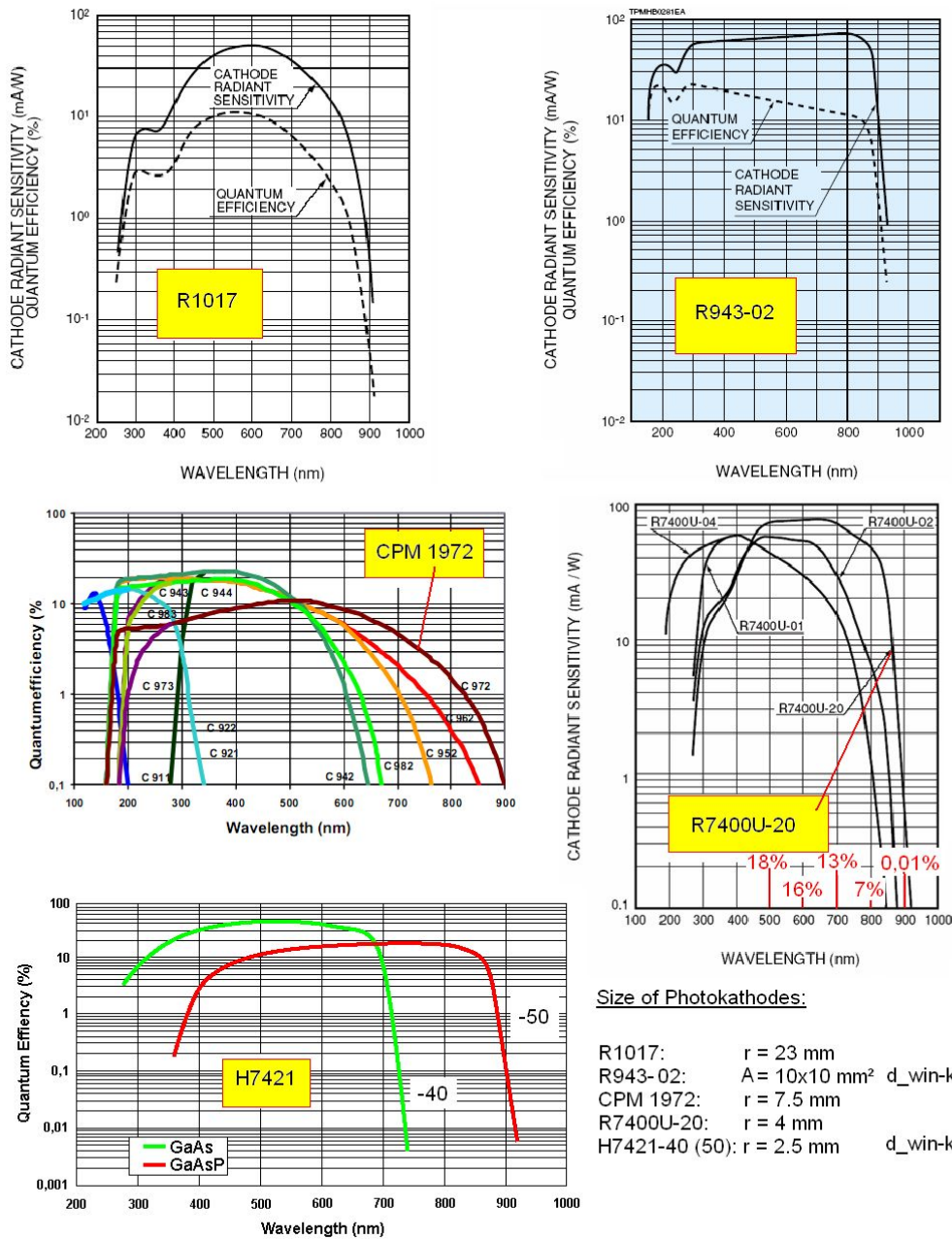


Abb. 4.9.: Die Quanteneffizienzen ausgewählter Detektoren. Bei dem Modell R7400U-20 ist die *cathode radiant sensitivity* S angegeben. Die Umrechnung in die entsprechende QE ist wie folgt: $QE = S \cdot 1240 \cdot 100\% / \lambda[\text{nm}]$ [Ham]. Die Umrechnung ist in 100 nm-Schritten im relevanten Wellenlängenbereich eingetragen.

aber wieder auf $(15,4 \pm 0,5)$ Signale pro Sekunde erhöht (s. Tab. 4.3).

Neben der Signalrate wird sich auch die Untergrundrate durch die neue Quanteneffizienz ändern. Für den Fall $R = 25\%$ wurde die Dichte der Untergrundphotonen im ESR erneut und analog zum

vorherigen Verfahren bestimmt. Diese reduziert sich durch die Reflektivität des Strahlrohrs um 7%. Die Untergrundrate an der Spiegelstrecke mit dem neuen R1017 beträgt an den beiden hinteren Detektoren insgesamt und unter Berücksichtigung des Zeitfensters und der Dunkelzählrate der zwei Detektoren 626 ± 7 Signale pro Sekunde, so dass die Messzeit pro Wellenlänge ($47,6 \pm 0,9$) s beträgt. Hier und im Weiteren dieses Kapitels wird stets die Signalarate, die an den beiden hinteren Detektoren insgesamt erzielt wird angegeben, da es immer eine kürzere Messzeit bedeutet, nur an zwei, statt an drei Fenstern zu messen. Die Untergrundraten beziehen sich ebenfalls auf die beiden Fenster zusammen und berücksichtigen die Dunkelzählraten der beiden Detektoren und die Reduzierung der Rate auf ein Fünftel durch die spezielle Datenaufnahme (s. Kap. 2).

Indem die zuvor erwähnten größeren Fenster simuliert werden und der Radius des Lichtleiters dementsprechend nicht mehr 60 mm sondern ebenfalls 72 mm beträgt, wird die Signalarate zwar von $(15,4 \pm 0,5) \text{ s}^{-1}$ auf $(18,6 \pm 0,5) \text{ s}^{-1}$ erhöht, was aber noch immer keine deutliche Verbesserung ist. Erstaunlich ist, dass sich die Fläche der Fenster um einen Faktor 1,4, die Signalarate sich aber nur um einen Faktor 1,2 erhöht. Ähnliches gilt für den Untergrund im ESR, der sich um einen Faktor 1,3 erhöht ($U = (756 \pm 8) \text{ s}^{-1}$). Dies kann durch die Anordnung der Spiegel erklärt werden (vgl. Abb. 4.5), durch die die Signalarate nicht proportional zur Fensterfläche ist. Die Messdauer pro Wellenlänge würde sich bei den größeren Fenstern und den zuvor optimistisch getroffenen Annahmen auf $(39,4 \pm 0,7) \text{ s}$ pro Wellenlänge reduzieren.

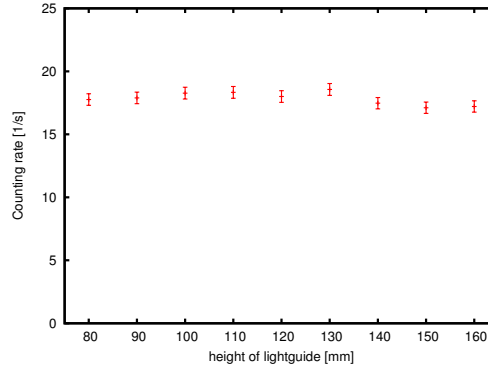


Abb. 4.10.: Es ist die Zählrate an der Spiegelstrecke für Li-ähnliches Bismut in Abhängigkeit von der Höhe des Lichtleiters zu sehen. Es zeigt sich, dass die optimale Höhe mit 130 mm bereits verwendet wurde. Außerdem sind Veränderungen der Signalarate durch Variation der Lichtleiterhöhe sehr gering.

Weiter kann die Höhe des Lichtleiters optimiert werden. Dazu wird die Höhe in 10 mm Schritten von 80 mm auf 160 mm erhöht. Die resultierenden Signalaraten sind in Abb. 4.10 zu sehen. Mit einer Höhe von 130 mm ist bereits die Geometrie mit der höchsten Signalarate gewählt, wobei die Variation der Höhe des Lichtleiters keine großen Veränderungen in der Signalarate zeigt.

In Tab. 4.3 sind die vorgestellten Resultate zusammengefasst. Außerdem wird dort die zu erwartenden Raten bei konservativer Betrachtung aufgelistet.

	$S \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$U \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$t \text{ [s]}$
$R = 0, QE = \text{Standard-QE}$			
Spiegelstrecke	$9,0 \pm 0,4$	495 ± 5	$109,6 \pm 2,5$
Spiegelstrecke optimiert	$10,8 \pm 0,4$	594 ± 6	$91,2 \pm 1,9$
$R = 25\%, QE = 1,4 \cdot \text{Standard-QE}$			
Spiegelstrecke	$15,4 \pm 0,5$	626 ± 7	$47,6 \pm 0,9$
Spiegelstrecke optimiert	$18,6 \pm 0,5$	756 ± 8	$39,4 \pm 0,7$

Tab. 4.3.: Die Signal- und Untergrundraten, sowie die benötigten Messdauern pro Wellenlänge an der Spiegelstrecke und an einer optimierten Spiegelstrecke. Die obere Hälfte der Tabelle betrachtet den konservativen Fall, also eine gewöhnliche QE und keine Reflektivität des Strahlrohrs. Die untere Hälfte hingegen gibt die Raten für einen selektierten R1017 und $R = 25\%$ an. Die angegebenen Raten werden an den beiden hinteren Detektoren zusammen erzielt. Die Untergrundrate berücksichtigt bereits die Dunkelzählrate ($D \approx 100 \text{ s}^{-1}$ pro Detektor) und die Reduzierung der Rate auf ein Fünftel durch die spezielle Datenaufnahme.

Das bedeutet, dass auch unter günstigsten Voraussetzungen, also einer QE, die im relevanten Wellenlängenbereich 1,4 mal über der normalen QE liegt, einer Reflektivität von $R = 25\%$ für das Strahlrohr und einer optimierten Spiegelstrecke noch immer eine kleine Signalrate zu erwarten ist und die Erfolgsaussichten bei einer erneuten Messung mit diesem Nachweissystem daher nicht überzeugend sind. Bei konservativer Betrachtung müsste sogar bis zu 91 s bzw. 110 s pro Wellenlänge gemessen werden.

4.3. Signalrate von H-ähnlichem Blei an der Spiegelstrecke

Zur Verifikation der mit der Simulation erhaltenen Ergebnisse, wurde ein Vergleich simulierter Signalaraten mit der erfolgreichen Messung des HFS-Übergangs in H-ähnlichem Blei vorgenommen. Der Detektoraufbau ist wie beim Li-ähnlichen Bismut 2003, mit dem Unterschied, dass der Lichtleiter keine konische, sondern eine zylindrische Form mit 50 mm Durchmesser hatte und an allen drei Fenstern Detektoren montiert waren [See99]. Die Simulation ergibt $S = (347 \pm 4)$ Signale pro Sekunde falls die Reflektivität des Strahlrohrs $R = 0\%$ beträgt und $S = (423 \pm 4) \text{ s}^{-1}$ falls $R = 25\%$. Diese Raten sind mit der gemessenen von $S = (416 \pm 1) \text{ s}^{-1}$ zu vergleichen. Insbesondere für den Fall, dass die Reflektivität des Strahlrohrs $R = 25\%$ beträgt, stimmt die Simulation mit den experimentellen Daten sehr gut überein. Daraus sollte jedoch nicht zwangsläufig gefolgert werden, dass die Reflektivität des Strahlrohrs $R \approx 25\%$ beträgt, da Unsicherheiten in der Abschätzung der Anzahl angeregter Ionen vorliegen.

Zum Vergleich mit dem Bismut-Experiment sind in Abb. 4.11 die detektierten Wellenlängen der Blei-Messung zu sehen. Die Bestätigung der experimentellen Ergebnisse zeigt, dass die Ergebnisse der Simulation als vertrauenswürdig eingestuft werden können.

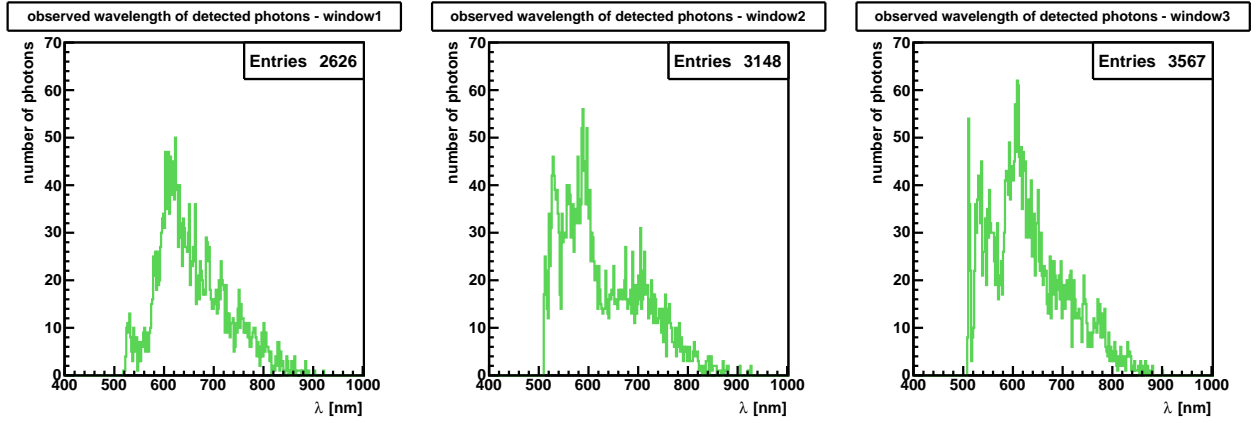


Abb. 4.11.: Es sind die Wellenlängen detektierter Photonen für das H-ähnliche Blei zu sehen ($R = 0\%$). Die simulierte Zeit beträgt 26,9 s, womit sich eine Signalrate von $S = (416 \pm 3) \text{ s}^{-1}$ an allen drei Fenstern ergibt.

In diesem Kapitel wurde die Vermutung aus dem vorherigen Kapitel bestätigt, dass die Signalrate für das Li-ähnliche Bismut an der Spiegelstrecke sehr gering ist und dies erklären kann, warum bei den vorherigen Messungen die HFS-Aufspaltung nicht bestimmt werden konnte. Auch Optimierungen versprechen keine signifikanten Verbesserungen. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse von H-ähnlichem Blei mit experimentellen Signalraten zeigt, dass die Simulation verlässliche Ergebnisse liefert. Um bei einer kommenden Messperiode die Chancen auf einen erfolgreichen Nachweis des HFS-Übergangs in $^{209}\text{Bi}^{80+}$ deutlich zu erhöhen, ist daher die Entwicklung eines alternativen, auf das Problem abgestimmten Nachweissystems nötig.

5. Der Geradeaus-Nachweis und das Parabolspiegelsystem

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass die Bestimmung der Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ mit der Spiegelstrecke auf Grund sehr kleiner Signalraten schwer in einer einwöchigen Strahlzeit realisierbar ist. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Detektorsystem entwickelt, das im Gegensatz zur Spiegelstrecke so ausgelegt ist, dass insbesondere die unter kleinen Polarwinkeln emittierten Photonen in einen Detektor fokussiert werden. Hierzu wird ein *Off-Axis-Parabolspiegel*, ein Ausschnitt aus einem Parabolspiegel, direkt um die Ionenbahn platziert, der die Fluoreszenzphotonen in einen Detektor umlenkt. Zunächst wird jedoch noch eine weitere Idee vorgestellt, bei der am Ende einer langen Geraden des ESR ein Detektor an einem für die Lasereinkopplung vorgesehenem Fenster montiert werden kann.

5.1. Geradeaus-Nachweis

In Abb. 5.1 ist die untere Gerade des ESR aus Abb. 2.6 zu sehen. Am Ende der 18 m langen Geraden, wo die Ionen mittels eines Dipolmagneten um die Kurve gelenkt werden, geht ein Rohr geradeaus ab, an dessen Ende sich ein Fenster mit 63 mm Durchmesser befindet. Hier kann ein Detektor platziert werden und die unter kleinen Winkeln emittierten, also kurzwelligen Photonen nachweisen. Die Distanz zwischen dem Fenster und dem Punkt in der Ionenbahn ab dem kein Photon, das unter 0° emittiert wird, das Fenster mehr erreichen kann, beträgt 2,2 m. Dieser Abstand, zusammen mit dem Fensterdurchmesser, der auch dem Innendurchmesser des Rohrs entspricht, resultiert in einem sehr kleinen Raumwinkel für die Detektion von Photonen. Wird die Reflektivität des Rohrs vernachlässigt, können nur Photonen nachgewiesen werden, die unter $\Theta \leq 0,82^\circ$ beobachtet werden.

Die erwartete Signalrate wird erneut mit der Simulation bestimmt, kann allerdings auch analytisch ermittelt werden, was einen Vergleich mit den Simulationsergebnissen ermöglicht. Für die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde auf das Fenster fallen, gilt (Herleitung im Anhang B):

$$N_F = \frac{N}{2 \cdot U} \int_{z_1}^{z_2} \left(\int_{\Theta_{min}}^{\arctan\left(\frac{r_F}{z}\right)} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos(\theta))^2} \sin(\Theta) d\theta \right) dz \quad (5.1)$$

Dabei ist $N = 1,58 \cdot 10^6$ die Anzahl pro Sekunde emittierter Photonen im gesamten ESR nach

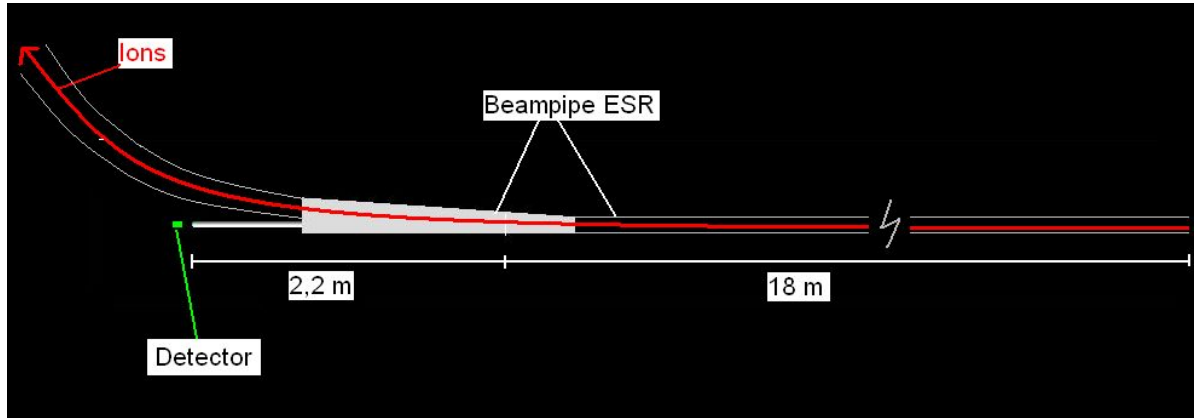


Abb. 5.1.: Simulierter Aufbau für den Nachweis geradeaus emittierter Photonen am ESR. Es handelt sich um den linken unteren Abschnitt des ESR aus Abb. 2.6. Die Länge des gesamten geraden ESR-Abschnitts beträgt 18 m. Vom letzten Punkt im ESR von dem unter 0° emittierte Photonen den Detektor ohne Reflektionen am Strahlrohr erreichen können, sind es 2,2 m bis zum Fenster am Ende des abgehenden Rohres.

Gl. 3.25, $\Theta_{min} = 0^\circ$ der kleinste nachweisbare Polarwinkel im Laborsystem, der Fensterradius r_F beträgt 0,0315 m, $z_1 = 2,2$ m ist die Distanz, die die Photonen mindestens bis zum Detektor zurücklegen müssen, und $z_2 = 20,2$ m ist die Länge der Geraden plus z_1 . Wird das Integral mit Hilfe des Programms *Maple11* numerisch gelöst, ergibt das eine Photonenrate von $8,6 \text{ s}^{-1}$.

Die GEANT4 Simulation ergibt $8,4 \pm 0,3$ Signale pro Sekunde ($R = 0\%$) und stimmt also sehr gut mit dem Ergebnis aus Gl. 5.1 überein.

Angesichts der geringen Anzahl von Photonen, die in den Raumwinkel des Fensters fallen, wird zum Nachweis ein Detektor mit einer hohen QE und einer sehr niedrigen Dunkelzählrate benötigt. Ein solcher ist mit dem PMT R943-02 von Hamamatsu vorhanden (vgl. Abb. 4.9). Dieser weist bei 640 nm eine QE von 14% auf, hat eine aktive Fläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und gekühlt eine sehr niedrige Dunkelzählrate ($D = 15 \text{ s}^{-1}$, s. Kap.6).

Der geplante Aufbau ist in Abb. 5.2 zu sehen. Auf dem Fenster befindet sich eine Linse, in deren Fokus die Photokathode liegt. 19 mm vor der Kathode befindet sich das Fenster des PMT sowie ein Filter. Es wurde eine $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ große Photokathode simuliert, die zudem, wie im Datenblatt des R943-02 angegeben, um 10° gekippt ist. Unter der optimistischen Annahme, dass die Reflektivität des Strahlrohrs $R = 25\%$ beträgt, ergäbe sich eine Signalrate von $S = (2,1 \pm 0,3) \text{ s}^{-1}$. Der Untergrund im ESR beträgt für ein Zeitfenster von 161 ns (entsprechend der Flugzeit der Ionen über den gesamten 18 m langen geraden Abschnitt des ESR) 25 ± 2 Signale pro Sekunde. Hier zeigt sich, dass im Vergleich mit der Spiegelstrecke die Untergrundrate deutlich stärker abnimmt als die Signalrate, da beim Untergrund der relativistische Boost in Vorwärts-Richtung nicht auftritt.

Der vorhandene R943-02 hat eine doppelt so große Signalamplitude wie der R1017, so dass die Signale besser vom Rauschen getrennt werden können. Unter der Annahme, dass durch die größere Verstärkung des Detektors neben der Dunkelzählrate keine weiteren Störsignale am ESR gemessen

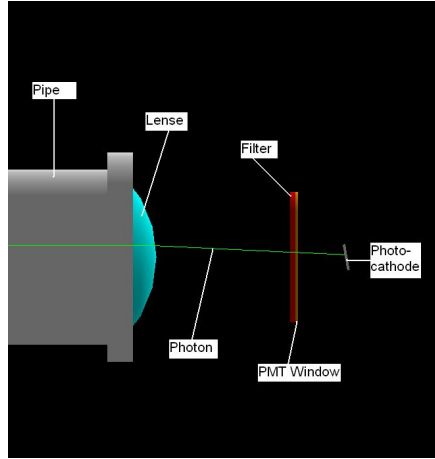


Abb. 5.2.: Der Aufbau des Geradeaus-Nachweises im Detail. Auf dem Fenster des abgehenden Rohres befindet sich eine Linse (Durchmesser 63 mm) in deren Brennpunkt sich die rechteckige Photokathode des R943-02 befindet. 19 mm davor befindet sich das Fenster des PMT und ein Filter.

werden, ist insgesamt mit einer Untergrundrate von 30 ± 2 zu rechnen. Für $R = 25\%$ und ein 161 ns großes Zeitfenster ergibt sich eine Messdauer von (119 ± 6) s pro Wellenlänge.

Trotz angenommener Reflektivität sind die beobachteten Polarwinkel nachgewiesener Photonen stets kleiner 2° und dementsprechend haben die detektierten Photonen Wellenlängen nahe 640 nm. In größerer Distanz des Emissionsorts zum Fenster nimmt die Signalrate auf Grund des kleiner werdenden Raumwinkels zwar ab, aber da diese quadratisch in die Messdauer eingeht, wird die kürzeste Messzeit erzielt, falls das Zeitfenster auf die gesamten 18 m ausgelegt wird (s. Abb. 5.3). In Tab. 5.1 sind die Raten in Abhängigkeit von verschiedenen langen berücksichtigten Strahlrohrabschnitten aufgelistet.

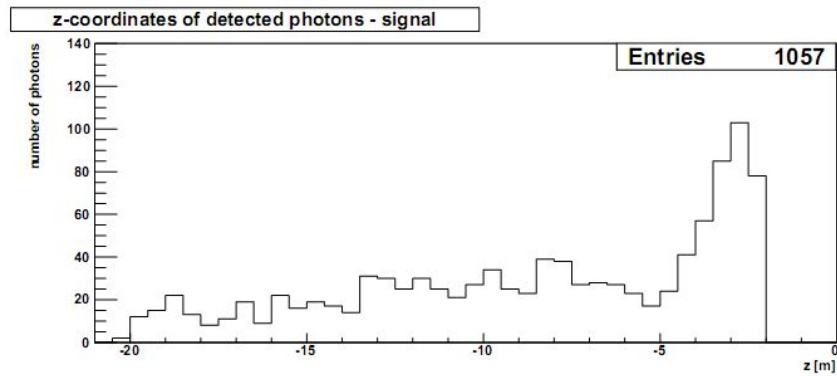


Abb. 5.3.: Es sind die Startpositionen der detektierten Photonen zu sehen. Die horizontale Achse gibt die Distanz zwischen Startposition und Fenster an.

Die ermittelte Messzeit liegt also noch über dem für die Spiegelstrecke ermittelten Wert. Da der Detektor aber vorhanden ist, und wie bei der in 2009 durchgeführten Testmessung (s. Kap. 6) ohne größeren Aufwand montiert und betrieben werden kann, bietet der Geradeaus-Nachweis

Strahl- rohr [m]	Zeit- fenster [ns]	Signal- rate [s^{-1}]	Untergrundrate [s^{-1}]	Messdauer [s]
5	100	$1,0 \pm 0,1$	$18,5 \pm 0,9$	$353,6 \pm 18,8$
10	123	$1,6 \pm 0,1$	$22,8 \pm 1,1$	$169,8 \pm 8,6$
15	147	$2,0 \pm 0,1$	$27,1 \pm 1,3$	$126,8 \pm 6,3$
18	161	$2,1 \pm 0,1$	$29,7 \pm 1,4$	$119,4 \pm 5,9$

Tab. 5.1.: Es sind die Raten und Messdauern für verschieden große Zeitfenster aufgelistet, die sich durch den betrachteten ESR-Abschnitt ergeben. Es zeigt sich, dass unter den zuvor getroffenen Annahmen die kürzeste Messdauer erzielt wird, wenn die gesamte Gerade betrachtet wird.

eine wünschenswerte Diagnoseoption. Falls das Resonanzsignal mit dem im folgenden Kapitel beschriebenen Parabolspiegelsystem gefunden wird, kann das Resultat mit diesem Aufbau verifiziert werden.

5.2. Parabolspiegelsystem

Der Geradeaus-Nachweis kann das Resonanzsignal evtl. bestätigen, eignet sich jedoch nicht, das Resonanzsignal zu finden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein auf einem beweglichen Off-Axis Parabolspiegel basierendes Detektorsystem entwickelt.

5.2.1. Prinzipieller Aufbau

Die Idee ist, einen Off-Axis Parabolspiegel direkt um die Ionenbahn zu platzieren und so unter kleinen Winkeln emittierte Photonen, die auf den Spiegel treffen, auf einen Detektor hinter einem Fensterflansch zu fokussieren (s. Abb. 5.4). Im Gegensatz zum Geradeaus-Nachweis ist hier der Raumwinkel deutlich größer.

Zu beachten ist, dass der Spiegel vor jeder Injektion neuer Ionen in den ESR aus dem Strahlengang bewegt werden muss, da die frisch in den ESR injizierten Ionenpakete noch nicht fokussiert sind und Ionen sich bis zu 100 mm von der Strahlrohrachse entfernt aufhalten. Dieser Wert gilt für die horizontale Ausdehnung, vertikal sind es ca. 80 mm. Erst wenn die Ionen durch elektromagnetische Felder und den Elektronenkühler entsprechend fokussiert sind, wird der Spiegel in den Strahlengang bewegt. Bei einem pneumatischen Antrieb dauert diese Bewegung ca. 1 s, was deutlich länger als die Umlaufdauer der Ionen im ESR ist ($T = 509$ ns). Damit die Ionen nicht vom Spiegel absorbiert werden, muss der Spiegel also mit einem Schlitz versehen werden (s. Abb. 5.4).

Der ESR bietet zwei Möglichkeiten die Idee des Parabolspiegelsystems zu realisieren. Zum einen steht ein *Conflat Flansch* mit 200 mm Nennweite, kurz CF200, zur Verfügung. Hier werden der Detektor und die mechanische Durchführung für den Spiegel am gleichen Flansch montiert. Eine andere Möglichkeit ist eine 2-Flansch-Option, wo der Detektor an einem Flansch (CF35) und die

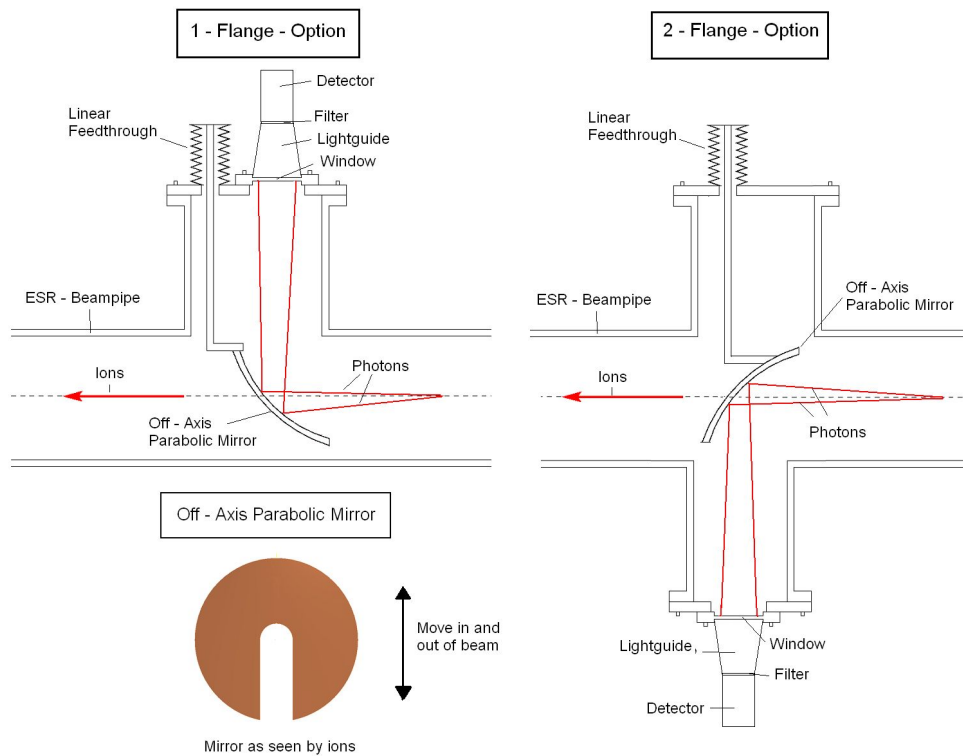


Abb. 5.4.: Zwei schematische Darstellungen, wie mittels eines Off-Axis Parabolspiegels die Fluoreszenzphotonen auf einen Detektor fokussiert werden. Am ESR bieten sich zwei Realisierungsmöglichkeiten für diese Idee an. Entweder sind der Detektor und der Spiegel an einem (links) oder an zwei verschiedenen Flanschen (rechts) befestigt. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu. Links unten ist der Spiegel aus Sicht der Ionen zu sehen, der mit einem Schlitz versehen werden muss, damit keine Ionen absorbiert werden, wenn der Spiegel in den Strahlengang bewegt wird.

Durchführung an einem zweiten Flansch (CF100) befestigt werden. Anders als in der Zeichnung rechts in Abb. 5.4 dargestellt, befinden sich die Flansche nicht gegenüber, sondern stehen in einem 90° -Winkel zueinander. Bei beiden Optionen wird der Spiegel horizontal in den ESR bewegt.

Die 1-Flansch-Option hat den Vorteil, dass prinzipiell ein Spiegel mit bis zu knapp 200 mm Durchmesser und ein größerer Fensterflansch als ein CF35 verwendet werden können. Von Nachteil ist jedoch, dass der Flansch 350 mm von der Strahlrohrachse entfernt ist, bei der 2-Flansch-Option sind es lediglich 250 mm. Daher ist es naheliegend den Raumwinkel wie bei der Spiegelstrecke mit einem versenkten Fenster zu vergrößern, was jedoch nur bei der 1-Flansch-Option möglich ist. Das Problem bei einem versenkten Fenster ist, dass der Durchmesser des Sichtfensters aus fertigungstechnischen Gründen reduziert werden muss und daher die Raumwinkelvergrößerung nur minimal ist. Eine andere Möglichkeit den Raumwinkel zu vergrößern ist ein spiegelndes Blech, das zu einem Konus geformt ist und unterhalb des Fensters im ESR montiert wird. Dieser Metallkonus wird im Folgenden als Tülle bezeichnet. In Abb. 5.5 sind diese beiden Optionen für die 1-Flansch-Lösung zu sehen.

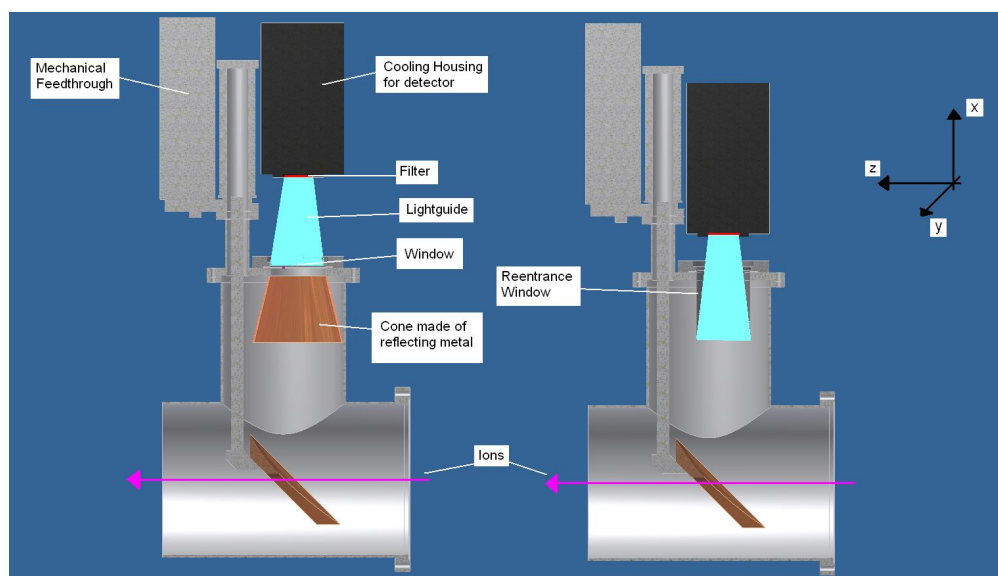


Abb. 5.5.: Um den Raumwinkel bei der 1-Flansch-Option zu vergrößern, bieten sich zwei Möglichkeiten. Es kann wie bei der Spiegelstrecke ein versenktes Fenster verwendet werden (rechts). Eine andere Möglichkeit den Raumwinkel zu vergrößern ist ein spiegelndes Blech, das zu einem Konus geformt ist und unterhalb des Fensters im ESR montiert wird (links). Das Blech ist quasi eine Verlängerung des Lichtleiters in den ESR.

Wie bei der Spiegelstrecke, soll auch hier das Fluoreszenzlicht mit einem Lichtleiter auf einen Detektor fokussiert werden. Um den Untergrund zu reduzieren wird ein Filter verwendet, der sich zwischen Detektor und Lichtleiter befindet.

Bevor mit Simulationen der Aufbau ermittelt wird, der die höchsten Signalaraten liefert, soll zunächst näher auf den Off-Axis Parabolspiegel eingegangen werden. Weiter muss geklärt werden aus welchem Material der Spiegel gefertigt werden soll bzw. welche Reflektivität seine Oberfläche hat und wie breit der Schlitz im Spiegel sein muss.

5.2.2. Off-Axis Parabolspiegel

In Abb. 5.6 ist eine Parabel dargestellt und der relevante Ausschnitt für den Off-Axis Parabolspiegel schwarz eingezeichnet. Sowohl bei der 1-Flansch als auch bei der 2-Flansch-Option müssen die Photonen um den Winkel $\alpha = 90^\circ$ umgelenkt werden. Zur Definition der Parabel wird folgende Nomenklatur verwendet.

$$g(x) = a \cdot x^2 \quad (5.2)$$

$$f = \frac{1}{4a} \quad (5.3)$$

Dabei ist f der Brennpunkt der Parabel. Im Folgenden wird statt der Brennweite f oft die effektive Brennweite f' verwendet. Diese gibt den Abstand des Ionenstrahls zum Brennpunkt an. Aus der

Parabeldefinition folgt für den Spezialfall der 90°-Umlenkung:

$$f' = 2f = \frac{1}{2a} \quad (5.4)$$

In der Zeichnung ist die Achse entlang der der Spiegel bewegt wird die x-Achse. Die z-Achse verläuft parallel zur Ionenflugbahn.

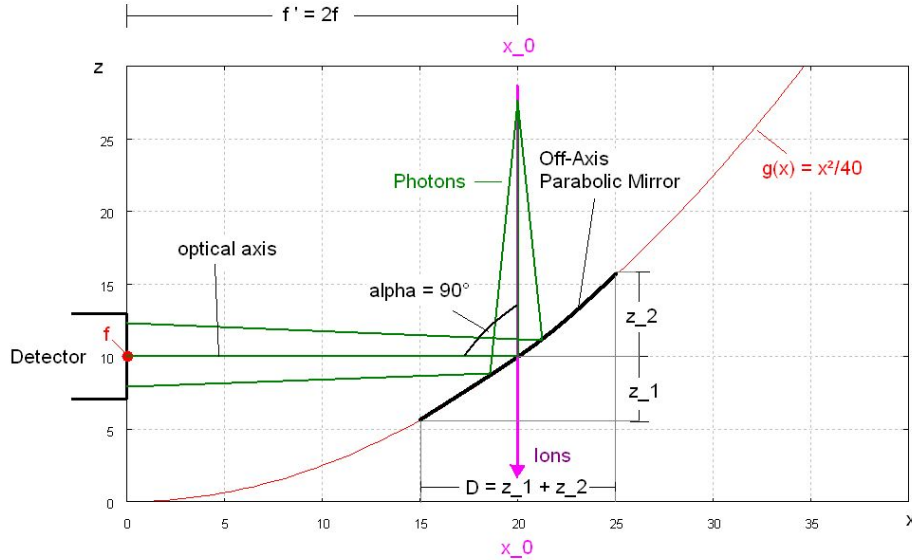


Abb. 5.6.: Eine schematische Darstellung zur Veranschaulichung, welcher Ausschnitt aus der Parabel für das hier vorgestellte Detektorsystem gewählt werden muss.

Damit $\alpha = 90^\circ$ gegeben ist, wird die x-Position des Ionenpakets x_0 so definiert, das gilt:

$$g(x_0) = f \quad (5.5)$$

Nun wird in der xy-Ebene ein Kreis mit Durchmesser D gewählt, der dann die Querschnittsfläche des Spiegels senkrecht zur Ionenbahn definiert (s. Abb. 5.7). Während in x-Richtung die Spiegelgröße nur durch den Durchmesser des ESR-Strahlrohrs begrenzt ist, muss für die y- und z-Richtung die Größe des Flansches beachtet werden, in den der Spiegel zurückgezogen wird. Für den Spezialfall der 90°-Umlenkung gilt für die Höhe (h_z) des Spiegels in z-Richtung: $h_z = z_1 + z_2 = D$ (s. Anhang C.1). Die Querschnittsfläche des Spiegels ist also sowohl aus Sicht der Ionen als auch aus Sicht des Detektors kreisförmig und die maximale Länge des Spiegels beträgt in alle Raumrichtungen D . In Abb. 5.7 sind Zeichnungen des Spiegels aus verschiedenen Perspektiven zu sehen.

Zu beachten ist, dass bei größer werdendem x die Steigung der Parabel zunimmt und deshalb die optische Achse (s. Abb. 5.6) nicht mittig durch den Spiegel geht, sondern $z_2 > z_1$ gilt. Soll der Brennpunkt der Parabel zentral im Fenster oder in der Photokathode des Detektors liegen, muss der Detektor nicht mittig über der Parabel montiert, sondern um z_f in z-Richtung verschoben

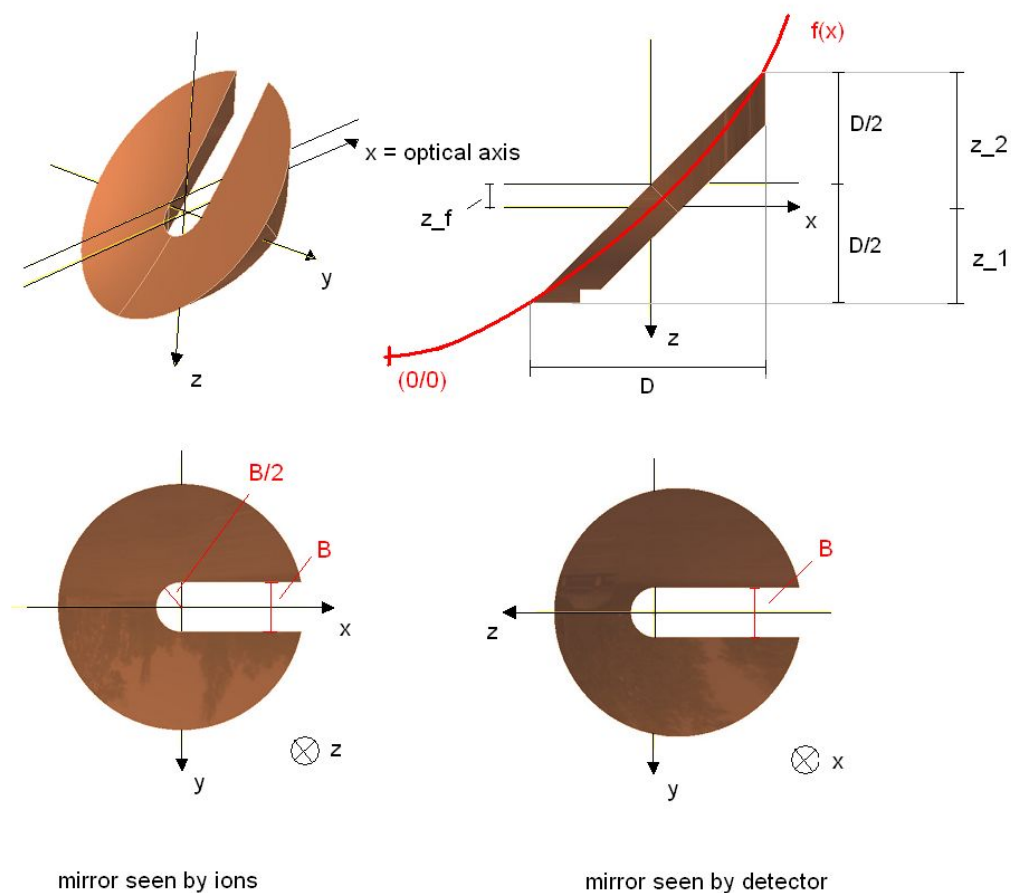


Abb. 5.7.: Verschiedene schematische Ansichten des Off-Axis Parabolspiegels mit $\alpha = 90^\circ$. Da die optische Achse bezogen auf die z-Achse nicht durch die Spiegelmittle geht, ist der Schlitz aus Sicht des Detektors weiter in den Spiegel eingerückt.

werden (s. Anhang C.2):

$$z_f = \frac{r^2}{2x_0} \quad (5.6)$$

Dabei ist $r = D/2$ der Spiegelradius.

5.2.3. Material und Beschichtung des Spiegels

An das Material des Spiegels werden besondere Anforderungen gestellt. Dieses muss zunächst für das Ultrahochvakuum im ESR ($p \leq 10^{-11}$ mbar) geeignet sein. Weiter ist zu beachten, dass mit dem niedrigen Druck ein vorheriger Ausheizprozess verbunden ist. Das bedeutet, dass laut ESR-Spezifikationen, alle Bauteile, die am oder im ESR montiert werden, so ausgelegt sein müssen, dass sie 24 Stunden bei 300°C ausgeheizt werden können. Und natürlich muss der Spiegel im relevanten

Wellenlängenbereich eine möglichst hohe Reflektivität haben. Diesen Anforderungen entsprechend wird von Herstellern von Off-Axis-Parabolspiegeln OFHC-Kupfer als Spiegelmateriale bevorzugt. Kupfer hat im relevanten Wellenlängenbereich mit $R > 95\%$ zwar eine sehr gute Reflektivität (s. Abb. 5.8), dennoch ist eine Beschichtung zum Schutz des Spiegels vor Oxidation wünschenswert. Für Spiegel im IR-Bereich werden typischerweise Goldbeschichtungen verwendet, deren Reflektion ebenfalls $R \approx 95\%$ [Las09] im relevanten Wellenlängenbereich beträgt.

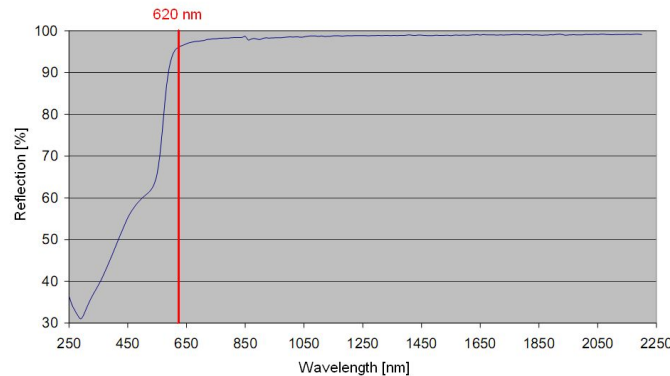


Abb. 5.8.: Die gemessene Reflektionskurve für einen Kupferspiegel von der Firma Kugler [Kug].

Um die Temperaturbeständigkeit von Goldbeschichtungen zu testen, wurden Kupferproben vergoldet. Dies wurde zum einen galvanisch in einer Goldlösung und zum anderen mit einer Aufdampf-anlage (Veeco 770) gemacht. Indem beim Aufdampfen ein Probestück mit bekanntem Gewicht und bekannter Oberflächengröße bedampft wird, lässt sich die aufgedampfte Masse pro Fläche bestimmen und über die Dichte dann die Dicke der Goldschicht. Die aufgedampften Goldbeschichtungen hatten Dicken zwischen $1\mu\text{m}$ und $2\mu\text{m}$. Beim galvanischen Vergolden lässt sich die Schichtdicke über die Reaktionsgleichung, den angelegten Strom und die Dauer des Prozesses bestimmen. So kann die Anzahl abgeschiedener Goldatome bestimmt werden und darüber dann auf das Gesamtgewicht der Goldschicht geschlossen werden. Auch hier betrug die Dicke der Goldbeschichtungen wenige μm . Da bekannt war, dass Goldbeschichtungen auf Edelstahl beim Ausheizen in den Edelstahl diffundieren und dies durch Nickelschichten verhindert wird, wurden weitere Proben erstellt, bei denen zunächst eine Nickel- und dann eine Goldschicht auf das Kupfer aufgetragen wurden. Die Nickelschicht soll als Barriere dienen, um den Diffusionsprozess beim Ausheizen zu unterbinden. Die Dicken der aufgetragenen Nickelschichten betrugen bei den bedampften Proben $\approx 500\text{ nm}$ und bei den Proben aus dem galvanischen Bad $\approx 1\mu\text{m}$.

Die im galvanischen Bad erzeugten Proben hatten mit bloßem Auge betrachtet gut reflektierende Goldbeschichtungen. Beim Aufdampfen traf dies nur auf die Probe ohne Nickelschicht zu. Die Probe mit Nickelschicht hatte eine verschmutzt aussehende Goldoberfläche, deren Reflektivität deutlich unter der der andern Proben lag (s. Tab. 5.2).

Die Reflektivität der unbeschichteten und der vergoldeten Proben wurde mit einem Laserpointer

5. Der Geradeaus-Nachweis und das Parabolspiegelsystem

($\lambda = 635 \text{ nm}$) und einem Laser Powermeter (Coherent, FieldMaxII-TO) bestimmt (s. Abb. 5.9). Der Einfallswinkel betrug $\alpha = 45^\circ$, wie es auch im ESR der Fall sein wird. Während die Reflektivität für blankes, mit Paste poliertem Kupfer $R = (89 \pm 4)\%$ betrug, stieg diese durch die Beschichtungen je nach Verfahren des Vergoldens um 3-5% an, abgesehen von der mit Nickel bedampften Probe (s. Tab. 5.2). Die relativ großen Fehler der Messung sind durch Schwankungen in der Anzeige des Powermeters bedingt. Die Reflektivität von Kupfer liegt ca. 7% unter dem Literaturwert, was auf die nicht perfekt polierte Oberfläche zurückzuführen ist, die das Laserlicht teilweise diffus streute. Die beschichteten Goldproben liegen dagegen deutlich näher am Literaturwert, da die entstandene Oberfläche weniger rau ist.

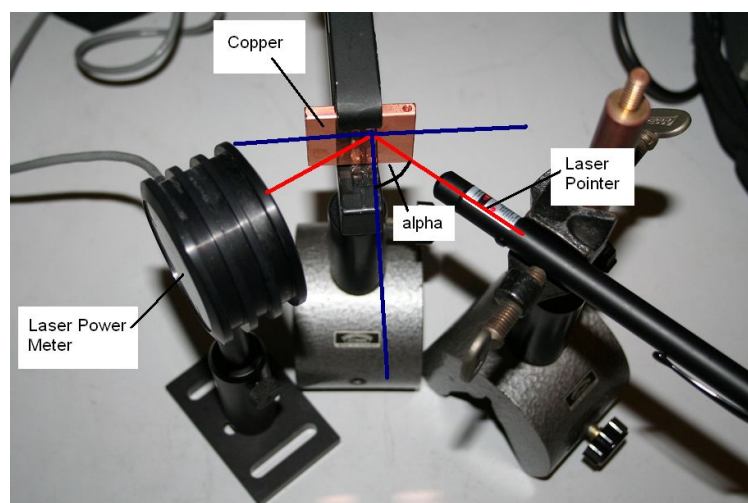


Abb. 5.9.: Mit einem Laserpointer und einem Laser Powermeter wurden die Reflektionskoeffizienten diverser Proben bestimmt.

Beschichtung	R [%] vor Ausheizen	R [%] nach Ausheizen
ohne	89 ± 4	89 ± 4
Au (galv.)	94 ± 4	58 ± 4
Ni, Au (galv.)	93 ± 4	11 ± 4
Au (aufdampfen)	92 ± 4	37 ± 4
Ni, Au (aufdampfen)	82 ± 4	4 ± 4

Tab. 5.2.: Die Reflektionskoeffizienten diverser Proben vor und nach dem Ausheizen.

Im Anschluss an die Reflektivitätsmessung wurden die Kupferproben den Vorgaben am ESR entsprechend 24 Stunden bei 300°C in einem Vakuumofen ausgeheizt ($p \approx 10^{-7} \text{ mbar}$). Nach dem Ausheizprozess ist weder eine Goldschicht noch eine wie zuvor reflektierende Kupferoberfläche zu sehen (s. Abb. 5.10). Viel mehr bildete sich an der Oberfläche eine Mischung der Materialien und die Reflektivität sank deutlich. Auch die Nickelschicht konnte den Diffusionsprozess offensichtlich nicht

verhindern. Lediglich das unbeschichtete Kupfer hat den Ausheiztest ohne feststellbare Veränderungen im Aussehen und in der Reflektivität überstanden (s. Tab. 5.2).

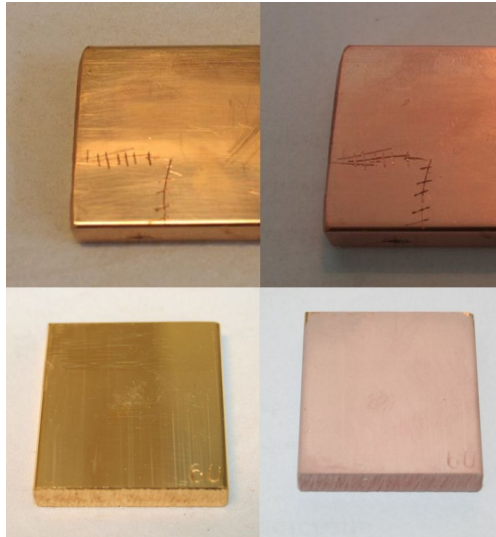


Abb. 5.10.: Die obere Probe wurde in einem galvanischen Bad, die untere mit der Aufdampfmaschine vergoldet (ohne Nickel). Links ist die jeweilige Probe vor und rechts nach dem Ausheizen zu sehen.

So wurde entschieden einen Kupferspiegel ohne Beschichtung zu verwenden, zumal es eine Studie gibt, wonach die Reflektion von Kupfer, das an Luft gelagert wird, bei $\lambda = 630 \text{ nm}$ nur minimal sinkt [Les77]. Bei dieser Studie wurde ein polierter Spiegel aus sauerstofffreiem Kupfer über 100 Tage an Luft gelagert und die Reflektion sank lediglich um 1%, obwohl eine leichte Oxidationsschicht auf dem Spiegel zu beobachten war. Zu beachten ist jedoch, dass in der Veröffentlichung von Kupferspiegeln gesprochen wird, deren Reflektivität bei 630 nm nur 82% betrug. Sie waren also nicht optimal poliert. Der für die Messung am ESR hergestellte Spiegel, soll nach Herstellerangaben auch nach einer einjährigen Lagerung an Luft noch keine sichtbaren Oberflächenveränderungen zeigen [Ltu]. Es ist also davon auszugehen, dass die Reflektivität des Kupferspiegels nicht signifikant sinken wird.

Hinzu kommt, dass sich der Spiegel im ESR stets im Vakuum befindet und daher keine Oxidation stattfindet. Die wenigen Tage, die der Spiegel nicht im ESR eingebaut ist, wird er in einer Argonatmosphäre aufbewahrt.

Der Spiegel für diesen Aufbau wurde von der Firma LT Ultra-Precision Technology GmbH [Ltu] hergestellt, hat eine Formgenauigkeit von $\approx 2 \mu\text{m}$ und eine Oberflächenrauigkeit von $\leq 20 \text{ nm}$. Allgemein wird von einer guten Spiegelqualität gesprochen, wenn die Oberflächenrauigkeit $< \lambda/10$ ist, was in unserem Fall 64 nm entsprechen würde.

Da der Spiegel im ESR beim Ausheizen hohen Temperaturen ausgesetzt ist, wurde er vor dem Oberflächenfinish *getempered*. Das heißt der Spiegel wurde in seiner Grundform gefertigt und dann 24 Stunden im Institut für Kernphysik im Vakuumofen bei 380°C ausgeheizt, um Spannungen im Material zu lösen. Anschließend wurde der Spiegel der abschließenden Oberflächenbearbeitung unterzogen. Durch das Ausheizen soll verhindert werden, dass sich die Spiegelform nach einem

Ausheizprozess am ESR verändert und Kristallwachstum einsetzt.

5.2.4. Schlitzbreite

Nachdem festgelegt wurde, welcher Ausschnitt aus dem Parabolspiegel und welches Spiegelmaterial verwendet wird, muss noch die Schlitzbreite B bestimmt werden (s. Abb. 5.7). Diese sollte so groß gewählt werden, dass möglichst wenige Ionen den Spiegel treffen. Bei zu kleiner Schlitzgröße wird zum einen die Anzahl der Ionen im Bunch verringert und zum anderen würden Spiegeltreffer Lichtblitze in unmittelbarer Nähe des Detektors auslösen.

Zur Bestimmung der Schlitzbreite wurden an der GSI Daten verschiedener Messungen, Rechnungen und Simulationen gesammelt [Loc09b]. Dabei zeigt sich, dass die Ausdehnung des Ionenpakets in horizontaler und vertikaler Richtung verschieden groß ist. Es wird die Standardabweichung eines gaußförmigen Ionenbunches in horizontaler σ_{hor} und in vertikaler Richtung σ_{ver} angegeben.

Eine Simulation (Li-ähnliches Bismut, Ionenstrom 3 mA) aus der Beschleunigerabteilung, die für die Ionenoptik zuständig ist, ergibt:

$$\sigma_{hor} = (8,15 \pm 1,00) \text{ mm}$$

$$\sigma_{ver} = (6,35 \pm 0,50) \text{ mm}$$

In [Ste04] wird die Ausdehnung eines U^{92+} -Strahls mit N Ionen im unbunchten Modus bestimmt, wobei die Ionen wie das Li-ähnliche Bismut mit $\beta \approx 0,7$ gespeichert waren. Die Ausdehnung des Strahls wird wie folgt beschrieben:

$$\sigma_{hor} = \alpha_{hor} N^{0,25}, \quad \alpha_{hor} = 0,0398 \text{ mm}$$

$$\sigma_{ver} = \alpha_{ver} N^{0,24}, \quad \alpha_{ver} = 0,0364 \text{ mm}$$

Unter der Annahme, dass die beim Bi-Experiment verwendeten Ionenpakete einen kontinuierlichen Strahl mit 10-facher Ionenzahl entsprechen, da die Ionen bei der Messung am Li-ähnlichen Bismut auf ca. 1/10 der Länge des ESR komprimiert werden, muss für N nicht $6 \cdot 10^7$ (s. Kap. 3) sondern $6 \cdot 10^8$ eingesetzt werden:

$$\sigma_{hor} = 6,22 \text{ mm}$$

$$\sigma_{ver} = 4,65 \text{ mm}$$

Laut ESR-Leitung ist es jedoch so, dass das Ionenpaket nur näherungsweise einer Gaußverteilung folgt. Tatsächlich fällt die Anzahl der Ionen in den äußeren Bereichen schneller ab. Bei einer früheren Messung am ESR, bei der auch ein geschlitzter Spiegel zum Einsatz kam, ergaben sich bei einem $\sigma_{hor} = \sigma_{ver} = 5,66 \text{ mm}$ bei einer Schlitzbreite von 20 mm keine Probleme, so dass davon ausgegangen werden kann, dass der vollständige Strahldurchmesser kleiner als $3,53\sigma$ ist.

Die größte Strahlausdehnung $\sigma_{hor} = (8,15 \pm 1,00) \text{ mm}$ aus der oben genannten Simulation

würde so eine Schlitzbreite von $(28,8 \pm 3,5)$ mm ergeben. Daher wird die Schlitzbreite für den Parabolspiegel mit 30 mm gewählt. Dies ist mit den hier gemachten Annahmen sowohl für die horizontale als auch für die vertikale Richtung ausreichend, falls der Fehler des horizontalen Werts nicht ausgeschöpft wird. In horizontaler Richtung besteht notfalls die Möglichkeit den Spiegel über die mechanische Durchführung um wenige mm zu verstellen, so dass in horizontaler Richtung eine größere effektive Schlitzbreite erreicht werden kann.

Der Einsatz sogenannter Scraper in der Strahlführung unmittelbar vor dem Spiegel erlaubt zudem, das Ionenpaket auf den für den Spiegel erlaubten Radius einzugrenzen und so Ionenstößen mit dem Spiegelmaterial vorzubeugen.

Nachdem das Profil des Teilchenpaketes von der GSI zunächst mit einer Gaußverteilung mit $\sigma = 2,5$ mm angegeben wurde, stellt sich nun die Frage, wie die Verteilung in den weiteren Simulationen beschrieben werden soll und wie die vorherigen Resultate zu bewerten sind. Zunächst ist das Profil kein exaktes Gaußprofil (die Ausläufer fallen schneller ab), so dass ein simuliertes $\sigma \approx 8$ mm zu viele Ionen in zu großer Distanz zur Strahlachse bedeuten würde. Mit $\sigma = 2,5$ mm hingegen wird der vollständige Strahldurchmesser ($6\sigma = 15$ mm entspricht halber Schlitzbreite) nach obigen Berechnungen gut beschrieben, jedoch sind die Ionen dann zu dicht um die Strahlrohrachse verteilt.

Insgesamt ist davon auszugehen, dass ein σ zwischen 2,5 mm und 8 mm sowohl bei der Spiegelstrecke als auch bei dem Parabolspiegelsystem im Rahmen aller Unsicherheiten, keinen relevanten Unterschied in der Signalrate machen sollte. Zur Überprüfung wurde die optimierte Spiegelstrecke mit den optimistischen Annahmen ($R = 25\%$, $QE = 1,4 \cdot \text{Standard-QE}$) und $\sigma = 8$ mm simuliert. Die Signalrate ist um 0,3 Signale pro Sekunde kleiner, was im Rahmen der Fehler also keinen Unterschied zu $\sigma = 2,5$ mm macht.

Bei dem Parabolspiegel ist zu vermuten, dass für $\sigma = 8$ mm die Signalrate minimal höher ist, da nicht alle Photonen, die unter sehr kleinen Winkeln emittiert werden, durch den Schlitz fliegen, sondern einige den Spiegel treffen. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, dass auch hier im Rahmen des Fehlers die Signalaraten für beide σ gleich groß sind. Deshalb wird weiterhin mit $\sigma = 2,5$ mm simuliert.

5.3. Simulationsergebnisse für das Parabolspiegelsystem

Mit Hilfe der im vorherigen Kapitel vorgestellten Simulation, soll hier untersucht werden, ob mit dem Parabolspiegelsystem höhere Signalraten zu erzielen sind als mit der Spiegelstrecke und wie der optimale Aufbau aussieht. Dafür soll zunächst die 1-Flansch-Option diskutiert werden, die auf Grund des großen Flansches vielversprechender ist. Anders als bei der optimierten Spiegelstrecke wird der neue Aufbau anfangs konservativ betrachtet. Es wird also die QE eines Standard R1017 und eine Reflektivität des Strahlrohrs $R = 0\%$ simuliert. Die konservative Betrachtung erlaubt eine Einschätzung, ob mit dem neuen Detektorsystem auch unter ungünstigen Bedingungen das Resonanzsignal gefunden werden kann.

5.3.1. 1-Flansch-Option

Zunächst wird beschrieben welche Parameter in der Simulation verwendet werden. In Abb. 5.11 ist beispielhaft der simulierte Aufbau mit Tülle zu sehen.

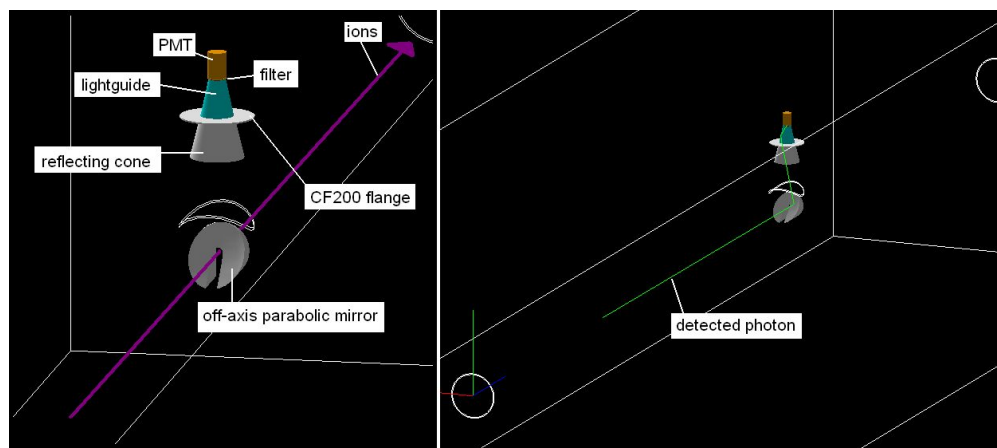


Abb. 5.11.: Das simulierte Parabolspiegelsystem mit Tülle.

- **Off-Axis Parabolspiegel:** Der maximale Durchmesser des Spiegels könnte prinzipiell knapp 200 mm betragen. Bedingt durch die Einbausituation und durch das Gewicht des Spiegels ist dieser jedoch auf 150 mm beschränkt (s. Kap. 5.4). Die ideale Parabelform wird mittels der Simulation bestimmt.
- **Fenster:** Der größtmögliche Fensterflansch, der auf dem CF200 montiert werden kann, ist ein CF100. Der Sichtdurchmesser des Fensters beträgt dann 89 mm. Das Fenster ist 375 mm von der Strahlrohrachse entfernt.
- **Versenktes Fenster:** Wird ein versenktes Fenster verwendet, beträgt der maximale Durchmesser des Sichtfensters nur 72 mm. Da der Spiegel aus dem Strahlengang bewegt werden können muss, kann das Fenster maximal 110 mm versenkt werden, so dass die Distanz zum Strahlrohr 265 mm beträgt.
- **Tülle:** Die Tülle ist ein Konus, dessen Durchmesser sich von 140 mm auf 104 mm verjüngt. Letzterer ist der Durchmesser des Ausschnitts aus dem CF200 über dem sich das Fenster befindet. Die Höhe beträgt 103 mm. Die Simulation geht von einem Kupferblech aus, so dass die Reflektivität der Tülle der des Spiegels entspricht. Die Form der Tülle ergibt sich im Wesentlichen aus der Platzsituation des Aufbaus bei eingefahrenem Spiegel.
- **Detektor:** Die Simulationen werden zunächst mit dem PMT R1017 durchgeführt, der auch bei der Spiegelstrecke zum Einsatz kam. Anschließend werden weitere Detektoren diskutiert. Das Detektorfenster wird stets mit 1 mm Dicke simuliert.

- **Lichtleiter:** Der Lichtleiter verjüngt sich vom Fensterdurchmesser auf den Durchmesser der Photokathode, was beim R1017 46 mm sind. Für den R1017 werden die Simulationen zunächst mit einer Lichtleiterhöhe von 160 mm durchgeführt.
- **Filter:** Zwischen Lichtleiter und Photokathode wird ein 2 mm dicker Filter simuliert.
- **ESR-Abschnitt:** Vor dem Parabolspiegel wird ein 10 m langer Strahlrohabschnitt simuliert.

Anzumerken ist, dass durch den abschließenden Aufbau das Fenster um 10 mm in Richtung optischer Achse verschoben ist. In allen Simulationen beträgt die Differenz zwischen Fenstermittelpunkt und optischer Achse also $z_f - 10$ mm (vgl. Kap. 5.2.2)

Signal- und Untergrundraten

Zunächst soll bestimmt werden, ob der Aufbau mit einem versenkten Fenster oder mit Tülle bessere Ergebnisse liefert. Dafür sind in Abb. 5.12 die Signalaraten für den Aufbau mit und ohne Tülle, sowie für ein versenktes Fenster, in Abhängigkeit von der effektiven Brennweite des Spiegels aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, dass der Aufbau mit Tülle die höchste Signalrate liefert. Die maxima-

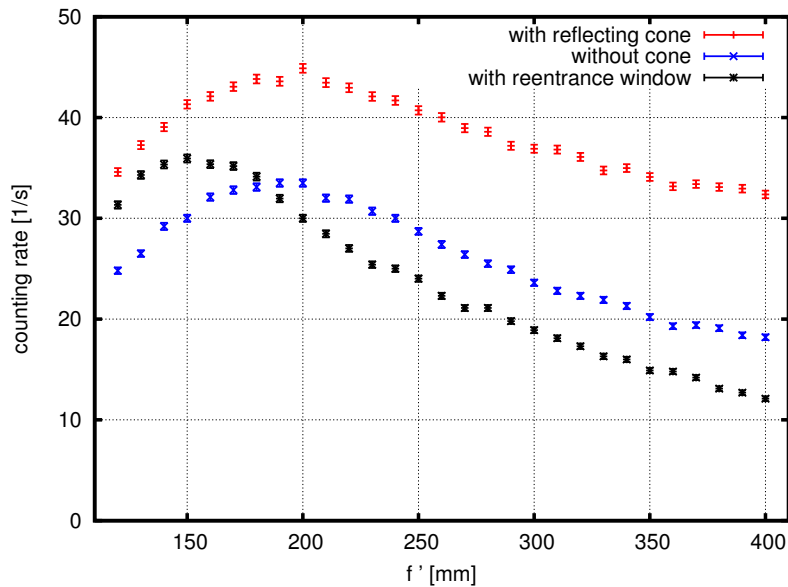


Abb. 5.12.: Es sind die Signalaraten für die Aufbauten mit und ohne Tülle, sowie mit versenktem Fenster, gegen die effektive Brennweite der Parabel aufgetragen. Der Aufbau mit Tülle erzielt mit 45 Signalen pro Sekunde die mit Abstand höchste Signalrate.

len Signalaraten sind in Tab. 5.3 zusammengefasst. Für den Aufbau mit Tülle beträgt die höchste Signalrate $(44,9 \pm 0,4) \text{ s}^{-1}$ für $f' = 200$ mm. Unter Berücksichtigung der Fehler und des Gesamtrends des Datenverlaufs, ist die höchste Rate für eine effektive Brennweite zwischen 190 mm und

	$S \text{ [s}^{-1}\text{]}$	effektive Brennweite [mm]
mit Tülle	$44,9 \pm 0,4$	200
ohne Tülle	$33,5 \pm 0,4$	200
versenktes Fenster	$35,9 \pm 0,4$	150

Tab. 5.3.: Die Signalkraten für die drei diskutierten Aufbauten.

200 mm zu erwarten. D. h., dass sich der Brennpunkt der Parabel weder im Detektor, noch im Fenster oder am Anfang der Tülle befindet, sondern ca. 180 mm vor dem Fenster liegt. Ähnliches gilt für den Aufbau mit dem versenkten Fenster.

Trotz der konservativen Betrachtung zeigt sich schon hier eine deutliche Verbesserung der Signalkrate im Vergleich zu der Spiegelstrecke, wo unter günstigsten Bedingungen maximal $S = 18,6 \text{ s}^{-1}$ erzielt werden können.

Hier ist anzumerken, dass Simulationen mit einem Strahlprofil mit $\sigma = 8 \text{ mm}$ zu dem gleichen Ergebnis kommen (s. Anhang C.3).

Die ideale Parabelform muss letztlich so gewählt werden, dass die Messdauer pro Wellenlänge möglichst kurz ist. Dafür muss zunächst der Untergrund am Parabolspiegelsystem untersucht werden. Für den Aufbau mit Tülle ist die Untergrundrate in Abhängigkeit von der Parabelform in Abb. 5.13 zu sehen. Wie im Laufe des Kapitels gezeigt wird, ist auch bei dem Parabolspiegelsystem nur ein 5 m langer Abschnitt des ESR unmittelbar vor dem Spiegel für die Signalkrate relevant. Entsprechend wird die Untergrundrate in einem 100 ns Zeitfenster bei einer Umlaufdauer von 509 ns betrachtet. Außerdem ist die Dunkelzählrate des Detektors in einem gleich großen Zeitfenster berücksichtigt ($D = 99 \text{ s}^{-1}$). Es werden zwei Fälle für die Untergrundrate unterschieden. Beiden Annahmen liegt die im vorherigen Kapitel ermittelte Dichte der Untergrundphotonen zu Grunde. Die konservative Annahme geht davon aus, dass die Dichte im Rohransatz, der vom Strahlrohr abgeht und an der der Flansch mit Vakuumdurchführung und Detektor montiert ist, der Dichte im Strahlrohr entspricht. Offensichtlich werden sich in diesem Rohransatz angeregte Ionen befinden, es ist jedoch wahrscheinlich, dass die Dichte geringer als im Strahlrohr selber ist, da die Distanz zur Strahlachse größer ist. Die optimistische Annahme geht davon aus, dass sich in dem Rohransatz keine angeregten Ionen befinden, so dass unter Berücksichtigung der im vorherigen Kapitel getroffenen Annahmen eine obere und untere Grenze für den Untergrund betrachtet wird.

Im Gegensatz zur Signalkrate ist das Maximum bei der Untergrundrate zu einer längeren effektiven Brennweite verschoben und nicht so scharf ausgeprägt. Bei $f' = 200 \text{ mm}$ beträgt die Rate $(273 \pm 8) \text{ s}^{-1}$ bzw. $(375 \pm 9) \text{ s}^{-1}$. Erfreulicherweise zeigt sich beim Parabolspiegelsystem also nicht nur eine erhöhte Signalkrate, sondern auch eine kleinere Untergrundrate als an der Spiegelstrecke, wo mit $D \approx 600 \text{ s}^{-1}$ zu rechnen ist.

In Abb. 5.14 ist die resultierende benötigte Messdauer pro Wellenlänge in Abhängigkeit von der effektiven Brennweite des Parabolspiegels aufgetragen. Die kürzeste Messdauer beträgt bei opti-

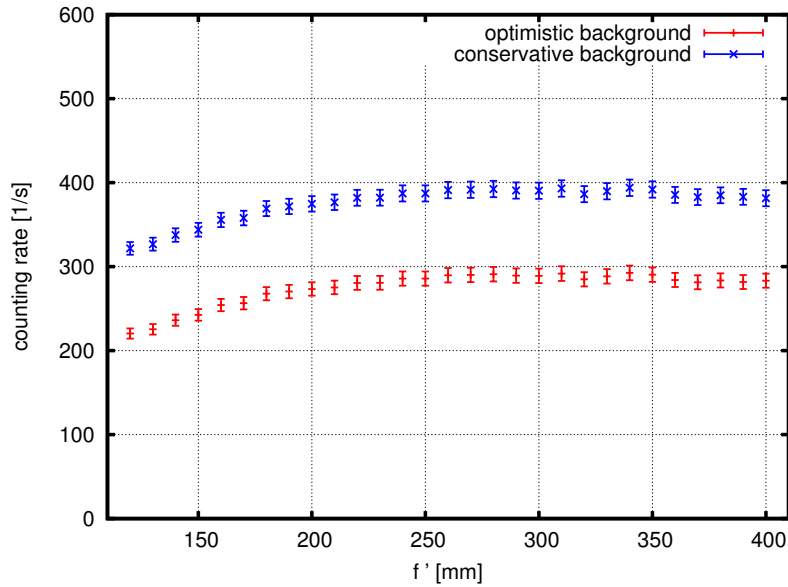


Abb. 5.13.: Die simulierte Untergrundrate für den Aufbau mit Tülle in Abhängigkeit von der Parabelform. Es werden der optimistische Fall, wo sich keine angeregten Restgasatome im Rohransatz befinden, und der konservative Fall, wo die Dichte der angeregten Restgasatome im Rohransatz der Dichte im ESR-Strahlrohr entspricht, unterschieden.

mistischer Untergrundbetrachtung $t_o = (2,44 \pm 0,08)$ s und bei konservativer $t_k = (3,35 \pm 0,09)$ s (vgl. Spiegelstrecke: unter günstigsten Voraussetzungen $t = 40$ s). Hier ist bereits festzustellen, dass die Messdauer pro Wellenlänge nur wenige Sekunden beträgt und es somit mit dem Parabolspiegelsystem möglich sein sollte, die HFS-Aufspaltung von Li-ähnlichem Bismut in einer einwöchigen Strahlzeit am ESR zu bestimmen. Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, dass in einer einwöchigen Strahlzeit ca. 12 s pro Wellenlänge gemessen werden kann.

Im Prinzip steht zur Bestimmung des idealen Werts des Parabelfaktors a eine relativ große Auswahl zur Verfügung, da sich die Messdauer pro Wellenlänge für f' zwischen 160 mm und 210 mm im Rahmen des Fehlers kaum ändert. Schließlich wird $f' = 200$ mm, also $a = 1/400$ gewählt, da sich in der Nähe dieses Werts das Maximum in der Signallrate befindet. Zum einen wurden für den Untergrund diverse Annahmen getroffen, so dass die Signallrate bei der Auswahl der Parabelform stärker gewichtet werden sollte. Zum anderen wird es sich um eine Messung mit immer noch kleiner Signallrate handeln, so dass es bei vergleichbar großen Messdauern pro Wellenlänge vernünftig ist, den Parabelfaktor zu wählen, der die maximale Signallrate liefert.

Auch für die anderen beiden Aufbauten wurde die Messdauer pro Wellenlänge untersucht. In Tab. 5.4 sind die besten Werte für den jeweiligen Aufbau gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass der Aufbau mit Tülle die höchste Signallrate liefert und zumindest bei optimistischer Betrachtung des Untergrundes die kürzeste Messzeit pro Wellenlänge hat. Bei konservativer Betrachtung ist der

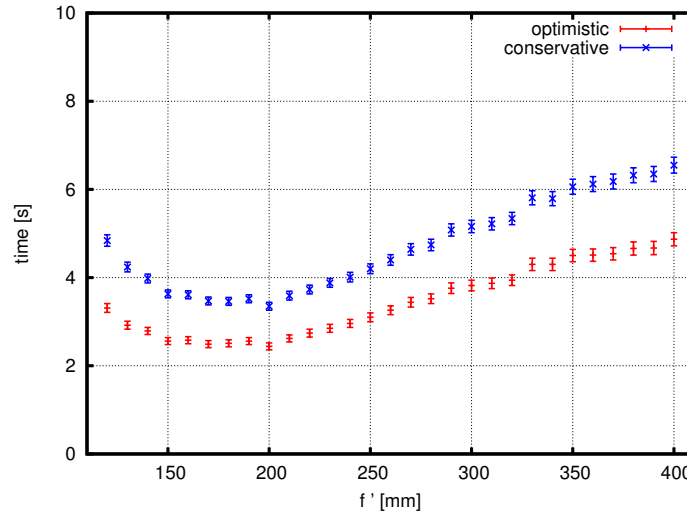


Abb. 5.14.: Aus den zuvor bestimmten Signal- und Untergrundraten lässt sich die Messdauer pro Wellenlänge bestimmen. Diese ist gegen die effektive Brennweite der Parabel aufgetragen.

	S [s^{-1}]	U_k [s^{-1}]	U_o [s^{-1}]	t_k [s]	t_o [s]
mit Tülle	$44,9 \pm 0,4$	375 ± 9	273 ± 8	$3,35 \pm 0,09$	$2,44 \pm 0,08$
ohne Tülle	$33,5 \pm 0,4$	236 ± 9	186 ± 7	$3,79 \pm 0,15$	$3,00 \pm 0,12$
versenktes Fenster	$35,9 \pm 0,4$	230 ± 11	203 ± 9	$3,20 \pm 0,15$	$2,83 \pm 0,13$

Tab. 5.4.: Die Ergebnisse für verschiedene Aufbauten des Parabolspiegelsystems. Index k steht für die konservative Untergrundabschätzung, Index o für den optimistischen Fall.

Aufbau mit versenktem Fenster im Rahmen des Fehlers gleichwertig, was daran liegt, dass weniger Untergrundphotonen aus dem Rohransatz in das versenkte Fenster gelangen können. Wichtig ist jedoch, dass der Aufbau mit der Tülle die höchste Signalrate liefert, was, wie zuvor argumentiert, bei insgesamt kleinen Signalraten und vergleichbaren Messdauern pro Wellenlänge von großer Wichtigkeit ist. Weiter ist zu beachten, dass die Tülle deutlich preiswerter als ein versenktes Fenster ist.

In Abb. 5.15 sind die Eigenschaften am Parabolspiegelsystem nachgewiesener Photonen zu sehen. Es werden lediglich Photonen nachgewiesen deren Polarwinkel kleiner als 25° (Laborsystem) ist. Dementsprechend sind die Wellenlängen kurz und das Maximum der nachgewiesenen Wellenlängen befindet sich bei 640 nm. Wie bei der Spiegelstrecke sind nur die ersten Meter vor dem Parabolspiegel zum Nachweis von Fluoreszenzphotonen relevant. Zuvor wurde immer die Signalrate für einen 10 m langen ESR-Abschnitt betrachtet, obwohl das Zeitfenster für die Untergrundraten für einen 5 m langen Abschnitt berechnet wurde (100 ns). Dies macht jedoch keinen signifikanten Unter-

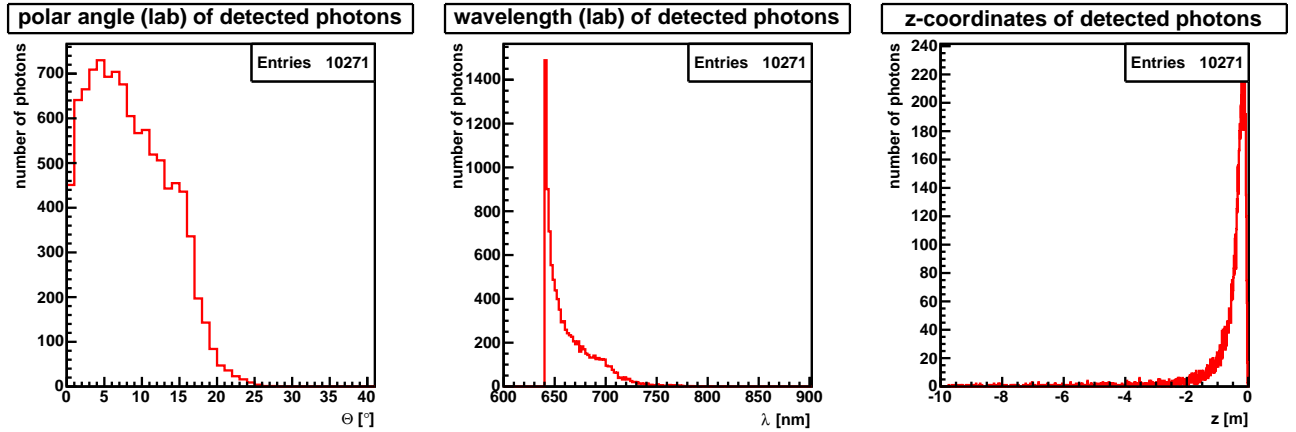


Abb. 5.15.: Links im Bild sind die beobachteten Polarwinkel der nachgewiesenen Photonen ($BB = 1^\circ$) und in der Mitte die dazugehörigen Wellenlängen ($BB = 1 \text{ nm}$) zu sehen. Ähnlich wie bei der Spiegelstrecke werden nur Photonen die unmittelbar vor dem Detektorsystem emittiert werden auch nachgewiesen (rechts, $BB = 1 \text{ cm}$). Die horizontale Achse im rechten Bild gibt die Distanz der Startposition des Photons auf der z-Achse zum Spiegelmittelpunkt an. Die simulierte Messdauer beträgt 228,87 s.

schied in den berechneten Messdauern pro Wellenlänge aus, da über 99% der Fluoreszenzphotonen 5 m vor dem Spiegel emittiert werden. Die Signalrate für einen 5 m langen Abschnitt beträgt $S = (44,6 \pm 0,4) \text{ s}^{-1}$ statt $S = (44,9 \pm 0,4) \text{ s}^{-1}$.

Da die meisten nachgewiesenen Photonen direkt vor dem Spiegel emittiert werden, soll überprüft werden, ob nicht ein kürzeres Zeitfenster für die weiteren Simulationen gewählt werden sollte. Die Raten und benötigten Messdauern für verschieden große Zeitfenster sind in Tab. 5.5 dargestellt. Es

$z [m]$	Zeitfenster [ns]	$S [\text{s}^{-1}]$	$U_k [\text{s}^{-1}]$	$U_o [\text{s}^{-1}]$	$t_k [s]$	$t_o [s]$
0 - 0,5	79	$30,4 \pm 0,4$	295 ± 7	214 ± 6	$5,75 \pm 0,14$	$4,19 \pm 0,13$
0 - 1	81	$38,7 \pm 0,4$	303 ± 7	221 ± 6	$3,71 \pm 0,09$	$2,70 \pm 0,08$
0 - 1,5	84	$41,0 \pm 0,4$	312 ± 8	227 ± 7	$3,34 \pm 0,08$	$2,43 \pm 0,07$
0 - 2	86	$42,3 \pm 0,4$	321 ± 8	234 ± 7	$3,24 \pm 0,08$	$2,36 \pm 0,07$
0 - 2,5	88	$43,2 \pm 0,4$	330 ± 8	240 ± 7	$3,18 \pm 0,08$	$2,32 \pm 0,07$
0 - 3	91	$43,6 \pm 0,4$	339 ± 8	246 ± 7	$3,20 \pm 0,08$	$2,33 \pm 0,07$
0 - 3,5	93	$44,0 \pm 0,4$	347 ± 9	253 ± 7	$3,24 \pm 0,08$	$2,36 \pm 0,07$
0 - 4	95	$44,3 \pm 0,4$	356 ± 9	259 ± 8	$3,27 \pm 0,08$	$2,38 \pm 0,07$
0 - 4,5	98	$44,4 \pm 0,4$	365 ± 9	266 ± 8	$3,33 \pm 0,08$	$2,42 \pm 0,07$
0 - 5	100	$44,6 \pm 0,4$	375 ± 9	273 ± 8	$3,38 \pm 0,08$	$2,46 \pm 0,07$

Tab. 5.5.: Die Größe des Zeitfensters in der zweiten Spalte wird durch den betrachteten Strahlrohrabschnitt bestimmt. Es zeigt sich, dass die Optimierung des Zeitfensters die Messdauer pro Wellenlänge um maximal 6% verkürzen kann.

wird deutlich, dass die Reduzierung der Messdauer mit maximal 6% relativ klein. Bei der Messung

sollte sicher gestellt sein, dass das Zeitfenster nicht zu klein gewählt wird, so dass auch im Folgenden von einem 100 ns Zeitfenster ausgegangen wird.

Spiegelcharakter

Zunächst sollen allgemeine Charakteristika des Off-Axis Parabolspiegels betrachtet werden, um weitere Optimierungen diskutieren zu können (s. Abb. 5.16). Dafür wurde der Aufbau (mit Tülle) wie zuvor simuliert, jedoch wurde die Quanteneffizienz des Detektors gleich 100% gesetzt und der Spiegel ohne Schlitz simuliert.

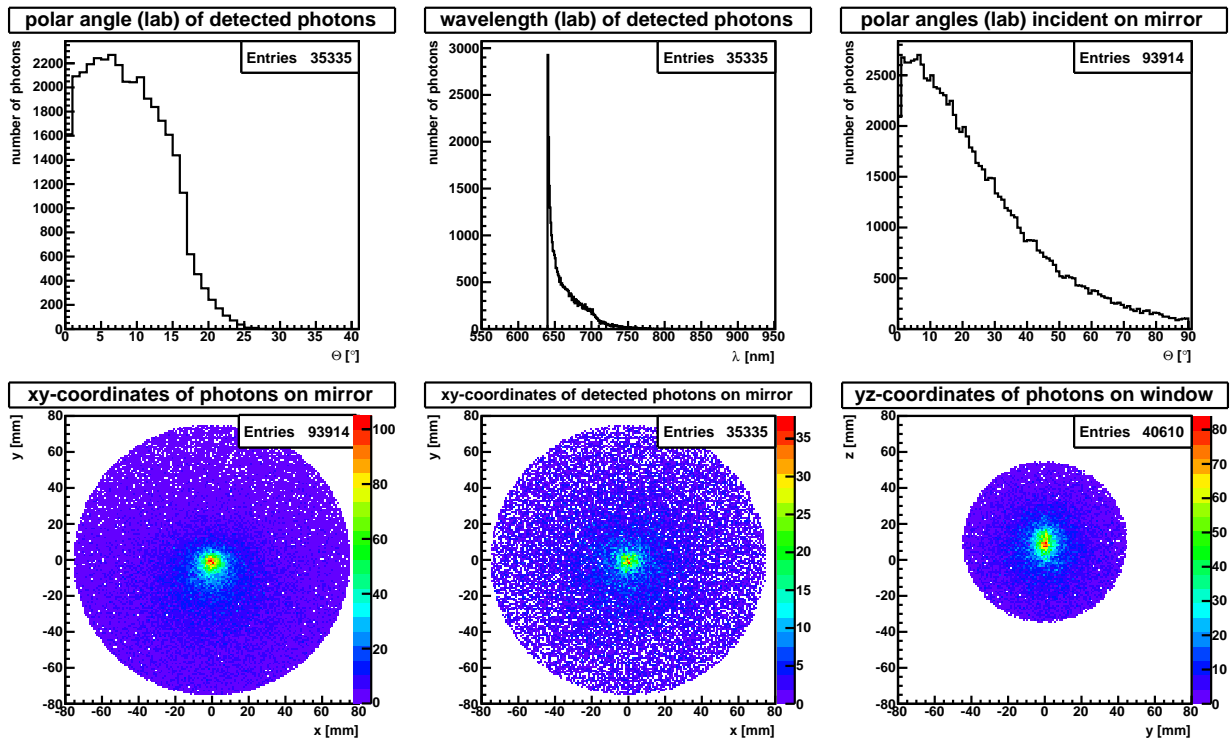


Abb. 5.16.: Es wurde ein Detektor mit 100% Quanteneffizienz und ein Spiegel ohne Schlitz simuliert. Links oben und in der Mitte sind die Polarwinkel und Wellenlängen (Laborsystem) nachgewiesener Photonen zu sehen ($BB = 1^\circ$ bzw. 1 nm). Das Histogramm oben rechts zeigt, welche Polarwinkel die Photonen haben, die den Spiegel treffen ($BB = 1^\circ$). Unten links ist dargestellt, wo der Spiegel wie oft getroffen wird und in der Mitte, welche dieser Photonen nachgewiesen wurden ($BB = 2$ mm). Unten rechts zeigt das Histogramm, wo das Fenster von wie vielen Photonen getroffen wurde ($BB = 2$ mm).

Der Kurvenverlauf der nachgewiesenen Polarwinkel und Wellenlängen in Abb. 5.16 sieht wie in Abb. 5.15 aus und es wird deutlich, dass kein Detektor benötigt wird, der bis weit in den IR-Bereich sensitiv ist, sondern einer der zwischen 640 nm und 700 nm eine hohe Quanteneffizienz hat.

In der ersten Zeile rechts ist die Häufigkeitsverteilung der Polarwinkel (Laborsystem) gezeigt, die den Parabolspiegel treffen, wobei Winkel größer 90° nicht berücksichtigt werden. Der Spiegel wird pro Bin von ≈ 2300 bis ≈ 2700 Photonen, deren Polarwinkel $\leq 15^\circ$ ist, getroffen. Ein Vergleich mit der Verteilung der nachgewiesenen Polarwinkel (oben links) zeigt, dass davon ≈ 1600 bis ≈ 2200

Photonen schließlich den Detektor erreichen, was $\approx 70\%$ bis $\approx 80\%$ sind. Ein Polarwinkel von 15° im Laborsystem entspricht mit $\beta = 0,71$ und $\lambda_0 = 1555$ nm einer Wellenlänge von 694 nm. Der Parabolspiegel reflektiert also gerade die mit PMTs gut nachweisbaren Photonen effizient in den Detektor.

Unten in Abb. 5.16 ist zu sehen, wo der Spiegel von wie vielen Photonen getroffen wird (links) und welche von diesen schließlich den Detektor erreichen (Mitte). Dazu wird eine kreisförmige Querschnittsfläche mit dem Durchmesser des Spiegels senkrecht zur Flugbahn der Ionen betrachtet. Die größte Trefferdichte liegt im Zentrum des Spiegels, also genau da, wo die Ionen herfliegen. Ein möglichst kleiner Schlitz im Spiegel ist daher für eine hohe Signalrate wichtig.

Unten rechts zeigt das Histogramm, wo das Fenster von wie vielen Photonen getroffen wird. Der Ursprung des Histogramms bezieht sich dabei auf den Spiegelmittelpunkt zu dem das Fenster, wie zu Beginn des Unterkapitel erwähnt, um 10 mm verschoben ist. Da nach Gl. 5.6 auch die optische Achse des Spiegels verschoben ist, liegt der Bereich mit der höchsten Trefferdicht zentral im Fenster.

Da die Trefferdichte auf dem Spiegel im Spiegelzentrum am höchsten ist, ist es interessant zu untersuchen, ob der äußere Bereich des Spiegels für die Signalrate überhaupt von Relevanz ist, oder ob nicht ein kleinerer, leichter und damit auch kostengünstiger Spiegel genauso gut ist. In Abb. 5.17 ist in 10 mm Spiegelradiusintervallen zu sehen, wo der Spiegel von Photonen getroffen wird und welche davon schließlich nachgewiesen werden. Es zeigt sich, dass die äußeren Ringe von einer leicht wachsenden Anzahl an Photonen getroffen werden, was ebenso für die Anzahl der nachgewiesenen Photonen gilt. Da die Zahl nachgewiesener Photonen in jedem Ring annähernd gleich groß ist, wächst die Signalrate bei dem hier betrachteten Spiegel näherungsweise linear mit dem Spiegelradius.

In Abb. 5.18 ist dies für den verwendeten Spiegel mit Schlitz und dem R1017 als Detektor am konkreten Fall dargestellt. So nimmt die Signalrate pro mm Radius um ca. 0,8 Signale pro Sekunde zu. Für die Spiegelgröße, zumindest bis 75 mm Radius, gilt also: je größer, desto höher die Signalrate. Zwar nimmt auch die Untergrundrate zu, aber bedingt durch den relativistischen Boost nimmt die Trefferrate des Spiegels für die Fluoreszenzphotonen stärker zu als für die isotrop emittierten Untergrundphotonen.

Detektorauswahl

Da die Fluoreszenzphotonen beim Parabolspiegelaufbau kleinere Einfallswinkel auf das Fenster haben, ist es möglich, die Photonen auch auf kleinere Photokathoden zu fokussieren. Es sollen daher im Folgenden Alternativen zum PMT R1017 diskutiert werden.

In Tab. 5.6 sind die Signalraten für die im vorherigen Kapitel vorgestellten Detektoren zu sehen. Auch hier zeigt sich, dass der R1017 mit Abstand die höchste Signalrate erzielt.

Im nächsten Kapitel wird gezeigt, dass die Signalamplituden des R1017 relativ klein sind und die Rauschrate am ESR noch getestet werden muss. Daher wäre es gut einen alternativen Detektor zur Verfügung zu haben. Die zweithöchste Rate wird mit dem R7400 erzielt, der laut Katalog jedoch eine noch kleinere Verstärkung als der R1017 hat und somit keine Alternative darstellt.

5. Der Geradeaus-Nachweis und das Parabolspiegelsystem

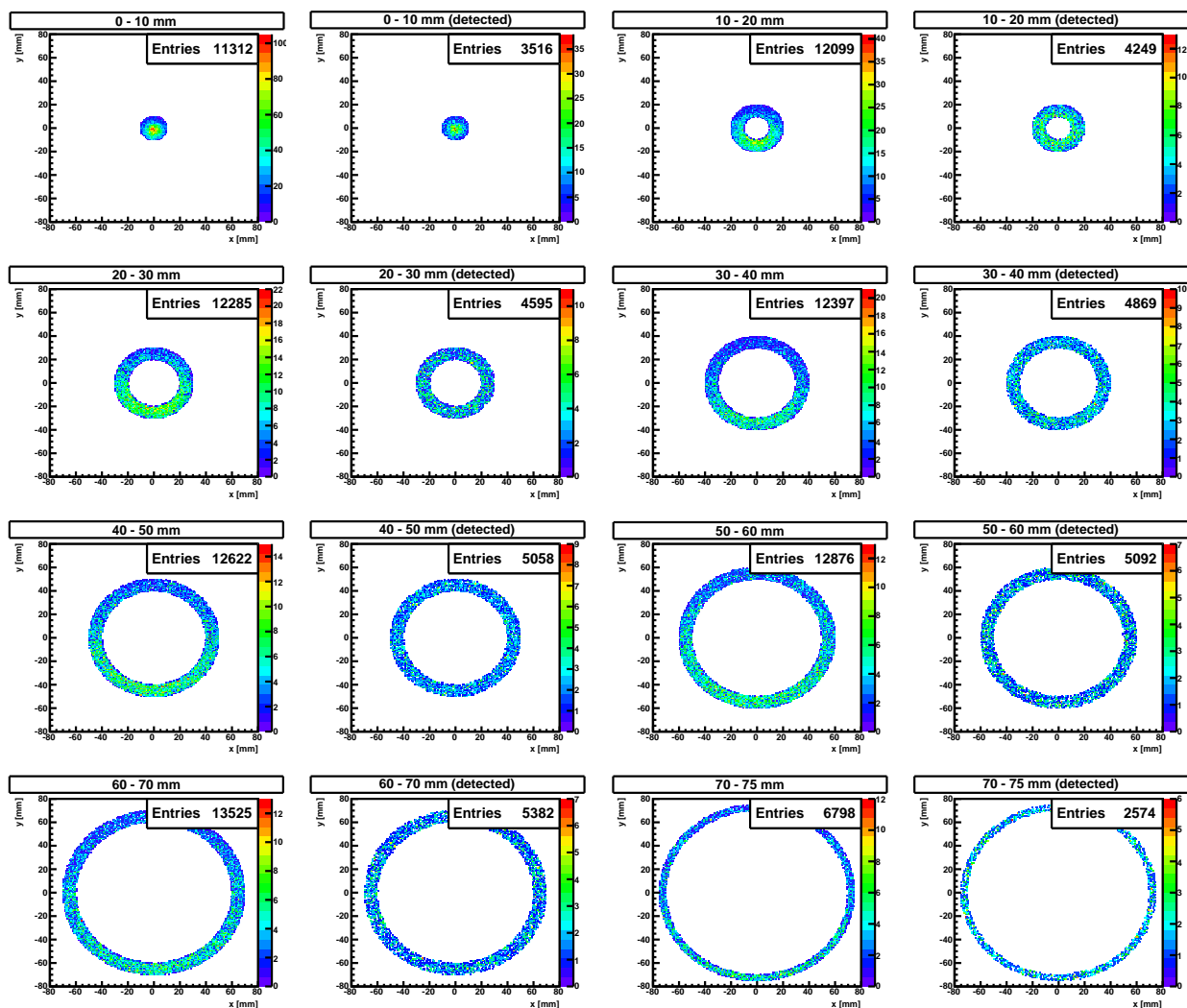


Abb. 5.17.: In 10 mm Radiusintervallen ist zu sehen, wie viele Photonen wo den Spiegel treffen und jeweils rechts daneben ist zu sehen, wie viele dieser Photonen nachgewiesen wurden. Erstaunlicherweise wächst die Signalrate nahezu linear mit dem Spiegelradius.

Detektor	$S \text{ [s}^{-1}\text{]}$
R1017	$44,6 \pm 0,4$
CPM C1972	$14,2 \pm 0,6$
R943-02	$5,6 \pm 0,3$
R7400U-20	$16,6 \pm 0,6$
H7421-40	$0,6 \pm 0,1$

Tab. 5.6.: Die Signalraten für diverse Detektoren am Parabolspiegelsystem.

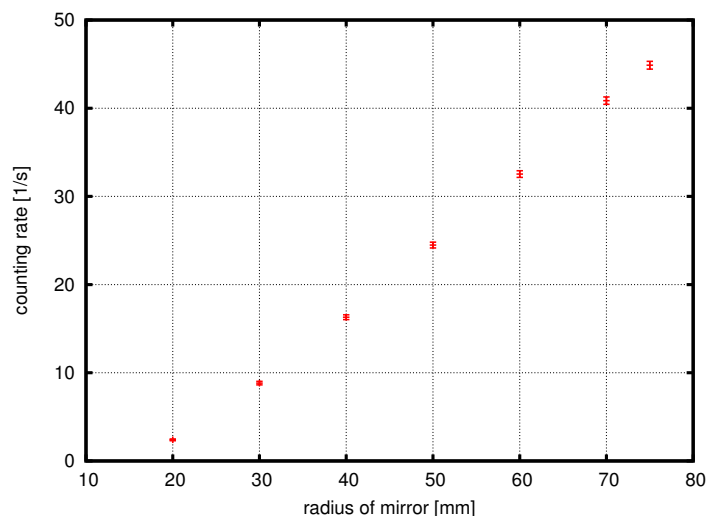


Abb. 5.18.: Es ist die Signalrate in Abhängigkeit vom Spiegelradius aufgetragen. Dafür wurde ein Spiegel simuliert, dessen Schlitzbreite 30 mm beträgt, so dass erst ab 20 mm Spiegelradius erste Signale beobachtet werden.

Im ersten Kapitel wurde bereits geschrieben, dass Channel Photomultiplier ideal für den Nachweis einzelner Photonen geeignet sind. So könnte der CPM C1972 den R1017 notfalls ersetzen. Für die optimistische Annahme der Verteilung der Untergrundphotonen ergäbe sich eine Untergrundrate von lediglich 61 s^{-1} für ein Zeitfenster von 100 ns, wobei die Dunkelzählrate des Detektors noch nicht einbezogen ist. Sollte diese, ähnlich wie beim PMT durch Kühlung von einigen 1000 Signalen pro Sekunde auf ca. 50 pro Sekunde reduziert werden können, und würden auf Grund der großen Signalamplituden keine weiteren Störsignale am ESR gemessen werden, ergäbe das insgesamt eine Untergrundrate von ca. 70 Signalen (Zeitfenster = 100 ns), was bei einer Signalrate von $(14,2 \pm 0,6)$ eine Messdauer von 6,2 s pro Wellenlänge bedeutet und im Vergleich mit der Spiegelstrecke noch immer eine deutliche Verbesserung ist.

Fenstergröße

In Abb. 5.16 ist zu sehen, wo Photonen das Fenster getroffen haben. Für die nachgewiesenen Photonen sieht die Verteilung auf dem Fenster identisch aus. Da die Trefferdichte im Fenstermittelpunkt deutlich größer als am Rand ist, stellt sich die Frage, ob mit einem kleineren Fenster auf Grund eines verringerten Untergrunds eine kürzere Messzeit pro Wellenlänge zu erzielen wäre. Ein Teil der Untergrundphotonen wird direkt ohne den Spiegel zu treffen in das Fenster emittiert, wodurch der Untergrund im Fensterzentrum ein nicht so ausgeprägtes Maximum hat.

Bevor die minimale Fenstergröße bestimmt werden kann, muss berücksichtigt werden, dass das Ionenpaket nicht zwangsläufig auf der Strahlrohrachse liegt und die Flugbahn der Ionen vor Beginn der Strahlzeit nicht bekannt ist. Die Ionenbahn kann jedoch so eingestellt werden, dass sie maximal

5 mm von der Strahlrohrachse abweicht. Das bedeutet der Spiegel muss von außen um ± 5 mm verstellbar sein und zwar in x- und y-Richtung, wenn die z-Richtung die Bewegungsrichtung der Ionen ist (vgl. Abb. 5.5).

Um den Bereich der hohen Trefferdichte abzudecken, ist ein Fenster von mindestens 10 mm Durchmesser notwendig. Hinzu kommen weitere 10 mm, da der Spiegel um ± 5 mm in y-Richtung verschiebbar sein muss. Die Untergrundrate, ohne Dunkelzählrate des Detektors, fällt zwar auf ein Drittel und die Signalrate nur etwa auf die Hälfte ($S = 21 \text{ s}^{-1}$), was jedoch die Messdauer pro Wellenlänge nicht verkürzt, da die Signalrate in diese quadratisch eingeht. Außerdem bleibt die Dunkelzählrate des Detektors gleich, so dass die Messdauer bei kleinerem Fenster insgesamt mehr als verdoppelt wird.

Verschieben des Spiegels

Falls die Achse des Ionenpakets nicht auf der Strahlrohrachse liegt und der Spiegel von außen verstellt werden muss, stellt sich die Frage nach der Änderung der Signalrate. Im Rahmen der Fehlergrenzen wird keine Änderung der Raten beobachtet (s. Tab. 5.7).

	$S [\text{s}^{-1}]$
-	$44,6 \pm 0,4$
$y + 5 \text{ mm}$	$43,8 \pm 0,7$
$y - 5 \text{ mm}$	$43,9 \pm 0,7$
$x - 5 \text{ mm}$	$43,9 \pm 0,7$
$x + 5 \text{ mm}$	$44,1 \pm 0,7$

Tab. 5.7.: Falls der Ionenstrahl nicht auf der Strahlrohrachse liegt und der Spiegel verstellt werden muss, sind kaum Änderungen in der Signalrate zu beobachten.

Schlitzbreite

Die Breite des Schlitzes im Spiegel macht sich deutlich in der Signalrate bemerkbar und sollte, wie zuvor gesagt, so klein wie möglich gewählt werden. Die Signalrate nimmt pro 2 mm Breite um ca. 1 Signal pro Sekunde ab (s. Abb. 5.19).

Signalraten für extreme Wellenlängen

Alle Simulationen wurden bislang mit einer Übergangswellenlänge von 1555 nm durchgeführt. Auch für den Fall, dass die Wellenlänge ganz am Rand des zu untersuchenden Bereichs liegen sollte, ist laut Simulationen nur mit kleinen Änderungen der Signalrate zu rechnen. Während die Signalrate bei der kürzesten Wellenlänge (1500 nm), die untersucht werden soll, um 5 Signale pro Sekunde zunehmen würde, beträgt die Abnahme bei der längsten Wellenlängen (1590 nm) lediglich 3 Signale pro Sekunde. Die kleine Änderung ist mit dem Doppler-Effekt zu erklären. Die Wellenlängen werden zusammengestaucht und die beobachteten kürzesten Wellenlängen weichen mit 620 nm ($\cong 1500$ nm) bzw. 655 nm ($\cong 1590$ nm) nur wenig von den ursprünglich simulierten 640 nm ab.

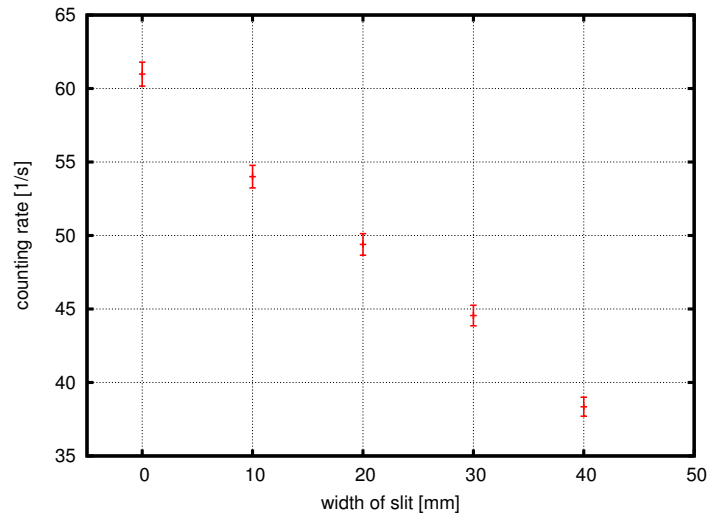


Abb. 5.19.: Je breiter der Schlitz im Spiegel desto geringer die Signalrate. Bis 40 mm Breite ist ein nahezu linearer Abfall zu beobachten und die Signalrate nimmt pro 2 mm Breite um ca. 1 Signal pro Sekunde ab.

λ_0 [nm]	S [s ⁻¹]	t_k [s]	t_o [s]
1500	$48,4 \pm 0,7$	$2,88 \pm 0,07$	$2,12 \pm 0,06$
1590	$40,5 \pm 0,6$	$4,11 \pm 0,10$	$3,00 \pm 0,09$

Tab. 5.8.: Die Signalraten und Messzeiten, falls die Übergangswellenlänge am Rand des zu untersuchenden Bereichs liegt.

Lichtleitergeometrie

Schließlich kann der Lichtleiter noch in der Höhe optimiert werden. Wie bei der Spiegelstrecke ändert sich auch hier die Signalrate durch Variation der Lichtleiterhöhe, jedoch ist der Effekt relativ zur Signalrate klein. Insgesamt lässt sich in Abb. 5.20 ein kleines Maximum bei ca. 90 mm Höhe ausmachen, was die Signalrate um 1,7 Signale pro Sekunde auf $46,3 \pm 0,5$ Signale pro Sekunde steigert.

5.3.2. 2-Flansch-Option

Wie aus den Ergebnissen zur Fenster- und Spiegelgröße der 1-Flansch-Lösung schon zu vermuten ist, ist die Signalrate bei der zweiten Aufbaumöglichkeit, bei der ein CF100 Flansch für den Spiegel und ein im 90° Winkel dazu angeordneter CF35 Flansch für den Detektor verwendet wird, deutlich schlechter. Auch wenn sich das Fenster (Sichtdurchmesser: 35 mm) nur 250 mm von der Strahlrohrachse entfernt befindet, ist der maximale Spiegelradius mit 45 mm zu klein, um eine

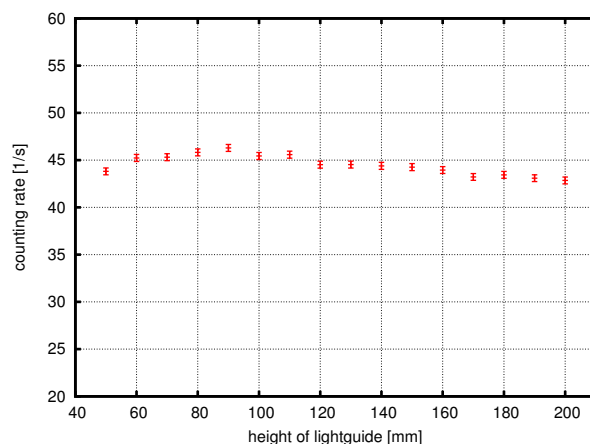


Abb. 5.20.: Die Signalrate in Abhängigkeit von der Lichtleiterhöhe.

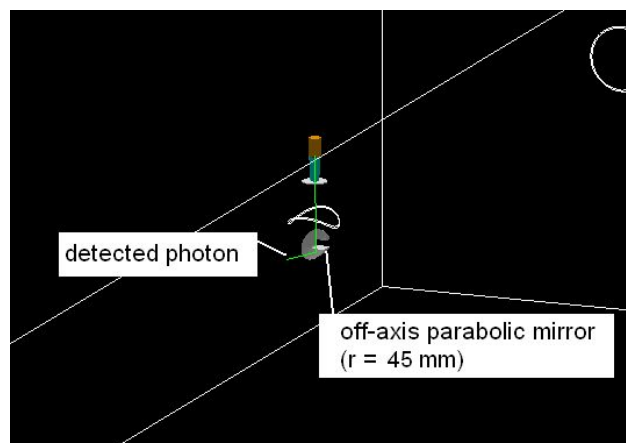


Abb. 5.21.: Die simulierte 2-Flansch Option. Der Spiegel wird seitwärts in den Strahlengang bewegt und der Detektor befindet sich im 90°-Winkel dazu.

hohe Signalrate zu erzielen. In Tab. 5.9 sind die Resultate der Simulation zu sehen ($R = 0\%$, $QE = \text{Standard}$). Die Messdauer ist ca. fünf Mal so hoch wie bei der 1-Flansch-Lösung und die

	$S \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$U_o \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$t_o \text{ [s]}$
R1017	$12,6 \pm 0,4$	120 ± 5	$13,6 \pm 0,6$

Tab. 5.9.: Ergebnisse für die 2-Flansch-Option.

Signalrate beträgt nur ca. ein Drittel. Insbesondere die kleine Signalrate zeigt, dass der Aufbau an einem Flansch zu bevorzugen ist und eine weitere Optimierung der 2-Flansch-Option nicht sinnvoll ist. Dennoch ist die Messdauer auch hier bedeutend kleiner als bei der Spiegelstrecke.

5.3.3. Vergleich der Spiegelstrecke und des Parabolspiegelsystems

Die Simulationen haben ergeben, dass beim Parabolspiegelsystem eine Tülle einem versenkten Fenster vorzuziehen ist. Wie bei der Spiegelstrecke wurde auch hier mit dem PMT R1017 die höchste Signalrate erzielt. Bei einem Fensterdurchmesser von 89 mm und einem Lichtleiter der 90 mm hoch ist, ergibt sich eine Signalrate von $(46,3 \pm 0,5) \text{ s}^{-1}$. In Tab. 5.10 sind die Signal- und Untergrundraten, sowie die Messdauern pro Wellenlänge zusammengefasst. Außerdem sind die Raten für den Fall aufgelistet, dass die Reflektivität des Strahlrohrs $R = 25\%$ ist und die QE des selektierten R1017 um das 1,4-fache erhöht ist. Zum direkten Vergleich sind die Ergebnisse zur Spiegelstrecke ebenfalls eingetragen.

	$S [\text{s}^{-1}]$	$U_k [\text{s}^{-1}]$	$U_o [\text{s}^{-1}]$	$t_k [\text{s}]$	$t_o [\text{s}]$
$R = 0, \text{QE} = \text{QE}_{R1017}$					
Spiegelstrecke	$9,0 \pm 0,4$	-	495 ± 5	-	$109,6 \pm 2,5$
Spiegelstrecke optimiert	$10,8 \pm 0,4$	-	594 ± 6	-	$91,2 \pm 1,9$
Parabolspiegel	$46,3 \pm 0,5$	378 ± 9	279 ± 8	$3,2 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,1$
$R = 25\%, \text{QE} = 1,4 \cdot \text{QE}_{R1017}$					
Spiegelstrecke	$15,4 \pm 0,5$	-	626 ± 7	-	$47,6 \pm 0,9$
Spiegelstrecke optimiert	$18,6 \pm 0,5$	-	756 ± 8	-	$39,4 \pm 0,7$
Parabolspiegel	$86,0 \pm 0,6$	596 ± 11	453 ± 9	$1,5 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,01$

Tab. 5.10.: Die Signal- und Untergrundraten, sowie die Messdauern des Parabolspiegelsystems im Vergleich mit der Spiegelstrecke. Die obere Hälfte der Tabelle betrachtet den konservativen Fall, also die QE eines nicht selektierten R1017 und keine Reflektivität. Die untere Hälfte hingegen gibt die Raten für einen selektierten R1017 und $R = 25\%$ an.

Im Vergleich mit der Spiegelstrecke werden mit dem Parabolspiegelsystem ca. fünf Mal so hohe Signalraten erzielt. Dies liegt insbesondere daran, dass der Parabolspiegel gerade die unter kleinen Polarwinkeln emittierten, also die kurzwelligen Photonen in den Detektor lenkt, wo der R1017 eine relativ hohe QE hat. Genau diese Photonen werden von der Spiegelstrecke weniger gut auf die Detektoren reflektiert.

Weiter stellt sich heraus, dass auch der Untergrund am Parabolspiegelsystem kleiner ist. Dies liegt zum einen daran, dass beim Parabolspiegelsystem nur einer statt zwei Detektoren benötigt wird. Zum anderen wirkt der Parabolspiegel auf einen großen Teil der Untergrundphotonen nicht fokussierend, da nur Photonen mit kleinen Emissionswinkeln Richtung Detektor reflektiert werden.

Die Simulationen zeigen, dass die Messdauer pro Wellenlänge beim Parabolspiegel nur noch wenige Sekunden beträgt. Sollte die durchschnittliche Messdauer in der geplanten Messung wie in 2003 durchschnittlich ca. 12 s betragen, sollte also die HFS-Aufspaltung von Li-ähnlichem Bismut bestimmt werden.

Ein Vergleich der Messzeiten pro Wellenlänge zwischen den beiden Detektorsystemen zeigt die

Vorteile des Parabolspiegels deutlich auf. Je nach getroffenen Annahmen ist das Parabolspiegelsystem um einen Faktor zwischen 26 und 48 effektiver als die Spiegelstrecke.

5.3.4. Messung mit Parabolspiegelsystem und Spiegelstrecke

Gegebenenfalls werden auch an der Spiegelstrecke Detektoren montiert, um das Resonanzsignal zu bestätigen. Da sich der Parabolspiegel lediglich 220 mm vor der Spiegelstrecke befindet (s. Anhang D.3), wurde untersucht, ob durch den Spiegel im ESR die Signalrate an der Spiegelstrecke nicht noch geringer ausfällt. Da jedoch nur die hinteren beiden Fenster mit Detektoren bestückt werden und die nachgewiesenen Photonen zum Großteil unmittelbar vor dem Fenster emittiert werden, wird die Signalrate insgesamt lediglich um 11% reduziert.

5.4. Technische Realisation

Nach der Optimierung der geometrischen Parameter des Parabolspiegelaufbaus, soll im Folgenden die technische Realisation vorgestellt werden. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 5.22 und der reale Aufbau in Abb. 5.23 zu sehen.

Das Kernstück des Aufbaus ist der Off-Axis Parabolspiegel. Der Parabelfaktor wurde in den Simulationen mit $a = 1/400$ bestimmt, was einer effektiven Brennweite von 200 mm entspricht. Die Schlitzbreite wurde mit 30 mm festgelegt. Bei der Bestimmung des maximalen Spiegeldurchmessers sind zwei Aspekte zu beachten. Zum einen soll ein Sicherheitsabstand des Spiegels zum ESR-Rohr von 5 mm eingehalten werden und zum anderen muss das Gewicht des Spiegels berücksichtigt werden, da dieser an einem horizontalen, 710 mm langen Edelstahlrohr befestigt wird. Da der Spiegel auch in y-Richtung einstellbar sein muss, kann das Rohr nicht abgestützt werden. Für das Oberflächenfinish des Spiegelrohrlings darf laut Herstellerangaben, eine Mindestdicke des Materials von 15 mm nicht unterschritten werden, da sonst die Formgenauigkeit nicht gewährleistet werden kann. Der Spiegeldurchmesser wurde daher auf 150 mm festgelegt, was bei der gegebenen Dicke einem Gewicht von 3,0 kg entspricht.

Der speziell für diesen Aufbau gefertigte Spiegel ist schematisch in Abb. 5.7 zu sehen und eine Zeichnung befindet sich im Anhang D.1. Simulationen der auftretenden Kräfte in einem CAD-Programm haben gezeigt, dass das Spiegelgewicht kein Problem für die Schweißnaht des Edelstahlrohres am CF35-Endflansch darstellt [Ort09] und auch die mechanische Vakuumdurchführung ist für dieses Gewicht ausgelegt. Allerdings muss beachtet werden, dass der Spiegel bei der Bewegung in den Strahlengang nicht auf- und abspringen sollte, da sonst evtl. Ionen auf den Spiegel treffen. Dies bestimmt die Geschwindigkeit, mit der der Spiegel bewegt werden darf. Der äußerste Punkt des Spiegels ist auf Grund der Biegung des Halterohrs um 1,5 mm nach unten verschoben, was mittels der Mikrometerschrauben des Manipulators in y-Richtung korrigiert werden kann.

Damit die mechanische Vakuumdurchführung und der Detektor am ESR montiert werden können, wurde ein CF200 Spezialflansch gefertigt. Dieser hat eine runde Bohrung mit einem Durchmes-

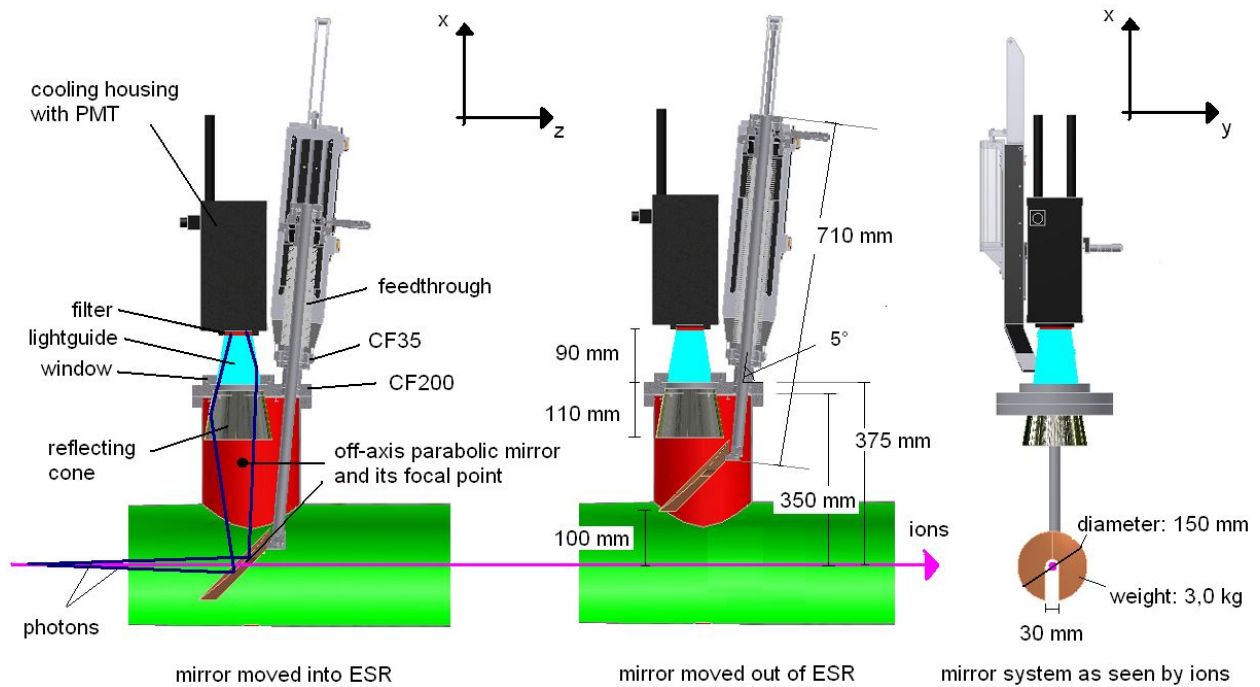


Abb. 5.22.: Der Aufbau des Parabolspiegelsystems. Es ist zu beachten, dass der Spiegel horizontal bewegt wird, so dass die Ansicht der beiden linken Bilder eine Schnittzeichnung von oben auf den ESR ist. Links ist der Spiegel in ausgefahrener und in der Mitte in eingefahrener Position zu sehen. Rechts ist der Aufbau aus Sicht der Ionen zu sehen, der im eingebauten Zustand um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht ist (vgl. Abb. 5.24).

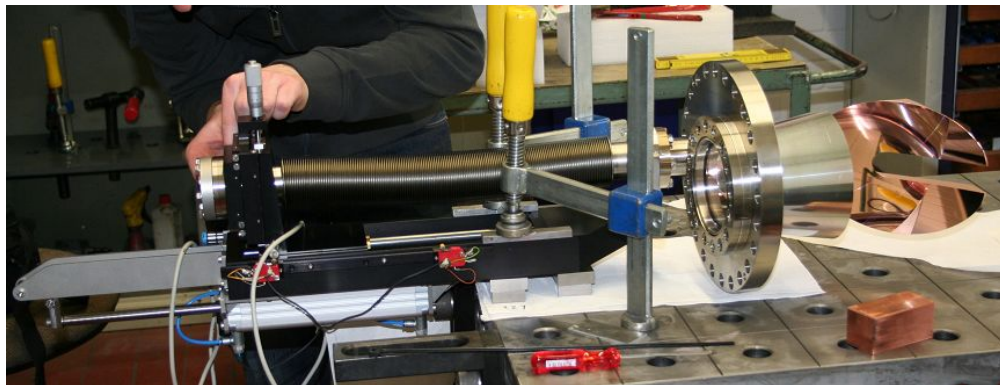


Abb. 5.23.: Das Detektorsystem im zusammengebauten Zustand.

ser von 104 mm über der der Fensterflansch montiert wird und einen CF35 Rohransatz für die Durchführung.

Der größtmögliche Fensterflansch der auf dem CF200 platziert werden kann ist ein CF100. Der Durchmesser des Sichtfensters beträgt dann 89 mm (VAB, Model SFK100, Kodialglas). Auf dem

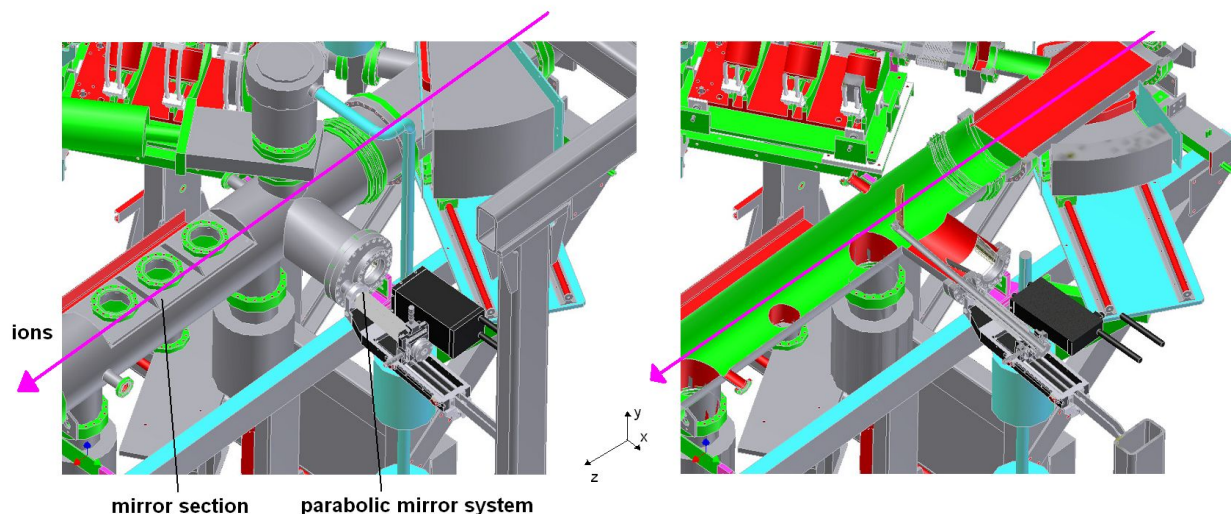


Abb. 5.24.: Schematische Darstellung der Einbausituation am ESR. Unmittelbar vor der Spiegelstrecke werden der Spiegel und der Detektor an einem CF200 Flansch montiert.

Fenster wird ein Lichtleiter montiert, der konusförmig ist und sich von 89 mm auf 46 mm Durchmesser verjüngt. Die Höhe des Lichtleiters beträgt 90 mm. Darüber befindet sich ein Filter, der Wellenlängen unterhalb von 590 nm abschneidet (Schott, Model OG590). Hier kann auch ein anderer Filter (Linos, DTRed) verwendet werden, der erst bei 617 nm die maximale Transmission erreicht, was ideal für den zu untersuchenden Wellenlängenbereich (620 nm - 655 nm) ist. Die angegebene Wellenlänge stammt jedoch aus Simulationen und der Hersteller kann keine Garantie geben, dass dieser Wert nicht um „einige“ nm schwankt. Da der R1017 in ungekühltem Zustand eine Dunkelzählrate von mehreren Tausend Signalen pro Sekunde hat, muss er in einem Kühlgehäuse (products for research, RF104) bei ca. -30°C betrieben werden, wodurch die Dunkelzählrate auf unter 100 s^{-1} abfällt (s. Kap. 6). Alle optischen Komponenten werden mit optischem Fett verbunden.

Da für den R1017 ein Kühlgehäuse notwendig ist, wird der CF35 Rohransatz um 5° geneigt, so dass die Durchführung problemlos neben dem Kühlgehäuse platziert werden kann. Zudem wird so die optische Achse näher zum Fenstermittelpunkt verschoben. Die Durchführung (VAB, Model KPM 12-200) erlaubt einen Hub von 200 mm und kann in y-Richtung um $\pm 12,5$ mm über eine Mikrometerschraube verstellt werden. Sollte die Position auch in x-Richtung verstellt werden müssen, ist dies über Langlöcher in der Halterung des Pneumatikzylinders möglich.

Der Pneumatikzylinder (Festo, ADVU-32-180-P-A) ist mit Endlagendämpfungen ausgestattet, um die zuvor erwähnten Vibrationen zu vermindern und hat außerdem nur einen Hub von 180 mm, was ausreichend ist und eine Tülle mit einer größeren Gesamthöhe erlaubt. Die 180 mm setzen sich wie folgt zusammen: 100 mm um keine frisch injizierten Ionen abzufangen, 75 mm, die durch den Spiegelradius gegeben sind und weitere 5 mm für den Fall, dass die Flugbahn des Ionenpakets 5 mm neben der Strahlrohrachse liegt.

Die Tülle hat eine Gesamthöhe von 103 mm und verjüngt ihren Durchmesser von 140 mm auf 104 mm Durchmesser, was dem Durchmesser der Ausbohrung aus dem CF200 entspricht. Hier ist anzumerken, dass die Tülle nicht wie in den Simulationen aus Kupfer, sondern aus MIRO2 besteht, da kein geeignetes poliertes Kupferblech beschafft werden konnte. MIRO2 ist ein beschichtetes Aluminiummaterial und eine Weiterentwicklung des Materials der Spiegelstrecke (Alanod, MIRO2, s. Anhang A). Die Reflektivität ist bei 640 nm ca. 5% kleiner als die von Kupfer. Die Signalrate sinkt dadurch insgesamt um weniger als ein Signal pro Sekunde.

Alle verwandten Bauteile sind den Anforderungen des ESR entsprechend mit einer Leckrate $< 1 \cdot 10^{-10}$ mbar l/s spezifiziert. Außerdem können alle vakuumrelevanten Teile des Aufbaus bis 350°C ausgeheizt werden. Dies betrifft bei der Lineardurchführung den Membranbalg und den CF35-Blindflansch. Der Schlitten der Durchführung sollte nicht ausgeheizt werden, da die maximale Ausheiztemperatur vom Hersteller mit 230°C angegeben ist. Es ist zu beachten, dass vor dem Ausheizen der Pneumatikzylinder abmontiert werden muss.

Da der Aufbau bewegliche Teile enthält wird der ganze Aufbau zudem mit einem Schutzgehäuse aus Acrylglas umbaut.

In diesem Kapitel wurden zwei neue Detektorsysteme diskutiert. Während der Geradeaus-Nachweis auf Grund des kleinen Raumwinkels keine Alternative zur Spiegelstrecke darstellt, ist mit dem Off-Axis Parabolspiegel eine Lösung gefunden worden, die die Bestimmung der 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung beim Li-ähnlichen Bismut ermöglichen sollte. Im Vergleich zur Spiegelstrecke ist die Signalrate etwa fünf Mal so hoch und außerdem ist mit einer kleineren Untergrundrate zu rechnen. Die relevante und kritische Größe bei der Messung, die Messdauer pro Wellenlänge, wird mit dem neuen Detektorsystem um einen Faktor 26 bis 48 reduziert.

6. Detektoren für die ESR-Messung und SpecTrap

In diesem Kapitel werden drei Detektoren vorgestellt, die bei SpecTrap bzw. am ESR zum Einsatz kommen sollen. Dabei handelt es sich um den Channelphotomultiplier 1993P von Perkin Elmer und die Photomultiplier R1017 und R943-02 von Hamamatsu.

Der zuvor genannte Channel Photomultiplier (CPM) soll für die Messung an H-ähnlichem Blei bei SpecTrap verwendet werden. Außerdem zeigen die Simulationsergebnisse aus dem vorherigen Kapitel, dass ein CPM aus der gleichen Modellreihe, der CPM 1972P, für die Messung an Li-ähnlichem Bismut am ESR geeignet ist, so dass die Eigenschaften des CPM 1993P auch für die Messung am ESR interessant sind. Dafür wurde das Verhalten des CPM im Magnetfeld untersucht und der Jitter bestimmt, der wichtig für die Bestimmung des Zeitfensters bei der Datenaufnahme ist (s. Kap. 2.5). Während einer Teststrahlzeit am ESR bot sich die Möglichkeit zwei CPM 1993P am ESR zu montieren. Hierbei wurde untersucht, ob die im Labor beobachtete niedrige Dunkelzählrate auch im Strahlbetrieb erreicht werden kann oder ob sich am Speicherring Probleme durch elektromagnetische Störsignale ergeben. Weiter erlaubt ein Vergleich von Mess- und Simulationsergebnissen eine Einschätzung der getroffenen Annahmen über den Untergrund im ESR.

Wie die Simulationen gezeigt haben, eignet sich der R1017 am besten für die Messung an Lithium-ähnlichem Bismut am ESR. Außerdem wurde dieser Photomultiplier bereits bei den erfolgreichen Untersuchungen an $^{209}\text{Bi}^{82+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ am ESR eingesetzt und zeigte dort seine Zuverlässigkeit. Problematisch ist, dass durch eine Umstellung in der Produktion bei Hamamatsu, die heute produzierten R1017 kleinere Verstärkungen als 2003 haben, so dass es fraglich ist, ob sich Signale einzelner Photoelektronen sicher vom elektronischen Rauschen trennen lassen. Der gekaufte R1017 ist daher nicht nur auf eine hohe Sensitivität und niedrige Dunkelzählrate selektiert, sondern auch auf eine ausreichende Verstärkung. Wie in Kapitel 4 geschrieben, wurde der R1017 auf eine *cathode luminous sensitivity* selektiert. Dies garantiert jedoch noch nicht, dass die Sensitivität bei allen Wellenlängen gleichermaßen ansteigt. Diese wurde deshalb bei einer Wellenlänge von 620 nm relativ zum C 1993P bestimmt.

6.1. Vermessung der CPM Charakteristik

Im Folgenden wird der CPM 1993P von Perkin Elmer untersucht. Das Datenblatt befindet sich im Anhang A.4. Das „P“ im Namen steht für *Photoncounting* und damit für eine hohe Verstärkung.

Der Detektor hat bei 244 nm eine QE von 15% (s. Abb. 6.12) und ist somit eine gute Wahl für die Blei-Messung bei SpecTrap (s. Kap. 2). Außerdem ist die Dunkelzählrate laut Datenblatt mit 19 Signalen pro Sekunde, bei Raumtemperatur extrem gering.

Da der CPM einzelne Photonen detektieren kann, müssen Testmessungen in absoluter Dunkelheit durchgeführt werden. Erste Messungen haben gezeigt, dass es nicht ausreicht den CPM in einer von innen schwarz lackierten Metallbox vor Lichteinfall zu schützen (über die elektrischen Durchführungen gelangte immer noch ein Rest an Licht ins Innere der Box), da die Dunkelzählrate dann einige 1000 Signale pro Sekunde betrug. Auch das Überstülpen einer mehrfach gefalteten, schwarzen Stoffdecke reichte nicht aus. Ideale Vorraussetzungen bietet deshalb ein ehemaliges Fotolabor, wobei weiterhin die Box und die Decke verwendet werden müssen, um den Detektor vor Lichtsignalen der Messinstrumente abzuschirmen.

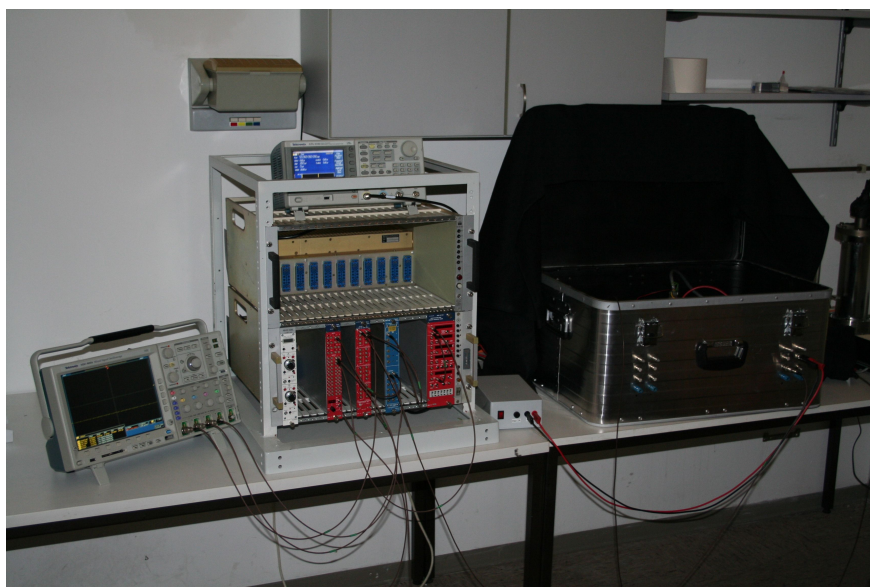


Abb. 6.1.: Der Messstand im Fotolabor. Um die Detektoren vor störenden Lichtsignalen abzuschirmen, befinden sie sich in einer von innen schwarz lackierten Box, über die mehrfach gefaltete, schwarze Stoffdecken gestülpt werden.

Zum CPM gehört ein externes Hochspannungsmodul, das mit +5 V versorgt werden muss und dann Spannungen bis zu 3 kV zur Verfügung stellt. Diese kann an dem Modul manuell über eine Stellschraube eingestellt werden. Die ausgegebenen negativen Pulse des CPM haben Amplituden zwischen 20 mV und 80 mV, bei einem Rauschen von maximal 2 mV.

6.1.1. Aufbau des Messstandes

Wenn nicht ausdrücklich darauf hingewiesen wird, ist die Signalverarbeitung bei allen durchgeführten Messungen gleich und sieht wie folgt aus: Das Signal kann am CPM über einen BNC-Anschluss ausgelesen werden und wird zunächst mit einem Fan In - Fan Out (C.A.E.N. Mod. N625) gedoppelt. Das resultierende Signal kann so auf einem Oszilloskop (Tektronix TDS 3054B) beobachtet

und eine Kopie verstärkt werden. Vom Verstärker (LeCroy Mod. 612AM) geht das Signal wiederum zum Oszilloskop und eine Kopie zum Diskriminator, der im Fan In - Fan Out integriert ist. Dieser erzeugt in Abhängigkeit von der eingestellten Schwelle logische Ausgangssignale, die vom Zähler (C.A.E.N. Mod N1145) verarbeitet werden können. Zur Erzeugung von Lichtsignalen wird eine LED (Siemens LS 5469-EH, $\lambda_{peak} = 620 \text{ nm}$) verwendet, die mit einem Funktionsgenerator (Tektronix AFG 3102) gepulst wird. Der schematische Aufbau ist in Abb. 6.2 zu sehen.

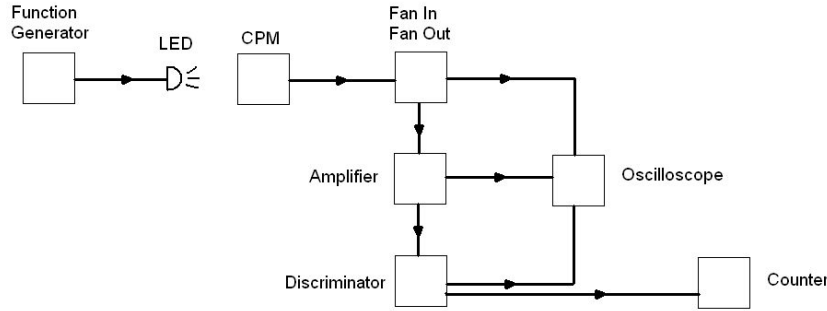


Abb. 6.2.: Der schematische Aufbau zur Verarbeitung der CPM-Signale.

6.1.2. Erzeugung einzelner Photonen

Für die weitere Charakterisierung des CPM und später für die PMTs ist es wünschenswert eine Lichtquelle zu haben, die einzelne Photonen emittiert. Dies kann in einem gewissen Rahmen mit einer gewöhnlichen LED, auf die schwache Pulse gegeben werden, realisiert werden. Die Anzahl emittierter Photonen einer schwachen Lichtquelle ist poissonverteilt. Bei passender Wahl des Erwartungswerts μ der Poissonverteilung, ist die Wahrscheinlichkeit, dass mehr als ein Photon zum gleichen Zeitpunkt in den Raumwinkel der Photokathode des Detektors emittiert wird, sehr klein. Für $\mu = 0,1$ ist die Wahrscheinlichkeit $P_\mu(n)$, dass n Photonen emittiert werden, wie folgt:

$$P_\mu(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$$

$$P(0) = 0,905$$

$$P(1) = 0,090$$

$$P(2) = 0,005$$

$$P(n \geq 2) = 0,005$$

Für $\mu = 0,1$ erzeugen 90% der Pulse, die vom Funktionsgenerator auf die LED gegeben werden keine Photonen. Aber $\approx 95\%$ aller erzeugten Lichtsignale enthalten nur ein einzelnes Photon und nur jedes Zwanzigste mehr als ein Photon.

Im Experiment wird zunächst ein kurzer Puls (20 ns) mit einer bestimmten Frequenz f auf die LED gegeben. Die Amplitude des Pulses wird so gewählt, dass der Zähler lediglich die Dunkelzähl-

rate D des Detektors zählt und dann erhöht bis N Signale pro Sekunde gezählt werden:

$$N = N_Z + D = f \cdot QE \cdot \mu + D \quad (6.1)$$

Dabei ist N_Z die Anzahl der Signale, die vom Zähler neben der Dunkelzählrate registriert werden. Nun ist zu beachten, dass die QE des CPM nicht 100% beträgt. Deshalb muss bei der Bestimmung von N_Z nicht nur die Frequenz des Funktionsgenerators und der Erwartungswert μ , sondern auch die QE berücksichtigt werden. Für alle Messungen wurde eine LED mit 620 nm Wellenlänge verwendet. Hier hat der CPM eine QE von 3,8% (s. Abb. 6.12).

Die Einstellungen sind abhängig von der Frequenz des Pulsgenerators und der Anordnung der LED und des Detektors. Eine mögliche Realisierung sieht wie folgt aus: Der Funktionsgenerator wird so eingestellt, dass er mit 50 kHz Pulse erzeugt. Damit $\mu = 0,1$ gegeben ist, muss die Amplitude des Pulses so eingestellt werden, dass der Detektor zur Dunkelzählrate noch 190 weitere Signale pro Sekunde ausgibt. Dies wird erreicht, wenn der CPM 275 mm vor der LED platziert wird, und Pulse mit einer Höhe von 800 mV auf die LED gegeben werden.

Diese Art zur Erzeugung einzelner Photonen wurde auch bei PMT-Tests für das Double-Chooz Experiment verwendet [Luc09].

6.1.3. Einzelphotonenplateau

Um einzelne Photonen nachzuweisen, muss der CPM im Einzelphotonen-Modus betrieben werden. Dazu muss die Versorgungsspannung U_{id} am HV-Modul eingestellt werden. Diese muss einerseits so hoch sein, dass einzelne Photonen ein zweifelsfrei vom Untergrund trennbares Signal erzeugen, andererseits nimmt die Dunkelzählrate mit der angelegten Spannung zu. Zur Bestimmung von U_{id} muss das so genannte Einzelphotonenplateau ausgemessen werden. Laut Hersteller soll dafür eine Spannung von 2 kV an den CPM angelegt werden und die Lichtquelle so eingestellt werden, dass der CPM ca. 1000 Signale pro Sekunde ausgibt. Nun wird die Spannung des CPM von 1400 V in regelmäßigen Schritten bis knapp zur maximalen Spannung von 3000 V hochgefahren. Das Ergebnis ist in Abb. 6.3 zu sehen. Zunächst reicht die Spannung nicht, um Photonen in messbare elektrische Pulse umzuwandeln. Ab ca. 1800 V gibt es einen starken Anstieg der Signalrate, der in ein kurzes Plateau übergeht und ab 2400 V ist ein erneuter Anstieg auf Grund einer erhöhten Dunkelzählrate zu sehen. Die ideale Betriebsspannung ist an der Stelle im Plateau wo die Steigung am geringsten ist, also bei:

$$U_{id} \approx 2250V \quad (6.2)$$

Die Dunkelzählrate des CPM beträgt bei dieser Spannung lediglich (8 ± 1) Signale pro Sekunde.

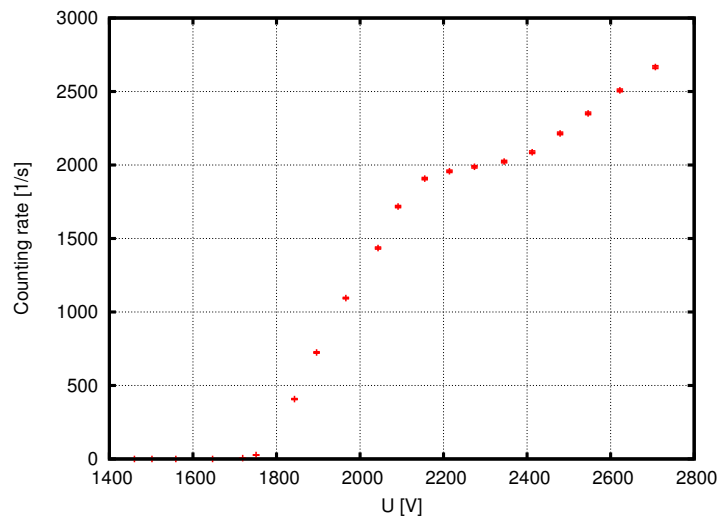


Abb. 6.3.: Das Einzelphotonenplateau des CPM 1993P von Perkin Elmer. Die ideale Betriebsspannung liegt dort im Plateau, wo die Steigung am geringsten ist, also bei $U_{id} \approx 2250$ V.

6.1.4. Empfindlichkeit im Magnetfeld

Von großem Interesse ist die Empfindlichkeit des CPM im Magnetfeld. Sowohl am ESR als auch bei SpecTrap sind an den möglichen Detektorpositionen Magnetfelder vorhanden. Bei SpecTrap ist mit bis zu 100 G zu rechnen [And09b]. Die Feldstärken am ESR wurden während der Testmessung mit einer Magnetfeldsonde (Bell 612 Gaussmeter) bestimmt und betragen maximal 8 G (Parabolspiegel, Spiegelstrecke, Geradeaus-Nachweis).

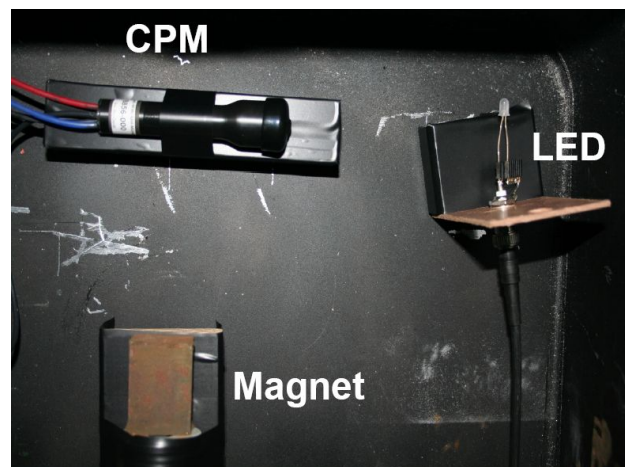


Abb. 6.4.: Der Aufbau zur Bestimmung der Empfindlichkeit des CPM im Magnetfeld.

Der CPM wurde dem Feld eines Dauermagneten (Selten-Erd-Dauermagnet: Nd-Fe-B, „Vaco-

dym“) ausgesetzt (s. Abb.6.4). Indem der Abstand zwischen CPM und Magnet verändert wurde, konnte die Feldstärke am Ort des CPM variiert werden. Mit der LED wurde bei 0 G eine konstante Signalrate von $\approx 1150 \text{ s}^{-1}$ erzeugt. Von 0 G bis 13 G bleibt die Signalrate konstant. Bei stärkeren Feldern fällt die Signalrate dann exponentiell ab (s. Abb. 6.5). Der CPM ist also am ESR ohne weitere Vorkehrungen bzgl. der Magnetfelder einsetzbar. Für das SpecTrap-Experiment muss jedoch eine magnetische Abschirmung (μ -Metall) verwendet werden.

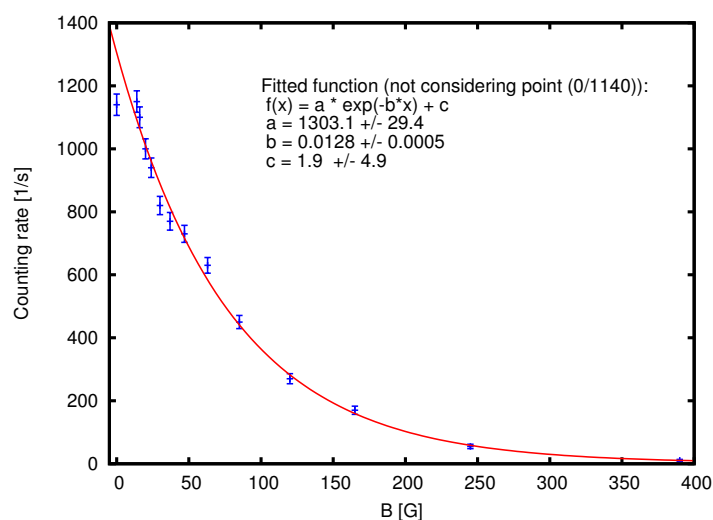


Abb. 6.5.: Bis 13 G zeigt der CPM keine Veränderung in der Signalrate. Bei stärkerem Magnetfeld fällt die Rate jedoch exponentiell ab. Der exponentielle Fit berücksichtigt den Messwert ohne Magnetfeld nicht.

6.1.5. Jitter

Bei der eigentlichen HFS-Messung am ESR werden nur solche Signale der Detektoren gezählt, die innerhalb des Zeitfensters, in dem sich die angeregten Ionen in der Nähe der Detektoren befinden, erzeugt werden. Dabei spielt der Jitter des Detektors eine entscheidende Rolle. Idealerweise kommt nach dem Auftreffen des Photons auf die Kathode nach einer festen Zeit das Signal aus dem CPM. Die Zeit variiert jedoch und die Größe der Schwankung wird als Jitter bezeichnet. Der Jitter des R1017 aus dem Jahr 2003 betrug 20 ns [See99].

Der Jitter kann mit der Einzelphotoneneinstellung der LED bestimmt werden, indem auf einem Oszilloskop die Schwankung in der Zeitdifferenz zwischen Puls und Signal abgelesen wird. Die minimale Pulslänge des Funktionsgenerators beträgt 10 ns, die minimale Steig- und Fallzeit des Pulses 5 ns. Es kann also nicht bestimmt werden, wann innerhalb des Pulses das Photon emittiert wird, so dass der gemessene Jitter vergrößert wird. Es kann jedoch eine obere Grenze für den Jitter festgelegt werden und mit dem des R1017 verglichen werden.

Auf dem Oszilloskop wurde die Zeitspanne zwischen dem LED-Puls und dem Antwortsignal des CPM abgelesen. Um den Fehler möglichst klein zu halten, wurde bei der Messung die Anzahl elektronischer Geräte, die wiederum einen eigenen Jitter hinzufügen auf ein Minimum reduziert. Vom Pulssignal wurde am Fan In - Fan Out eine Kopie erstellt, so dass das gleiche Signal zur LED und zum Oszilloskop ging. Das CPM-Signal wurde nicht verstärkt und, da es in der Amplitude schwankt von einem Constant Fraction Diskriminator (C.A.E.N N843), kurz CFD, in ein Logik-Signal gewandelt. Die Jitter von 1 ns des Fan In - Fan Out und von 0,4 ns des CFD sind im Rahmen der Messgenauigkeit vernachlässigbar. Als Startpunkt der Messung wurde der Zeitpunkt gewählt, an dem die Pulsamplitude für die Messung 50% erreicht hatte, und als Ende der Zeitpunkt, an dem das Logiksignal des CFD seine volle Amplitude erreicht hatte.

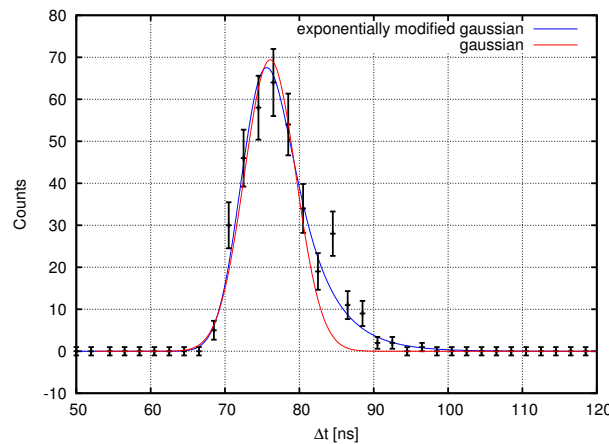


Abb. 6.6.: Die Messdaten zur Bestimmung des Jitters des CPM 1993P. Deutlich ist zu sehen, dass die Daten einen exponentiellen Abfall haben, so dass sie einmal mit einem exponentiell modifizierten Gauß angefitet wurden und einmal mit einer Gaußkurve, die die Messwerte des Ausläufers nicht berücksichtigt.

In Abb. 6.6 ist die Häufigkeit gegen die so bestimmte Zeitdifferenz aufgetragen. Die Zeitdifferenz wurde auf Grund der Ablesegenauigkeit in 2 ns Intervallen bestimmt. Es fällt auf, dass es nach dem Maximum einen exponentiellen Abfall gibt und die Daten durch einen exponentiell modifizierten Gauß (EMG) gut beschrieben werden. Der exponentielle Abfall ist vermutlich auf die Lichtquelle zurückzuführen, die nicht immer zum gleichen Zeitpunkt nach Eintreffen des Pulses Photonen emittiert. Insgesamt scheint der Großteil der Photonen aber nach einer relativ konstanten Zeit emittiert zu werden.

Werden die Messdaten des Ausläufers nicht berücksichtigt, kann eine Gauß-Kurve durch die Daten gelegt werden. Die FWHM der beiden Fitfunktionen unterscheiden sich kaum und betragen für den Gauß 8,1 ns und für den EMG 8,4 ns.

Unter der Annahme, dass der exponentielle Abfall tatsächlich auf die Lichtquelle zurückzuführen ist und dass die Messpunkte des Ausläufers daher bei einem Gauß-Fit nicht berücksichtigt werden,

ergibt sich: $\sigma = 3,4$ ns. Damit liegen 95% aller Werte innerhalb von $4\sigma \approx 14$ ns.

Der CPM hat also einen kürzeren Jitter als der R1017. Da sich das Modell C1972P nur durch eine andere Photokathode von dem hier untersuchten CPM unterscheidet, kann davon ausgegangen werden, dass sich für den C1972P die gleichen Timing-Eigenschaften ergeben.

6.2. Testmessung an der GSI

Im April 2009 ergab sich kurzfristig die Möglichkeit, während einer Teststrahlzeit für den Hitrap-Aufbau, Detektoren am ESR zu montieren. Zu dem Zeitpunkt waren zwei CPM 1993P vorhanden. Das war einmal der zuvor beschriebene CPM sowie ein auf dem gleichen CPM Typ basierendes integriertes CPM-Modul. Dieses enthält neben der HV-Versorgung auch einen Diskriminator und es werden direkt Logik-Signale ausgegeben, so dass diese ohne weitere Elektronik direkt vom Zähler verarbeitet werden können. Um die beiden CPM zu unterscheiden, wird derjenige mit separatem HV-Modul mit CPM-S und derjenige in dem kompakten Gehäuse mit CPM-K bezeichnet.

Ziel der Testmessung war, das Verhalten der CPM im elektromagnetischen Umfeld des Speicherrings zu testen. Außerdem konnten Erfahrungen in der „lichtdichten“ Montage der Detektoren und dem Ablauf einer Messung am ESR gesammelt werden. Weiter bietet sich die Möglichkeit, die gemessene Rate von Untergrundphotonen aus dem ESR nachzusimulieren und die Ergebnisse mit früheren Messungen zu vergleichen.

Aufbau

Die Signale der CPM wurden aus der Messhalle in ein Labor geführt und dort wie zuvor verarbeitet. Neben dem Oszilloskop und dem Zähler, die zur schnellen Kontrolle der Signalrate genutzt wurden, wurden die Signalraten mittels eines NI USB-6009 und einem Lab-View Programm aufgenommen.

In Abb. 6.7 sind die entworfenen Detektor-Aufbauten für die Testmessung schematisch und zusammengebaut gezeigt. Damit die Aufbauten möglichst lichtdicht sind, werden die CPM auf einem schwarzen Zylinder aus PVC montiert. Der Innendurchmesser der Zylinder ist nur 1 mm größer als der Durchmesser des jeweiligen Fensterflansches. Die Zylinder sind von innen zusätzlich mit schwarzem Filz beklebt und werden dann über die Fensterflansche am ESR gestülpt (s. schematische Zeichnung). Da sich die Möglichkeit zur Testmessung relativ spontan ergab, konnten keine Lichtleiter mehr hergestellt werden und zur Fokussierung der Photonen wurden Linsen verwendet (Thorlabs: G370-058-00), die über Schraubstangen gehalten wurden. Außerdem wurden Filter eingesetzt (Thorlabs: OG590), die wie bei der Messung an Li-ähnlichem Bismut Wellenlängen $\lambda \leq 590$ nm abschneiden.

Während der CPM-K direkt auf den zylindrischen Körper angeschraubt werden kann, musste für den CPM-S ein Gehäuse entworfen werden. Dies besteht aus einem Edelstahlrohr, das mit einem Flansch mit elektrischen Durchführungen verschlossen und auf den PVC-Zylinder geschraubt wird.

Auf dem Foto in Abb. 6.7 sind außerdem zwei Kupferbleche (*Shutter*) zu sehen, die rein- und rausgeschoben werden können. Die *Shutter* haben einen kreisförmigen Ausschnitt, dessen Durchmesser

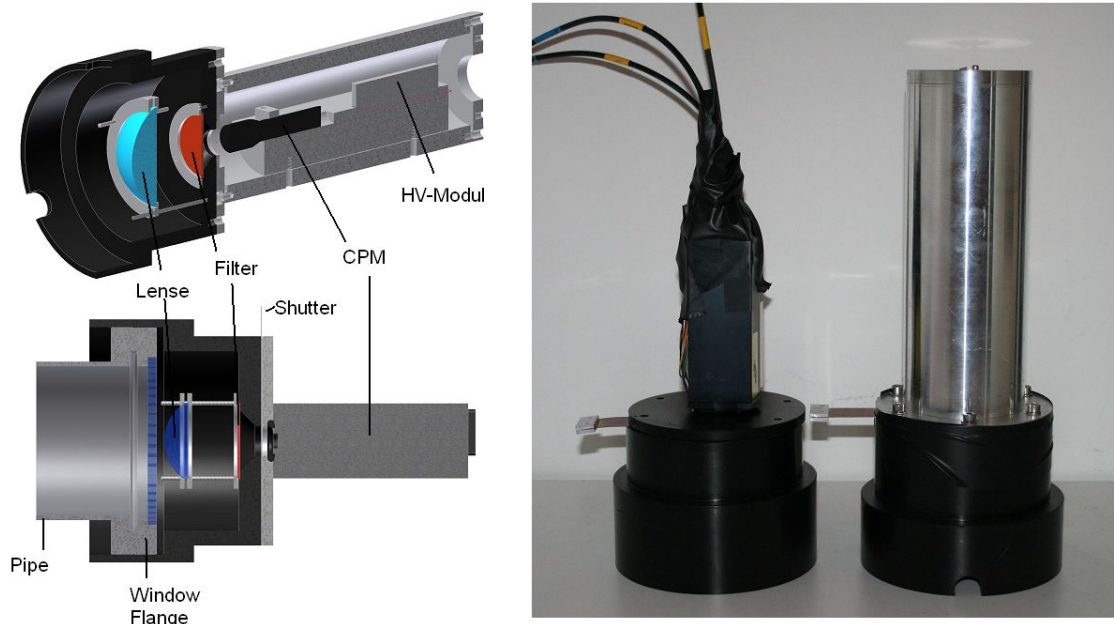


Abb. 6.7.: Links im Bild sind die schematischen Aufbauten aus einer Inventor-Zeichnung zu sehen. Rechts die fertigen Aufbauten mit montierten Detektoren.

etwas größer als der der Photokathoden ist. Je nach Position des Blechs ist damit der Detektor vor Lichteinfall geschützt oder bereit zur Datenaufnahme.

Damit keine Photonen aus der Umgebung zum Detektor gelangen, wurden zwischen zwei zusammengeschraubten Komponenten stets Kupfer- oder Gummiringe verwendet und alle aufliegenden Flächen wurden mit Filz beklebt.

Während der CPM-S im Labor eine Dunkelzählrate von $D = (8 \pm 1) \text{ s}^{-1}$ hat, ist diese beim CPM-K mit $D = (12 \pm 1) \text{ s}^{-1}$ etwas höher.

Der CPM-S wurde am Ende der langen Geraden des ESR montiert, also dort wo der „Geradeaus-Nachweis“ stattfinden soll. Der CPM-K wurde über der Spiegelstrecke montiert. Am CF200 Flansch des Parabolspiegelsystems konnte kein Detektor angebracht werden, da sich auf dem Rohransatz noch kein Fensterflansch befand. In Abb. 6.8 ist der montierte CPM-K, eingehüllt in Stoffecken, über der Spiegelstrecke zu sehen. Auch der CPM-S wurde mit schwarzen Decken umhüllt.

Ergebnisse

Zunächst wurden Zählraten aufgenommen, als keine Ionen im ESR gespeichert waren (s. Abb. 6.9). Der ESR war jedoch in normalem Betrieb, so dass die Magnete und eventuell weitere Störquellen eingeschaltet waren. Obwohl alle Fensterflansche am ESR auf der Seite der Detektoren verschlossen wurden, ist die Sensitivität der CPM auf Licht in der ESR-Halle zu sehen. Im linken Bild sind die Signallraten beider CPM aufgetragen. Zunächst ist ein schneller Anstieg der Raten zu sehen, als die Shutter geöffnet wurden. Mit dem Ausschalten des Hallenlichts fielen die Signallraten wiederum,



Abb. 6.8.: Hier ist der montierte CPM-K am ESR über der Spiegelstrecke zu sehen. Damit kein Licht ein-
dringt wurde der Detektor in schwarze Stoffdecken gehüllt.

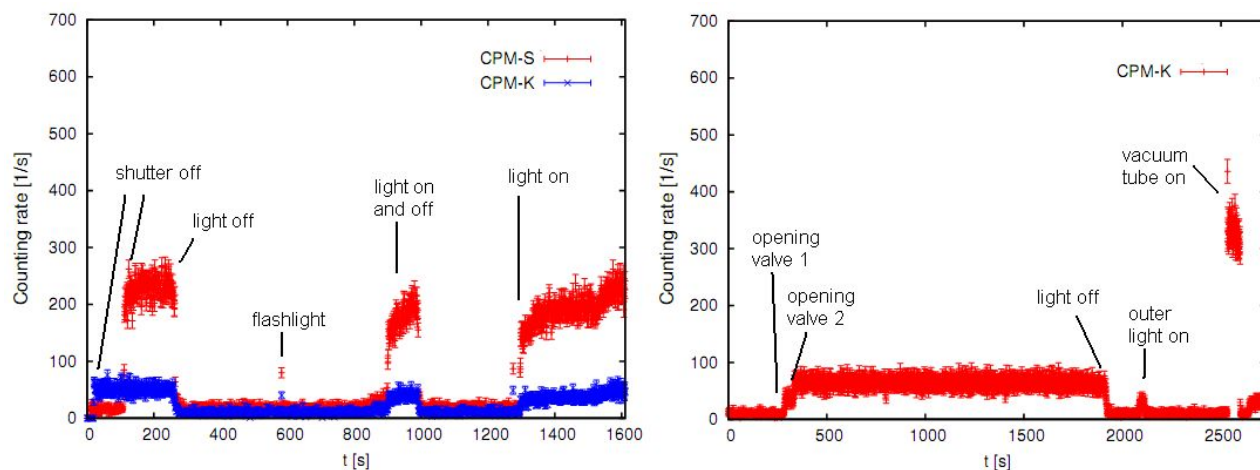


Abb. 6.9.: Es sind die Signalaraten der CPM ohne Ionen im Ring zu sehen und wie sie auf äußere Einflüsse
reagieren. Die Dunkelzählraten sind bei ausgeschaltetem Hallenlicht nur minimal größer als im
Fotolabor in Münster. Die Counts wurden in Sekundenintervallen aufgenommen.

die dann fast so klein wie im Fotolabor waren. Zwischen 300 s und 500 s sind die mittleren Raten:

$$D_{CPM-S} = (10 \pm 1) \text{ s}^{-1}$$

$$D_{CPM-K} = (18 \pm 1) \text{ s}^{-1}$$

Die Raten liegen damit nur 2 bzw. 6 Signale pro Sekunde über den Dunkelzählraten im Fotolabor, was zeigt, dass die Aufbauten „lichtdicht“ und rauschunempfindlich waren.

Die erhöhte Zählrate bei knapp 600 s wurde durch eine Taschenlampe verursacht, mit der kurz durch ein Fenster in den ESR geleuchtet wurde. Bei erneutem An- und Ausschalten des Lichts

erhöht sich wiederum die Signalrate, wobei der schräge Anstieg vermutlich durch die Neonröhren bedingt ist. Es ist stets eine kleinere Zählrate beim CPM-S zu sehen, was auf den sehr kleinen Raumwinkel und das Fehlen eines fokussierenden Spiegelsystems zurückzuführen ist.

Eine deutliche Zählratenerhöhung wird beobachtet, wenn die Vakuummessröhren im ESR in Betrieb genommen werden (s. Abb. 6.9, rechts, bei ca. 2500 s).

In Abb. 6.10 sind drei Zyklen zu sehen, in denen vollständig ionisierte Argon-Ionen (Ar^{18+}) in den ESR injiziert und von dort in den Hitrap-Aufbau geleitet wurden. Das Argon wurde zunächst mit $\beta = 0,71$ gespeichert und der Ionenstrom betrug 13,7 mA. Nach einigen Sekunden wurden die Ionen abgebremst und in den Hitrap-Aufbau ausgekoppelt. Ein kleiner Rest an Ionen blieb kurzzeitig im ESR und wurde dann einige Sekunden vor der nächsten Injektion entfernt. Der erste Abfall im Ionenstrom nach einer Injektion ist durch nicht fokussierte Ionen zu erklären, die ihre Soll-Bahn verlassen und auf das Strahlrohr treffen.

In der Abbildung sind außerdem die Zählraten des CPM-K eingetragen während sich Ionen mit $I = 13,7$ mA im ESR befanden bzw. wenn keine Ionen gespeichert waren. Die eingezeichneten Raten sind die gemittelten Werte für das jeweilige Plateau des Ionenstroms. Es ist zu sehen, dass die Zählrate am Detektor erhöht ist, falls Ionen im ESR gespeichert sind. Insgesamt wurden ca. zwei Stunden Messzeit ausgewertet und die mittleren Zählraten mit und ohne Ionen im Ring waren:

$$D_{\text{CPM-K}} = (17,7 \pm 0,1) \text{ s}^{-1} \quad (\text{ohne Ionen})$$

$$D_{\text{CPM-K}} = (23,7 \pm 0,2) \text{ s}^{-1} \quad (\text{mit Ionen: } I = 13,7 \text{ mA})$$

Da die Linse an der Spiegelstrecke nicht ideal für die Fokussierung von an der Spiegelstrecke reflektierten Photonen ist, beträgt die Untergrundrate ohne Dunkelzählrate des Detektors lediglich $(6,0 \pm 0,3)$ Signale pro Sekunde.

Während der R1017 im Jahr 2003 im Labor eine Dunkelzählrate von 20 Signalen pro Sekunde hatte, betrug diese am ESR 500 Signale pro Sekunde ohne Berücksichtigung der Untergrundrate. Bezüglich der Dunkelzählrate ist der CPM also ideal für eine Messung am ESR geeignet, was insbesondere auf die hohe Verstärkung zurückzuführen ist. Sollten sich beim Betrieb des PMT R1017 also Probleme mit elektronischem Rauschen ergeben, wäre der CPM 1972P eine mögliche Alternative.

Die Untergrundrate des CPM-S in Geradeaus-Richtung betrug lediglich $D_{\text{CPM-S}} = (13 \pm 1) \text{ s}^{-1}$ für $I = 0$ mA und ist damit wie beim CPM-K ca. 5 Signale pro Sekunde über den Dunkelzählraten im Labor. Die durchschnittliche Zählrate falls Ionen im Ring waren betrug 35 ± 1 Signale pro Sekunde. Diese erhöhte Rate kann evtl. damit erklärt werden, dass Ionen, die mit Restgasatomen wechselwirken, von der Sollbahn abweichen und im Bereich der Biegung im ESR mit dem Material des Strahlrohrs stoßen und so Untergrundphotonen erzeugen.

Es bleibt also festzuhalten, dass die CPM „lichtdicht“ montiert wurden und sich wie im Labor verhalten haben. Außerdem muss bei der Messung darauf geachtet werden, dass die Vakuum-

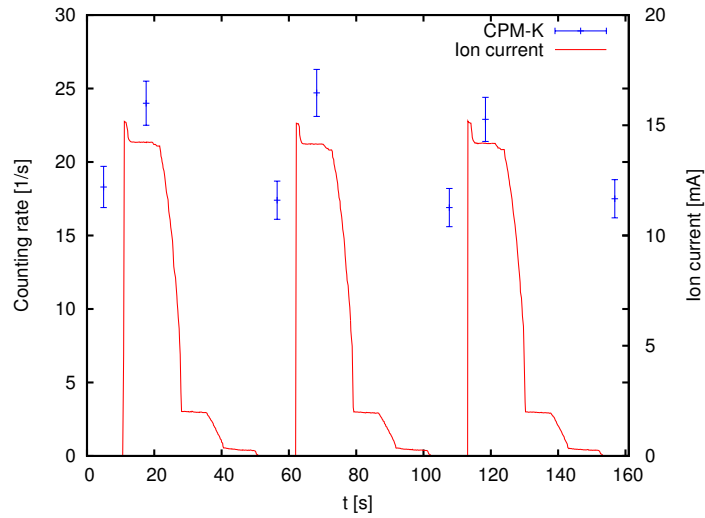


Abb. 6.10.: Zum einen ist der Ionenstrom gegen die Zeit aufgetragen und zum anderen die gemittelten Signalaraten für die jeweiligen Plateaus im Ionenstrom. Der erste kleine Abfall im Ionenstrom nach einer Injektion ist durch Ionen bedingt, die ihre Soll-Bahn nicht halten können. Darauf werden die Ionen einige Sekunden im ESR gespeichert, bevor sie abgebremst und in den Hitrap-Aufbau geleitet werden. Ein kleiner Rest Ionen bleibt kurzzeitig im ESR und wird dann einige Sekunden vor der nächsten Injektion entfernt.

messröhren ausgeschaltet sind und alle Fensterflansche am ESR, zumindest in der Umgebung des Detektorsystems, möglichst „lichtdicht“ verschlossen werden.

Untergrundsimulation

Nachdem die Zählraten mit und ohne Ionen im ESR ermittelt wurden, kann überprüft werden, ob die Simulation mit dem in Kapitel 4 ermittelten Photonenuntergrund zum gleichen Resultat für die Untergrundzählrate kommt. Dies würde die Annahmen, die zur Untergrundsimulation getroffen wurden, stärken. Dafür soll die Untergrundrate des CPM-K an der Spiegelstrecke untersucht werden. Problematisch ist jedoch, dass während der Testmessung vollständig ionisiertes Argon Ar^{18+} und kein Li-ähnliches Bismut im ESR gespeichert wurde. Dies wiederum bedeutet, dass zusätzliche Annahmen über den Untergrund für verschiedene Projektile, die das Restgas anregen, getroffen werden müssen.

Zunächst ist die Anzahl angeregter Restgasatome proportional zur Anzahl gespeicherter Ionen N . Da sowohl das Argon während der Testmessung als auch das Bismut 2003 mit $\beta = 0,71$ gespeichert waren, muss die Umlauffrequenz nicht weiter berücksichtigt werden. Und schließlich ist der Wirkungsquerschnitt für die Anregung, also auch die Untergrundrate, proportional zu Z^2 , der Ordnungszahl des Projektils [Eic95]. Es wird davon ausgegangen, dass die Zusammensetzung und Dichte des Restgases bei der aktuellen Testmessung und der Messung im Jahr 2003 identisch waren.

Es gilt also:

$$U \propto N \cdot Z^2 \quad (6.3)$$

Die Anzahl gespeicherter Ionen lässt sich über den Ionenstrom bestimmen (s. Gl. 3.23). Das Bismut war mit 3,0 mA und das Argon mit 13,7 mA gespeichert und es folgt:

$$N_{Bi} = 1,19 \cdot 10^8 \quad (6.4)$$

$$N_{Ar} = 2,42 \cdot 10^9 \quad (6.5)$$

Mit $Z_{Bi} = 83$ und $Z_{Ar} = 18$ kann das Verhältnis der erzeugten Untergrundraten bestimmt werden:

$$\frac{U_{Ar}}{U_{Bi}} = \frac{Z_{Ar}^2 \cdot N_{Ar}}{Z_{Bi}^2 \cdot N_{Bi}} = 0,97 \quad (6.6)$$

$$(6.7)$$

Das bedeutet, dass unter den zuvor genannten Rahmenbedingungen das gespeicherte Argon 3% weniger Restgasatome anregt als das Bismut. In Kap. 4 wurde die Photonendichte für Li-ähnliches Bismut ermittelt. Die um 3% reduzierte Photonendichte sollte der Untergrundphotonendichte während der Testmessung entsprechen.

In Abb. 6.11 ist der simulierte Aufbau für die Testmessung zu sehen.

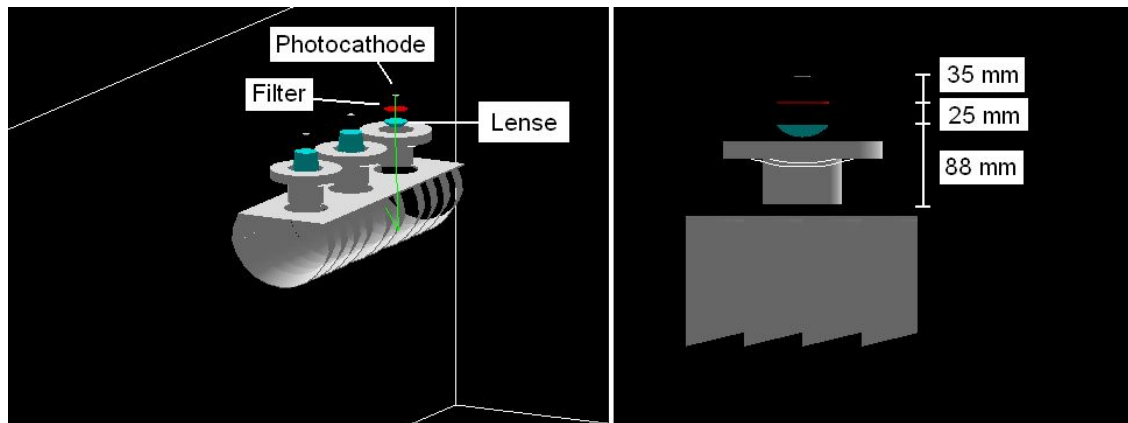


Abb. 6.11.: Der nachsimulierte Aufbau der Testmessung.

Mit der reduzierten Dichte ergibt die Simulation eine Untergrundrate von $(3,6 \pm 0,2)$ Signalen pro Sekunde, was mit der experimentell bestimmten Untergrundrate von $(6,0 \pm 0,3) \text{ s}^{-1}$ zu vergleichen ist. Der wahrscheinlichste Grund für die Diskrepanz sind die getroffenen, sehr einfachen Annahmen über den Anregungsmechanismus. Hier wurde nur die Gesamtzahl angeregter Restgasatome betrachtet, eventuelle Unterschiede in der Art der Anregung wurden vernachlässigt.

Nachdem an Hand der experimentell ermittelten Signallrate von H-ähnlichem Blei bereits gut

übereinstimmende Resultate bezüglich der Signalrate zwischen Experiment und Simulation an der Spiegelstrecke gezeigt wurden, wurden hier Resultate aus Experiment und Simulation bezüglich der Untergrundrate verglichen, die sich trotz vieler Annahmen nur um einen Faktor 1,7 unterscheiden. Sollte dieser Faktor auch am Parabolspiegelsystem festgestellt werden, würde die benötigte Messzeit pro Wellenlänge noch immer ausreichend klein sein.

6.3. Vermessung der PMT Charakteristik

Hier wird der PMT R1017 näher untersucht. Der experimentelle Aufbau im Labor ist wie beim CPM, nur dass der PMT direkt an eine Hochspannungsquelle angeschlossen ist (iseg NHQ 226L). Außerdem wird der R1017 in einem Kühlgehäuse (products for research RF104) auf -30°C gekühlt.

Im Vergleich mit dem CPM zeigt sich die kleinere Verstärkung des R1017 in der Signalamplitude deutlich. War es beim CPM relativ leicht Signale mit mindestens 20 mV Amplitude vom Rauschen (2 mV) zu unterscheiden, müssen jetzt 4 mV Signale bei gleich großem Rauschen gezählt werden. Das bedeutet, dass schon kleine Störsignale am ESR, die Dunkelzählrate erhöhen können.

6.3.1. Einzelphotonenplateau und Dunkelzählrate

Beim R1017 liegt die ideale Betriebsspannung im Einzelphotonenmodus im gekühlten Zustand bei $U_{id} = 1300\text{ V}$ und damit auch hier höher als die vom Hersteller empfohlene Spannung von 1000 V. Die Bestimmung erfolgte wie beim CPM.

Bei der Dunkelzählrate ist der deutliche Unterschied zwischen ungekühltem und gekühltem Zustand zu erkennen:

$$\begin{aligned} D_{23^{\circ}\text{C}} &= (4220 \pm 1)\text{s}^{-1} \\ D_{-30^{\circ}\text{C}} &= (71 \pm 1)\text{s}^{-1} \end{aligned}$$

Die Dunkelzählrate ist damit höher als bei dem R1017 aus dem Jahr 2003 (20 Signale pro Sekunde im Labor [See99]). Somit ist auch am ESR mit einer größeren Dunkelzählrate zu rechnen. Auf Grund dessen und auf Grund der kleinen Signalamplitude wird auch mit dem R1017 eine Testmessung am ESR angestrebt, um die Dunkelzählrate vor Ort zu ermitteln.

6.3.2. Detektion einzelner Photonen und Bestimmung der QE

Ob der R1017 einzelne Photonen nachweisen kann, kann mit der Einzelphotonen-Einstellung der LED überprüft werden. Gleichzeitig kann die QE des R1017 relativ zum Referenzdetektor, dem CPM 1993P bestimmt werden. Nachdem die Pulseinstellung für die LED mit dem CPM wie zuvor beschrieben gefunden wurde, wird der R1017 an die Position des CPM gestellt. Damit die beiden Detektoren trotz verschieden großer Photokathoden gleich große Raumwinkel sehen, wurden Lochblenden verwendet. Der R1017 sollte deutlich mehr Photonen als der CPM sehen, da schon

ein nicht selektierter R1017 bei 620 nm eine QE von 9,5% haben sollte (s. Abb. 6.12). Indem das Verhältnis der Signalaraten (ohne Dunkelzählrate) betrachtet wird, kann also die QE des R1017 relativ zum CPM bestimmt werden. Während der CPM (192 ± 2) Signale pro Sekunde gemessen hat, wurden mit dem PMT (625 ± 3) Signale pro Sekunde nachgewiesen. Demnach ist die QE des R1017 $(3,26 \pm 0,04)$ Mal so hoch wie die des CPM. Unter den Annahmen, dass die Quanteneffizienz des CPM 3,8% beträgt (s. Abb. 6.12) und einen Fehler von $\pm 0,5\%$ hat (Ablesefehler, Abweichungen von den Katalogangaben), ergibt sich für die QE des PMT:

$$QE_{R1017} = (12,4 \pm 1,6)\% \quad (6.8)$$

Sie liegt damit wie erwartet über dem Wert eines Standardmodells des R1017, und zwar um

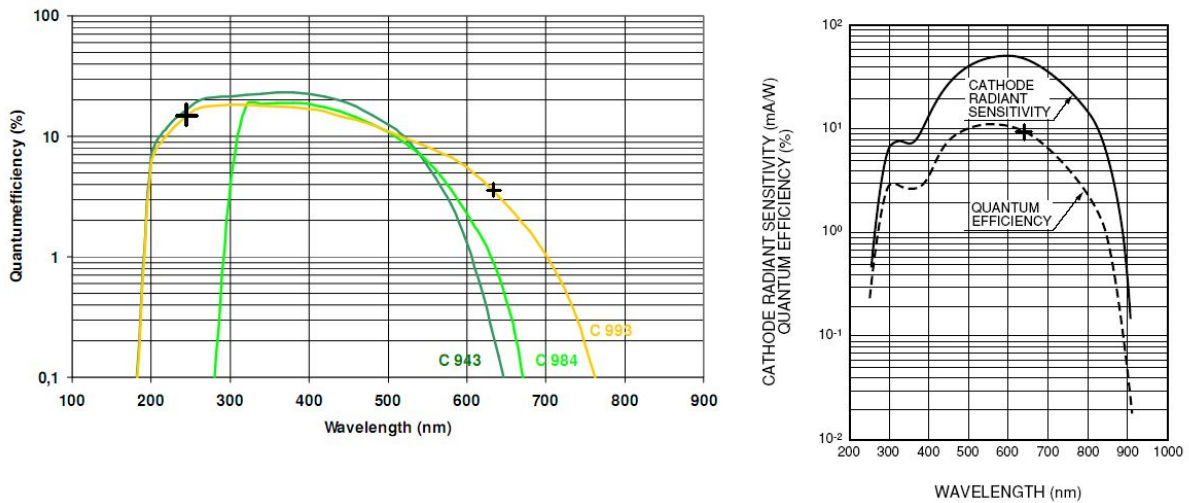


Abb. 6.12.: Die Quanteneffizienzen des CPM 993P und des PMT R1017.

einen Faktor $\approx 1,3$. Die so ermittelte QE ist also deutlich höher als die eines Standard-R1017, aber etwas kleiner als die in den Simulationen angenommene QE (Faktor 1,4). Problematisch bei dieser Art der Bestimmung der QE ist, dass die QE des Referenzdetektors nur aus dem Datenblatt bekannt ist und hier Abweichungen möglich sind. Diese Unsicherheit ließe sich mit einer korrelierten Einzelphotonenquelle beheben, mit der es möglich ist, die absolute QE eines Detektors, ohne genaue Kenntnisse über einen Referenzdetektor zu haben, zu bestimmen (s. Kap. 6.3.3).

Die weitere Charakterisierung des R1017 (Jitter, Magnetfeldempfindlichkeit) wird im Rahmen einer Masterarbeit durchgeführt, innerhalb derer der entwickelte Aufbau am ESR in Betrieb genommen und getestet wird.

PMT R943-02

Hier wird kurz die ideale Betriebsspannung für den Einzelphotonenmodus und die Dunkelzählrate des R943-02 bei Raumtemperatur und -30°C festgehalten, mit der die Messdauer in Kap. 5 in

Geradeaus-Richtung abgeschätzt wurde.

$$U_{id} = 1700\text{V}$$

$$D_{Raum} = (5840 \pm 9)\text{s}^{-1}$$

$$D_{Kühl} = (15 \pm 1)\text{s}^{-1}$$

Auch hier wird die weitere Charakterisierung im Rahmen der genannten Masterarbeit vorgenommen.

6.3.3. Korrelierte Einzelphotonenquelle

Eine raffinierte Lösung, um die absolute QE eines Detektors zu bestimmen, ist eine so genannte korrelierte Einzelphotonenquelle [War04]. Mit einem gepulsten Laser wird auf einen nichtlinearen Kristall geschossen, wo durch spontane *parametric down conversion* unter Erhaltung der Energie und des Impulses aus einem kurzwelligigen Photon ein langwelliges Photonenpaar erzeugt wird. Da stets ein Photonenpaar erzeugt wird, ist durch den Nachweis eines Photons die Existenz und der Ort des anderen Photons bekannt. Indem zwei Detektoren so hinter dem Kristall positioniert werden, dass sie jeweils beide von einem Photon des Photonpaares getroffen werden, kann durch eine Koinzidenzschaltung die absolute QE einer der beiden Detektoren bestimmt werden, ohne weitere Kenntnisse über die QE des zweiten Detektors zu haben. In Abb. 6.13 ist der schematische Aufbau gezeigt. Dieser Aufbau liefert für den zu untersuchenden Detektor „DUT“, den Referenzdetektor

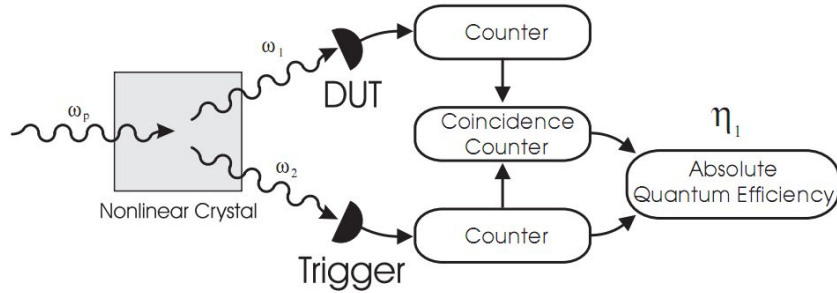


Abb. 6.13.: Der schematische Aufbau, wie mittels einer korrelierten Einzelphotonenquelle die Quanteneffizienz eines Detektors bestimmt werden kann, ohne weitere Kenntnisse über einen Referenzdetektor haben zu müssen [War04].

„Trigger“ und den Koinzidenzzähler folgende Zählraten N_1 , N_2 und N_K :

$$N_1 = QE_1 \cdot N \tag{6.9}$$

$$N_2 = QE_2 \cdot N \tag{6.10}$$

$$N_K = QE_1 \cdot QE_2 \cdot N \tag{6.11}$$

N ist die Anzahl emittierter Photonen aus dem Kristall. Aus diesen Formeln folgt schließlich für die QE des zu untersuchenden Detektors:

$$QE_1 = \frac{N_K}{N_2} \quad (6.12)$$

Die QE wird also völlig unabhängig von irgendwelchen Detektoreigenschaften des Triggerdetektors bestimmt. Die Bestimmung der QE ist so mit einem Fehler von nur $\approx 3\%$ möglich [Mig95]. Da für die Realisierung eines solchen Aufbaus Erfahrungen in der nichtlinearen Laserphysik vonnöten sind, wurde eine Zusammenarbeit mit Prof. Dr. Walter an der TU Darmstadt vereinbart. Für die Charakterisierung der hier vorgestellten Detektoren ist solch eine Photonenquelle zwar wünschenswert, aber keine zwingende Notwendigkeit. Für die Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren im nahen Infrarotbereich, die im Rahmen der Doktorarbeit von R. Jöhren [Jöh09] vorgenommen werden soll, wäre auf Grund des Fehlens geeigneter Referenzdetektoren eine solche Quelle von großem Nutzen.

In diesem Kapitel wurden zunächst CPM untersucht, die bei SpecTrap zum Einsatz kommen sollen. Da die Simulationen ergeben hatten, dass ein CPM aus der gleichen Modellreihe auch für die Messung am ESR eine Alternative darstellt, wurde der Jitter bestimmt und eine Testmessung am ESR durchgeführt. Die Ergebnisse bezüglich der Dunkelzählrate und des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses entsprechen den im Labor erzielten positiven Resultaten. Diese prinzipiellen Eigenschaften sollten auch beim CPM 1972P zu finden sein. Die Untersuchung des R1017 ist dahingehend zufriedenstellend, dass er einzelne Photonen mit hoher QE nachweisen kann. Durch die kleine Signalamplitude ist jedoch fraglich, ob die Dunkelzählrate am ESR in einem akzeptablen Rahmen bleibt, was in einer weiteren Testmessung am ESR untersucht werden soll. Für die weitere Detektorentwicklung, insbesondere im Hinblick auf die Messungen bei SpecTrap, ist der Aufbau einer korrelierten Einzelphotonenquelle geplant. Mit dieser kann die QE für Einzelphotonendetektoren mit hoher Genauigkeit bestimmt werden.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Detektorsystem entwickelt mit dem die 2s-Hyperfeinstrukturaufspaltung von Lithium-ähnlichem Bismut $^{209}\text{Bi}^{80+}$ am Experimentierspeicherring an der GSI untersucht werden soll. Gelingt es diesen Übergang am ESR zu finden, kann er anschließend mit höherer Präzision mit dem SpecTrap-Aufbau vermessen werden. In Kombination mit der ebenfalls noch bei SpecTrap zu bestimmenden HFS-Aufspaltung des H-ähnlichen Bismuts ist ein Test der QED in starken Feldern auf dem Prozent-Niveau möglich.

Während die HFS-Aufspaltungen der H-ähnlichen Ionen $^{209}\text{Bi}^{82+}$ und $^{207}\text{Pb}^{81+}$ am ESR erfolgreich nachgewiesen wurden, ist es in zwei vorherigen Messungen nicht gelungen die des Li-ähnlichen Bismuts zu bestimmen. Zur Problemanalyse wurde die spezielle Emissionscharakteristik relativistischer Photonenquellen untersucht. Dies hat gezeigt, dass nur die unter kleinen Polarkwinkeln emittierten Fluoreszenzphotonen des Li-ähnlichen Bismuts ($\beta = 0,71$) Wellenlängen haben, auf die verfügbare Detektoren sensitiv sind. Die vorhandene Spiegelstrecke hingegen kann auf Grund ihrer Geometrie nur wenige dieser Photonen in die Detektoren reflektieren. Nach einer ersten Abschätzung der Signalrate an der Spiegelstrecke, wurde für eine genauere Untersuchung dieser Problematik und auch für die Entwicklung alternativer Nachweissysteme eine Simulation mit GEANT4 entwickelt.

Eine detaillierte Analyse der Spiegelstrecke mit Hilfe der Simulation hat gezeigt, dass das Resonanzsignal bei den zwei vorherigen Messungen vermutlich auf Grund sehr kleiner Signalraten nicht gefunden wurde. So hätte bei einer Untergrundrate von ≈ 700 Signalen pro Sekunde und einer Signalrate von maximal 18 s^{-1} ca. 35 s pro Wellenlänge gemessen werden müssen. In der einwöchigen Strahlzeit konnten jedoch nur ca. 12 s pro Wellenlänge gemessen werden. Für die bevorstehende Messung an Li-ähnlichem Bismut wurden deshalb geometrische Optimierungen und diverse Detektoren an der Spiegelstrecke diskutiert, die die benötigte Messzeit jedoch nicht wesentlich reduzieren konnten. Um die Qualität der Simulation zu testen, wurde die schon durchgeführte Messung an H-ähnlichem Blei simuliert, wobei sich herausstellte, dass die simulierten Ergebnisse mit den experimentellen sehr gut übereinstimmen. Auf Grund dieser Resultate wurde entschieden ein neues Detektorsystem zu entwickeln, das an die spezielle Emissionscharakteristik der Ionen im ESR angepasst ist.

Nachdem sich herausgestellt hat, dass der „Geradeaus-Nachweis“ keine Alternative zur Spiegelstrecke bietet, wurde ein Spiegelsystem, bei dem ein beweglicher Off-Axis Parabolspiegel direkt um die Ionenbahn platziert wird, entwickelt und optimiert. Das Detektorsystem liefert laut Simulationen eine bis zu fünf Mal so hohe Signalrate wie die vorhandene Spiegelstrecke bei gleichzeitig

geringerer Untergrundrate. Die entscheidende Größe für einen erfolgreichen Ausgang des Experiments, die Messdauer pro Wellenlänge, wird mit dem neuen Aufbau sogar je nach Annahmen um einen Faktor zwischen 26 und 48 auf 1 bis 3 Sekunden reduziert. Damit sollte die HFS-Aufspaltung von $^{209}\text{Bi}^{80+}$ mit dem neuen Detektorsystem bestimmt werden können. Nach den positiven Ergebnissen aus den Simulationen wurde der technische Aufbau des Detektorsystems mit Off-Axis Parabolspiegel konstruiert und gefertigt. Mittlerweile ist dieses Parabolspiegelsystem am ESR montiert.

Im letzten Kapitel dieser Arbeit wurde mit der Charakterisierung von Detektoren begonnen. Insbesondere die Testmessung am ESR hat gezeigt, dass Channel Photomultiplier einfach zu handhaben sind und gegenüber Photomultipliern Vorteile in der Verstärkung und der Dunkelzählrate haben. Ein Vergleich von simulierten und während der Testmessung aufgenommenen Untergrundraten im ESR zeigt eine relativ gute Übereinstimmung, was für die in den Simulationen getroffenen Annahmen über den Untergrund spricht. Weiter wurde gezeigt, dass der vorhandene PMT R1017 einzelne Photonen mit hoher Quanteneffizienz nachweisen kann und diesbezüglich für die bevorstehende Messung am ESR geeignet ist. Die verwendete, einfache Methode der Erzeugung einzelner Photonen mit Hilfe einer mit kurzen Pulsen an der Spannungsschwelle betriebenen LED kommt nun auch bei der Charakterisierung von APDs für die SpecTrap-Messung zum Einsatz.

An dieser Stelle soll ein kurzer Ausblick gegeben werden. Für die Messung an Li-ähnlichem Bismut am ESR muss der vorhandene R1017 noch weiter charakterisiert werden. Insbesondere die niedrige Signalamplitude ist kritisch und eine Testmessung am ESR wird angestrebt. Danach kann beurteilt werden, ob die Messung am ESR mit dem R1017 durchgeführt werden kann oder ob ein alternativer Detektor (z. B. CPM 1972, Perkin Elmer) angeschafft werden muss. Außerdem muss eine lichtdichte Kopplung der optischen Komponenten (Lichtleiter, Filter, Detektor) für die ESR-Messung realisiert werden.

Neben dem neuen Detektorsystem sollen bei der nächsten Messung an Li-ähnlichem Bismut am ESR ein verbessertes Lasersystem, sowie ein neues Datenaufnahmesystem zum Einsatz kommen. Letztere werden zur Zeit an der GSI entwickelt. Insgesamt kann also sehr optimistisch auf die im Frühjahr 2011 anstehende Messung am ESR geblickt werden.

Anhang

A. Datenblätter

A.1. Quanteneffizienz PMT R1017 selektiert

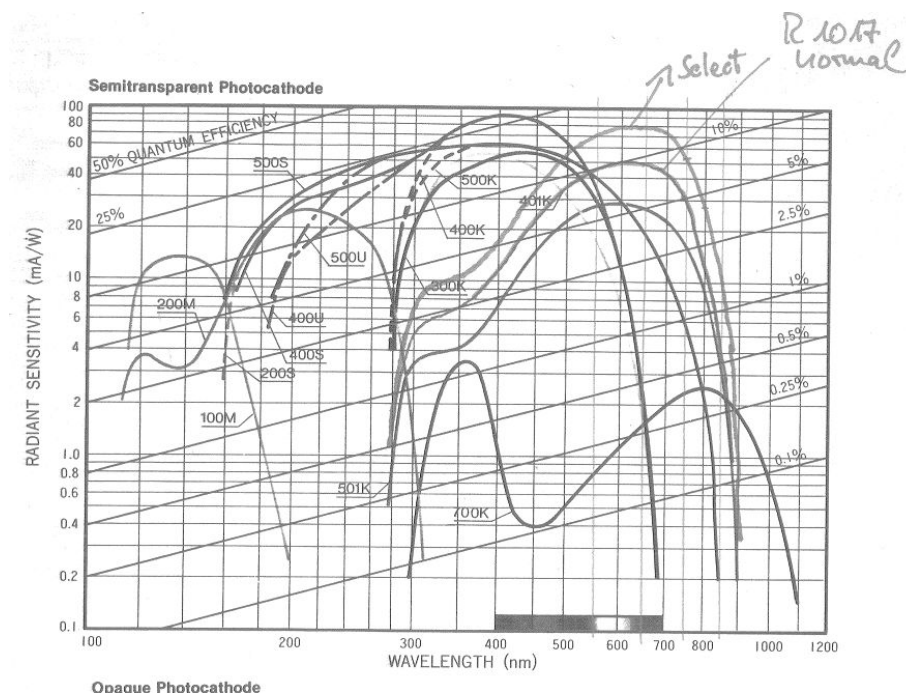


Abb. A.1.: Die Quanteneffizienz des selektierten R1017 aus der Messung aus dem Jahr 2003. Ebenso ist die QE eines nicht selektierten R1017 zu sehen.

A.2. Reflektivität der Spiegelstrecke

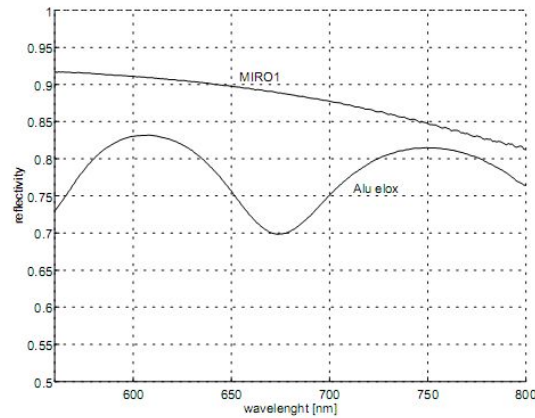


Abb. A.2.: Reflektionskurve für MIRO1, das Material aus dem die Spiegel der Spiegelstrecke bestehen ([See99]).

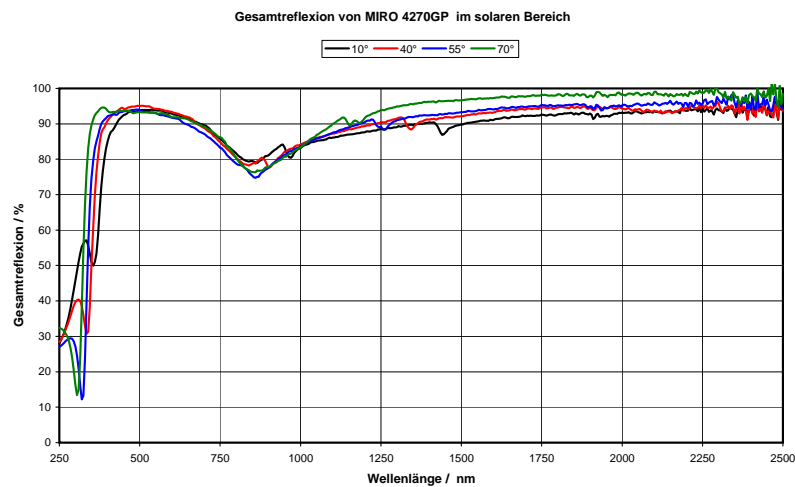


Abb. A.3.: Die Reflektionskurve für MIRO2. Für Wellenlängen über 800 nm wurde diese Kurve in den Simulationen verwendet. Die Werte stimmen laut Hersteller auf $\approx 1\%$ genau mit den Werten für MIRO1 überein. Es wurde sich an den Werten für einen Einfallswinkel von 10° orientiert. Laut Herstellerangaben bleibt die Reflektivität bei Wellenlängen bis 4000 nm konstant über 90% ([Ala]).



A.3. Datenblatt PMT R1017 von Hamamatsu

R1017

Part Number	R1017
Type	Head on
Size	51mm
ActiveDia/L	46mm
Min λ	300nm
Max λ	900nm
Peak Sens.	650nm
Cathode Radiant Sensitivity	50mA/W
Window	Borosilicate
Cathode Type	Multialkali
Cathode Luminous Sensitivity	230mA/lm
Red White Ratio	0.35
Anode Luminous Sensitivity	100A/lm
Gain	4.3E+05
Dark Current after 30 min.	9nA
Rise Time	16ns
Transit Time	70ns
Number of Dynodes	12
Applied Voltage	1000V
Multi Anode	N
Magnetic Shield	E989-05
Power Supply	C3830(100V) C4720 C4710
Amplifier	C7319 C6438 C5594 M7279 M8879

Abb. A.4.: Das Datenblatt für den Photomultiplier R1017 von Hamamatsu ([Ham]).

A.4. Datenblatt CPM 1993P von Perkin Elmer

	test report	PerkinElmer Optoelectronics GmbH & Co. KG Wenzel-Jaksch-Straße 31 65199 Wiesbaden, Germany Phone: +49 (6 11) 4 92-0 Fax: +49 (6 11) 4 92-1 77 http://www.perkinelmer.com
	CPM-Channel Photomultiplier C 1993 P	
Serial Number:	C806-83	
Type of Photocathode:	Yellow Extended	
Faceplate Material:	UV-Glass	
Spectral sensitivity:	185 - 750 nm	
Cathode sensitivity @ 560 nm:	6,1 %	
Gain @ 2000V:	6,1E+6	
Dark current @ 2000V:	43,3 pA	
Bias Current @ 2000V:	34 µA	
Single photo electron gain @ 3000V:	2,2E+8	
Dark counts @ 3000 V:	19 cps	
04.04.08		

CAUTION

High light levels can damage the photocathode permanently. When high voltage is applied, it has to be assured, that maximum signal current will not exceed the value of 10 µA (max. 30 sec).

High Voltage Warning:

This product is operated at high voltage. Extreme care must be taken to ensure operator's safety and to avoid damage to other instruments. Avoid direct contact with the photomultiplier when high voltage is applied. Keep at least 5 mm space around the cathode when operated with negative high voltage.

Abb. A.5.: Das Datenblatt für den Channel Photomultiplier C 1993P von Perkin Elmer ([Per]).

B. Analytische Bestimmung der Signalrate in Geradeausrichtung

Es wird eine Formel hergeleitet, mit der es möglich ist, die Rate der Photonen zu bestimmen, die das Fenster beim Geradeausnachweis erreichen. Zunächst ist die Anzahl der Photonen am Fenster N_F proportional zu den im gesamten ESR pro Sekunde emittierten Photonen N_P (s. Gl. 3.25) und der Dauer der Messzeit dt .

$$N_F \propto 2 \cdot 10^5 (1 - e^{-\frac{1}{\gamma \tau f_L}}) \cdot f_L dt = N_P \cdot dt \quad (\text{B.1})$$

Um die Länge der Geraden des ESR und des abgehenden Rohrs zu berücksichtigen, soll N_F in einem Ortsintervall bestimmt werden:

$$N_F \propto N_P \cdot dt = \frac{N_P}{\beta \cdot c} dz \quad (\text{B.2})$$

Weiter muss mit der Umlauffrequenz $f = \beta c/U$ multipliziert werden und der Anteil A an der Gesamtemission, der das Fenster erreichen kann, muss berücksichtigt werden (s. Gl. 3.21). Während $\Theta_{min} = 0$ fest ist, ist Θ_{max} vom Ort der Emission z und dem Fensterradius r_F abhängig: $\Theta_{max} = \arctan(r_F/z)$. Außerdem muss über die Strecke integriert werden, auf der Photonen emittiert werden, die das Fenster erreichen können, also von z_1 bis z_2 . Insgesamt gilt dann:

$$N_F = \frac{N_P}{2 \cdot U} \int_{z_1}^{z_2} \left(\int_{\Theta_{min}}^{\arctan(\frac{r_F}{z})} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos(\theta))^2} \sin(\Theta) d\theta \right) dz \quad (\text{B.3})$$

C. Eigenschaften des Off-Axis Parabolspiegels

C.1. Durchmesser des Off-Axis Parabolspiegels

Im folgenden sei $x_0 = 2f$ die Spiegelmitte in x-Richtung (s. Abb. 5.6), f die Brennweite der Parabel $g(x) = a \cdot x^2$, $f' = 2f$ die effektive Brennweite und $r = D/2$ der Spiegelradius in x- und y- Richtung. Es soll die Höhe h_z in z-Richtung bestimmt werden. Es gilt:

$$x_0 = 2f = \frac{1}{2a} \quad (\text{C.1})$$

$$h_z = g(x_0 + r) - g(x_0 - r) \quad (\text{C.2})$$

$$= a(x_0^2 + 2rx_0 + r^2) - a(x_0^2 - 2rx_0 + r^2) \quad (\text{C.3})$$

$$= 2a \cdot 2rx_0 \quad (\text{C.4})$$

$$= 2a \cdot 2r \cdot \frac{1}{2a} \quad (\text{C.5})$$

$$= D \quad (\text{C.6})$$

Das heißt die Abmessung des Spiegels beträgt in allen drei Raumrichtungen D.

C.2. Verschiebung der optischen Achse

Wie in Kap. 5 geschrieben liegt die optische Achse nicht im Mittelpunkt des Spiegels. Hier wird gezeigt wie groß die Verschiebung ist. Es seien f der Brennpunkt, $f' = 2f$ die effektive Brennweite und r der Spiegelradius.

Indem die z-Werte $g(x_0 - r)$ und $g(x_0 + r)$ bestimmt werden, können z_1 und z_2 in Abhängigkeit von $x_0 = \frac{1}{2a}$ angegeben werden.

$$z_1 = g(x_0) - g(x_0 - r) = 2ax_0r - ar^2 = r - \frac{r^2}{2x_0} \quad (\text{C.7})$$

$$z_2 = g(x_0 + r) - g(x_0) = 2ax_0r + ar^2 = r + \frac{r^2}{2x_0} \quad (\text{C.8})$$

Die optische Achse ist also gegenüber der Mitte des Spiegels bzgl. der z-Achse um $z_f = \frac{r^2}{2x_0}$ verschoben.

C.3. Fallunterscheidung des Strahlprofils am Parabolspiegel

In Abb. C.1 sind die Signalaraten am Parabolspiegel (mit Tülle) für ein Strahlprofil mit $\sigma = 2,5$ mm bzw. $\sigma = 8$ mm zu sehen. Es zeigt sich, dass für beide σ bei $f' = 200$ mm das Maximum in der Signalarate liegt. Die Signalarate ist für $\sigma = 8$ mm wie erwartet etwas höher (≈ 1 Signal pro Sekunde).

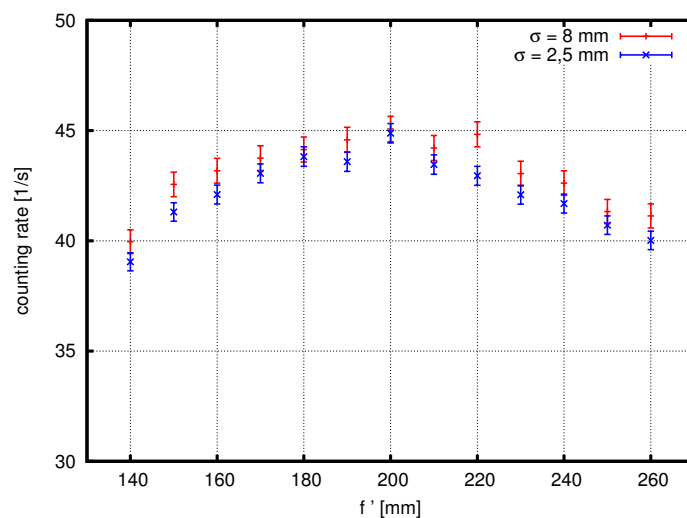


Abb. C.1.: Die Signalaraten für den Aufbau mit Tülle für zwei verschiedene σ des Strahlprofils.

D. Zeichnungen Parabolspiegelsystem



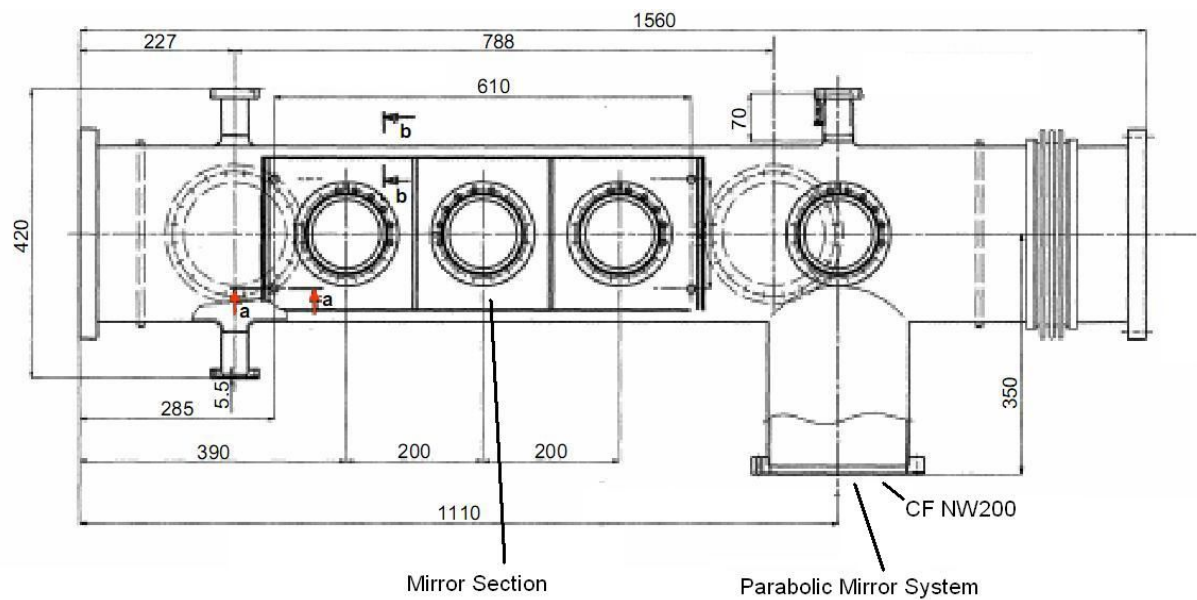


Abb. D.3.: Einbausituation für das Parabolspiegelsystem

Literaturverzeichnis

- [Ala] Firma Alanod: www.alanod.de
- [All03] J. Allison et al.: *GEANT4 - a simulation toolkit*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A506, 2003
- [All06] J. Allison et al.: *GEANT4 developments and applications*
IEEE Transactions on Nuclear Sciences 53 No 1, 2006
- [And09a] 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
- [And09b] Zoran Andjelkovic, GSI, Darmstadt, 2009: *priv. comm.*
- [Bei98] Beiersdorfer, P., A. L. Osterheld, J. H. Scofield, J. R. C. López-Urrutia, and K. Widmann:
Measurement of QED and Hyperfine Splitting in the $2s_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ X-Ray Transition in Li-like $^{209}\text{Bi}^{80+}$
Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3022
- [Bei00] T. Beier: *The g_j factor of a bound electron and the hyperfine structure splitting in hydrogenlike ions*
Phys. Rep. 339, 79-213 (2000)
- [Bei01] P. Beiersdorfer, S.B. Utter, K.L. Wong, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, J.A. Britten, H. Chen, C.L. Harris, R.S. Thoe, D.B. Thom, E. Träbert, M.G.H. Gustavsson, C. Forssen, A.M. Martensson-Pendrill: *Hyperfine structure of hydrogenlike thallium isotopes*
Phys. Rev. A, **64**, 032506 (2001)
- [Ber00] Ernest O. Lawrence Berkeley National Laboratory: *The Berkeley Laboratory Isotopes Project*, Berkeley, CA, USA, 2000
<http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>
- [Bru97] Rene Brun and Fons Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*
Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86

- [Cas07] R. A. Castelli, P. D. Persans, W. Strohmayer, V. Parkinson: *Optical reflection spectroscopy of thick corrosion layers on 304 stainless steel*
Hyperfine Interactions accepted Nov. 2009
- [Chu99] Church, D. A.; Steiger, J.; Beck, B. R.; Gruber, L.; Holder, J. P.; McDonald, J.; Schneider, D.: *RETRAP: An ion trap for laser spectroscopy of highly-charged ions*
Trapped charged particles and fundamental physics. AIP Conference Proceedings, Volume 457, pp. 235-241 (1999)
- [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)
- [Dem05] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*
Springer, Berlin Heidelberg New York, 2005
- [Dem05a] Wolfgang Demtröder: *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*
Springer, Berlin Heidelberg New York, 2005
- [Eic95] J. Eichler, W. E. Meyerhof: *Relativistic Atomic Collisions*
Academic Press Inc., 1995
- [Esr] *Vakuumvorschriften des Experimentierspeicherrings an der GSI*
- [Gre84] W. Greiner, J. Reinhardt: *Theoretische Physik: Quantenelektrodynamik*
Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 1984
- [Gum02] Peter Gumplinger: *Optical Photon Processes in GEANT4*
TRIUMF/GEANT4 Users' Workshop at SLAC, 2002
- [Ham] Firma Hamamatsu: www.hamamatsu.de
- [Ham07] Firma Hamamatsu: *Photomultiplier Tubes, Basics and Application*
PMT Handbook , Edition 3a, 2008
- [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

- [Han09] Volker Hannen, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2009
- [Hit10] HITRAP-Webseite: <http://www.gsi.de/forschung/ap/projects/hitrap/index.html>
- [Jöh09] Raphael Jöhren, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2009
- [Kin06] T. Kinoshita, M. Nio: *Improved α^4 term of the electron anomalous magnetic moment*
Phys. Rev. D **73**(1), 013003-27 (2006)
- [Kla94] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig, L. Völker: *Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}\text{Bi}^{82+}$*
Phys. Rev. Lett. **73**, 2425-2427 (1994)
- [Krä07] Jörg Krämer: *Aufbau und Test einer Ionenfalle für die Laserspektroskopie an hochgeladenen Ionen*
Diplomarbeit an der Universität Mainz, 2007
- [Kug] Firma Kugler: <http://www.kugler-precision.com/>
- [Las09] Firma Wepner Technology Inc., New York, USA: www.lasergold.com
- [Les77] R. S. Lester, T. T. Saito *Aging of optical properties of polished copper mirrors*
Applied Optics, Vol. 16, No. 8, 1977
- [Leo93] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
Springer, Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong Barcelona Budapest, 1993
- [Loc09a] Matthias Lochmann, GSI, Darmstadt, 2009: *priv. comm.*
- [Loc09b] Matthias Lochmann, GSI, Darmstadt, 2009: *Kurzbericht zum Untergrund im ESR*
- [Loc09c] Matthias Lochmann, GSI, Darmstadt, 2009: *Kurzbericht zum Strahlprofil*
- [Loc10] Matthias Lochmann, Poster auf der SNI-Tagung 2010
- [Lop10] Ruben Lopez Coto, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2009: *priv. comm.*
- [Ltu] Firma LT Ultra-Precision Technology GmbH, Herdewangen, Deutschland, www.ltultra.de
- [Luc09] Sebastian Lucht: *Kalibrierung der Sensitivität und Verstärkung der Photomultiplier für das Double-Chooz-Experiment*
Diplomarbeit an der RWTH Aachen, 2009

- [Mat08] M. Matsumoto, T. Nishimura: *Mersenne Twistor: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudorandom number generator*
ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation, Vol. 8, No. 1, January 1998
- [Mig95] A. Migdall, R. Datla, R. Sergienko, J. S. Orszak and Y. H. Shih : *Absolute detector quantum-efficiency measurements using correlated photons*
Metrologia **32**, 479 (1996)
- [Nör07] Wilfried Nörtershäuser: *Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an HiTrap*
Vortrag im Forschungsseminar des IKP Münster, 2007
- [Nör08] Wilfried Nörtershäuser: *Laser spectroscopy of lithium-like bismuth at the ESR*
Experiment-Proposal, 2008
- [Nör09] Wilfried Nörtershäuser, GSI, Darmstadt, 2009: *priv. comm.*
- [Odo06] B. Odom, D. Hanneke, B. Daurso, and G. Gabrielse: *New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron*
Phys. Rev. Lett. **97**, 030801 (2006)
- [Ort09] Hans-Werner Ortjohann, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2009 : *priv. comm.*
- [Per] Firma Perkin Elmer: www.perkinelmer.de
- [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
- [Pov06] Povh, Rith, Scholz, Zetsche: *Teilchen und Kerne*
Springer, Berlin Heidelberg, 2006
- [Rmd] Radiation Monitoring Devices, Inc. (RMD): <http://www.rmdinc.com/products/p006.html>
- [San09] Rodolfo Sanchez, GSI, Darmstadt, 2009: *priv. comm.*
- [Sap01] Sapirstein, J. and K. T. Cheng: *Hyperfine splitting in lithiumlike bismuth*
Phys. Rev. A **63** (2001) 032506
- [Sch] Firma Schott, <http://www.schott.com/german/>, Filter OG590
- [See99] Peter Seelig: *Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung an wasserstoffähnlicher $^{207}\text{Pb}^{81+}$*
Dissertation an der Universität Mainz, 1999

- [Sha97] V.M. Shabaev, M. Tomaselli, T. Kühl, A.N. Artemyev, and V.A. Yerokhin: *Ground-state hyperfine splitting of high-Z hydrogenlike ions*
Phys. Rev. A 56, 252 (1997)
- [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)
- [Sha00] Shabaev, V. M., A. N. Artemyev, O. M. Zhrebtsov, V. A. Yerokhin, G. Plunien, and G. Soff: *Calculation of the hyperfine structure of heavy H- and Li-like ions*
Hyperfine Interact. 127 (2000) 279
- [Sha01] V.M. Shabaev, A.N. Artemyev, V.A. Yerokhin, O.M. Zhrebtsov, and G. Soff: *Towards a Test of QED in Investigations of the Hyperfine Splitting in Heavy Ions*
Phys. Rev. Lett. 86, 3959 (2001)
- [Ste04] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke, F. Nolden: *Electron cooling experiments at the ESR*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 532 (2004)
- [Tom00] Tomaselli, M., S. Fritzsche, T. Kühl, and H. Winter: *Hyperfine structure of Li-like bismuth*
Hyperfine Interact. 127 (2000) 315
- [Vog05] M. Vogel, D. F. A. Winters, D. M. Segal and R. C. Thompson: *Proposed precision laser spectrometer for trapped, highly charged ions*
Review Of Scientific Instruments **76**, 103102 (2005)
- [War04] M. Ware und A. Migdall: *Single-Photon Detector characterization using correlated photons: the march from feasibility to metrology*
Journal of modern optics **51**, No 9 - 10, 1549 (2004)
- [Win99] Helmut Winter: *Laserspektroskopie an schweren Ionen: Laserinduzierte Zweistufen-Rekombination, Hyperfeinstrukturaufspaltung und g-Faktor des gebundenen Elektrons*
Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt, 1999

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all denen danken, die maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst ist hierbei Herr Prof. Dr. Christian Weinheimer zu nennen, der mir zum einen das Anfertigen der Arbeit ermöglicht hat und der trotz seiner zahlreichen Verpflichtungen immer Zeit und ein offenes Ohr hatte.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Dr. Volker Hannen bedanken, der nicht nur eine Menge Zeit und Mühen in diese Arbeit gesteckt hat, sondern mich stets unterstützt hat und bei Problemen immer sehr hilfsbereit war. Außerdem danke ich ihm für das kritische Korrigieren dieser Arbeit.

Ein weiterer Dank gilt Raphael Jöhren, der stets Zeit für Fragen hatte, mir viele hilfreiche Hinweise gegeben hat und die Arbeit Korrektur gelesen hat.

Sehr zum Gelingen des experimentellen Aufbaus hat Hans-Werner Ortjohann mit der Überarbeitung der ersten Entwürfe des Spiegelsystems beigetragen. Bei Werner Hassenmeier möchte ich mich bedanken, dass er mir bei Problemen mit dem Programm Inventor weitergeholfen hat.

Weiter sind die mechanische Werkstatt um Herr Bourichter, die elektrische Werkstatt um Herr Berendes und Georg Hackmann zu nennen, die stets sehr hilfsbereit und freundlich waren.

Den Mitgliedern der SpecTrap Collaboration danke ich für die freundliche Unterstützung bei meiner Arbeit und die umgehende Beantwortung aller meiner vielen Fragen. Besonders zu nennen sind dabei Christopher Geppert, Matthias Lochmann, Christian Novotny, Rodolfo Sanchez und Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser.

Allen Beteiligten an der Messung am ESR und bei SpecTrap wünsche ich viel Erfolg und hoffe, dass die nächste Strahlzeit am ESR zum gewünschten Erfolg führt.

Bei Bastian bedanke ich mich für das Beantworten vieler Fragen, nicht nur zur Diplomarbeit.

Zu guter Letzt bedanke ich mich besonders bei Mechthild, Peter, Jonas und Viviana.