

Untersuchung von elektrischen und magnetischen Abschirmfaktoren am KATRIN Hauptspektrometer

Diplomarbeit von

Andreas Müller

An der Fakultät für Physik Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP) Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Erstgutachter: Prof. Dr. Guido Drexlin

Zweitgutachter: Prof. Dr. Ulrich Husemann

Betreuender Mitarbeiter: Dipl.-Phys. Stefan Groh

Bearbeitungszeit: 01. März 2013 – 28. Februar 2014

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.
Karlsruhe, 28.02.2014
$(Andreas\ M\ddot{u}ller)$



In nichts zeigt sich der Mangel an mathematischer Bildung mehr, als in einer übertrieben genauen Rechnung.

Carl Friedrich Gauß (1777 – 1855), deutscher Mathematiker, Astronom und Physiker

In diesem Sinne ist das letzte Kapitel 7 Kleine mathematische Spielerei zu verstehen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einle	eitung		1
2	Neu	trinos		3
	2.1	Histor	ie	3
		2.1.1	Entwicklung der Atomphysik	3
			2.1.1.1 Entdeckung des Elektrons	4
			2.1.1.2 Rutherfords Atommodell	4
		2.1.2	Die Entdeckung der Radioaktivität	4
		2.1.3	Die ersten Erklärungsversuche zum β -Spektrum	5
		2.1.4	Postulierung des Neutrinos	5
		2.1.5	Fermis Theorie	6
		2.1.6	Das Poltergeist-Experiment	6
	2.2	Die Ne	eutrinoquellen	10
		2.2.1	Künstliche Quellen	10
			2.2.1.1 Reaktorneutrinos	10
			2.2.1.2 Beschleunigerneutrinos	10
		2.2.2	Natürliche Quellen	11
			2.2.2.1 Primordiale Neutrinos	11
			2.2.2.2 Solare Neutrinos	11
			2.2.2.3 Supernovaneutrinos	12
			2.2.2.4 Atmosphärische Neutrinos	13
			2.2.2.5 Geoneutrinos	14
	2.3	Neutri	nooszillation	14
		2.3.1		14
		2.3.2	Oszillationsmodell	15
	2.4	Bestin	nmung der Masse	17
		2.4.1	Indirekte Bestimmung	17
		2.4.2	Direkte Methoden	19
3	Das	KATR	IN-Experiment	23
•	3.1		•	2 3 24
	0.1	3.1.1		$\frac{24}{25}$
		0.1.1		$\frac{25}{25}$
				$\frac{26}{26}$
				$\frac{26}{26}$
			· /	$\frac{26}{26}$
				$\frac{26}{26}$
	3.2	Aufba		$\frac{20}{27}$
	J.2	3.2.1		$\frac{21}{27}$
		3.2.2	·	21 29
		3.2.3	1	$\frac{29}{29}$
		0.2.0	- , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	- 0

vi Inhaltsverzeichnis

	3.3	3.2.4 Sensiti		Hauptspektrometer 30 Detektor 32 spektrometer 33	3
	3.4			esse im Hauptspektrometer	
	0.1	3.4.1		tiver Zerfall	
		3.4.2		he Strahlung	
		3.4.3		- und magnetische Fallen	
		3.4.4		onisation durch Signalelektronen	
		3.4.5		sion von Oberflächen	
	3.5	0 0		on	
	5.5	Die Co	Jiiaborati	511	,
4	Der	Laser ı	und chara	kterisierende Messungen 37	7
	4.1			37	7
		4.1.1	Der (inn	ere) Boxaufbau)
		4.1.2		rlocksystem)
			4.1.2.1	Der alte Shutter	
			4.1.2.2	Das neue Interlock)
		4.1.3	Das Spie	egelsystem	
			4.1.3.1	Strahlführung	
			4.1.3.2	Messung zur Strahlführung	
			4.1.3.3	Theoretische Präzision der Motoren	
	4.2	Der La			
	1.2	4.2.1		bung des Lasers	
		1.2.1	4.2.1.1	Das Laserprinzip	
			4.2.1.2	Technische Daten	
		4.2.2		nung der Lasereigenschaften	
		1.2.2	4.2.2.1	Divergenzmessung	
			4.2.2.2	Filter- und Energiemessung	
			4.2.2.3	Ergebnisse und Zusammenfassung aller Messungen 58	
5	SDS	-Messı	ıngen	61	Ĺ
	5.1	Messa	ufbau am	Hauptspektrometer 61	L
		5.1.1	Laserbox	kmontage	2
			5.1.1.1	Lasergestell	2
			5.1.1.2	Schutzrohr)
		5.1.2	Integrati	on des Lasersystems	3
			5.1.2.1	Motoren des Spiegelsystems	3
			5.1.2.2	Diodensignal	3
			5.1.2.3	Laser	ŀ
	5.2	Messsi	tuation a	m Hauptspektrometer	Ł
		5.2.1	Geometr	rische Voraussetzungen	Ĺ
			5.2.1.1	Einstellbereich der Motoren 64	Ŀ
			5.2.1.2	Positionsbestimmung des Laserspots 66	;
			5.2.1.3	C-Profile	
		5.2.2		nabschätzung für die Drähte	
		_	5.2.2.1	Hintergrund	
			5.2.2.2	Berechnung	
			5.2.2.3	Resumée	
		5.2.3		figuration und -einschränkungen	
		5.2.4		fnahme und -auswertung	
			5.2.4.1	Typischer Quellcode in beans	
				.,,, .,	

Inhaltsverzeichnis vii

	5.2.5	(Fern-)Steuerung	. 72
5.2.6 Dokumentation im elektronischen Logbuch			. 72
5.3	ADC 1	und Laserenergie, Photonen- und Elektronenzahl	
	5.3.1	Hintergrund	. 72
	5.3.2	ADC-Wert und Laserpulsenergie	. 72
		5.3.2.1 Zwischenschritt: Lineares Gesetz zu N_{ADC} und E_{LV}	. 73
		5.3.2.2 Endergebnis: Lineares Gesetz zu N_{ADC} und E_{LP}	. 74
	5.3.3	Bestimmung der Photonen- und Elektronenzahl	
		5.3.3.1 Beispiel	. 75
	5.3.4	Normierung auf Laserenergie	. 76
	5.3.5	Fehlerbetrachtung	
		5.3.5.1 Ausweg zur Verringerung hoher Unsicherheiten	
5.4	Messp	lan	. 78
	5.4.1	Phase 1 – Einführung, Timing und Detektorbilder	. 78
		5.4.1.1 Theoretische Erwartung, Ziel der Messung	. 80
		5.4.1.2 Messkonfiguration	. 80
		5.4.1.3 Einschub: Timing – Drei ROI der Zeit	. 80
		5.4.1.4 Detektorbilder und Positionsbestimmung	. 81
		5.4.1.5 Einschub: Energiecuts – ROI der Energie	. 84
		5.4.1.6 Korrekte Interpretation der Rate	. 84
		5.4.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse	. 85
	5.4.2	Zwischenphase – UV-Licht auf Wafer	
		5.4.2.1 Messkonfiguration und -durchführung	. 85
		5.4.2.2 Ergebnis	. 85
	5.4.3	Phase 2 – UV-Lichtverteilung im Spektrometer	. 87
		5.4.3.1 Theoretische Erwartung, Ziel der Messung	. 87
		5.4.3.2 Messvorbereitungen und -durchführung	
		5.4.3.3 Messergebnis	. 90
		5.4.3.4 Adiabazität schwacher Felder	. 94
		5.4.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse	. 94
	5.4.4	Phase 3 – Elektrische Abschirmung und C-Profile	. 94
		5.4.4.1 Einschub: Bewegungsbereich des Laserspots	. 95
		5.4.4.2 Prinzip der Messmethode	. 95
		5.4.4.3 Messkonfiguration und -ablauf	. 95
		5.4.4.4 Ergebnis der Positionsbestimmung	. 96
		5.4.4.5 Ergebnis zur Untergrundabhängigkeit	. 102
		5.4.4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse	. 106
	5.4.5	Phase 4 - Elektrische und magnetische Abschirmung	
		5.4.5.1 Messkonfiguration und -ablauf	
		5.4.5.2 Messergebnisse Teil I – Positive Drahtspannungen	. 108
		5.4.5.3 Messergebnisse Teil II – Elektrische und magnetische Ab-	
		schirmung	
		5.4.5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	
	5.4.6	Phase 5 – Dipoleffekt	. 117
		5.4.6.1 Vorüberlegungen	. 117
		5.4.6.2 Messkonfiguration und -durchführung	. 118
		5.4.6.3 Ergebnis	
		5.4.6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	
	5.4.7	Phase 6 – Hochspannungsabhängigkeit des Untergrundes	
		5.4.7.1 Erwartetes Ergebnis	
		5.4.7.2 Messvorbereitungen und -durchführung	
		5.4.7.3 Ergebnis	. 126

viii Inhaltsverzeichnis

		5.4.8 Kurioses: Offener Erdschalter mit Laser erkennbar	127
		5.4.8.1 Vorüberlegungen	127
		5.4.8.2 Messkonfiguration und -auswertung	128
		5.4.8.3 Messergebnis	128
6		8	129
	6.1	Prinzipielle Wege zur Untergrundreduktion	
	6.2	Ergebnisse dieser Arbeit	
	6.3	Verbesserungsmöglichkeiten der Messmethode	
	6.4	Fazit	132
Lit	teratı	urverzeichnis	133
Αŀ	obildu	ingsverzeichnis	141
Ta	halla	nverzeichnis	143
Id	ibelle	niverzeichnis	143
Lit	teratı		145
	LE	Datenblatt zum Solid-State-Relais	146
	LF	Datenblatt zur UV-Diode	
	LG	Reflexiongrad des Spiegels	150
	LH	Bedienungsanleitung zum Spiegelmotor	152
	LI	Bedienungsanleitung zum Laserentfernungsmesser	
	LJ	Datenblatt zum UV-Laser	154
Aı	nhang		157
	Κ	Interlock-System – Der Trafotausch	157
		K.1 Überprüfung und Herstellung einer Erdung	
		K.1.1 Lebensnotwendigkeit einer korrekt ausgeführten Erdung	
	L	Fotos zur Divergenzmessung	159
	Μ	Fotos zur Filter- und Energiemessung	164
	N	Werteliste und Formeln zu N_{ADC} und E_{LP}	167
	O	Phase 2 –Berechnung der Mantelflächen	
		O.1 Zylinder	167
		O.2 Kegel	
	Ρ	Phase 2 – Detektorbilder zu den 9 Bereichen	
	Q	Phase 3 – Notwendigkeit der Normierung	
7	Klei	ne mathematische Spielerei	177
•	7.1	•	177
	,		178
	7.2	Übliche Abschätzung	
_	1		
D	anksa	gung	179

1. Einleitung

SDS-Commissioning-Phase, Hintergrund der Arbeit und ihr Aufbau

Auf dem Gelände des KIT entsteht derzeit ein außergewöhnliches physikalisches Großexperiment, dass das leichteste massebehaftete Teilchen des Universums "wiegen" soll. Obwohl das Neutrino das häufigste (massive) Teilchen im Universum ist, konnte seine Masse bis heute noch nicht bestimmt werden. KATRIN ist das jüngste und aufwändigste Experiment in einer Reihe von Neutrinoexperimenten und, wie in der Wissenschaft üblich, sind einige Detailfragen zum eigentlichen Messbetrieb noch ungelöst. Regelmäßig sind Meilensteine bei der Entwicklung von KATRIN erzielt worden, alle mit dem Ziel, den regulären Messbetrieb so schnell wie möglich aufnehmen zu können.

Während die letzten Jahre hauptsächlich der Planung, dem Aufbau und Test einzelner Komponenten von KATRIN gewidmet waren, werden jetzt Stück um Stück die Einzelteile des großen Gesamtaufbaus zusammengesetzt. In eine solche Phase ist auch die hier vorliegende Arbeit eingebettet. Während in den vergangenen Jahren die einzelnen Bestandteile in separaten Testaufbauten bereits intensiv in zahlreichen Diplom- und Doktorarbeiten studiert wurden, fehlten bislang Erkenntnisse zum Zusammenspiel der Komponenten.

Im Sommer und Herbst 2013 wurden Testmessungen in der sogenannten SDS¹-Commissioning-Phase durchgeführt, in der das erste Mal das Hauptspektrometer und Detektorsystem miteinander kombiniert betrieben wurden.

Es gibt mehrere große Themenkomplexe, die für den Betrieb von KATRIN wichtig sind, daunter *Transmission* und *Untergrund*. Diese Gebiete decken nahezu alle Fragen das Experiment betreffend ab. Das Ziel beider Themen ist, eine möglichst gute Transmission für die Elektronen des Tritium-Zerfallsspektrum nahe des Endpunkts bei gleichzeitig bestmöglicher Unterdrückung des Untergrundes zu ermöglichen. Maßnahmen der Untergrundreduktion sind zwingend erforderlich, damit KATRIN seinen Messbetrieb überhaupt aufnehmen kann.

Die hier vorliegende Arbeit untersucht den Untergrund des Hauptspektrometers mit einem UV-Laser, der mit seinem, in das Spektrometer eingekoppelte Licht gezielt Elektronen aus den Stahloberflächen auslösen soll. Die dabei freiwerdenden Elektronen erzeugen zusätzlichen Untergrund in einem festen Energiebereich, der vom Detektorsystem gemessen wird. Das Ziel ist, den Untergrund besser zu verstehen, um Maßnahmen zu seiner Reduktion ergreifen zu können.

Die Arbeit ist grob in drei Teile gegliedert. Die beiden eher allgemein gehaltenen Kapitel 2 Neutrinos und 3 Das KATRIN-Experiment gehen auf die Historie des Neutrinos

¹Abk. für Spektrometer-Detektor-System

2 1. Einleitung

und KATRIN im Allgemeinen ein. Das sich daran anschließende Kapitel 4 Der Laser und charakterisierende Messungen beschreibt den Laser mit seinen Bestandteilen zur Strahlmanipulation und entsprechenden charakterisierenden Messungen dazu. Das größte Kapitel 5 SDS-Messungen befasst sich ausschließlich mit den Messungen am Hauptspektrometer selbst. Es enthält den Messaufbau, Berechnungsmethoden zur Bestimmung der Strahlposition und Laserenergie sowie 6 Messphasen. Regelmäßig auftauchende Begriffe und das typische Vorgehen bei der Auswertung werden an einem einfachen Beispiel in Phase 1 erläutert. Ergänzt werden die Phasen mit Einschüben, in denen die Hintergründe der Messung beleuchtet oder wichtige Hilfsgrößen beispielhaft hergeleitet werden. Muss auf Ergebnisse aus anderen Teilen der Arbeit zurückgegriffen werden, sind den Verweisen passende Seitenzahlen beigestellt, um ihr Auffinden zu erleichtern. Im vorletzten Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst und Verbesserungen zum Messaufbau vorgeschlagen.

Das letzte Kapitel 7 Kleine mathematische Spielerei ist einer mathematischen Näherung für die Summation von Wurzeln ganzer Zahlen gewidmet.

2. Neutrinos

Von seiner Postulierung über den Nachweis der drei Neutrinoarten, von Oszillationsexperimenten bis zur Bestimmung der Masse

Bei der naturwissenschaftlichen Forschung geht es um die spannendsten Fragen, die die Menschheit beschäftigen: Woher kommen wir und woraus besteht die Welt?

Die Wissenschaft als Ganzes versucht diesen Fragen auf den Grund zu gehen und letztlich zu beantworten. Die Physik und die Chemie wenden sich dazu besonders der letzteren zu: Woraus besteht die Welt? Wie könnten grundlegende Konzepte zu ihrer Beschreibung aussehen und lässt sich die (unbelebte) Natur auf derart einheitliche Konzepte zurückführen? Die Neutrinoforschung hat es sich zur Aufgabe gemacht, zwei sehr grundlegende, noch immer offene Fragen zum Neutrino zu beantworten:

Welche Masse hat das Neutrino und ist es ein Majorana-, also sein eigenes Antiteilchen?

2.1 Historie

Fermi schrieb in der Einleitung seines "Versuch[s] einer Theorie":

Eine quantitative Theorie des β -Zerfalls wird vorgeschlagen, in welcher man die Existenz des Neutrinos annimmt, und die Emission der Elektronen und Neutrinos aus einem Kern beim β -Zerfall mit einer ähnlichen Methode behandelt, wie die Emission eines Lichtquants aus einem angeregten Atom in der Strahlungstheorie.

(E. Fermi, 1934, [Fer34], siehe auch Abbildung 2.1 auf Seite 7)

Wie kam es zu dieser bahnbrechenden Erkenntnis Fermis? Was passierte zu der Zeit als Fermi seine Theorie aufstellte? Wer waren die Wegbereiter dorthin und welche anderen Erklärungsmodelle hatte man für das β -Spektrum? Genau um diese Fragen soll es im ersten Teil über die Historie des Neutrinos gehen. Dieser Abschnitt ist bewusst ausführlicher gehalten, um einen hinreichenden Eindruck dieser ereignisreichen Zeit zu vermitteln.

2.1.1 Entwicklung der Atomphysik

Noch bevor man eine Vorstellung davon hatte, was ein Atom überhaupt ist, gelangten Chemiker zu der Erkenntnis, dass sich die Atome der verschiedenen Elemente ihrer Eigenschaften gemäß in einem periodischen System anordnen lassen.

2. Neutrinos

Trotzdem kam schon bald die Frage auf: Was sind Atome überhaupt? Sind sie tatsächlich unteilbar, wie es das griechische Wort "atomos" nahelegt?

2.1.1.1 Entdeckung des Elektrons

Als George Johnstone Stoney im Jahre 1874 für ein neues Teilchen den Namen *Elektron* vorschlug, war das der Beginn der Entwicklung hin zur heutigen Teilchenphysik. [O'H75] Stoney entlehnte den Namen aus dem Griechischen, in dem Elektron der Name für Bernstein ([Sto], S. 583) ist, ein Material, an dem zum ersten Mal elektrostatische Phänomene beobachtet wurden. Stoney war es auch, der als Erster ein Maßsystem natürlicher Einheiten vorschlug.

Joseph John Thomson gelang schließlich 1897 der experimentelle Nachweis des Elektrons [Tho97], das er *Korpuskel* nannte, und begründete darauf sein Atommodell des Rosinenkuchens. Dieses Modell wurde wenig später von Rutherford widerlegt, dessen Talent Thomsen erkannte und ihn nach Kräften förderte. Rund 10 Jahre später gelang es Thomson (Nobelpreis 1906) nachzuweisen, dass die Hülle von Wasserstoff genau ein Elektron enthält und nach weiteren 7 Jahren, dass ein und dasselbe Element verschieden schwere Atome haben konnte.

Das war damals eine sehr überraschende Erkenntnis, woraus Frederick Soddy (Nobelpreis 1921) die Theorie der Isotope entwickelte, die schließlich 1932 in der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick (Nobelpreis 1935) gipfelte. [Cha32]

2.1.1.2 Rutherfords Atommodell

Wie ein Atom grundsätzlich aufgebaut ist, zeigte erst Ernest Rutherford (Nobelpreis 1908) im Jahre 1911 bei seinen Streuversuchen mit Alphateilchen an einer Goldfolie. Es ist wohl sein bekanntester Beitrag zur Atomphysik. Sein Modell, das Rutherfordsche Atommodell beschrieb das Atom als ein Teilchen, das aus einem Kern und einer Hülle besteht. [Rut11] 1919 entdeckte er beim Beschuss von Stickstoff mit Alphateilchen (wobei Sauerstoff entsteht) das Proton und identifizierte dieses Teilchen als den Kern des Wasserstoffatoms. Wasserstoff ist das kleinste und am einfachsten aufgebaute Atom, weil es nur aus einem einzigen Proton besteht. Daher kommt auch der Name des Protons, griechisch für "das Erste".

2.1.2 Die Entdeckung der Radioaktivität

Parallel zu Thomson entdeckte 1896 Henri Becquerel (Nobelpreis 1903) die Radioaktivität. [Bec96] Allerdings wusste er damals noch nicht, um was für eine Art von Strahlung es sich handelt, daher taufte er sie in Anlehnung an die erst kürzlich entdeckten Röntgenstrahlen kurzerhand auf den Namen Uranstrahlen.

Im Jahr 1897 also ein Jahr nach der Entdeckung der Radioaktivität begann Marie Curie (Nobelpreis 1903 und 1911) als Doktorandin bei Becquerel mit den Uranstrahlen zu forschen und entdeckte weitere radioaktive Elemente. Auf das Ehepaar Curie geht auch der ab 1898 geprägte Begriff der Radioaktivität zurück. 1900 entdeckte Pierre Curie (Nobelpreis 1903) die α -Strahlung und bereits zwei Jahre später konnte Rutherford die drei Strahlungsarten charakterisieren, die fortan α -, β -, und γ -Strahlung genannt wurden.

- lpha-Strahlen, gebildet aus positiv geladenen rasch fliegenden materiellen Partikeln der Größe des Heliumatoms, die wenig ablenkbar sind im magnetischen bzw. elektrischen Felde und zwar im Sinne der "Kanalstrahlen".
- β-Strahlen, gebildet aus elektrisch negativen Korpuskeln (Elektronen), die relativ stark ablenkbar sind, je härter (je weniger absorbierbar), desto weniger, die in voller Analogie stehen zu den "Kathodenstrahlen".
- γ -Strahlen, die sich als unablenkbar erweisen und keine Ladungen tragen... [MS16]

2.1. Historie 5

Lise Meitner und Otto Hahn (Nobelpreis 1944) gingen, eben weil schon die α -Strahlung eine monoenergetische Strahlung war, auch bei den β -Strahlen von einem diskreten Spektrum und Zwei-Körper-Zerfall aus; auf der einen Seite der Atomkern, auf der anderen die ausgesandte Strahlung. Sie waren überrascht als sie 1911 zeigen konnten, dass die Energie der Elektronen über ein kontinuierliches Spektrum verteilt war. Ihr Erklärungsversuch, den vor allem Meitner lange verfolgte, war, dass die Elektronen beim Verlassen des Kerns trotzdem noch ein diskretes Spektrum aufwiesen und erst durch Wechselwirkungen mit der Hülle ihr Spektrum "verwischt" würde. Diese Vermutung wurde auch deswegen gestützt, weil man beim Messen des β -Spektrums tatsächlich ein überlagertes, diskretes Linienspektrum beobachtete. [Mei23]

Chadwick, Ellis und Wooster widerlegten diese These aber in den folgenden Jahren und räumten endgültig mit allen Zweifeln am kontinuierlichen Spektrum auf. [EW27] Vereinbar mit dem Energieerhaltungs- und Impulssatz war das alles jedoch nicht und man suchte verzweifelt nach Erklärungen für dieses Verhalten.

2.1.3 Die ersten Erklärungsversuche zum β -Spektrum

Eine Idee war, dass auch die Energiedifferenz des Kerns nicht konstant sein könne und man diese nur nicht genau genug gemessen habe. Genaue Messungen von Ellis und Mott zeigten aber bald, dass der Kern jedes Mal dieselbe Energiemenge verliert.

In den folgenden Jahrzehnten gab es enorme Entwicklungen auf dem Gebiet der Atomphysik, die von der Entstehung einer Theorie für das ganz Kleine, der Quantenmechanik, begleitet wurden. Und so wagte man auch mit Hilfe der Quantenmechanik einen neuen Erklärungsversuch: Die unterschiedliche Energie, so dachte man, könnte ihre Ursache auch in der Unschärferelation haben. Doch auch diese Erklärung war nicht stichhaltig. Die einzige Beschränkung der Messdauer wäre die Lebensdauer des Kerns gewesen, die aber gerade auf atomaren Skalen relativ groß ist.

Die letzte Vermutung, dass begleitende γ -Strahlung die Energieverletzung erklären könnte, widerlegte Meitner schließlich selbst: 1929 bestätigte sie zusammen mit Wilhelm Orthmann noch einmal die Messungen von Ellis und Wooster und zeigte damit gleichzeitig, dass beim β -Zerfall keine begleitende γ -Strahlung auftritt. [Mei29]

Weil man schließlich keine andere Erklärung mehr wusste, war es zumindest bei einem Teil der Physiker zum Konsens geworden, dass bei Prozessen der Radioaktivität die Energieerhaltung nicht mehr gültig sei. Es gab also zwei Lager: Die eine Seite behauptete, die Energieerhaltung sei nur im Mittel erhalten und im Mikrokosmos generell verletzt. Die andere Seite, zu der auch Wolfgang Pauli gehörte, glaubte, man hätte etwas Unbekanntes übersehen. Er lehnte es ab, an die Verletzung des Energieerhaltungssatzes zu glauben, weil man dann auch die Ladungserhaltung verwerfen müsse. Diese habe aber nie, so Pauli, zu irgendwelchen Schwierigkeiten geführt. [PEM88], S. 449

2.1.4 Postulierung des Neutrinos

Wolfgang Pauli (Nobelpreis 1945), der die Quantenmechanik entscheidend mitentwickelte und verantwortlich für das Pauli-Prinzip zeichnet, verwirrte aber noch eine weitere Sache bei der β -Strahlung: Man ging damals davon aus, dass Atome aus Protonen und Elektronen bestünden. Außerdem wusste man, dass die Kerne mit ganzzahligem Spin der Bosestatistik folgten. Das taten sie aber auch nach dem β -Zerfall und das obwohl später gezeigt wurde, dass auch Fermionen ihren halbzahligen Spin behalten. Wie war das möglich? Das ausgesandte Elektron hatte den Spin $\frac{1}{2}$, die Differenz konnte also niemals ganzzahlig sein. Wenig später wurde bei Versuchen an Stickstoff gezeigt (Ladungszahl 7), dass auch Kerne mit einer ungeraden Ladungszahl der Bosestatistik folgten, also nicht die Ladungszahl, sondern die Massenzahl ausschlaggebend zu sein schien.

2. Neutrinos

Pauli löste dieses Problem schließlich, in dem er ein weiteres Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ einführte und damit das β -Spektrum als Drei-Körper-Zerfall erklärbar machte. [Pau30] Dieses dritte Teilchen – er nannte es Neutron (heute: Neutrino) – würde einen Teil der Energie des Elektrons davontragen. Er verortete es im Kern und schätzte seine Masse auf höchstens 0,01 Protonenmassen ab. Er vermutete sogar, dass das neue Teilchen gänzlich masselos sein könnte. 1932 gelang es Chadwick schließlich das (echte) Neutron experimentell nachzuweisen. Dabei handelte es sich aber nicht um das von Pauli postulierte Teilchen, sondern um einen fehlenden Kernbaustein. Nun gab es bereits drei "Elementarteilchen" (Ergänzung: Protonen und Neutronen sind nach heutigem Verständnis keine Elementarteilchen) und Pauli hielt es für wahrscheinlich, dass es auch noch deutlich mehr geben könnte.

2.1.5 Fermis Theorie

Enrico Fermi war ein großer Anhänger dieser These und um Verwechslungen mit Paulis postuliertem Teilchen und dem gerade entdeckten Neutron zu vermeiden, führte er die Bezeichnung Neutrino ein, die italienische Verkleinerungsform von Neutron. Angelehnt an das Wort "bambino", das so viel wie "kleiner Junge" bedeutet, sollte das Neutrino also das Kind des Neutrons sein. Seine Theorie zum β -Zerfall stellte er 1934 vor und beschrieb darin sowohl den β^- - als auch den β^+ -Zerfall:

$$(\beta^{-}-Zerfall) \qquad n \longrightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_{e}$$

$$(\beta^{+}-Zerfall) \qquad p \longrightarrow n + e^{+} + \nu_{e}$$

$$(2.1)$$

$$(\beta^+ - Zerfall) \qquad p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e$$
 (2.2)

Diese Theorie ist bis heute für die Teilchenphysik von fundamentaler Bedeutung, denn Fermi erklärt darin nicht nur den β -Zerfall, sondern vermutet auch eine neue Kraft, die neben der Gravitation und der elektrischen existieren soll und die wir heute schwache Kraft nennen. Diese Annahme war für viele Physiker derart spekulativ, dass es nicht verwunderlich ist, dass die Zeitschrift Nature Fermis Manuskript ablehnte und er es schließlich in einer italienischen Zeitschrift und in der Zeitschrift für Physik in Deutschland veröffentlichte. In den Abbildungen 2.1 und 2.2 auf der nächsten Seite finden sich zwei Ausschnitte aus seiner (Original-)Veröffentlichung: [Fer34]. Der erste beinhaltet die Einleitung und die ersten Sätze seiner Arbeit, die das Neutrino einführen. Der zweite Ausschnitt hingegen ist sehr aktuell, zeigt er doch, wie sich über die Betrachtung des Elektron-Energiespektrums am Endpunkt Aussagen über die Masse des Neutrinos treffen lassen. Exakt dieser Methode bedient sich auch das KATRIN-Experiment und daher ist eine Grafik aus dem Design-Report von 2004 [KAT05] einer Abbildung Fermis gegenübergestellt.

Wenn man bedenkt, dass seine Arbeit – nunmehr 80 Jahre alt – noch immer gültig und aktuell ist, unterstreicht das deutlich die Bedeutung dieser Theorie.

2.1.6 Das Poltergeist-Experiment

Nachdem die Theorie des β -Zerfalls von Fermi aufgestellt worden war, dauerte es aber noch rund 22 Jahre (1956), bis der erste experimentelle Nachweis des Neutrinos (genauer des Elektronantineutrinos) gelang. Schon Pauli ging davon aus, dass das Neutrino nur sehr schwer nachzuweisen sein würde. Die Ursache dafür ist im extrem geringen Wirkungsquerschnitt zu suchen. Neutrinos, die ja nur der schwachen Kraft unterworfen sind, wechselwirken kaum mit Materie und können so ohne Probleme massive Körper wie die Erde durchdringen ohne dabei eine Wechselwirkung zu erfahren.

Dieses "geisterhafte" Teilchen, das sich praktisch nicht zeigt, brauchte für seinen Nachweis zunächst eine andere bahnbrechende Entwicklung, nämlich die der Kernspaltung. Mit ihr wurde möglich, was zuvor nicht denkbar war, eine große Menge an Neutrinos in einem Kernreaktor in einer kontrollierten Kettenreaktion zu produzieren.

2.1. Historie 7

Versuch einer Theorie der β-Strahlen. I¹).

Von E. Fermi in Rom.

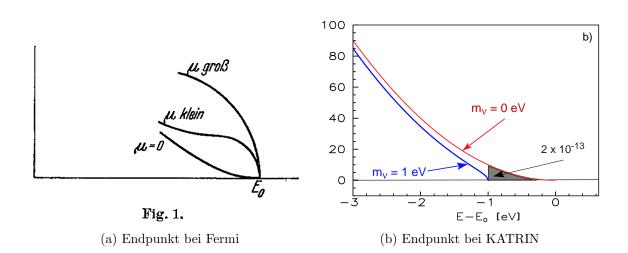
Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 16. Januar 1934.)

Eine quantitative Theorie des β -Zerfalls wird vorgeschlagen, in welcher man die Existenz des Neutrinos annimmt, und die Emission der Elektronen und Neutrinos aus einem Kern beim β -Zerfall mit einer ähnlichen Methode behandelt, wie die Emission eines Lichtquants aus einem angeregten Atom in der Strahlungstheorie. Formeln für die Lebensdauer und für die Form des emittierten kontinuierlichen β -Strahlenspektrums werden abgeleitet und mit der Erfahrung verglichen.

1. Grundannahmen der Theorie.

Bei dem Versuch, eine Theorie der Kernelektronen sowie der β -Emission aufzubauen, begegnet man bekanntlich zwei Schwierigkeiten. Die erste ist durch das kontinuierliche β -Strahlenspektrum bedingt. Falls der Erhaltungssatz der Energie gültig bleiben soll, muß man annehmen, daß ein Bruchteil der beim β -Zerfall frei werdenden Energie unseren bisherigen Beobachtungsmöglichkeiten entgeht. Nach dem Vorschlag von W. Pauli kann man z. B. annehmen, daß beim β -Zerfall nicht nur ein Elektron, sondern auch ein neues Teilchen, das sogenannte "Neutrino" (Masse von der Größenordnung oder kleiner als die Elektronenmasse; keine elektrische Ladung) emittiert wird. In der vorliegenden Theorie werden wir die Hypothese des Neutrinos zugrunde legen.

Abbildung 2.1: Einleitung aus Fermis Veröffentlichung (eingegangen bei der Zeitschrift für Physik am 16.01.1934) zum "Versuch einer Theorie der β -Strahlen" [Fer34]



In der Fig. 1 ist das Ende der Verteilungskurve für $\mu=0$ und für einen kleinen und einen großen Wert von μ gezeichnet. Die größte Ähnlichkeit mit den empirischen Kurven zeigt die theoretische Kurve für $\mu=0$.

Wir kommen also zu dem Schluß, daß die Ruhemasse des Neutrinos entweder Null oder jedenfalls sehr klein in bezug auf die Masse des Elektrons ist¹).

(c) Erläuterung zu Fig. 1 (hier Abbildung (a)) von Fermi

Abbildung 2.2: (a) Darstellung der Abhängigkeit der Verteilungskurve in der Nähe des Endpunktes von der Neutrinomasse μ bei Fermi

- (b) Energiespektrum nahe des Endpunkts bei KATRIN
- (c) Erläuterung zur Verteilungskurve im Bereich des Endpunktes von Fermi (Fig. 1, hier Abbildung (a)) [Fer34]

8 2. Neutrinos

Das Experiment, von C.L. Cowan und F. Reines auf den Namen *Poltergeist* getauft, sollte das Neutrino aufspüren, indem es sich den inversen β^+ -Zerfall zunutze machte (die Umkehrung des bereits in Gleichung (2.2) beschriebenen β^+ -Zerfalls):

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+$$
 (2.3)

Die Idee des Experiments lag also darin, das Antineutrino, das beim β -Zerfall im nahegelegenen Kernreaktor entsteht, mit einer Detektoranordnung nachzuweisen. Ursprünglich wollte man nur das emittierte Positron des inversen β -Zerfalls nachweisen. Da das Positron als Anti-Elektron recht schnell mit einem Elektron kollidieren würde, käme es sehr rasch zur Entstehung zweier Gamma-Quanten mit je einer Energie von 511 keV. Diese Gamma-Quanten würden mittels Compton-Streuung eine Kaskade von Elektronen beschleunigen, die wiederum die Szintillationsflüssigkeit zum Leuchten anregen würden. Dieser Lichtpuls umgewandelt in ein elektrisches Signal wäre der Nachweis für das entstandene Positron.

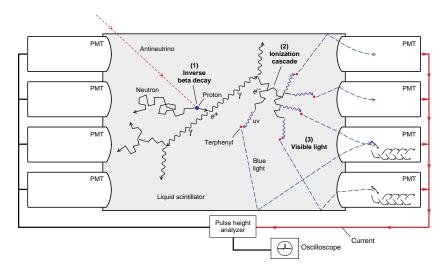


Abbildung 2.3: Prinzipskizze einer der Detektoren des Poltergeist-Experiments bei Positroneintritt (entnommen aus [Los97])

In der nächsten Stufe war geplant, nicht nur das Positron nachzuweisen, sondern zusätzlich das dabei entstehende Neutron. Einmal entstanden, würde das Neutron durch das Wasser moderiert, sich also verlangsamen, mit Protonen zusammenstoßen und bei einer Einfangreaktion Deuterium produzieren. Cadmiumsalz, das der Szintillationslösung hinzugefügt wurde, erhöhte die Rate erheblich. Dieser Einfangprozess eines Neutrons produziert Gamma-Blitze mit einer Energie von 9 MeV. Die durchschnittliche Zeit zwischen dem Lichtblitz der Elektron-Positron-Annihilation und der des Neutroneneinfangs beträgt wenige Millisekunden. Es war also erforderlich, eine Elektronik zu entwickeln, die zwei Lichtblitze in einem festgelegten Energiebereich in verzögerter Koinzidenz nachweisen kann, ohne dabei von Untergrundsignalen gestört zu werden.

Der für diesen Zweck gebaute Detektor, der aus 90 Photomultipliern bestand und mit 300 Litern Szintillationsflüssigkeit gefüllt war, wurde Herr Auge genannt. Es war der größte Detektor der damaligen Zeit. Die Idee, dass man damit auch die Radioaktivität eines Menschen messen könne, inspirierte zur Entwicklung eines Ganz-Körper-Scanners. Dieser wurde später eingesetzt, um herauszufinden, wie viel Fallout bei Atombombentests entstanden war. Die ersten Tests mit Herrn Auge fanden noch in der Hanford Site statt (Team in Abbildung 2.4a auf der nächsten Seite) und waren vielversprechend, wenn auch der kosmische Hintergrund Probleme bereitete. Später wurde das Experiment zur Savannah River Site verlegt (Team in Abbildung 2.4b auf der nächsten Seite), denn dort war die

2.1. Historie



(a) Das Hanford Team 1953: (von links nach rechts) F. Newton Hayes, Captain W. A. Walker, T. J. White, Fred Reines, E. C. Anderson, Clyde Cowan, Jr. und Robert Schuch (auf dem kleinen Bild)



(b) Das Savannah River Team 1955: (von links nach rechts, hintere Reihe) Clyde Cowen, Jr., F. B. Harrison, Austin McGuire, Fred Reines und Martin Warren; (v.l.n.r., vordere Reihe) Richard Jones, Forrest Rice und Herald Kruse

Abbildung 2.4: Die beiden Poltergeistteams (entnommen aus [Los97])

Abschirmung besser. Das Design des Detektors wurde noch einmal überarbeitet, so dass es jetzt drei Szintillationsdetektoren mit je 110 Photomultiplierröhren waren.

Der Aufbau bestand ab sofort aus zwei (kleineren) Wassertanks, die von drei Detektoren samt Szintillator und Photomultipliern umschlossen waren. Immer zwei benachbarte Detektoren mit einem Wassertank in ihrer Mitte bildeten eine Triade. Hatte die obere Triade ein Signal produziert, war der Detektor III als Veto (in Antikoinzidenz) geschaltet und durfte nicht ansprechen. Hatte hingegen die untere Triade ein Ereignis detektiert, war es umgekehrt und Detektor I wurde als Veto eingesetzt. Dieser Aufbau ermöglichte eine klare Trennung von Signal- und Untergrundereignissen. [Los97]

Der theoretische Wirkungsquerschnitt sollte laut Fermi bei

$$\sigma = 6 \cdot 10^{-44} \,\mathrm{cm}^2 \tag{2.4}$$

liegen. Der gemessene Wert ergab sich zu: [CRH⁺56]

$$\sigma = 6.3 \cdot 10^{-44} \,\mathrm{cm}^2 \tag{2.5}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist extrem klein. Ihm entspricht eine mittlere Absorptionslänge \bar{l} in Wasser von fast 51 Lichtjahren.

$$\bar{l} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{3.3 \cdot 10^{23} \cdot 6.3 \cdot 10^{-44}} \,\text{cm}$$
 (2.6)

$$= 50.8 \, \text{Lichtjahre}$$
 (2.7)

(mit n als Anzahl der Protonen in $1 \text{ cm}^3 \text{ H}_2\text{O}$ bei 10 Protonen pro $\text{H}_2\text{O-Molek\"{u}l}$)

Damit war der Nachweis des Elektronantineutrinos gemäß der Vorhersage von Pauli geglückt. In den folgenden 40 Jahren gelang dann auch der Nachweis der beiden anderen Neutrinoarten ν_{μ} und ν_{τ} . 1962 wurde das Myonneutrino ν_{μ} von J. Steinberger, M. Schwartz und L.M. Lederman nachgewiesen. [DGG⁺62] Im Jahr 2000 glückte nach langer Wartezeit auch der Nachweis des Tauneutrinos ν_{τ} im DONUT-Experiment. [DON01]

10 2. Neutrinos

2.2 Die Neutrinoquellen

Im vorangegangenen Abschnitt 2.1.6 auf Seite 8 zum Poltergeist-Experiment ist uns bereits eine künstliche Neutrinoquelle begegnet: Kernreaktoren. Neutrinos können also immer dann vorkommen, wenn Kernreaktionen bzw. -umwandlungen ins Spiel kommen. Hier sei an die Reaktionsgleichungen (2.1) und (2.2) des β -Zerfalls erinnert. Das sind aber nicht die einzigen Quellen für Neutrinos und deshalb soll dieses Kapitel einen kleinen Überblick über alle natürlichen und künstlichen Quellen geben und die Reaktorneutrinos machen den Anfang.

2.2.1 Künstliche Quellen

2.2.1.1 Reaktorneutrinos

Laut dem Power Reactor Information System (PRIS) der Internationalen Atomenergiebehörde (IAEA) sind zurzeit 438 Kernkraftwerke in Betrieb (Stand: 25.01.2014). [IAE14] Diese thermonuklearen Anlagen mit einer Leistung von rund 375 GW sind für den größten Teil des künstlichen Neutrinoflusses verantwortlich. Da bei jeder Kernspaltung im Mittel rund sechs Neutrinos emittiert werden, lässt sich der gesamte (isotrope) Neutrinofluss von Kernreaktoren auf $1.8 \cdot 10^{20} \frac{1}{\mathrm{GW} \cdot \mathrm{s}}$ berechnen (thermische Leistung).

Die Quelle der Neutrinos sind in erster Linie neutronenreiche Spaltprodukte, die über wiederholten β^- -Zerfall (siehe Gleichung (2.1)) fortwährend Elektronantineutrinos erzeugen. Da die Zahl und Energie dieser Neutrinos bekannt ist, lässt sich ihr Oszillationsverhalten besonders gut untersuchen. Als Beispiel wäre hier das KamLAND-Experiment zu nennen. [EEF⁺03] Es sammelt Daten von 53 umliegenden japanischen Kernkraftwerken und wertet deren Neutrinofluss mit einem Detektor aus. Dieser besteht aus 1879 Photomultipliern eingebettet in einen Nylonballon, 13 Meter im Durchmesser, der mit 1000 t flüssigem Szintillator gefüllt ist. Die Detektion erfolgt hier also mittels des inversen Betazerfalls nach Gleichung (2.3).

Mit Hilfe von Reaktorneutrinos gelang es der Double-Chooz-Collaboration Ende des Jahres 2011 einen Wert für den letzten bis dahin noch unbekannten Mischungswinkel θ_{13} anzugeben. [Dou11] (Mehr dazu findet sich in Abschnitt 2.3) Gemessen wurde dieser mit Hilfe eines "fernen" Detektors in einer Entfernung von $1000\,\mathrm{m}$ zum Reaktorkern. Dieser Wert konnte im Jahr 2012 durch die Inbetriebnahme eines "nahen" Detektors (Entfernung $400\,\mathrm{m}$) weiter präzisiert werden. [Dou12]

2.2.1.2 Beschleunigerneutrinos

Diese Art von Neutrinoquelle ist die zweite mögliche künstliche Quelle von Neutrinos. Während in Kernreaktoranlagen lediglich Elektron(anti-)neutrinos entstehen, haben Beschleunigerexperimente den Vorteil, dass sich damit auch Myonneutrinos erzeugen lassen und deren Oszillationsverhalten untersucht werden kann.

So verwendet das CNGS-Experiment am CERN ein Graphittarget, um bei dessen Beschuss mit Protonen eine Energiemenge von über 400 GeV freizusetzen (in der ersten Ausbaustufe). Diese Energie reicht aus, um jede Menge Mesonen zu erzeugen, hierbei insbesondere Pionen und Kaonen. Diese wiederum zerfallen in einer Kaskade (Abschnitt 2.2.2.4 auf Seite 13) in Myonen und myonische Neutrinos. Bei Beschleunigern lässt sich bauartbedingt der Strahl auf ein bestimmtes Ziel ausrichten, in diesem Fall das Gran Sasso Massiv in Italien. Dort soll der Detektor namens OPERA die erwartete Oszillation in Tauneutrinos nachweisen. [OPE10]

OPERA erregte übrigens am 23.09.2011 weltweit großes Aufsehen, als es im Widerspruch zu den bislang anerkannten Grundgesetzen der Physik, eine Fluggeschwindigkeit der Neutrinos maß, die über der Lichtgeschwindigkeit lag. Das Team rund um OPERA räumte zwar

ein, dass es selbst nicht daran glauben, den Fehler in den Berechnungen aber nicht finden könne und daher die internationale Forschergemeinschaft um Mithilfe bitte. Die Fehlerursache war letztlich aber kein Auswertungsfehler, sondern ein etwas zu locker sitzendes Lichtwellenleiterkabel, das dadurch sein Lichtsignal 10^{-5} s später übermittelte als geplant. [Gas13]

2.2.2 Natürliche Quellen

Künstliche Neutrinoquellen gibt es erst seit weniger als hundert Jahren, wohingegen die natürlichen Quellen teilweise bereits seit Milliarden von Jahren existieren. Sie machen auch den Hauptanteil der heutigen Neutrinos aus.

2.2.2.1 Primordiale Neutrinos

Primordial heißt wortwörtlich übersetzt: "von erster Ordnung". Manchmal spricht man auch einfach von Neutrinos, die beim Urknall in Prozessen der schwachen Wechselwirkung entstanden sind.

Bei freien Neutronen oder Protonen lässt sich (unter Normalbedingungen) nur der β^- Zerfall beobachten (Gleichung (2.1)), also der Zerfall eines Neutrons in ein Proton. Dass ein Proton in ein Neutron "zerfällt", wäre nach dem β^+ -Zerfall zwar denkbar, ist aber für ein freies Proton energetisch nicht möglich, denn ein Neutron ist ein kleines bisschen schwerer als ein Proton. Der Zerfall eines Neutrons setzt daher Energie frei. Der Zerfall eines Protons hingegen würde Energie benötigen, aber dazu fehlt die entsprechende Masse. Der β^+ -Zerfall (Gleichung (2.2)) kommt daher (fast) nur in Atomkernen vor, wo er bei seinem Auftreten die Energie den anderen Kernbausteinen entziehen kann. Dieser Energieentzug führt zu einer höheren Bindungsenergie aller Nukleonen im Kern. Man könnte auch bildhaft sagen, dass die Energie nur ausgeliehen wird. Würde man nämlich versuchen, das neu entstandene Neutron aus dem Kern zu entfernen, müsste man mehr Energie aufwenden, als das zuvor beim Proton der Fall gewesen wäre.

Es gibt dennoch Situationen, in denen auch der β^+ -Zerfall vorkommt und zwar immer dann, wenn überschüssige Energie vorhanden ist oder spezielle Bedingungen herrschen. Ist beispielsweise die Temperatur höher als die Differenz aus Neutronen- und Protonenmasse, dann findet eine Umwandlung in beide Richtungen statt. Das war zum Beispiel kurz nach dem Urknall der Fall. Erst als die Temperatur unter die Grenze $T\approx 1,3\,\mathrm{MeV}$ fiel (im natürlichen Einheitensystem entspricht 1 eV ca. 10 000 K), was etwa ein bis zwei Sekunden nach dem Urknall der Fall war, kam es zu einem Symmetriebruch, indem sich die schwache Kraft entkoppelte.

Jene Neutrinos bilden seitdem den sogenannten kosmischen Neutrinohintergrund und propagieren praktisch wechselwirkungsfrei durch unser Universum mit einer heutigen Dichte von $336 \, \frac{\text{Neutrinos}}{\text{cm}^3}$. [OW08]

2.2.2.2 Solare Neutrinos

Unsere Sonne, die vor rund 4,5 Milliarden Jahren entstanden ist, nutzt Kernfusion, um Energie freizusetzen. Da die Sonne am äußeren Rand "nur" eine Temperatur von 5 700 K hat, liegt die Quelle für Neutrinos, die durch Kernfusion entstehen, hauptsächlich im Inneren der Sonne, wo rund 14 Millionen Grad und hoher gravitativer Druck vorherrschen.

Unsere Sonne befindet sich noch im Stadium des sogenannten Wasserstoffbrennens, dessen Energie sich hauptsächlich aus der Proton-Proton-Reaktion speist, bei der ein Großteil des Heliums entsteht. Die restlichen 10% des Heliums entstehen beim Bethe-Weizsäcker-Zyklus (auch CNO-Zyklus oder Proton-Kohlenstoff-Zyklus), benannt nach Hans Bethe und Carl Friedrich von Weizsäcker. Weitere Reaktionen wie die Proton-Elektron-Proton- und die Helium-Proton-Reaktion sind ebenfalls möglich, kommen aber deutlich seltener vor.

12 2. Neutrinos

Für die Bildung von Atomkernen mittels Fusion ist mindestens ein Neutron erforderlich, das aber bei der Fusion von zwei Protonen zunächst nicht vorhanden ist. Im vorangegangen Abschnitt 2.2.2.1 wurde bereits darauf hingewiesen, dass die Umwandlung eines Protons zu einem Neutron Energie benötigt. Die Bildung von Deuterium, bestehend aus einem Proton und einem Neutron, setzt jedoch so viel Bindungsenergie frei, dass die benötigte Energie für die Umwandlung überkompensiert wird.

Zwei Protonen fusionieren also zu Deuterium, und nach Formel (2.2) für den β^+ -Zerfall, wird hierbei ein Positron und ein Neutrino frei. Dieses Deuterium wiederum fusioniert mit einem weiteren Proton zu Helium-3. Nun dauert es im Schnitt rund 100 000 Jahre, bis zwei Helium-3-Kerne unter Aussendung von zwei Protonen schließlich zum stabilen Helium-4 fusionieren. [Bet39] Im Folgenden nun die Energiebilanz des Gesamtprozesses und ein kurzer Überblick über die gerade beschriebenen Reaktionen:

$$2^{1}H + 2^{1}H \longrightarrow 2^{2}H + 2e^{+} + 2\nu_{e} + 0.84 \,\text{MeV}$$
 (2.8)

$$2e^+ + 2e^- \longrightarrow 4\gamma$$
 + 2,044 MeV (2.9)

$$2^{2}H + 2^{1}H \longrightarrow 2^{3}He + 2\gamma + 10,98 \,\text{MeV}$$
 (2.10)

$${}^{3}\text{He} + {}^{2}\text{He} \longrightarrow {}^{4}\text{He} + 2 {}^{1}\text{H} + 12,86 \,\text{MeV}$$
 (2.11)

Energiebilanz:
$$(-0.52 + 26.724) \text{ MeV} = 26.204 \text{ MeV}$$
 (2.12)

Bei der freigewordenen Energie muss berücksichtigt werden, dass die beiden Neutrinos die Sonne verlassen und damit Energie $(-0.52 \,\mathrm{MeV})$ davontragen.

In dem soeben beschrieben Fusionsprozess entstehen zwei Elektronneutrinos mit einer bestimmten Energiecharakteristik. Da es zahlreiche weitere Fusionsprozesse gibt, bei denen aber nur Elektronneutrinos entstehen, erstreckt sich die Energie der Neutrinos über einen weiten Bereich. Die Bestimmung der Energie solarer Neutrinos lässt also Rückschlüsse auf die konkret ablaufenden Fusionsprozesse im Innern der Sonne zu. Es gab eine Reihe von Experimenten, die sich auch mit solaren Neutrinos beschäftigen, drei seien hier stellvertretend genannt: das Super-Kamiokande [Sup98] in Japan, das SNO in Kanada [SNO02] und KamLAND in Japan [EEF⁺04].

2.2.2.3 Supernovaneutrinos

Nicht nur während seines Lebens setzt ein Stern wie unsere Sonne Neutrinos frei, sondern je nach Masse auch am Lebensende, wenn der Kernbrennstoff verbraucht ist. Mit einer Supernova bezeichnen wir das plötzlich eintretende, helle Aufleuchten eines Sterns durch eine Explosion an seinem Lebensende. Der Stern selbst wird dabei zerstört.

Prinzipiell gibt es zwei Arten von Supernovae, die mit Typ I und Typ II bezeichnet werden. Diese Einteilung geht primär auf Beobachtungen zurück, denn die physikalischen Abläufe hat man erst im frühen 20. Jahrhundert besser verstanden. Neutrinos entstehen nur beim Supernovatyp II. Bei Typ I lässt sich keine Wasserstofflinie beobachten, während das frühe Spektrum von Typ II eine Wasserstofflinie enthält, daher die Unterscheidung. Beide Arten haben wiederum drei Untertypen, die Ia, Ib, Ic sowie IIb, II L und II P genannt werden. Was als Rest nach einer Supernovaexplosion übrig bleibt, hängt von der Sternenmasse selbst ab. Ist diese etwa so groß wie unsere Sonne, bildet sich ein "Weißer Zwerg", liegt die Masse über acht Sonnenmassen $(M > 8M_{\odot})$, so entsteht in einer Supernova des Typs II ein Neutronenstern und ab ca. 25 Sonnenmassen $(M > 25M_{\odot})$ ein schwarzes Loch.

Ein Stern hat sein Lebensende erreicht, wenn der Fusionsprozess zum Erliegen kommt, spätestens aber, wenn als letztes Element Eisen-56 erzeugt wurde. Eisen hat die höchste Bindungsenergie aller Nuklide, daher lässt sich durch Fusion hin zu höheren Massenzahlen keine Energie mehr gewinnen. [GL11]

Ist ein Stern an diesem Punkt angekommen, reicht der Strahlungsdruck, der ihn bislang vor dem Gravitationskollaps bewahrt hat, nicht mehr aus und es kommt zur Kontraktion. Diese

erhöht die Dichte und damit auch die Temperatur im Innern des Sterns. Die gewaltige Zahl an Elektronen verhindert jedoch einen völligen Kollaps. Da Elektronen als Fermionen dem Pauli-Prinzip unterworfen sind, können sie nicht beliebig komprimiert werden. (Das Pauli-Prinzip verbietet es zwei Elektronen, den gleichen quantenmechanischen Zustand einzunehmen.) Der dadurch erzeugte Entartungsdruck bremst den Zusammensturz ab. Aufgrund der steigenden Temperatur werden Photodesintegrationsprozesse ermöglicht, die das zuvor produzierte Eisen wieder aufspalten und Protonen freisetzen, die im gleichzeitig stattfinden Prozess der Neutronisierung durch Elektroneneinfang (inverser β^+ -Zerfall) zu Neutronen umgewandelt werden. Genau bei diesem Vorgang entstehen die Elektronneutrinos. Dieser Prozess der Deleptonisierung geht mit enormen Energieverlusten einher. Er reduziert durch die geringer werdende Zahl an Elektronen den Entartungsdruck deutlich und der Kollaps beschleunigt sich wieder. Durch die noch immer hohe Temperatur werden zusätzlich Paarbildungsprozesse ermöglicht, die auch alle anderen Arten von Neutrinos hervorbringen, was wieder gewaltige Energiemengen benötigt. Diesen Vorgang nennt man auch Neutrinokühlung.

Die zusammenstürzenden Gasmassen prallen schließlich am Kern ab und fliegen auseinander. Zurück bleibt der Kern aus Neutronen, der sogenannte Neutronenstern mit Temperaturen von 10^{11} K. Die Supernovaexplosion ist beendet.

Auf der weit entfernten Erde bekommen wir davon zunächst nichts mit, weil das Licht (Photonen), das dieses Schauspiel aussendet, uns erst erreichen muss. Die Neutrinos treffen bereits einige Stunden vorher auf die Erde und können so als eine Art Frühwarnsystem dienen. Das Experiment IceCube am Südpol ist ein solches Frühwarnsystem und das bis dato größte Neutrinoexperiment mit einem Volumen von einem Kubikkilometer. [HK10] Mit ihm lassen sich Supernovaexplosionen noch in einer Entfernung von bis zu zehn Kiloparsecs aufspüren (rund 32 600 Lichtjahre).

Die wenigen Stunden Vorwarnzeit reichen aus, um Teleskope auf die Supernovaexplosion auszurichten und möglichst viele Daten über sie zu sammeln.

2.2.2.4 Atmosphärische Neutrinos

Allerding finden sich Neutrinoquellen auch in der Atmosphäre unseres Planeten. Neutrinos entstehen, da Sterne aus fernen Galaxien und aus der eigenen Milchstraße sowie die Sonne hochenergetische Teilchenstrahlung zu uns schicken, die man kosmische Strahlung nennt. Protonen (mit rund 87%) und α -Teilchen (mit rund 12%) machen hierbei den Hauptanteil aus. Den Rest stellen Atomkerne verschiedenster leichter Elemente, deren Zusammensetzung in etwa der der Sonne entsprechen.

In unserer Atmosphäre treffen sie dabei auf die dort häufig vorkommenden Elemente wie Stickstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff und es entstehen kaskadenartige Reaktionen. Aufgrund der enormen Energiemenge entwickeln sich regelrechte Teilchenschauer. Ein einziges kosmisches Teilchen erzeugt auf diese Art eine unvorstellbar große Zahl an Sekundärteilchen, darunter auch Pionen und Kaonen, die wiederum in Myonen und Myonneutrinos zerfallen. Myonen sind jedoch nicht stabil und zerfallen wiederum in Elektronen sowie Myon- und Elektronneutrinos. Ein einziges Ausgangsteilchen ist also für die Entstehung vieler Neutrinos verantwortlich. Ihre Energieverteilung ist breit und hängt ausschließlich von der Energie des Primärteilchens ab, das den Teilchenschauer initiiert hat. [GH02] Die möglichen Reaktionsgleichungen zeigen,

$$K^{\pm} \longrightarrow \pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \frac{\nu_{\mu}}{\bar{\nu}_{\mu}}$$
 (2.13)

$$\downarrow \qquad \qquad \downarrow \qquad$$

14 2. Neutrinos

dass ausschließlich Elektron- und Myonneutrinos in einem Verhältnis von 2:1 erzeugt werden. Das Experiment IceCube aus Abschnitt 2.2.2.3 ist ebenso auf atmosphärische Neutrinos sensitiv wie Super-Kamiokande, das im Abschnitt 2.2.2.2 im Zusammenhang mit solaren Neutrinos erwähnt wurde.

2.2.2.5 Geoneutrinos

Nachdem bisher alle Neutrinos aus natürlichen Quellen galaktischen Ursprungs waren, wenden wir uns zum Abschluss jenen Neutrinos zu, die auf natürliche Weise unten auf unserer Erde entstehen. Auch hier sind wieder radioaktive β -Zerfälle, dieses Mal von Kalium-40, Thorium-232 und Uran-238 in der Erde (bestehend aus Erdkern, Erdmantel und Erdkruste) dafür verantwortlich, dass Neutrinos erzeugt werden. [FLMV05] Man nennt sie ihrer Herkunft entsprechend Geoneutrinos. Streng genommen sind aber auch sie galaktischen Ursprungs (zumindest deren Elemente), da die schweren Elemente wie Thorium und Uran in Supernovaexplosionen entstehen und Kalium in Sternen erbrütet wird.

Das Schaubild 2.5 fasst noch einmal alle Neutrinoarten und ihre Flussdichten in einer Abbildung zusammen und bildet den Abschluss dieses Kapitels.

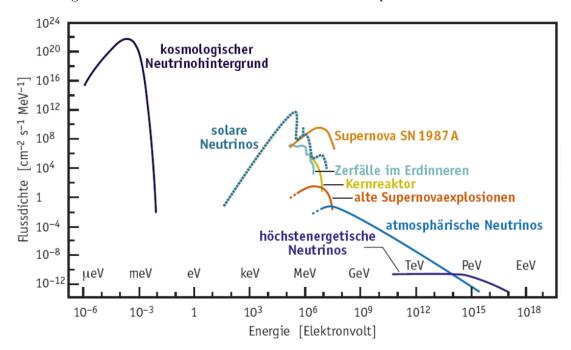


Abbildung 2.5: Die Flussdichte verschiedener Neutrinoquellen aufgetragen über ihrer Energie; doppeltlogarithmische Darstellung (entnommen aus [Dre13a])

2.3 Neutrinooszillation

2.3.1 Das Neutrino im Standardmodell

Bereits mehrfach wurde von den Neutrinos oder auch nur dem Neutrino gesprochen. Aber was ist das eigentlich?

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist ein gut bestätigtes und bewährtes Modell, welches die heute bekannten Elementarteilchen mit den dazugehörigen fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt. Das folgende Schaubild möchte dafür eine anschauliche Darstellung bieten. Die Teilchen ruhen auf Sockeln, auf denen rechts der Name der Teilchensorte steht, links der Name der fundamentalen Wechselwirkung und in Klammer dahinter der

Name des Teilchens, das diese vermittelt. Die farblichen Bereiche auf dem Boden (orange, hellblau und grün) zeigen an, zu welcher Familie oder Generation die Teilchen gehören. So zählen beispielsweise die up- und down-Quarks, das Elektron und das Elektronneutrino zur ersten (Teilchen-)Generation: Zusammengefasst sind also drei Generationen von Leptonen

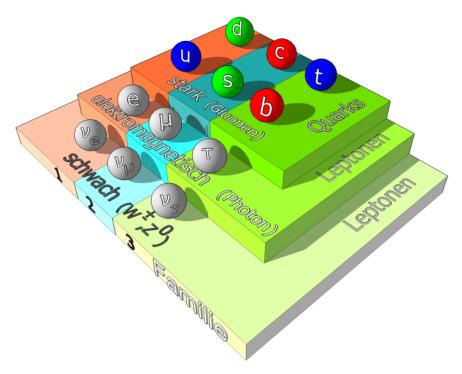


Abbildung 2.6: Das Standardmodell der Teilchenphysik im Überblick (entnommen aus [KIT14])

bekannt. Jede davon hat ihr elektrisches Teilchen (Elektron, Myon und Tauon) und ihr dazugehöriges Neutrino (Elektronneutrino ν_e , Myonneutrino ν_μ und Tauneutrino ν_τ). Lange Zeit dachte man, dass Neutrinos keine Masse haben. Das legten auch Messungen der Helizität von Neutrinos im Jahre 1958 durch M. Goldhaber nahe, die dem Neutrino eine rein negative Helizität zuschrieben. [GGS58] Die Helizität meint die Projektion des Spins eines Teilchens auf seinen Impulsvektor. Sind die beiden vollständig gleichgerichtet, dann ist diese 1, sind sie entgegengerichtet, dann ist die Helizität –1. In diesen Fällen gibt es keine Lorentztransformation eines Bezugssystems, das sich schneller bewegen kann. Daraus folgt nach der Relativitätstheorie zwingend eine verschwindende Masse, denn nur masselose Teilchen können eine eindeutig bestimmte Helizität haben. Für massebehaftete Teilchen lässt sich immer ein Bezugssystem finden, das das Teilchen überholt und sich damit seine Helizität umkehrt.

Im Standardmodell werden die Neutrinos als masselos angesehen, weil man ihnen zur Zeit der Entstehung dieses Modells keine Ruhemasse nachweisen konnte. Neuere Experimente zeigen aber, dass das Neutrino durchaus eine Masse, wenn auch eine kleine, haben muss. Es handelt sich um sogenannte Neutrinooszillationsexperimente. Die Neutrinooszillation ist eine Theorie, die bereits im Jahre 1957 von Bruno Pontecorvo formuliert wurde und im Folgenden kurz skizziert wird. [Pon57a] [Pon57b]

2.3.2 Oszillationsmodell

Es handelt sich bei der Neutrinooszillation um einen quantenmechanischen Vorgang, der besagt, dass sich die verschiedenen Neutrinosorten teilweise ineinander umwandeln können. Die drei uns bekannten Arten nennt man Flavour-Eigenzustände, sie werden mit $|\nu_e\rangle$,

16 2. Neutrinos

 $|\nu_{\mu}\rangle$ und $|\nu_{\tau}\rangle$ bezeichnet. Pontecorvo sagt nun, dass diese drei Zustände nicht mit den Masseneigenzuständen übereinstimmen, die man daher wie folgt bezeichnet: $|\nu_{1}\rangle$, $|\nu_{2}\rangle$ und $|\nu_{3}\rangle$. Der Zusammenhang zwischen Flavour- und Masseneigenzuständen lässt sich mit einer unitären Transformation wie folgt ausdrücken:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} |\nu_{i}\rangle \tag{2.15}$$

Bei drei Teilchengenerationen ist $U_{\alpha i}$ also eine unitäre 3x3-Matrix, die auch Mischungsoder PMNS-Matrix (für Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) genannt wird. Die Masseneigenzustände in dieser Gleichung sind aber keine Konstanten der Bewegung, das heißt ihre relativen Phasen ändern sich mit der Zeit, und das hat weitreichende Konsequenzen: Angenommen ein Elektronneutrino, also ein Neutrino beschrieben mit $|\nu_e\rangle$, besteht zu einem großen Teil aus $|\nu_1\rangle$ und zu einem kleinen Teil aus $|\nu_2\rangle$, ergibt sich in einiger Entfernung ein anderes Bild. Das Teilchen, das als Elektronneutrino gestartet ist, kann am Ziel ein Myonneutrino $|\nu_{\mu}\rangle$ sein, da nicht das Elektronneutrino durch den Raum propagiert, sondern nur seine Masseneigenzustände $|\nu_1\rangle$ und $|\nu_2\rangle$, die allerdings unterschiedlich schnell. Definitiv sicher (Wahrscheinlichkeit von 1) ist dies allerdings nur, wenn wir eine maximale Mischung annehmen und das Ausgangsteilchen exakt die Oszillationslänge L oder ein Vielfaches davon zurückgelegt hat. In allen anderen Situationen ändern sich lediglich die Wahrscheinlichkeiten, ein Neutrino eines bestimmten Flavours zu messen, wie in der Quantenmechanik üblich. Bei der Neutrinooszillation handelt es sich also um einen typischen Interferenzeffekt. Die zeitliche Entwicklung eines Zustands im Allgemeinen und hier eines Masseneigenzustands im Speziellen ist im Falle einer ebenen Welle in der Quantenmechanik wie folgt definiert:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - px)/\hbar} |\nu_i\rangle$$
 (2.16)

Damit lässt sich nun (genähert, wegen $v \approx c$) die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der sich ein Neutrino der Sorte α nach der Wegstrecke x in eines der Sorte β umgewandelt hat.

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = |\langle \nu_{\beta}(0) | \nu_{\alpha}(x) \rangle|^{2} \approx \sin^{2}(2\theta_{ij}) \cdot \sin^{2}\left(\frac{\Delta m_{ij}^{2} c^{4}}{4E_{\nu_{\alpha}}} \frac{x}{\hbar c}\right)^{2}$$
(2.17)

 θ_{ij} meint die Mischungswinkel, $\Delta m_{ij}^2 = \left| m_i^2 - m_j^2 \right|$ die Differenz der Massenquadrate und x bezeichnet die zurückgelegte Wegstrecke. Ist x=L, so wird die Wahrscheinlichkeit maximal. Weil die Wahrscheinlichkeit sich periodisch ändert, also oszilliert, spricht man von der Neutrinooszillation. Um diesen Sachverhalt noch einmal zu veranschaulichen, wird im Schaubild 2.7 auf der nächsten Seite von nur zwei Neutrinogenerationen und zwei Masseneigenzuständen ausgegangen, die miteinander mischen und anhand dieser die Oszillation gezeigt.

Eine entscheidende Voraussetzung für die Neutrinooszillation ist allerdings, dass die Neutrinos unterschiedliche Massen haben, insbesondere dass diese nicht null sind. Ohne Masse keine Oszillation. Ebenso gilt der Umkehrschluss: Wird Neutrinos ein Oszillationsverhalten nachgewiesen, müssen sie eine endliche Masse haben.

Raymond Davis Jr. (Nobelpreis 2002) hat schon in den 1960ern weniger Elektronneutrinos von der Sonne kommend gemessen, als man eigentlich nach dem Standard-Sonnen-Modell hätte erwarten müssen. Dieses Defizit hätte man mit der Neutrinooszillation erklären können, war sich aber lange unschlüssig, welches Modell zutreffend ist. [CDRD⁺98] Auch Davis Experiment konnte die Frage, ob Neutrinos eine Masse haben oder ob das Sonnenmodell unzureichend war, nicht beantworten. Sein Experiment war leider nur auf Elektronneutrinos sensitiv, konnte also nur die Abnahme dieses Flavours feststellen, nicht aber die Zunahme der beiden anderen.

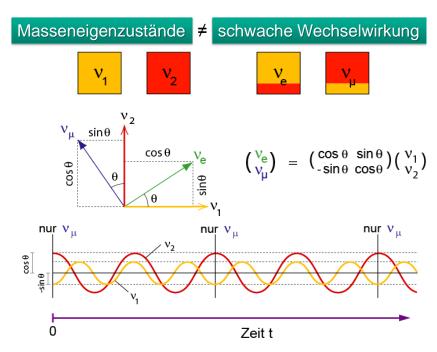


Abbildung 2.7: Veranschaulichung der Neutrinooszillation mit der vereinfachten Annahme, dass nur zwei Eigenzustände existieren (entnommen aus [Dre13b])

Heute wissen wir, das Sonnenmodell stimmt und Neutrinos oszillieren tatsächlich. Die endliche Masse von Neutrinos und deren Oszillationsverhalten deuten bereits eine Physik an, die über das Standardmodell der Teilchenphysik hinausgeht. Auch deswegen ist die Neutrinophysik ein so spannender Bereich der Teilchen- und Astrophysik.

Der eindeutige Nachweis der Oszillation konnte übrigens erst im Jahr 1998 durch das Super-Kamiokande-Experiment erbracht werden [Sup98], während das SNO-Experiment 2001 Davis folgte [SNO02], indem es alle drei Flavourzustände zu messen und damit das solare Neutrinoproblem zu lösen vermochte: Die Abnahme der Elektronneutrinos ging einher mit einer Zunahme bei den anderen beiden Flavours.

Alle gewonnenen Erkenntnisse können jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, dass die beiden wichtigsten Fragen zum Neutrino, nämlich nach seiner Masse und ob es sich bei ihm um ein Majorana-Teilchen handelt, noch immer nicht beantwortet sind.

2.4 Bestimmung der Masse

Auch die Idee Oszillationsexperimente heranzuziehen, um die Masse der Neutrinos zu bestimmen, führt nicht weiter, da über derartige Experimente nur Rückschlüsse auf Massendifferenzen gezogen werden könnten, aber keine Aussage über die individuelle Masse möglich sind. Das zeigt auch Gleichung (2.17), in die als Parameter nicht die Masse, sondern Massenquadratdifferenzen eingehen.

2.4.1 Indirekte Bestimmung

Da die größte Zahl an Neutrinos extraterrestrischen Ursprungs ist, liegt es nahe, kosmologische Methoden einzusetzen, um mehr über die Masse der Neutrinos herauszufinden. Vor allem primordiale Neutrinos (Abschnitt 2.2.2.1) könnten sich hierbei als nützlich erweisen. Sie zeigen aufgrund ihrer großen Dichte, dass Neutrinos sehr wahrscheinlich maßgeblich für die heutige Struktur unseres Universums mitverantwortlich sind. [Cer99] Tatsächlich geht man davon aus, dass Neutrinos in der Frühphase unseres Universums Strukturen "verwaschen" haben. Das deutet auch die berühmte Milleniumsimulation an, die nach

2. Neutrinos

Meinung vieler Physiker das wahrscheinlichste Szenario zur Entstehung des Kosmos darstellt. Zwar sind Neutrinos sehr leichte Teilchen, aber aufgrund ihrer enorm großen Zahl könnten sie zur Dichte des Universums in ähnlicher Weise beigetragen haben wie die uns bekannte sichtbare Materie. Je nach Masse fällt dieser Beitrag natürlich unterschiedlich groß aus. Mögliche Szenarien sind in Abbildung 2.8 veranschaulicht. Allerdings sind gerade

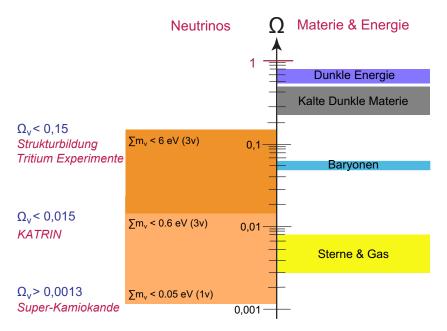


Abbildung 2.8: Auf der rechten Seite sind die Beiträge von dunkler Energie, kalter dunkler Materie, Baryonen und Sternen zur gesamten Energiedichte des Universums aufgetragen. Ihnen gegenüber steht der Anteil, den die Neutrinos in Abhängigkeit ihrer Masse an der Energiedichte hätten.

(Entnommen aus [Gro10], [KAT05] modifiziert)

die primordialen Neutrinos thermisch, das heißt ihre Energie liegt im μeV -Bereich, was ihren Nachweis auf absehbare Zeit unmöglich macht. Trotzdem gibt es auch in der Kosmologie Möglichkeiten, Aussagen über die Neutrinomasse zu machen bzw. über die Summe aller drei Neutrinomassen. Damit lässt sich zumindest eine Obergrenze für deren Summe angeben. Vielversprechend ist dabei die Methode, den kosmischen Mikrowellenhintergrund genauestens zu vermessen, was der Planck-Satellit zurzeit tut. Die daraus gewonnen Daten werden mit denen von Experimenten der "Großstrukturbeobachtung" (Large Scale Survey) und mit Messungen des Lyman- α -Waldes kombiniert. [Pla13] Mit den neuesten Daten ergibt sich damit eine Obergrenze von

$$\sum_{\alpha} m_{\nu_{\alpha}} < 0.23 \,\text{eV} \qquad (95\% \,\text{C.L.}) \tag{2.18}$$

für die Summe über die Massen aller Neutrinoflavour.

Kosmologische Methoden haben jedoch allesamt eine große Schwäche: Die Neutrinomasse ist lediglich einer von vielen Parametern in kosmologischen Modellen. Dieser Parameter könnte theoretisch mit größter Präzision bestimmt werden, aber natürlich nur dann, wenn alle anderen Parameter als bekannt vorausgesetzt werden. Obgleich die Forschung auf diesem Gebiet sehr weit fortgeschritten ist, kann sie nicht von sich behaupten, bereits alle Parameter zu kennen, geschweige denn zu beantworten, wie unser Universum exakt funktioniert. Wird also im Rahmen solcher Modelle eine Aussage über die Neutrinomasse gemacht, mag diese zwar innerhalb dieses Modells mit geringen Unsicherheiten behaftet sein. Das bedeutet aber nicht, dass die tatsächliche Neutrinomasse sich unabhängig von dem gewählten Modell ebenfalls innerhalb dieser Unsicherheitsgrenzen bewegt. In der Tat

verhält es sich genau umgekehrt: Erst die genaue Kenntnis der Neutrinomasse verbessert die kosmologischen Modelle und erhöht ihre Aussagekraft.

2.4.2 Direkte Methoden

Da die Kosmologie nur begrenzt Aussagen über die Neutrinomasse treffen kann, bleiben nur Methoden zu deren Bestimmung übrig, die nicht von einem kosmologischen Modell abhängig sind. Man spricht allgemein von modellunabhängigen Messmethoden. Das ist natürlich verkürzt gemeint, denn auch eine direkte Messmethode basiert auf einem Modell, das bestimmte physikalische Gesetzmäßigkeiten zugrunde legt, unabhängig von weiteren modellabhängigen Parametern. Und genau darauf zielt diese Formulierung ab.

Da Neutrinos auf natürliche Weise im β -Zerfall erzeugt werden, liegt es nahe, genau diesen Zerfall bei radioaktiven Quellen zu untersuchen. Die Methode besteht also darin, die Kinematik des β -Zerfalls – wie er in Gleichung (2.1) auf Seite 6 und in Fermis Theorie (Abschnitt 2.1.5) beschrieben ist – genau zu studieren. An der Reaktion sind drei Teilchen beteiligt: der Restkern, das Elektron und das Neutrino. Die Energie, die beim Zerfall freigesetzt wird, verteilt sich statistisch nach den Gesetzen der Energie- und Impulserhaltung auf die drei Reaktionspartner.

Würde man bei jedem Zerfall die Geschwindigkeit der drei Teilchen messen können (die Masse des Restkerns und des Elektrons sind bekannt), könnte man die Masse des Neutrinos einfach ausrechnen. Leider geht es nicht so einfach: Die Energie des Elektrons lässt sich zwar noch relativ genau bestimmen, die des Neutrinos jedoch nicht. Schon der Nachweis an sich ist eine Herausforderung (siehe beispielhaft Abschnitt 2.1.6 auf Seite 6 zum Poltergeistexperiment), es aber auch noch energetisch vermessen zu wollen, liegt außerhalb der heutigen technischen Möglichkeiten. Das ist aber auch nicht unbedingt notwendig, denn die Energie des Zerfalls muss sich auf die einzelnen Teilchen verteilen, aber sie wird auch benötigt, um die Teilchen überhaupt erst zu "erzeugen". Energie wird also in Masse nach Einsteins berühmter Formel $E=mc^2$ umgewandelt. Nur der Rest der Energie, die noch übrig bleibt, geht demnach in die Bewegung der Teilchen. Das Energiespektrum des Elektrons ist nach Fermis Theorie genau berechenbar. Entstehen Elektronen allerhöchster Energie, ist das nur möglich, wenn das Neutrino gerade nur die Energie für die Erzeugung seiner selbst in sich trägt, aber sonst keine zusätzliche Bewegungsenergie bekommt. Die Differenz zwischen der höchsten theoretisch möglichen Elektronenergie (bei einer verschwindenden Neutrinomasse) und der tatsächlich vorkommenden höchsten Elektronenenergie (bei einer endlichen Neutrinomasse) entspricht exakt der Masse des Neutrinos.

Da nur die Elektronen höchster Energien für solch eine Messung interessant sind, braucht man eine recht starke radioaktive Quelle, weil rein statistisch nicht viele Zerfallselektronen im hohen und höchsten Energiebereich zu erwarten sind.

Tritium

Ein Beispiel wäre das Gas Tritium, das auch bei KATRIN eingesetzt wird und nach Gleichung (2.19) zerfällt.

$$^{3}\mathrm{H} \longrightarrow {}^{3}\mathrm{He}^{+} + e^{-} + \bar{\nu}_{e}$$
 (2.19)

Im folgenden Bild ist das Energiespektrum der Elektronen, die beim Betazerfall von Tritium entstehen sowohl in Gänze als auch vergrößert am Endpunkt (rot für $m_{\nu} = 0 \,\mathrm{eV}$ und blau für $m_{\nu} = 1 \,\mathrm{eV}$) zu sehen (Abbildung 2.9 auf der nächsten Seite). Die Differenz der beiden Kurven entspricht der Neutrinomasse, wobei die rote Kurve nur eine theoretische und selbst nicht messbar ist. KATRIN versucht die blaue Kurve (oder eine Variante davon) zu bestimmen und daraus die Neutrinomasse abzuleiten. Das Schaubild lässt erahnen, wie

20 2. Neutrinos

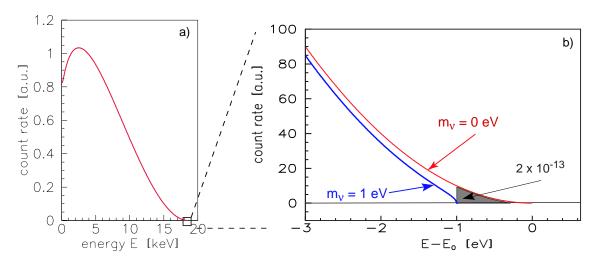


Abbildung 2.9: Elektronenergiespektrum des Tritium-Betazerfalls mit vergrößert dargestelltem Endpunkt (entnommen aus [KAT05])

klein die relative Zahl der höchstenergetischen Elektronen sein muss. Sie beträgt auch nur rund $2 \cdot 10^{-13}$. Ihr Energiespektrum lässt sich mit folgender Formel beschreiben:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E)p(E + m_e c^2)(E_0 - E)\sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4}\Theta(E_0 - E - m_\nu c^2) \quad (2.20)$$

Tritium selbst hat nur eine Halbwertszeit von $T_{1/2}=12,3$ Jahren und den zweitniedrigsten Endpunkt $E_{0,^3\mathrm{H}}=18,575\,\mathrm{keV}$ aller radioaktiven Elemente. Je niedriger der Endpunkt, desto wahrscheinlicher finden sich Elektronen in seinem Bereich, und je geringer die Halbwertszeit eines Isotops, desto weniger braucht man davon für eine hohe Aktivität. Den niedrigsten Endpunkt hat Rhenium mit $E_{0,^{187}\mathrm{Re}}=2,47\,\mathrm{keV}$, aber leider ist seine Halbwertszeit mit $T_{1/2}=4,3\cdot10^{10}$ Jahren sehr hoch. Doch viel ausschlaggebender, warum KATRIN auf Tritium setzt, ist der einfachere Kernaufbau Tritiums gegenüber Rhenium. Noch mehr Details hierzu finden sich im folgenden Kapitel 3 auf Seite 23, das detailliert auf KATRIN eingeht. Es gibt aber bereits zwei weitere Neutrinoexperimente aus Mainz und Troitsk, die mittels kinematischer Untersuchung des Zerfallsspektrums Obergrenzen für die Masse des Elektron-Antineutrinos festlegen konnten.

(Mainz [KBB⁺05])
$$m_{\bar{\nu}_e} \le 2.3 \,\text{eV} \quad (95\% \,\text{C.L.})$$
 (2.21)

(Troitsk [ABB⁺12])
$$m_{\bar{\nu}_e} < 2.05 \,\text{eV}$$
 (95% C.L. Feldman-Cousins method) (2.22)

Bei KATRIN erwartet man eine Sensitivität bis hinunter auf 0,2 eV (90% C.L.).

Rhenium

Auch wenn Rhenium mit den bekannten Nachteilen bei der Messung verbunden ist, gibt es trotzdem Bestrebungen, allein schon aufgrund der niedrigen Endpunktenergie, damit Messungen durchzuführen. Dieses Element kann nicht nur als Neutrinoquelle, sondern bei tiefsten Temperaturen auch als Detektor der Zerfallselektronen dienen. Die Absorption derselben führt nämlich zu einer leichten Temperaturerhöhung, die mit einem Mikrokalorimeter messtechnisch erfasst werden und damit zur Bestimmung der Neutrinomasse dienen kann. Das Milano-Experiment hat auf diese Weise eine Obergrenze errechnet von

(Milano [SA⁺04])
$$m_{\bar{\nu}_e} \le 15 \,\text{eV} \,(90\% \,\text{C.L.})$$
 (2.23)

Nach dem gleichen Messprinzip versucht das Experiment MARE bei besserer Energieauflösung und größerer Targetmasse die gleiche Sensitivität wie KATRIN zu erreichen. [Nuc12]

Neutrinoloser doppelter β -Zerfall

Die erste Frage scheint mit den im vorherigen Abschnitt 2.4.2 genannten Experimenten beantwortbar zu sein, doch wie sieht es mit der zweiten Frage nach der Natur des Neutrinos aus?

Es gibt Atomkerne, für die ist der einfache β -Zerfall energetisch verboten. Sie wären aber in der Lage, in einen energetisch günstigeren Zustand überzugehen, wenn ein doppelter Zerfall stattfände. Dieser ist stark unterdrückt und erfolgt unter Aussendung von zwei Neutrinos und wird daher auch mit $2\nu\beta\beta$ bezeichnet.

Wären Neutrinos gleichzeitig ihre eigenen Antiteilchen, auch Majorana-Teilchen genannt, dann könnten sie bereits während des doppelten Zerfalls einander auslöschen bzw. wären nur als virtuelle Teilchen "existent". Dieser Prozess funktioniert aber nur, wenn die Neutrinos massive Teilchen sind. Ein Experiment, das den neutrinolosen β -Zerfall nachweisen und vermessen könnte, hätte gleich mehrere Folgen: Zum einen wäre die Leptonenzahlerhaltung verletzt, die das Standardmodell aber vorsieht, zum anderen wäre zugleich nachgewiesen, dass Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, und es ließe sich auch die Majorana-Masse des Neutrinos messen.

Da beim neutrinolosen Doppelbetazerfall $(0\nu\beta\beta)$ keine Neutrinos ausgesandt werden, würde sich die Energie vollständig auf das Elektron übertragen und es ergäbe sich statt eines kontinuierlichen Spektrums eine scharfe Linie, die im Energiespektrum über dem kontinuierlichen läge. Dieser Sachverhalt soll mit Schaubild 2.10 verdeutlicht werden.

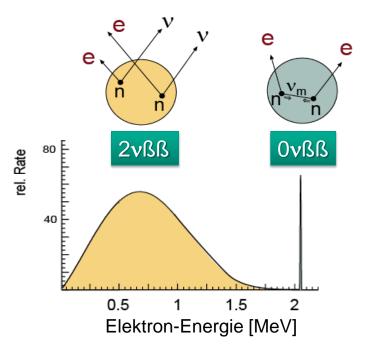


Abbildung 2.10: Energiespektrum der beiden denkbaren Doppelbetazerfälle mit graphischer Zerfallsdarstellung (entnommen aus [Dre13c])

Einige Wissenschaftler meinten, laut eines Artikels aus dem Jahre 2001, im Rahmen des Heidelberger-Moskau-Experiments eine Obergrenze für die Majoranamasse von $m_{\beta\beta} < 0.39\,\mathrm{eV}$ gefunden zu haben. [KHKKD01] Die Mehrheit der Physiker der Collaboration bezweifelt das aber. Ob es sich bei diesem Ergebnis tatsächlich um ein Signal oder lediglich um statistisches Rauschen handelt, wird in der Fachwelt kontrovers diskutiert. Ein neueres Experiment namens GERDA hat trotz besserer Untergrundreduktion die Ergebnisse des Heidelberg-Moskau-Experiments nicht bestätigen können. [GER13]

3. Das KATRIN-Experiment

Zu seinem Aufbau, das Messprinzip und die Personen dahinter

Am schönsten lässt sich das $\underline{\mathbf{Ka}}$ rlsruher $\underline{\mathbf{Tri}}$ tium $\underline{\mathbf{N}}$ eutrino Experiment, kurz KATRIN am Beispiel seines Logos einführen:



Abbildung 3.1: Das Logo des KATRIN-Experiments [KATb]

Der Schnabel des Paradiesvogels ist geformt nach dem griechischen Buchstaben ν , das Symbol für das Neutrino. Die darüber liegende Augenpartie verdeutlicht, dass es im Experiment genau genommen nicht um das Neutrino, sondern vielmehr um das Antineutrino $\bar{\nu}$ geht. KATRIN hat nämlich das Ziel, die effektive Masse des Elektron-Antineutrinos zu bestimmen. Ob Neutrino oder Antineutrino spielt nach heutigem Wissensstand für die Masse keine Rolle.

Die Sitzstange des Vogels mit der kleinen tiefgestellten 2 deutet das Element an, das als Quellmaterial Verwendung findet: Tritium. T_2 ist dabei die Kurzform für die Molekülformel von Tritiumgas. Tritium, auch überschwerer oder superschwerer Wasserstoff genannt, ist wegen seiner kurzen Halbwertszeit hochradioaktiv und das erklärt auch, warum das Experiment im ehemaligen Kernforschungszentrum Karlsruhe beheimatet ist, das viel Erfahrung im Umgang mit radioaktiven Stoffen (und die dazugehörigen Genehmigungen) vorweisen kann.

Das Kapitel beginnt mit der Darstellung des Messprinzips von KATRIN. Auf den darauf folgenden Seiten möchten wir uns das Experiment und seine Bestandteile genauer anschauen, um im Anschluss daran auf die Untergrundprozesse, deren Untersuchung auch Gegenstand dieser Diplomarbeit ist, überblicksartig einzugehen.

3.1 Wie es funktioniert

Um zu verstehen, wie KATRIN funktioniert und was es misst, muss noch einmal auf das Element Tritium und den damit verbundenen β -Zerfall eingegangen werden.

Bereits im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass die Bestimmung der Masse des Neutrinos durch genaue spektroskopische Analyse des Endpunkts des β -Zerfalls möglich ist. Die Zählrate in diesem Bereich ist sehr klein, was eine hohe Luminosität des Experiments erfordert, d.h. es müssen möglichst viele Elektronen, die die Tritiumquelle in diesem Energiebereich aussendet, analysiert werden können. Doch es kommt nicht nur auf die reine Anzahl der Elektronen an. Ohne ausreichende Energieauflösung lässt sich die kleine Abweichung am Endpunkt nicht erkennen. Das Schaubild 2.9 auf Seite 20 zeigt dies deutlich.

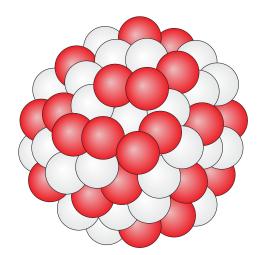
Trotzdem ist noch nicht klar, warum KATRIN auf Tritium setzt und nicht etwa auf Rhenium, dessen Endpunktenergie doch deutlich niedriger sein soll. Die Erklärung dafür steckt in Formel (2.20) auf Seite 20, sie ist in der Konstanten C zu finden.

$$C = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos(\theta_C)^2 |\mathcal{M}|^2$$
 (3.1)

Diese enthält die Fermi-Kopplungskonstante G_F , den Cabibbo-Winkel θ_C , einige Natur-konstanten mit Vorfaktoren und das entscheidende Kernmatrixelement \mathcal{M} .

Denn ausschlaggebend dafür, dass KATRIN auf Tritium setzt, ist das einfachere Kernmatrixelement von Tritium gegenüber dem von Rhenium. Je einfacher der Kern strukturiert ist (drei Kernbausteine bei Tritium gegenüber 187 bei Rhenium), desto weniger fehlerbehaftet ist auch die Berechnung des Kernmatrixelements \mathcal{M} .

Man kann sich das vorstellen wie bei einem Drei-Körper-Problem: Das Verhalten von zwei Körpern ist geschlossen analytisch lösbar, aber schon ab einer Anzahl von drei Körpern ist nur noch die numerische Berechnung möglich. Je mehr Körper hinzukommen, desto aufwändiger, ungenauer und fehleranfälliger wird die Berechnung. Das trifft auch aufs Kernmatrixelement zu. Je weniger "Körper" einbezogen werden müssen, desto genauer ist das Ergebnis. Hinzu kommt, dass die niedrigere Kernladung von Tritium die Berechnung der Energieverluste erleichtert, die die Zerfallselektronen erfahren.





(a) Kern von Tritium

(b) Kern eines komplexeren Elements

Abbildung 3.2: Gegenüberstellung zweier Kernaufbauten (Vorlage: [Gö14], mod.)

25

3.1.1 MAC-E-Filter

Durch KATRIN soll die Zahl der Elektronen mit einer bestimmten Energie ermittelt werden, die in direktem Bezug zu ihren Geschwindigkeiten steht. Im Prinzip ist der Sachverhalt einfach, denn es genügt einen elektrostatischen Filter einzusetzen, dessen Spannung gerade so groß gewählt ist, dass nur Elektronen mit entsprechend ausreichender Energie diesen passieren können. Elektronen, die durchgekommen sind, haben dann mindestens die der Spannung entsprechenden Energie und werden gezählt, alle anderen haben diese nicht und werden abgewiesen.

3.1.1.1 Voraussetzungen

Doch dabei ist zu bedenken, dass ein solches Retardierungspotential physikalisch bedingt hier nur auf die Impulskomponente in Longitudinalrichtung des Elektrons einwirkt. Da der Impuls eines jeden Teilchens aber beliebig gerichtet sein kann, ist auch eine beliebige Aufteilung auf Transversal- und Longitudinalenergie möglich. Und genau hier liegt das Problem: Um die gesamte kinetische Energie des Elektrons überhaupt messen zu können, muss der Impuls vollständig in longitudinale Richtung weisen. Das bedeutet, der Messaufbau muss die Richtung der Elektronen ändern. Mit Magnetfeldern lässt sich die Bahn von Elektronen zwar beliebig verändern, und im Gegensatz zu elektrischen Feldern wird ihnen hierbei auch keine zusätzliche Energie mitgegeben, trotzdem muss dabei beachtet werden: Findet die Ablenkung der Elektronen auf einer zu kurzen Wegstrecke statt, dann sind ihre Impulse nicht wie vorgesehen ausgerichtet und sie folgen keiner Magnetfeldlinie mehr. Man spricht hierbei vom nicht-adiabatischen Fall. Der zusätzliche Effekt, dass Elektronen aufgrund ihrer Richtungsänderung Energie verlieren, die in Form von Bremsstrahlung abgegeben wird, ist ebenfalls über den gesamten Aufbau mitzuberücksichtigen.

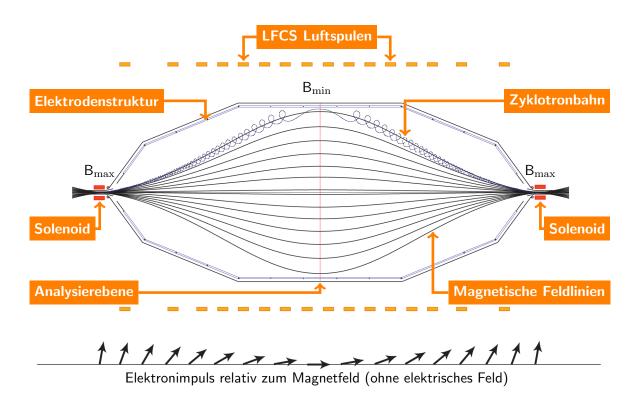


Abbildung 3.3: Funktionsweise des MAC-E-Filters am Beispiel des Hauptspektrometers nebst Darstellung des Elektronimpulses an verschiedenen Orten (entnommen aus [Hug08], modifiziert)

3.1.1.2 Funktionsweise des MAC-(E-Filters)

Sein Prinzip wurde erstmals von Beamson, Porter und Turner im Jahre 1980 [BPT80] vorgestellt, bereits in den Experimenten in Mainz und Troitsk eingesetzt (siehe Abschnitt 2.4.2 auf Seite 19) und da es auch in den beiden Spektrometern von KATRIN zum Einsatz kommt, soll es im Folgenden vorgestellt werden (Abbildung 3.3 auf der vorherigen Seite).

MAC-E-Filter ist eine Abkürzung für <u>m</u>agnetisch, <u>a</u>diabatische Kollimation (engl. <u>C</u>ollimation) der Elektronenimpulse kombiniert mit einem <u>e</u>lektrostatischen <u>Filter</u>. Es handelt sich also um ein zweiteiliges Konzept. Zwei supraleitende Solenoiden, je einer an beiden Enden eines Spektrometers, erzeugen ein axialsymmetrisches Magnetfeld, das am Ort der Magnete sein Maximum und in deren ungefähren Mitte sein Minimum hat. Auf dem Weg von einem Ende zum anderen läuft ein Elektron auf seiner Zyklotronbahn entlang einer Magnetfeldlinie. Ist das Spektrometer groß genug, erfolgt der Übergang von hohem Magnetfeld zu niedrigem Feld und wieder zurück adiabatisch (Magnetfeldgradient pro Zyklotronumdrehung ist klein), so dass das magnetische Moment $\mu = \frac{E_{\perp}}{B}$ des Elektrons erhalten bleibt. Beim Übergang von der höchsten Feldstärke hin zur niedrigsten wird ein eventuell vorhandener Transversalimpuls nahezu vollständig in longitudinale Richtung umgewandelt, so dass der Impulsvektor, der senkrecht zur Analysierebene steht, fast die komplette kinetische Energie des Elektrons trägt.

3.1.1.3 Funktionsweise des (MAC-)E-Filters

Erst jetzt kommt der elektrostatische Filter ins Spiel. Sein Retardierungspotential sorgt dafür, dass Elektronen, die eine kleinere Energie haben als es der angelegten Spannung entspricht, an einem bestimmten Punkt im Spektrometer reflektiert werden. Alle diese (Umkehr-)Punkte verschiedener Feldlinien entsprechen im optimalen Fall einer Ebene im Raum nahe dem Spektrometerzentrum, die Analysierebene genannt wird. Nur Elektronen mit einer höheren Energie können den Filter und damit die Analysierebene passieren und zum Detektor gelangen. Durch Veränderung des Potentials lassen sich nach Belieben Elektronen unter einer bestimmten Energie abweisen (integrale Messung) und durch ausreichend feine Abtastung des Energiebereichs nahe des Endpunkts des Zerfallsspektrums die Neutrinomasse ableiten. Weil aber die Neutrinomasse so extrem klein ist, ist es wichtig, dass die vollständige Elektronenenergie vom Filter erfasst, also die Spannung des Potentials höchst genau einstellbar ist und konstant gehalten wird, um die winzige Änderung am Endpunkt mit ausreichender Genauigkeit messen zu können.

3.1.1.4 Grenzen des Prinzips

Da die magnetische Flussdichte in der Analysierebene nicht vollständig auf null abfallen und damit auch nicht die komplette kinetische Energie der Elektronen in Longitudinalrichtung umgewandelt werden kann, ergibt sich ein endliches Auflösungsvermögen des MAC-E-Filters und eine Transmissionsbreite des Hauptspektrometers von

$$\Delta E = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \cdot E_0 = 0.93 \,\text{eV} \tag{3.2}$$

(mit $B_{\min} = 3 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{T}$, $B_{\max} = 6 \,\mathrm{T}$ und $E_0 = 18.6 \,\mathrm{keV}$).

3.1.1.5 Magnetischer Spiegeleffekt

Dass eine Änderung der magnetischen Flussdichte mit einer Umwandlung von Longitudinalin Transversalenergie oder umgekehrt einhergeht, hat allerdings noch eine weitere Konsequenz: Stellt sich der Impulsvektor so weit auf, dass er 90° übersteigt, bedeutet das eine Umkehr der Bewegungsrichtung der Elektronen. Diesen Effekt nennt man magnetischer Spiegel. Da wir überall im experimentellen Aufbau Magnetfeldern begegnen, und das Feld in der Quelle mit $B_{\rm start}=3,6\,{\rm T}$ kleiner ist als das im Experiment maximalvorkommende ($B_{\rm max}=6\,{\rm T}$), tritt dieses Phänomen immer dann auf, wenn der Startwinkel θ der Elektronen relativ zur Strahlachse einen gewissen Wert $\theta_{\rm max}$ übersteigt. Nur Elektronen mit einem Startwinkel kleiner als der Grenzwinkel ($\theta<\theta_{\rm max}$) haben überhaupt eine Chance bis zum Detektor zu gelangen.

$$\theta_{\text{max}} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{B_{\text{start}}}{B_{\text{max}}}}\right) = 50,77^{\circ}$$
 (3.3)

3.2 Aufbau von KATRIN

KATRIN befindet sich auf dem Gelände des Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Der Aufbau des Experiments erstreckt sich über eine Länge von 70 m und ist zur besseren Gliederung in fünf Sektionen eingeteilt (Abbildung 3.4).

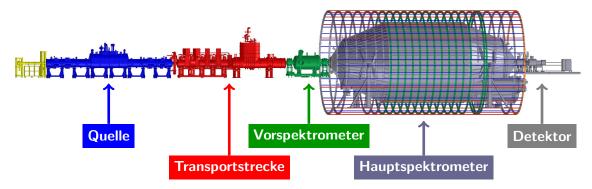


Abbildung 3.4: Aufbau des KATRIN-Experiments [KATa]

Beim ganz linken (gelben) Bereich, der in der Abbildung nicht näher beschrieben ist, handelt es sich um die sogenannte "rear section", die der Überwachung und Kalibration der Quelle dient. Die weiteren Sektionen werden im Folgenden von der Quelle ausgehend bis zum Spektrometer-Detektor-System näher vorgestellt.

3.2.1 Quelle

Bevor KATRIN etwas messen kann, müssen zunächst die Elektronen erzeugt werden. Das Leben der Elektronen beginnt in der fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle, abgekürzt WGTS, was für "Windowless Gaseous Tritium Source" steht. Das 10 m lange Strahlrohr aus Edelstahl, das die gesamte Sektion durchzieht, hat einen Innendurchmesser von lediglich 90 mm. Nur ganz im Zentrum wird das molekulare Tritium über ein Kapillarsystem in die Kammer eingelassen und diffundiert von dort aus nach außen (Abbildung 3.5 auf der nächsten Seite). Das hier verwendete Tritium weist eine Isotopenreinheit von über 95% auf und wird auf einer Temperatur von 27 K gehalten. Die Quelle hat eine Aktivität von etwa 10^{11} Bq (Zerfälle pro Sekunde) und ihre Säulendichte beträgt rund $5 \cdot 10^{17}$ Teilchen pro Quadratzentimeter. Durch den β -Zerfall entsteht also eine gewaltige Zahl an Elektronen pro Sekunde, die über supraleitende Solenoiden mit einer magnetischen Flussdichte von B = 3,6 T adiabatisch entlang der Magnetfeldlinien zu beiden Ausgängen der WGTS geführt werden. [KAT05]

Dass die Quellensektion fensterlos ist, hat seinen Grund darin, dass die Elektronen bei der Durchquerung eines festen Mediums wie bei einem Fenster einen Teil ihrer Energie abgeben würden. Eine präzise Energievermessung wäre dann unmöglich. Es ist daher äußerst wichtig, dass die Elektronen keinesfalls Energie verlieren oder gewinnen. Allerdings

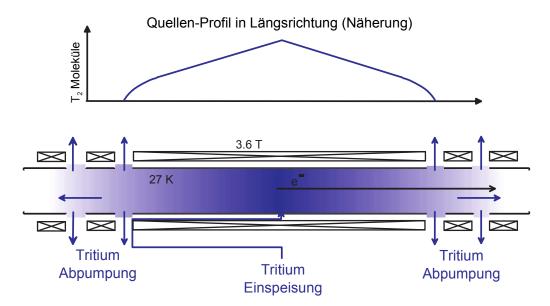


Abbildung 3.5: Quellen-Profil und schematische Darstellung der Tritiumquelle (WGTS) (entnommen aus [Gro10], [KAT05] modifiziert)

bringt diese Bauart erhebliche Nachteile mit sich: Das Tritium muss aufwändig abgepumpt werden, denn auch kleinste Spuren des Elements würden in den Spektrometern schädlichen Untergrund erzeugen. An beiden Enden des Aufbaus befindet sich daher je eine differentielle Pumpensektion (DPS), um das Tritiumgas abzusaugen, das nach etwa einer Sekunde Diffusionszeit dort ankommt. Das dadurch zurückgewonnene Tritium kann bei der nächsten Injektion wieder verwendet werden und dank dieses Kreislaufs ein Tritiumdurchfluss von 40 g pro Tag erreicht werden. Um die beiden möglichen Absaugrichtungen unterscheiden zu können, werden diese mit "front" und "rear" bezeichnet und dem Namen der Sektion angehängt. Die vollständige Bezeichnung der Pumpensektionen lautet demnach DPS1-R und DPS1-F. Die folgende Abbildung 3.6 zeigt die Quelle noch einmal in einer dreidimensionalen Darstellung mit Markierung der Pumpensektionen.



Abbildung 3.6: CAD-Darstellung der fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle WGTS $[\mathrm{KATc}]$

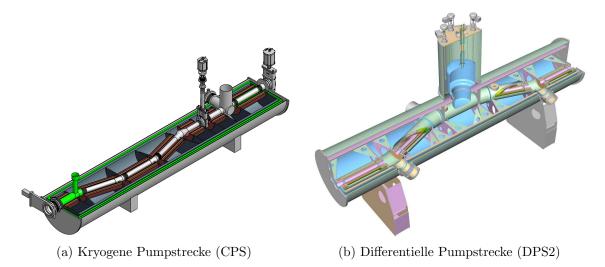


Abbildung 3.7: Die beiden Pumpstrecken CPS und DPS2 nebeneinander (Abbildungen entnommen aus [Mül07] und [KAT05])

3.2.2 Transportstrecke

Die zuvor genannten Pumpensektionen (DPS1-R und DPS1-F) sind nicht in der Lage, das Tritium in ausreichendem Maße abzusaugen, so dass sich in diesem zweiten Abschnitt gleich zwei weitere Pumpensysteme befinden, die mit DPS2 und kryogener Pumpensektion oder " $\underline{\mathbf{C}}$ ryogenic $\underline{\mathbf{P}}$ umping $\underline{\mathbf{S}}$ ection" (CPS) bezeichnet werden.

Der Transportabschnitt hat die Aufgabe, die Elektronen (wieder mittels supraleitender Solenoiden mit $B=5,6\,\mathrm{T}$) adiabatisch weiter in Richtung der nächsten Sektion zu führen, während zur gleichen Zeit seine Pumpensektionen den Tritiumfluss um weitere zwölf Größenordnungen bis hinunter auf etwa $10^{-14}\,\frac{\mathrm{mbar}\cdot\ell}{\mathrm{s}}$ reduzieren. Die differentielle Pumpstrecke besteht hierfür aus fünf etwa 1 m langen Strahlrohren mit einem Durchmesser von 75 mm, ausgestattet mit Turbomolekularpumpen, die den Gasfluss reduzieren. Die kryogene Pumpstrecke hingegen nutzt keine Pumpen im klassischen Sinne, sondern setzt auf Adsorption der Tritiummoleküle. Auf der drei bis fünf Kelvin kalten Innenwand frieren die Moleküle fest. Die mit Argonschnee bekleidete Oberfläche verbessert dabei die Adsorption zusätzlich, weil Argon bei derartigen Temperaturen nadelförmige Strukturen ausbildet, die die belegte Oberfläche vergrößern. Da dieser Prozess ein rein passiver ist, muss das System alle 60 Tage einmal von gasförmigem Helium durchspült werden, um die Aufnahmefähigkeit des Schnees für Tritium aufrecht zu erhalten. Nicht nur die kryogene Pumstrecke wird gekühlt, sondern auch die differentielle und zwar mit flüssigem Stickstoff auf 77 K.

Die beiden Abbildungen 3.7a und 3.7b sollen den Aufbau beider Pumpstrecken verdeutlichen. Besonders hervorzuheben ist der nicht-gerade Aufbau beider Sektionen, um ein einfaches, geradliniges Durchfliegen ("Beaming-Effekt") der Moleküle durch die einzelnen Abschnitte zu unterbinden. In der differentiellen Pumpensektion liegt die Verkippung bei 20°, während sie sich bei der kryogenen Sektion auf nur 15° beläuft.

Um ein niedriges Untergrundlevel im Hauptspektrometer von $10\,\mathrm{mHz}$ zu erhalten, muss der Tritiumfluss deutlich reduziert werden. [KAT05] DPS1-F und DPS2 schaffen in Kombination eine Reduktion des Flusses um 10^7 , um gemeinsam mit der CPS die für eine niedrige Untergrundrate erforderlichen 14 Größenordnungen zu erreichen.

3.2.3 Spektrometer-Detektor-System (SDS)

Nach Verlassen der Transportstrecke haben die Elektronen knapp die Hälfte ihres Weges zum Detektor zurückgelegt und erreichen die Spektrometersektion.

¹Adsorption meint die Anlagerung von Gasen od. gelösten Stoffen an der Oberfläche eines festen Stoffes

3.2.3.1 Vorspektrometer

Das Vorspektrometer, in das die Elektronen als nächstes gelangen, wurde ursprünglich als verkleinerte Version des großen Hauptspektrometers gebaut, um damit Testmessungen durchführen zu können. Im aktuellen Aufbau wird es aber dazu benutzt, die ankommenden Elektronen vorzusortieren.

Es hat einen Durchmesser von 1,7 m bei einer Länge von 3,4 m. Das im Innern befindliche Drahtelektrodensystem (siehe hierzu auch Abschnitt zum Hauptspektrometer) hat ein Potential von $U=-18,3\,\mathrm{kV}$ gegenüber der Quelle und verursacht damit eine Rückreflexion sämtlicher Elektronen mit einer Energie von weniger als 18,3 keV (wie in Abschnitt 3.1.1 auf Seite 25 dargelegt). Nur Elektronen mit einer höheren Geschwindigkeit können diese Barriere passieren, was deren Fluss um sechs Größenordnungen von rund 10^{10} auf 10^4 Teilchen pro Sekunde reduziert. Auf diese Weise werden dem Hauptspektrometer nur Elektronen im Endpunktbereich zugeführt (Abbildung 2.9 auf Seite 20). Das Vorspektrometer könnte im Gegensatz zum Hauptspektrometer nur eine Energieauflösung von 83 eV am Endpunkt erreichen.

Abbildung 3.8 zeigt das Vorspektrometer auf seiner Tragkonstruktion mit Beschriftung seiner Bestandteile. Die Elektronen werden hier wieder mittels zweier Solenoiden mit einer Flussdichte von je $B=4,5\,\mathrm{T}$ durch die Sektion geführt, dieses Mal weiter zum Hauptspektrometer.

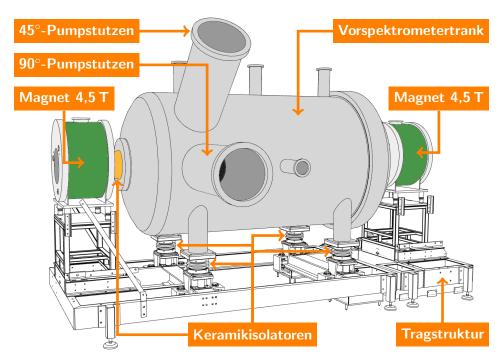


Abbildung 3.8: CAD-Zeichnung des Vorspektrometers mit Tragkonstruktion (entnommen aus [Frä10], übersetzt)

3.2.3.2 Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer ist der Teil des Experiments, für das KATRIN in der Öffentlichkeit bekannt ist. Das gigantische Spektrometer mit einer Länge von 23,28 m und einem Innendurchmesser von 9,8 m bringt immerhin knapp 200 Tonnen Gewicht auf die Waage. Die Ankunft in Leopoldshafen wurde von vielen Schaulustigen begleitet (Abbildung 3.9 auf der nächsten Seite). Die Länge des Spektrometers ergibt sich daraus, dass der Impulsübergang adiabatisch erfolgen soll, während der Durchmesser seine Größe erfordert, um die magnetische Flussdichte in der Analysierebene ausreichend klein werden zu lassen. Umgeben ist das



Abbildung 3.9: Die Ankunft des großen Hauptspektrometertanks am 25.11.2006 [KIT06]

Spektrometer von zwei Luftspulensystemen, die zur Feinjustage des Magnetfeldes (LFCS) sowie zur Erdmagnetfeldkompensation (EMCS) eingesetzt werden.

Analog zum Vorspektrometer arbeitet auch dieses nach dem MAC-E-Filter-Prinzip, das in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wurde. Im Gegensatz zum Vorspektrometer, das mit einem konstant gehaltenen Gegenfeld arbeitet, kann beim Hauptspektrometer das Retardierungspotential variiert werden, um den Endpunkt genau vermessen zu können. Dieses Potential wird über ein Elektrodensystem und durch direktes Anlegen der Reardierungsspanung an die Spektrometerwand erzeugt.

Elektrodensystem zur Untergrundreduktion

Die Aufgabe der Feinabstimmung des elektrischen Potentials nebst Untergrundreduktion wird von einem aufwändigen Elektrodensystem übernommen, das aus 248 Modulen mit mehr als 23 000 einzelnen Drähten besteht. Es wurde innerhalb von sieben Jahren aus mehr als 130 000 Einzelteilen an der Universität Münster aufgebaut und schließlich zusammen mit dem KIT im Spektrometertank montiert. Im Januar 2012 war es dann soweit und die letzte Elektrode wurde installiert.

Die Module sind an einer Haltestruktur bestehend aus Schienen montiert, an der der Autor dieser Diplomarbeit im Jahre 2009 auch schon mitgewirkt hat. Im Rahmen der damaligen hilfswissenschaftlichen Tätigkeit mussten 318 unterschiedliche Schienenzusammenbauten berechnet und die dazugehörigen Datenblätter erzeugt werden. Da keine Schiene der anderen gleicht, war ein ausgeklügeltes System erforderlich, um mögliche Fehler auszuschließen und die Monteure vor Ort zu entlasten.

Es handelt sich bei den Elektroden um ein zweilagiges System, bei dem die innere Drahtlage mit einem höheren negativen Potential als die äußere beaufschlagt werden kann. Diese wiederum ist negativ zur Tankwand eingestellt. Dadurch soll der Untergrund, der von der Tankwand ausgeht, weiter reduziert werden. Vor allem myon-induzierte Untergrundelektronen und Elektronen, die durch radioaktiven Zerfall in der Tankwand entstehen, sollten effektiv abgeschirmt werden können, da sie nicht gegen das negative Potential – von der Wand aus gesehen – anlaufen können. Um Elektronen zu entfernen, die in Penning-Fallen

gefangen sind und dort kontinuierlich Untergrund generieren, kann das Elektrodensystem im sogenannten Dipolmodus betrieben werden. Die Speicherbedingung wird gebrochen, indem durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift die gefangenen Elektronen zur Tankwand hin abgelenkt werden. Näheres zu Untergrundprozessen und deren Reduktion ist Abschnitt 3.4 zu entnehmen.

Untergrund ist aber auch die Begründung für die erforderliche Güte des Vakuums. Restgasionsation erzeugt Untergrundelektronen, weshalb ein möglichst hohes Vakuum wünschenswert ist, um diesen Effekt so klein wie möglich zu halten. In beiden Spektrometern wird daher ein Ultrahochvakuum (UHV) im Bereich von etwa 10^{11} mbar mittels Turbomolekularund Getterpumpen erzeugt.

3.2.3.3 Detektor

Der Großteil der in der Quelle entstandenen Elektronen gelangt gar nicht bis zum Detektor. Er ist die letzte Sektion des beschriebenen Aufbaus und hat die Aufgabe, die übrig gebliebenen Elektronen, die nicht vom Hauptspektrometer gefiltert wurden, messtechnisch zu erfassen. Obwohl die Elektronen schon energiegefiltert sind, braucht der Detektor eine ausreichend hohe Energieauflösung, um zwischen Nutzsignal und störendem Untergrund unterscheiden zu können. Doch auch das ist nur eine von weiteren Anforderungen, die er erfüllen muss:

Angefangen von der guten räumlichen Auflösung, über seine Eignung in hohen Magnetfeldern von etwa 5 T arbeiten zu können, bis hin zu einem niedrigen intrinsischen Untergrund (geringes Rauschen) und der Fähigkeit hohe Raten zwecks Kalibration zu verarbeiten, ist der Detektor hohen Erwartungen ausgesetzt. Ist das Hauptspektrometer das Herz, dann ist er das Auge von KATRIN. Ohne den Detektor könnten die Elektronen des Endpunkts des β -Spektrums von Tritium nicht "gesehen" werden.

Der Detektor selbst ist ein kreisrunder Silizium-Halbleiter-Wafer, 9 cm im Durchmesser, eingebettet in einem Solenoiden mit einer 148-fach segmentierten PIN-Diode, angeordnet in zwölf Ringen mit je zwölf Pixeln (Segmente) plus vier Pixel, die das Zentrum bilden,



Abbildung 3.10: Foto des Detektorwafers, deutlich sichtbar die Pixelsegmentierung (entnommen aus [Har12])

das sogenannte "bulls eye". Die Energieauflösung eines einzelnen Pixels liegt bei etwa 1,4 keV (FWHM). Die Aufteilung der einzelnen Segmente wurde bewusst so gewählt, dass alle die gleiche Fläche einnehmen, obwohl der Radius nach außen hin immer größer wird. Der Detektor zählt folglich nicht nur einfach die einzelnen Elektronen, sondern ermöglicht dank seiner hohen Ortsauflösung die Untersuchung des Strahlprofils, um die in der Analysierebene auftretenden Inhomogenitäten im E- und B-Feld bei der späteren Datenanalyse mit einbeziehen zu können.

Zusätzlich befindet sich vor dem Detektorwafer eine kleine Nachbeschleunigungselektrode, die sogenannte PAE^2 . Sie gibt den Elektronen noch einmal typischerweise 25 keV an Energie mit (bis zu $10\,\mathrm{keV}$ in der SDS-Commissioning-Phase). Dadurch, dass die Elektronen mit einer höheren Energie am Detektor ankommen, sein intrinsisches Rauschen aber gleich bleibt, wird das Signal-Rauschverhältnis verbessert.

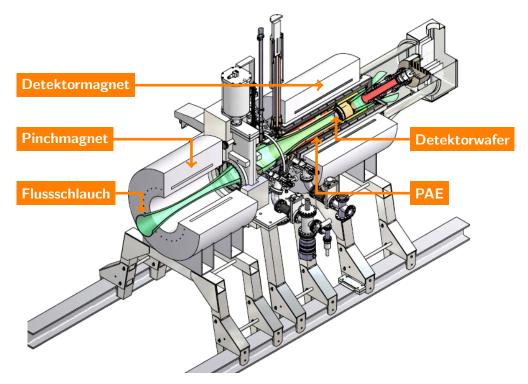


Abbildung 3.11: CAD-Darstellung der Detektorsektion (entnommen aus [B⁺12], mod.)

3.2.4 Monitorspektrometer

Dieses Spektrometer ist eine Besonderheit und nicht im bereits beschriebenen KATRIN-Aufbau dargestellt. Es handelt sich um das ehemalige Mainzer Spektrometer, erwähnt in Abschnitt 2.4.2 auf Seite 20. Es steht parallel zum eigentlichen Strahlverlauf in einer Nachbarhalle, ist an das gleiche Hochspannungssystem angeschlossen wie das Hauptspektrometer und dient der Überwachung des Hochspannungssystems. [Gou10] Die Spannung wird mit einem Spannungsteiler im ppm-Bereich³ stabil gehalten, um eine ausreichend hohe Auflösung des Endpunkts des β -Spektrums zu gewährleisten. Um auch langfristige Drifts erkennen zu können, bedient sich das Monitorspektrometer einer radioaktiven Quelle (Krypton-83), dessen Transmissionsverhalten sehr genau bekannt ist und das damit eine Art natürliche Referenz liefert.

 $^{{}^{2}\}mathbf{P}$ ost $\mathbf{\underline{A}}$ cceleration $\mathbf{\underline{E}}$ lectrode

 $^{^3{\}rm Ents}{\rm pricht}$ einer Genauigkeit von 1 zu 1 000 000 bzw. Schwankungen im Millivoltbereich

3.3 Sensitivität

Auch wenn beim Hauptspektrometer von einer Auflösung von $\Delta E = 0.93\,\mathrm{eV}$ ausgegangen wird, soll das KATRIN-Experiment die Neutrinomasse modellunabhängig (wie in Abschnitt 2.4.2 auf Seite 19 bereits erläutert) mit einer Sensitivität von $0.2\,\mathrm{eV}$ (90% C.L.) bestimmen. Wie schnell dieser Punkt erreicht sein wird, ist eine rein statistische Frage und hängt stark vom Untergrund ab. Nach etwa drei Jahren Messzeit kann diese Sensitivität erreicht werden, wenn die Untergrundrate unter 10 mHz gehalten werden kann. [Glü05] Um eine Größenordnung besser zu sein als das Mainzer Experiment, muss KATRIN das Spektrum der Elektronen um zwei Größenordnungen genauer vermessen, damit die Gesamtunsicherheit den Wert $\sigma_{tot} = 0.0025\,\mathrm{eV}^2$ nicht überschreitet.

3.4 Untergrundprozesse im Hauptspektrometer

Es gibt mehrere Prozesse, die für den unerwünschten Untergrund verantwortlich sind, und einige von ihnen sind bereits kurz in Abschnitt 3.2.3.2 auf Seite 31 erwähnt worden. Fünf Prozesse sollen im Folgenden vorgestellt werden.

3.4.1 Radioaktiver Zerfall

Zwar ist es das Ziel, möglichst alle Tritiummoleküle abzusaugen, bevor sie in die Spektrometer gelangen, dennoch kann nur ein gewisser Minimaldruck gewährleistet werden. Bei KATRIN ist für den Tritiumpartialdruck $p(T_2)$ eine Obergrenze von 10^{-20} mbar festgelegt worden. Das entspricht insgesamt einer Zahl von $4 \cdot 10^5$ Tritiummolekülen. [KAT05] Bei Tritium tragen zusätzlich zu den β -Zerfallselektronen auch Sekundärelektronen aus seiner Valenzschale (bei etwa 15% der Zerfälle) zum Untergrund bei.

Neben Tritium gibt es noch eine Reihe weiterer radioaktiver Isotope, die sich durch ihren Zerfall negativ bemerkbar machen. Dazu zählen u.a. die in Edelstahl häufig vorkommenden Elemente Kobalt-60, Cäsium-137 und Kalium-40. Auch hier ist hauptsächlich der β -Zerfall die dominante Zerfallsart, wobei die Wahrscheinlichkeit eher gering ist, dass diese Zerfallselektronen in das Spektrometerinnere gelangen.

3.4.2 Kosmische Strahlung

Mit dieser zweiten Art von Strahlung sind hauptsächlich kosmische Myonen gemeint, aber auch natürliche γ -Strahlung. Beide können Elektronen aus der Tankwand auslösen. Zwar kann ein großer Teil durch den magnetischen Abschirmeffekt des MAC-E-Filters vom Detektor ferngehalten werden, gleichwohl dringen immer wieder Elektronen in den Flussschlauch ein und tragen somit zum Untergrund bei. Besonders dann, wenn das Magnetfeld nicht perfekt axialsymmetrisch ist (was es in Realität nie sein kann), ist die magnetische Abschirmung nicht vollkommen. Die bereits in Abschnitt 3.2.3.2 beschriebene Drahtelektrode ergänzt den MAC-E-Filter mit ihrem elektrischen Feld. Die Elektroden liegen also auf einem negativen Potential gegenüber der Spektrometerwand, gegen das die Elektronen aus der Wand anlaufen müssen und auf diese Weise abgeschirmt werden.

3.4.3 Penning- und magnetische Fallen

Teilchen, die sich bereits innerhalb des Flussschlauches befinden, können durch den MAC-E-Filter leider entweder in einer magnetischen oder einer Penningfalle festgehalten bzw. gespeichert werden.

Eine Penningfalle funktioniert folgendermaßen: Ein Teilchen wird durch ein elektrisches Potential (hier horizontal) eingeschlossen (z. B. indem dieses nach außen hin ansteigt). Ein Magnetfeld, das das Teilchen in der anderen Richtung (hier vertikal) einschließt, zwingt es

nun auf eine Zyklotronbahn um eine der Feldlinien (Abbildung 3.12a).

Um eine magnetische Falle aufzubauen, genügt bereits ein inhomogenes Magnetfeld. Der Prozess ist dann der gleiche wie der beim MAC-E-Filter bereits beschriebene: Der Impulsvektor eines Teilchens stellt sich auf, wenn es von einem Gebiet mit niedriger Feldstärke in eines mit höherer übergeht. Das kann so weit gehen, bis das Elektron umkehrt. Passiert dieser Vorgang periodisch, spricht man von einer (magnetischen) Falle (Abbildung 3.12b).

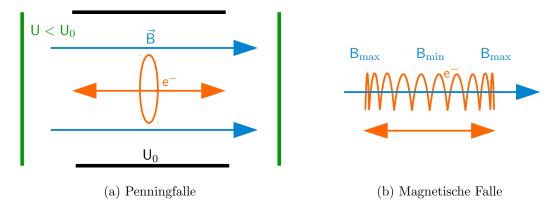


Abbildung 3.12: Zwei Realisierungen einer Teilchenfalle

Genau wie die Teilchen der Tritiumszerfälle können auch die gefangenen Teilchen durch Restgasionisation fortwährend niederenergetische Elektronen erzeugen, die in ihrer Signatur nicht vom gesuchten Messsignal zu unterscheiden sind. Zusätzliche hochenergetische, gespeicherte Elektronen können durch den α -Zerfall von Radon entstehen, das aus den Getterpumpen entweicht. [Frä10], [Gör10]

3.4.4 Restgasionisation durch Signalelektronen

Nicht nur gefangene Teilchen können Restgas ionisieren, sondern auch die gewünschten Signalelektronen von der Quelle selbst. Die dabei erzeugten niederenergetischen Elektronen können wie die Signalelektronen zum Detektor beschleunigt werden und dort Untergrund generieren.

3.4.5 Feldemission von Oberflächen

Da für die Untergrundreduktion durch das Elektrodensystem elektrische Potentiale angelegt werden müssen, können lokal hohe elektrische Feldstärken erreicht werden, aufgrund derer wiederum Elektronen aus den Oberflächen der Elektroden und deren Haltestruktur ausgelöst werden können. Man nennt diesen, auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt basierenden Vorgang, Feldemission. Er wurde in diesem Zusammenhang 1928 das erste Mal von R. H. Fowler und L. Nordheim theoretisch beschrieben [FN32]: Die hohe elektrische Feldstärke verformt die Potentialbarriere an der Oberfläche des Metalls, so dass Elektronen diese überwinden können. Die dabei entstehende Stromdichte wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung beschrieben:

$$j(E) = K_1 \frac{E^2}{\Phi} \cdot e^{-K_2 \Phi^{\frac{3}{2}}/E}$$
(3.4)

Sie enthält zwei materialabhängige Konstanten K_1 und K_2 , die elektrische Feldstärke E und natürlich die Austrittsarbeit Φ . Insbesondere scharfe Kanten, mikroskopisch kleine Spitzen und Unebenheiten können eine Quelle extrem hoher elektrischer Feldstärken (größer $10^9 \frac{V}{m}$) sein.

3.5 Die Collaboration

In der Physik wie auch in der wissenschaftlichen Forschung allgemein arbeiten die verschiedensten Disziplinen gemeinsam an der Grenze des technisch Machbaren. Das ist beim KATRIN-Experiment nicht anders. So treffen in dieser Collaboration Physiker, Ingenieure und Techniker aufeinander, die sich allesamt mit ihren Fähigkeiten um den Erfolg des Experiments bemühen. Genau dieses Zusammenspiel macht Wissenschaft letztlich aus und aufwändigste Experimente überhaupt erst möglich.

Großexperimente wie KATRIN zeichnen sich aber nicht nur durch das Zusammenwirken verschiedener Disziplinen aus, sondern auch durch die internationale Zusammenarbeit zahlreicher Universitäten und der ihnen angeschlossenen Institute. Darunter finden sich beispielsweise das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, die Universitäten von Bonn, Fulda, Mainz, Münster und Wuppertal sowie die Universities of California in Santa Barbara, North Carolina, Washington und Swansea in Wales. Ergänzt wird die Liste vom Massachusetts Institute of Technology, des Lawrence Berkeley National Laboratory, des Instituts für Kernphysik in Troitsk und dem Kernphysikinstitut der ASCR. Sie bringen damit Wissenschaftler aus verschiedensten Ländern und sogar Kontinenten zusammen. Das gemeinsame Ziel hilft kulturelle Hürden und sprachliche Barrieren zu überwinden. Täglich neu auftauchende Probleme, Rückschläge und Durchbrüche schweißen zusammen.

Zugegeben, die schiere Größe des Hauptspektrometers ist eindrucksvoll, die Tatsache, dass KATRIN das größte Ultrahochvakuum besitzt, bemerkenswert, aber all das wäre bedeutungslos, wenn nicht die vielen an KATRIN beteiligten Menschen ihr Herzblut in dieses Experiment stecken würden und damit ihren Teil zu seinem Gelingen beitragen.



Abbildung 3.13: Gruppenaufnahme der KATRIN Collaboration vom 13.03.2013 [Pli13]

4. Der Laser und charakterisierende Messungen

Dieses Kapitel ist allein der aktiven Untergrundquelle gewidmet, die bei den Hauptspektrometermessungen dieser Diplomarbeit zum Einsatz kommt. Es ist grob in zwei Teile gegliedert, die 4.1 Die Laserbox und 4.2 Der Laser heißen.

Im ersten Teil wird die Notwendigkeit einer Schutzeinrichtung (Interlock-System) für den Laser motiviert, an den sich eine kurze technische Beschreibung ihres Aufbaus und der Elektronik anschließt. Darauf folgend geht es um die Führung des Laserstrahls mit Hilfe eines Spiegelsystems nebst Messung dazu. Diese Messung ist wichtig, um die Bewegung des Laserspots bei den späteren Hauptspektrometermessungen nachvollziehen zu können.

Der zweite Teil, der sich daran anschließt, rückt den Laser selbst in den Mittelpunkt der Betrachtung. Nach einer kurzen Einführung in das ihm zugrunde liegende Laserprinzip und seinen technischen Daten folgen weitere Messungen, beispielsweise zu Strahl- und Pulseigenschaften sowie zu seiner energetischen Stabilität über die Zeit. Diese Messungen sind essentiell, um die Raten am Detektor während der SDS-Messung überhaupt in Korrelation zum Laserbeschuss stellen und in Folge beurteilen zu können.

4.1 Die Laserbox

Der Laser selbst wird vom Hersteller aufgrund seiner hohen Energiemenge, die er pro Puls freisetzt, in die Laserschutzklasse 3b eingestuft. Die verschiedenen Laserschutzklassen sind in der Europäischen Norm EN 0825-1 (vormals bis März 1997 galt DIN VDE 0837) einzeln aufgeführt, die Klasse 3b kommt darin aber nicht vor. Da der Laser zwar von einem deutschen Unternehmen vertrieben, aber in den USA hergestellt wird und dort (kurioserweise) noch immer die Einteilung nach der alten DIN-Norm gebräuchlich ist, wird hier explizit darauf hingeweisen. In unserem Falle spielt es keine Rolle nach welcher Norm die Einstufung erfolgt, da die Laserschutzklasse 3B der EN exakt der -schutzklasse 3b der DIN entspricht.

Für seine Verwendung gelten strenge gesetzliche Sicherheitsbestimmungen (Unfallverhütungsvorschriften), die besagen:

"Eine Haftung nach dem Strafgesetzbuch besteht [...] für den Laserschutzbeauftragten. Er hat, sofern eine fahrlässige Körperverletzung durch sein Verschulden eingetreten ist, eine strafgerichtliche Verurteilung zu gewärtigen; ein Verstoß gegen Unfallverhütungsvorschriften, der ihm angelastet werden kann, begründet in der Regel strafrechtliche Haftung."

Tabelle 4.1: Laserschutzklassen nach DIN EN 60825-1	(nach	[Hei12]	, modifiziert)	
---	-------	---------	----------------	--

Klasse	Die zugängliche Laserstrahlung
1 1M	ist ungefährlich oder der Laser ist in einem geschlossenen Gehäuse. ist ungefährlich, solange keine optischen Instrumente, wie Lupen oder Ferngläser verwendet werden. ($M=$ magnifying instruments)
2 2M	liegt nur im sichtbaren Spektralbereich ($400\mathrm{nm}$ bis $700\mathrm{nm}$). Sie ist bei kurzzeitiger Bestrahlungsdauer (bis $0.25\mathrm{s}$) auch für das Auge ungefährlich. Wie Klasse 2, solange keine optischen Instrumente, wie Lupen oder Ferngläser, verwendet werden.
3R 3B	ist gefährlich für das Auge, aber verringertes Risiko durch reduzierte Grenzwerte zulässiger Bestrahlung. (R = relaxed) ist gefährlich für das Auge und in besonderen Fällen auch für die Haut. Diffuses Streulicht ist in der Regel ungefährlich.
4	ist sehr gefährlich für das Auge und gefährlich für die Haut. Auch diffus gestreute Strahlung kann gefährlich sein. Beim Einsatz dieser Laserstrahlung besteht Brand- oder Explosionsgefahr (Materialbearbeitung, Forschungslaser).

Doch auch für jeden Nutzer des Lasers gilt: "Wird ein Unfall vorsätzlich oder grobfahrlässig herbeigeführt, kann die Berufsgenossenschaft den Verursacher in Regreß nehmen." [Hei12] Der Laser muss daher aus Gründen des Personenschutzes in eine geschlossene Box eingebaut werden, die ein unkontrolliertes Austreten der Strahlung unterbindet.

Die Laserbox ist 120 cm lang, 30 cm breit und 25 cm hoch. Ihr äußerer Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Durch ihren Einsatz reduziert sich die geforderte Schutzklassenanforderung von Klasse 3b auf 1. Sie muss so beschaffen sein, dass ihr Öffnen unmittelbar zum Unterbrechen des Laserstrahls führt. Das dafür zuständige Interlocksystem wird im übernächsten Abschnitt 4.1.2 vorgestellt.



Abbildung 4.1: Äußerer Aufbau der Laserbox mit den Dimensionen 120x30x25 cm (LxBxH). Ein Interlock sorgt für die Unterbrechung des Strahls beim Öffnen des Deckels. (Entnommen aus [Gro10], modifiziert)

4.1. Die Laserbox 39

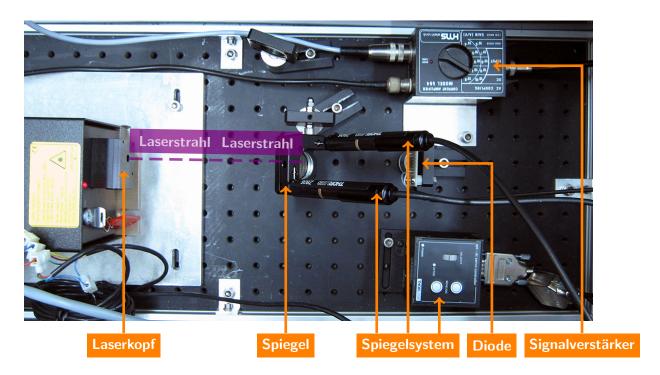


Abbildung 4.2: Die Laserbox von innen samt Aufbau

4.1.1 Der (innere) Boxaufbau

Die Box selbst besteht aus einer Lochrasterplatte aus Aluminium, auf der der Laser und alle zugehörigen optischen und für deren Betrieb erforderlichen elektronischen Komponenten angebracht sind. Die restlichen Bestandteile der schützenden Box sind PVC-Platten, die mittels Boschprofilen miteinander verbunden sind.

Der Aufbau innerhalb der Box ist in Abbildung 4.2 dargestellt:

Direkt hinter dem Laser findet sich bereits der teiltransparente UV-Spiegel, der einen Großteil des Strahls senkrecht nach unten durch ein vergrößertes Loch im Boden kontrolliert aus der Box hinaus lenkt. Nur ein sehr geringer Teil wird vom Spiegel transmittiert und von einer auf der Rückseite des Spiegels aufgeklebten UV-Diode detektiert (in der Abbildung 4.2 ist die Diode noch freistehend). Das Signal jener UV-Diode wird schließlich von einem aktiven Verstärker zur Überwachung nach außen übertragen (hierzu später mehr).

4.1.2 Das Interlocksystem

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Laserbox verhindert das unkontrollierte Austreten von Laserstrahlung nur, solange der Deckel während des Betriebes nicht geöffnet wird. Auch hier sieht die Forderung von Seiten der Personensicherheit vor, eine



Abbildung 4.3: Ein Teil eines Magnetkontaktpaars

Schutzeinrichtung zu entwerfen, die den Laserstrahl in einem solchen Falle unterbricht. Ein Interlocksystem mit je zwei Paar (Magnet-)Kontakten (Abbildung 4.3) erfüllt diese Aufgabe. Die Steuerung des Interlocks ist in einem Metallkasten an der Laserbox untergebracht (Abbildung 4.1 auf der vorherigen Seite) und besteht aus einer Steuerungsplatine, einem

12V-Transformator zur Spannungsversorgung und vier, außen sichtbaren LEDs, die den aktuellen Status anzeigen (zwei davon werden verwendet, siehe beispielhaft Abbildung 4.6 auf der nächsten Seite und Abbildung K.11b auf Seite 157 im Anhang). Das Funktionsprinzip bewirkt demnach Folgendes: Wenn sich beim Schließen des Deckels die beiden Paare von Magnetkontakten berühren, so wertet die Steuerung (Abbildung 4.5a) dieses Signal aus und ermöglicht die Freigabe des Strahls. Wird der Deckel geöffnet, "öffnen" sich auch die "Schalter" (Magnetkontakte), so dass der Strahl am Austritt gehindert wird.

4.1.2.1 Der alte Shutter

Die Aufgabe, den eigentlichen Strahl zu unterbrechen, sollte ein sogenannter Shutter übernehmen, der wie folgt funktioniert: Eine Verschlussklappe innerhalb des Shutters kann den Strahlweg blockieren oder freigeben. Ein Elektromagnet hebt dabei die Klappe an, wenn von außen (per Taster und nach Prüfung durch die Steuerung) das Signal dazu gegeben wird. Ist die Stromzufuhr unterbrochen, fällt die Klappe herunter und blockiert den Strahlgang. Das Interlock-System sorgt für eine Automatisierung dieses Vorgangs beim Öffnen des Deckels; es unterbricht kurzzeitig die Stromversorgung des Shutters und löst damit das Schließen aus.

Diese Art der Strahlunterbrechung wurde auch bereits bei früheren Messungen [Gro10] mit diesem Lasersystem angewandt, das aber nur so lange fehlerfrei funktioniert, wie sich die Laserbox in der Horizontalen befindet. In Schräglage reicht die Gravitation nicht mehr aus die Klappe schließen zu lassen. Eine mögliche Variante, den Shutter verkehrt herum zu montieren, was die Reibung verringerte und das Schließen wieder ermöglichte, verhinderte dann jedoch sein Öffnen.

In kurzer Zeit musste ein neues Interlock entworfen werden, das weiterhin einen leichten Rückbau auf die alte Shutterlösung ermöglichen sollte.

4.1.2.2 Das neue Interlock

Für die neue Idee, die Stromversorgung des Lasers beim Öffnen des Deckels gleich ganz zu unterbrechen, müsste der Strom direkt durch die Magnetkontakte geleitet werden. Beim Öffnen derselben würde der Laser abschalten. Das Problem hierbei ist der hohe Betriebsstrom des Lasers, den die Kontakte gar nicht aushalten. Die Lösung ist der Einsatz eines Relais, das mit Hilfe der 12V-Versorgungsspannung des Interlocks – also einem kleinen Steuerstrom – den deutlich höheren Strom zur Versorgung des Lasers schaltet. Verwendet wurde ein sogenanntes Solid State Relais (Datenblatt im Anhang LE auf Seite 146, [Poh13], vereinfachte Schaltzeichnung in Abbildung 4.4), das sich eines sehr leistungsfähigen Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistors (MOSFET) bedient. Seine Vorteile sind eine völlig kontaktlose Schaltung ohne jede Mechanik, wodurch beliebig viele Schaltvorgänge (verschleißfrei) möglich sind, die nicht durch Magnetfelder beeinträchtigt werden können.

Die Magnetkontakte sind weiterhin durch Magnetfelder beeinflussbar. Sie stellen aber kein Sicherheitsrisiko dar, weil das Öffnen der Schalter davon nicht beeinflusst wird.

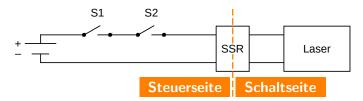


Abbildung 4.4: Vereinfachte Schaltskizze mit Solid State Relais; S1 und S2 bezeichnen die Magnetkontaktschalter

4.1. Die Laserbox

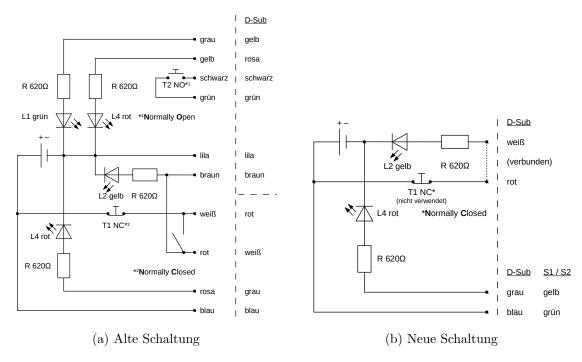


Abbildung 4.5: (a) Auf der linken Seite die "alte" Schaltung, deren zugehörige Platine sich physikalisch nicht geändert hat.

(b) Auf der rechten Seite ergibt sich durch Umordnung der Leitungen eine neue, "effektive" Schaltung

Veränderte Steuerungsplatine

Die Ein- und Ausgänge der alten Steuerungsplatine waren in einem D-Sub-Stecker zusammengeführt, der leicht mit dem Shutter verbunden werden konnte. Diese Leitungen wurden aufgetrennt und neu miteinander verschaltet. Auch wenn sich die Platine physikalisch nicht verändert hat, ergibt sich eine völlig neue, effektive Schaltung (Abbildung 4.5b), die dem Relais angepasst wurde. Die Taster, die jetzt nicht mehr nötig sind, um den Shutter zu öffnen, sind nun ohne Funktion und wurden überbrückt. Statt vier sind jetzt nur noch zwei LEDs nötig, um den aktuellen Interlockstatus anzuzeigen (Abbildung 4.6):

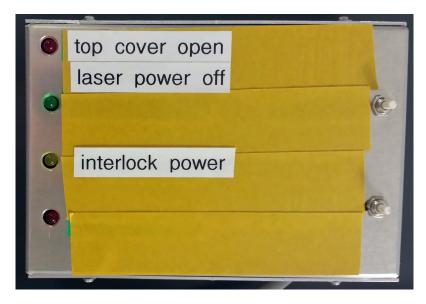


Abbildung 4.6: LED-Anzeige des Interlocks

Eine für die Anzeige der Stromversorgung (gelb) und eine, um das Öffnen des Deckels und die gleichzeitige Abschaltung des Laser anzuzeigen (rot). Diese Methode ermöglicht jederzeit den Rückbau auf die alte Shutterlösung durch einfache Wiederherstellung der alten Verkabelung.

Zu Dokumentationszwecken ist in der folgenden Tabelle 4.2 die alte Verkabelung aufgeführt. Wird diese wiederhergestellt und das Relais überbrückt, entspricht die Schaltung wieder der auf Abbildung 4.5a auf der vorherigen Seite gezeigten.

D-Sub	Magnetschalter (entfernte Seite)	0
grau	gelb	gelb
blau	grün	grün
weiß	_	rot
rot	rot	_
	hellblau	hellblau

Tabelle 4.2: Alte PIN-Belegung des Interlocks mit Shutter

4.1.3 Das Spiegelsystem

Das Spiegelsystem ist das Bauteil in der Laserbox, das für die Strahlführung und das Einkoppeln des Strahls in das Spektrometer verantwortlich ist. Bei den Motoren für seine Steuerung handelt es sich um das Modell Z806 von ThorLabs. Je nach Rotationsrichtung der Motoren wird eine Schraube aus- oder eingefahren.

In Abbildung 4.7b auf der nächsten Seite ist die auf der Rückseite des Spiegels aufgeklebte UV-Diode des Typs S1337-66BQ von Hamamatsu zu sehen. Sie soll laut Datenblatt (Anhang LF auf Seite 148, [Ham12]) bei 224 nm eine Photosensitivität besitzen (mit geschätztem Ablesefehler) von

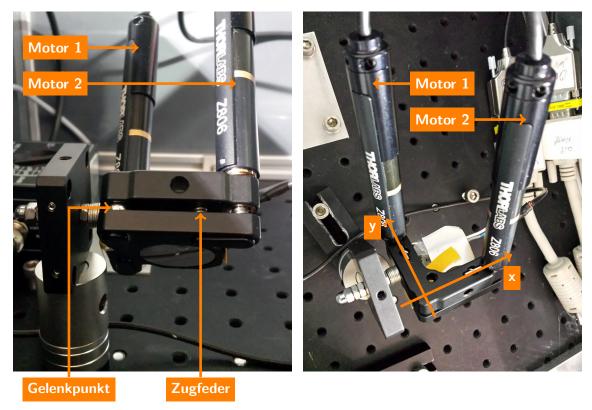
$$S = (0.135 \pm 0.005) \,\frac{A}{W}.\tag{4.1}$$

4.1.3.1 Strahlführung

Die Abbildung 4.7a auf der nächsten Seite zeigt den Spiegel (Typ PF10-03-F01 von ThorLabs mit polierter Rückseite), der bei 224 nm unter 45° eine Reflexion von 85% aufweist (Anhang LG.5 auf Seite 150 [Tho12] und LG.6 [Tho11]). Der aus Blickrichtung des Lasers gewählten Ansicht ist auch zu entnehmen, wie die beiden Motoren die Spiegelneigung variieren: Der im Bild gezeigte Gelenkpunkt ist starr, während die Zugfeder bei komplett eingefahrenem Motor den Abstand zwischen den beiden Halterahmen minimiert. Da es zwei Federn geben muss, findet sich ein passendes Pendant auch bei der y-Achse, das auf dem Foto allerdings verdeckt ist. Wird nun bspw. der Motor 2 ganz eingefahren, so kippt der Spiegel um die y-Achse nach oben. Ein gedachter Laserstrahl, der vom Spiegel nach unten auf den Boden der Box reflektiert wird, würde sich in positive x-Richtung bewegen und beim Ausfahren des Motors 2 entsprechend in negative x-Richtung. Analog verhält es sich bei Motor 1: Beim Einfahren auf die Nullstellung bewegt sich der Strahl in positive y-Richtung und beim Ausfahren in die negative.

4.1.3.2 Messung zur Strahlführung

Diese Messung soll den Zusammenhang zwischen Motoreneinstellung und Positionsveränderung des Lasers finden und überprüfen, inwieweit der Strahl in die verschiedenen 4.1. Die Laserbox 43



- (a) Blick auf den Spiegel aus Lasersicht
- (b) Blick von oben auf die Rückseite

Abbildung 4.7: (a) Auf dieser Seite wird der Laserstrahl reflektiert und so eingekoppelt.

(b) Spiegelrückseite mit aufgeklebter UV-Diode

Richtungen abgelenkt werden kann, bevor er auf die Begrenzung der Austrittsöffnung der Laserboxunterseite trifft. Die Laserbox wurde hierfür in einer Höhe von $h=(3,28\pm0,01)\,\mathrm{m}$ angebracht, so dass die Laseraustrittsöffnung in Richtung des Bodens zeigt und dann

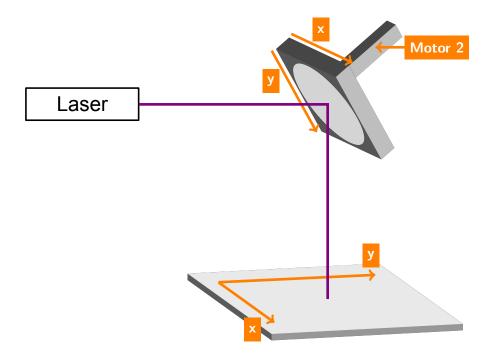


Abbildung 4.8: Skizze zur Strahlführung

mit einem Lot waagrecht justiert. Von der sogenannten Nullstellung ausgehend, also der Einstellung, bei der der Laserstrahl genau senkrecht aus dem Boden der Laserbox austritt, wird der Spiegel so weit verkippt, bis der Laserpunkt am Boden teilweise oder vollständig verschwindet. Diese Position wird am Boden markiert und ausgemessen (Abbildung 4.8 auf der vorherigen Seite). Es ergeben sich damit insgesamt sechs Messpunkte, drei je Motor oder Kippachse des Spiegels, die in Tabelle 4.3 aufgeführt sind. Die neu eingeführten Bezeichnungen Nord-Süd (entspricht in Abbildung 4.7b und 4.8 auf der vorherigen Seite der y-Achse) und Ost-West (entspricht der x-Achse) dienen der leichteren Zuordnung, da diese Werte wieder bei den Hauptspektrometermessungen benötigt werden.

			*
Einstellung	P	osition	Differenz
	Motor Laserpunkt mm cm		cm
Ost-West Null Nord-Süd Null	4,8 3,3	$ \begin{array}{r} \hline 0 \pm 0.5 \\ 0 \pm 0.5 \end{array} $	
Ost-West Min Ost-West Max	$2,8 \\ 6,3$	-26 ± 0.5 18 ± 0.5	$ \} (44 \pm 1)$
Nord-Süd Min Nord-Süd Max	2,5 $4,3$	-14 ± 0.5 18 ± 0.5	

Tabelle 4.3: Zusammenhang zwischen Motor- und Strahlposition

Weitere Messpunkte sind nicht erforderlich, denn der Zusammenhang zwischen der Neigung des Spiegels, also der Einstellung der Motoren und der Auslenkung, muss laut Strahlensatz linear sein.

4.1.3.3 Theoretische Präzision der Motoren

Die beiden Motoren werden über eine Software ferngesteuert. Die theoretische Genauigkeit liegt laut Hersteller bei 29 nm, was sich wie folgt errechnet: Es sind 512 Schritte für eine Motorenumdrehung nötig. Da der Motor an ein Planetengetriebe im Verhältnis 67:1 angeschlossen ist, braucht es insgesamt 67 Umdrehungen des Motors bis sich die Schraube einmal um sich selbst und damit 1 mm weiter gedreht hat (Anhang LH auf Seite 152, [Tho13]). Daraus folgt die theoretische Genaugikeit von

$$\frac{1 \text{ mm}}{67 \cdot 512} = \frac{1 \text{ mm}}{34304} \approx 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ mm}.$$
 (4.2)

Die beiden Stellmotoren können demnach, zumindest theoretisch, sehr präzise angesteuert werden. Da die Einstellung des Motors per Software immer zum gleichen Ergebnis führen soll, unabhängig davon ob die Schraube sich links- oder rechtsherum dreht, hat das Steuerungsprogramm einen speziellen Modus, der dafür sorgt, dass jede beliebige (Ziel-)Position immer aus derselben Richtung angesteuert wird. Die Idee dahinter: Alle mechanischen Komponenten haben eine gewisse Elastizität. Möchte man ein Metallplättchen in eine gewünschte Richtung verbiegen, so muss man es mehr oder weniger stark überbiegen, damit dieser Effekt eintritt. Bei nur leichtem Verbiegen kehrt ein derartiges Metallteil nämlich wieder in seine ursprüngliche Form zurück, ähnlich wie eine Feder. Derselbe Effekt tritt auch beim hier vorliegenden Spiegel auf. Um diesen Effekt zu vermeiden, sieht die Motorsteuerung vor, jede gewünschte Schraubenposition – egal ob vorwärts oder rückwärts – immer aus der gleichen Richtung anzusteuern. Beispiel: Der Motor fährt von Position 2 auf 3 auf direktem Weg, von Position 4 auf 3 aber erst auf einem Umweg über 2, dann nach 3. Der Einstellungsbereich der Motoren liegt zwischen 0 mm und 6,5 mm.

4.2 Der Laser



Abbildung 4.9: Etikett des Lasers mit Schutzklasseneinstufung

4.2.1 Beschreibung des Lasers

Nach der Beschreibung der Laserbox wendet sich dieses Kapitel dem Herzstück des Systems zu, dem Laser des Typs HeAg 70-224SL von PhotonSystems (Abbildung 4.9), der Licht aus dem tiefen UV-Bereich aussendet.

4.2.1.1 Das Laserprinzip

Bereits die Typenbezeichnung gibt Hinweise auf seine Eigenschaften, hier im konkreten Fall auf das aktive Medium und die Wellenlänge. Die Arbeitsweise basiert auf der induzierten oder auch stimulierten Emission, woher sich auch der Name des LASERs ableitet: <u>L</u>ight <u>A</u>mplification by <u>S</u>timulated <u>E</u>mission of <u>R</u>adiation. Dieses Prinzip der Lichterzeugung wurde bereits 1916 von Albert Einstein postuliert [Ein16], allerdings dauerte es noch rund 44 Jahre – Einstein war zu diesem Zeitpunkt bereits 5 Jahre tot – bis T. Maiman den ersten funktionierenden Laser (einen roten Rubinlaser) am 16. Mai 1960 präsentierte. [Fis10] Einem funktionsfähigen Laser liegen drei Grundvoraussetzungen zugrunde:

1. Lasermedium Zunächst braucht es ein sogenanntes aktives Medium, das entweder gasförmig, wie in unserem Fall, flüssig oder fest (bspw. bei Halbleitermaterialien oder Kristalle) sein kann. In diesem Medium senden angeregte Atome oder Moleküle bei einem optischen Übergang Photonen gleicher Wellenlänge aus (Abbildung 4.10c). Dieser Vorgang

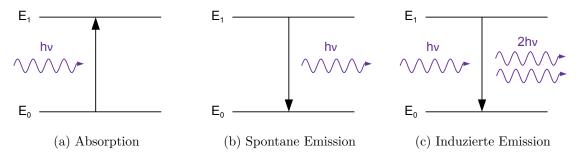


Abbildung 4.10: Schematische Illustration der drei Prozesse: (a) Absorption, (b) spontane und (c) induzierte Emission

wird *induzierte* oder auch *stimulierte Emission* genannt. Die Besetzungszahlen gehorchen im thermischen Gleichgewicht der Boltzmann-Verteilungsfunktion:

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{e^{-E_0/kT}}{e^{-E_1/kT}} = e^{(E_1 - E_0)/kT} = e^{h\nu/kT}$$
(4.3)

Daher wird das untere Energieniveau E_0 immer stärker besetzt sein als das höhere. Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption ist damit deutlich höher als die für eine induzierte Emission, welche aber Voraussetzung für den Laserstrahl ist. Damit die Wahrscheinlichkeit für eine stimulierte Emission steigt, ist es nötig, dass das höhere Energieniveau deutlich stärker besetzt ist als das niedrigere, also eine sogenannte Besetzungsinversion vorliegt. Bei dem hier vorliegenden Zwei-Niveau-System kann durch ein eingestrahltes Photon nie eine Besetzungsinversion erzielt werden, denn dafür muss folgende Bedingung erfüllt werden:

- 2. Besetzungsinversion durch Pumpen Es muss mindestens ein zusätzliches Energieniveau E_2 existieren, das über dem Niveau E_1 angesiedelt ist und eine kleinere Lebensdauer als E_1 hat. Das Befüllen des Niveaus E_2 wird "Pumpen" genannt und ist die zweite Grundvoraussetzung für den Betrieb eines Lasers. Mittels Energieeintrag, welcher optisch (Einstrahlung von Licht) oder elektrisch (elektrischer Strom oder Gasentladung) erfolgen kann, wird das Lasermedium aus seinem thermodynamischen Gleichgewicht geholt und seine Atome bzw. Moleküle in angeregte Zustände versetzt. Sie befinden sich dann im Energieniveau E_2 (oder bei weiteren Niveaus auch höher). Wenn nun die Lebensdauer eben jenes Energieniveaus E_2 kleiner ist, als die des Niveaus E_1 , kommt es zu einer Besetzungsinversion, weil Niveau E_1 von "oben" schneller befüllt werden kann, als es sich durch sponante Emission wieder entleert.
- 3. Resonator Jetzt ist der Weg frei, um durch induzierte Emission viele Photonen mit gleicher Energie-Impuls-Charakterisitik zu erzeugen. Da der Laserstrahl aber nur genau jene Photonen enthalten soll, die mit dieser Methode erzeugt worden sind, ist die dritte Grundvoraussetzung die Modenselektion über einen Resonator, eine Anordnung von Spiegeln. Er koppelt Photonen mit gleichem Impuls (längs zum Resonator) und Energie in das Lasermedium zurück und sorgt dadurch dafür, dass bei der induzierten Emission überwiegend Photonen mit gleicher Energie und gleichem Impuls erzeugt werden. Hinzu kommt, dass der Resonator jedes Photon durch die Rückreflexion für die induzierte Emission mehrfach nutzbar macht. [Eic10] [WH72]

Zurück zum Laser: Es handelt sich um einen Gas-Laser, der positive Helium-Ionen innerhalb einer Hohlkathodenröhre beschleunigt, um Silberatome aus der Kathode herauszuschlagen. Diese Silberatome, die durch die starke Beschleunigung in die Gasphase übergehen, können eine Silbergasdichte von mehr als 10^{14} Teilchen pro Kubikzentimeter erzeugen. Die Elektronenkonfiguration von neutralem Silber ist (ausgehend vom letzten Edelgas Krypton): [Kr] $4d^{10}$ 5s.

Zum Verständnis des sich nun anschließenden Prozesses ist ein kurzer Blick auf die vollständige Elektronenkonfiguration von Silber hilfreich, wie sie in Tabelle 4.4 auf der nächsten Seite dargestellt ist: Die äußerste Schale 5s (in der Tabelle durch Fettdruck hervorgehoben) ist einsam besetzt, was mit einer geringen Bindung dieses Elektrons an das Silberatom gleichzusetzen ist. Da Helium als Edelgas zu einer vollständigen Elektronenkonfiguration neigt und dem Ion hierfür noch genau ein Elektron fehlt, kommt es zu einer Ladungsaustauschreaktion. Das Silberatom gibt also sein äußerstes Elektron ab und wird dadurch angeregt, während das Helium durch das hinzugewonnene Elektron neutralisiert wird.

$$\mathrm{He^+} + \mathrm{Ag} \longrightarrow \mathrm{He} + \left(\mathrm{Ag^+}\right)^*$$
 (4.4)

Dieses Verfahren hat allerdings den Nachteil, dass es destruktiv ist. Die ausgelösten Silberatome kehren nicht mehr zur Kathode zurück, was diese mit der Zeit verschleißen

Orbital	Elektronen	Orbital	Elektronen
1s	2	- 4s	2
15	2	4s 4p	6
$2\mathrm{s}$	2	4d	10
2p	6	4f	0
1		5s	1
3s	2	5p	0
3p	6	5d	0
3d	10	5f	0

Tabelle 4.4: Vollständige Elektronenkonfiguration von Silber

lässt. Es ist sogar so, dass das Silbergas sich mit der Zeit an den Spiegeln absetzt und diese kontaminiert. Nach etwa elf Millionen Pulsen, so der Hersteller, erwartet man eine Reduktion der Ausgangsleistung von 50%.

4.2.1.2 Technische Daten

Der Laser ohne Box (Abbildung 4.11) misst nur 70x10x10 cm (LxBxH) und hat ein Gewicht von 3,6 kg. Im Datenblatt (Anhang LJ auf Seite 154, [Pho07]) wird eine "Peak power" von mehr als 50 mW angenommen, was bei 100 µs Pulsdauer einer Energie von 5 µJ entspräche. Der Laser ist in der Lage mit einer Frequenz von 20 Hz zu arbeiten, sendet dabei aber leider aufgrund von langer Lagerung und Alterung nicht mehr die spezifierte Energiemenge aus (mehr dazu in Abschnitt 4.2.2.2 Filter- und Energiemessung). Seine Wellenlänge liegt bei 224,3 nm mit einer Strahldivergenz von unter 4 mrad. Die weiteren technischen Daten finden sich ebenfalls im Datenblatt.



Abbildung 4.11: Der Laser

4.2.2 Bestimmung der Lasereigenschaften

Um den Laser für die Messungen am Hauptspektrometer einsetzen zu können, sind diverse Vorbereitungsmessungen vonnöten, die im Folgenden ausführlicher beleuchtet werden. Es gibt drei grundlegende Fragestellungen zum Laser, die durch Messung beantwortet werden müssen:

Pulseigenschaften Die Energie und zeitliche Länge eines Laserpulses

Strahleigenschaften Die geometrische Ausgestaltung des Strahls (Divergenz)

Zeitliche Stabilität Die zeitliche Stabilität des gepulsten Laserstrahls (energetisch)

4.2.2.1 Divergenzmessung

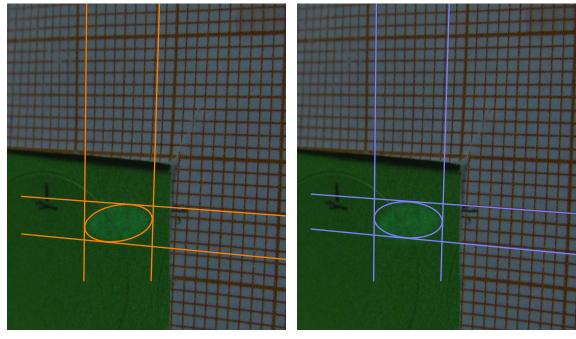
Die Divergenz des Laserstrahls zu kennen ist wichtig, um die Größe des Laserpunkts am Spektrometerboden bestimmen zu können. Auf Messungen früherer Arbeiten [Gro10] kann nicht zurückgegriffen werden, weil nach erfolgter Reparatur durch den Hersteller die alten Eigenschaften des Lasers nicht mehr garantiert werden können.

Messaufbau und -ablauf

Um eine möglichst lange Messstrecke zu haben, braucht man für den Laser einen entsprechenden zutrittsgeschützten Raum. Der Heizungskeller im Institut ist hierfür ideal, da er über 25 m lang ist und abgesperrt werden kann. In verschiedenen Abständen zum Laser wird die Größe des Laserpunkts messtechnisch erfasst. Da der Zusammenhang zwischen Abstand und Durchmesser des Laserpunkts linear ist, muss es eine Konstante geben, die die beiden Größen miteinander verknüpft. Sie entspricht einem festen Öffnungswinkel des Lichtkegels und wird Divergenz genannt.

Die Entfernung s wurde mit einem Laserentfernungsmesser des Typs WDM 101 des Herstellers Würth gemessen. Da das Umgebungslicht gering gehalten und Papier als Zieltafel verwendet wurde, kann von einer Messabweichung von ± 1 mm ausgegangen werden, die auch der Hersteller für eine solche Messsituation angibt (Anhang LI auf Seite 153, [Wue08]). Der Laserpunkt wird mit fluoreszierendem Papier sichtbar gemacht und da er eine elliptische Form hat, treten zu seiner Charakterisierung anstelle des Radius die kleine Halbachse a und die große Halbachse b.

Diese beiden Werte werden wie folgt vom Millimeterpapier abgelesen: Zunächst wird eine Ellipse gesucht, die den Laserpunkt am besten umrandet. Im zweiten Schritt wird diese Ellipse so rotiert, dass deren Halbachsen parallel zu den Gitterlinien des Millimeterpapiers ausgerichtet sind und sich damit die Längen der beiden Halbachsen ablesen lassen.



(a) Ellipse umrandet den Laserpunkt

(b) Ellipse wurde achsenparallel ausgerichtet

Abbildung 4.12: (a) Eine möglichst optimale Ellipse umrandet den Laserpunkt. Hilfslinien setzen das Millimeterpapier perspektivisch korrekt fort.

(b) Die Ellipse wird im zweiten Schritt gedreht, um die Länge der beiden Halbachsen möglichst genau ablesen zu können.

Taballa 16.	Mossworte zu	r Divergenz d	es Laserstrahls
Tabene 4.0:	wiesswerte zu	r Divergenz a	es Laserstrams

Strecke	Ell	ipsenh	Foto	Anhang		
\mathbf{s}	$\overline{2a}$	a	2b	b		
m	mm	mm	mm	mm		
2,327	2,2	1,1	5,0	2,5	917	L.13
3,815	3,2	1,6	7,2	3,6	915	L.14
4,858	4,8	2,4	9,0	4,5	918	L.15
5,935	5,0	2,5	10,6	5,3	920	L.16
7,244	7,2	3,6	12,8	6,4	921	L.17
8,884	8,0	4,0	15,4	7,7	922	L.18
11,910	11,0	5,5	20,2	10,1	925	L.19
$14,\!450$	14,0	7,0	26,0	13,0	926	L.20
17,682	15,2	7,6	31,0	25,5	927	L.21
20,626	19,4	9,7	35,0	17,5	929	L.22

Das Vorgehen ist für Foto 915 auf Abbildung 4.12 auf der vorherigen Seite beispielhaft illustriert. Es ergeben sich die in Tabelle 4.6 zu findenden Werte von $2b=7,2\,\mathrm{mm}$ für die Hauptachse und $2a=3,2\,\mathrm{mm}$ für die Nebenachse bei $s=3,815\,\mathrm{m}$. Das Vorgehen ist für alle anderen Bilder analog (siehe Anhang L und Tabelle 4.6). Aufgrund der hohen Ableseungenauigkeit muss hier eine Unsicherheit von $\pm 0,5\,\mathrm{mm}$ für a bzw. b angenommen werden. Diese Unsicherheit ist also um etwa drei Größenordnungen gewichtiger als der Fehler der Distanzmessung per Laserentfernungsmesser.

Bestimmung der Divergenz

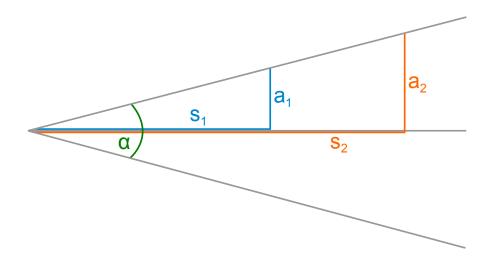


Abbildung 4.13: Die Divergenz α lässt sich mittels einfacher Geometrie und Trigonometrie aus $a_{1,2}$ und $s_{1,2}$ berechnen.

Der mathematische Zusammenhang zwischen der großen Halbachse a (oder der kleinen Halbachse b), der Strecke s und der Divergenz α ist nach Abbildung 4.13 folgender:

$$\alpha = 2 \arctan \frac{a_{1,2}}{s_{1,2}}$$
 (4.5)

Dies gilt allerdings nur, wenn bei s=0 auch a=0 gilt, was in Realität so nicht gegeben ist. Der Fehler wäre jedoch gering. Eine höhere Genauigkeit wird erzielt, wenn die Differenz

aus zwei Messpunkten betrachtet wird:

$$\alpha = 2 \arctan\left(\frac{a_2 - a_1}{s_2 - s_1}\right) \tag{4.6}$$

Doch auch diese bessere Methode berücksichtigt nur ein Wertepaar aus den zehn Messwerten. Was man hier eigentlich berechnet, ist eine Steigung. Aus diesem Grund und weil es sich bei der Vielzahl an Messwerten anbietet, wird zur Bestimmung dieser Steigung eine lineare Regression angewendet.

Allgemeine Fehlergrößen

(Mittelwert)
$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i$$
 (4.7)

(Standardabweichung)
$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2}$$
 (4.8)

(Standardabweichung des Mittelwerts)
$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$$
 (4.9)

Lineare Regression

Die Methode der linearen Regression ermöglicht es, eine sogenannte Ausgleichsgerade durch drei oder mehr Punkte zu legen. Die Formeln für die lineare Regression sind wie folgt gegeben, wenn x die Abszisse, y die Ordinate, k die Steigung der Ausgleichgeraden und Aden y-Achsenabschnitt meint:

$$k = \frac{N \cdot (\sum x_i y_i) - (\sum x_i) \cdot (\sum y_i)}{\Delta}$$
(4.10)

$$A = \frac{\left(\sum x_i^2\right) \cdot \left(\sum y_i\right) - \left(\sum x_i\right) \cdot \left(\sum x_i y_i\right)}{\Delta} \tag{4.11}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum (y_i - f(x_i))^2} = \sqrt{\frac{1}{N-2} \sum (y_i - A - k \cdot x_i)^2}$$
 (4.12)

$$\sigma_k = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{\Delta}} \quad \text{und} \quad \sigma_A = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum x_i^2}{\Delta}}$$
 (4.13)

mit
$$\Delta = N \cdot \left(\sum x_i^2\right) - \left(\sum x_i\right)^2$$
 (4.14)

Steigung der Regressionsgeraden

Mit den Formeln (4.10) bis (4.14) wurden die beiden Ausgleichsgeraden in dem Schaubild 4.14 auf der nächsten Seite mit den Steigungen $k_{1,2}$ berechnet, wobei (x_i, y_i) hierbei (s_i, a_i) bzw. (s_i, b_i) entspricht:

(Nebenachse)
$$k_1 = (0,460 \pm 0,015) \cdot 10^{-3}$$
 $R_2^2 = 0,991$ (4.15)
(Hauptachse) $k_2 = (0,842 \pm 0,013) \cdot 10^{-3}$ $R_1^2 = 0,998$ (4.16)

(Hauptachse)
$$k_2 = (0.842 \pm 0.013) \cdot 10^{-3}$$
 $R_1^2 = 0.998$ (4.16)

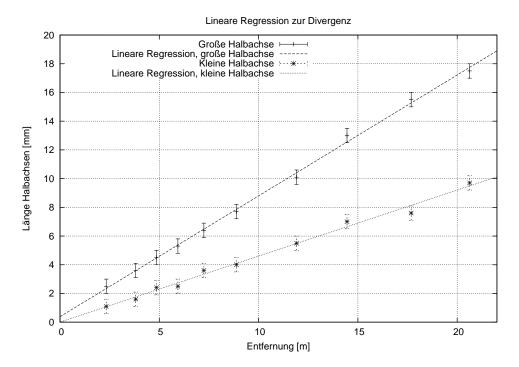


Abbildung 4.14: Lineare Regression zur Berechnung der Strahldivergenz

Die dazugehörigen Bestimmtheitsmaße $R_{1,2}^2$ zeigen, dass ein linearer Zusammenhang der Messwertpaare angenommen werden kann. Das Schaubild selbst wurde mit gnuplot erzeugt. Eventuelle Fehlerbalken zeigen stets die bekannte Unsicherheit des einzelnen Messwerts an, wie z. B. Ableseunsicherheit, Standardabweichung oder Standardabweichung des Mittelwerts. Wird mit den Steigungen $k_{1,2}$ anstelle von $\frac{a_2-a_1}{s_2-s_1}$ in die Formel (4.6) eingegangen, so lassen sich die beiden Divergenzen berechnen:

(Nebenachse)
$$\alpha_1 = (0.920 \pm 0.030) \text{ mrad}$$
 (4.17)

(Hauptachse)
$$\alpha_2 = (1,683 \pm 0,026) \text{ mrad}$$
 (4.18)

Die Divergenz liegt also entlang der Hauptachse unter einem Zehntel Grad und damit deutlich unter der vom Hersteller angegebenen Divergenz von 4 mrad.

Fehlerrechnung

Die statistischen Fehler von $k_{1,2}$ gehen mittels $Gau\beta$ scher Fehlerfortpflanzung in die Divergenz α ein (Gleichung (4.6) auf der vorherigen Seite), was sich wie folgt gestaltet:

$$\sigma_{\alpha_{1,2},stat} = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha_{1,2}}{\partial k_{1,2}}\right)^2 \sigma_{k_{1,2}}^2} = \sqrt{\left(\frac{2}{k_{1,2}^2 + 1}\right)^2 \sigma_{k_{1,2}}^2}$$
(4.19)

Systematische Unsicherheiten werden nicht angenommen, da die Ableseunsicherheit beim Vermessen der beiden Halbachsen $(\pm 0.5 \,\mathrm{mm})$ und die Messunsicherheit der Distanzmessung vom Laserkopf zum Laserpunkt $(\pm 1.0 \,\mathrm{mm})$ nur statistischen Schwankungen unterliegen. Das deutet auch bereits die Verteilung der Messpunkte in Schaubild 4.14 an.

Doch auch wenn es keine systematischen Unsicherheiten zu berücksichtigen gibt, könnte eine gewichtete Regression erforderlich sein. Eine solche gewichtete Regression wäre aber nur notwendig, wenn der Distanzfehler sich überhaupt auswirken kann. Wegen seiner geringen Größe ist zu vermuten, dass dieser um drei Größenordnungen unterdrückt ist.

Um die Unterdrückung zu zeigen, ist eine andere Methode der Fehlerrechnung erforderlich. Dass die Annahme korrekt ist, kann gezeigt werden, indem man zur Berechnung des statistischen Fehlers nicht die Formel (4.13) verwendet, sondern das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz nutzt, um die beiden Fehler getrennt zu berechnen und miteinander zu vergleichen.

$$\tilde{\sigma}_{k_1} = \sqrt{\sum_{j}^{N} \left(\frac{\partial k_1}{\partial a_j}\right)^2 \tilde{\sigma}_{a_j}^2 + \sum_{j}^{N} \left(\frac{\partial k_1}{\partial s_j}\right)^2 \tilde{\sigma}_{s_j}^2}$$
(4.20)

$$\tilde{\sigma}_{k_1 1}^2 = \sum_{j}^{N} \left(\frac{\partial k_1}{\partial a_j} \right)^2 \tilde{\sigma}_{a_j}^2 \tag{4.21}$$

$$= \sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot \frac{\partial (\sum s_{i}a_{i})}{\partial a_{j}} - \frac{\partial ((\sum s_{i})(\sum a_{i}))}{\partial a_{j}}}{\Delta} \right)$$

$$+ \left[N \cdot \left(\sum s_i a_i \right) - \left(\sum s_i \right) \cdot \left(\sum a_i \right) \right] \cdot \frac{\partial \left(\Delta^{-1} \right)}{\partial a_j} \right)^2 \tilde{\sigma}_{a_j}^2 \tag{4.22}$$

$$= \sum_{i}^{N} \left(\frac{N \cdot (\sum s_{i} \delta_{ij}) - (\sum s_{i}) \cdot (\sum \delta_{ij})}{\Delta} - 0 \right)^{2} \tilde{\sigma}_{a_{j}}^{2}$$

$$(4.23)$$

$$= \tilde{\sigma}_{k_{1,2}1}^{2} = \sum_{i}^{N} \left(\frac{N \cdot s_{j} - (\sum s_{i})}{\Delta} \right)^{2} \tilde{\sigma}_{a_{j}}^{2} \qquad (\text{da } \tilde{\sigma}_{a_{j}} = \tilde{\sigma}_{b_{j}} = 0,5 \,\text{mm gilt})$$

$$(4.24)$$

$$\tilde{\sigma}_{k_{1}2}^{2} = \sum_{j}^{N} \left(\frac{\partial k_{1,2}}{\partial s_{j}} \right)^{2} \tilde{\sigma}_{s_{j}}^{2} \tag{4.25}$$

$$= \sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot \frac{\partial (\sum s_{i}a_{i})}{\partial s_{j}} - \frac{\partial ((\sum s_{i})(\sum a_{i}))}{\partial s_{j}}}{\Delta} \right) + \left\{ N \cdot \left(\sum s_{i} a_{i} \right) - \left(\sum s_{i} \right) \cdot \left(\sum a_{i} \right) \right\} \cdot \frac{\partial \left(\Delta^{-1} \right)}{\partial s_{j}} \right)^{2} \tilde{\sigma}_{s_{j}}^{2} \tag{4.26}$$

$$= \sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot \frac{\partial (\sum s_{i}a_{i})}{\partial s_{j}} - \frac{\partial ((\sum s_{i})(\sum a_{i}))}{\partial s_{j}}}{\Delta} - \frac{N \cdot (\sum s_{i}a_{i}) - (\sum s_{i}) \cdot (\sum a_{i})}{\Delta^{2}} \right) \right.$$

$$\cdot \left[N \cdot \frac{\partial \left(\sum s_{i}^{2} \right)}{\partial s_{j}} - \frac{\partial \left((\sum s_{i})^{2} \right)}{\partial s_{j}} \right] \right)^{2} \tilde{\sigma}_{s_{j}}^{2} \tag{4.27}$$

$$= \sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot (\sum a_{i}\delta_{ij}) - (\sum \delta_{ij}) \cdot (\sum a_{i})}{\Delta} - \frac{N \cdot (\sum s_{i}a_{i}) - (\sum s_{i}) \cdot (\sum a_{i})}{\Delta^{2}} \right.$$

$$\cdot \left[N \cdot \left(\sum 2s_{i}\delta_{ij} \right) - \left(\sum 2s_{i} \right) \left(\sum \delta_{ij} \right) \right] \right)^{2} \tilde{\sigma}_{s_{j}}^{2} \tag{4.28}$$

$$= \sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot a_{j} - (\sum a_{i})}{\Delta} - \frac{N \cdot (\sum s_{i}a_{i}) - (\sum s_{i}) \cdot (\sum a_{i})}{\Delta^{2}} \right.$$

$$\cdot \left[N \cdot 2s_{j} - \left(\sum 2s_{i} \right) \right] \right)^{2} \tilde{\sigma}_{s_{j}}^{2} \tag{4.29}$$

Hier nun der erste Teil zum besseren Vergleich radiziert und ausgerechnet:

$$\tilde{\sigma}_{k_{1,2}1} = \sqrt{\sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot s_{j} - (\sum s_{i})}{\Delta}\right)^{2} \cdot (0.5 \,\mathrm{mm})^{2}}$$

$$= 0.0270 \cdot 10^{-3}$$
(4.30)

Und zum Abschluss der zweite Teil, ebenfalls radiziert und ausgerechnet:

$$\tilde{\sigma}_{k_1 2} = \left[\sum_{j}^{N} \left(\frac{N \cdot a_j - (\sum a_i)}{\Delta} - \frac{N \cdot (\sum s_i a_i) - (\sum s_i) \cdot (\sum a_i)}{\Delta^2} \right) \right] \cdot \left[N \cdot 2s_j - \left(\sum 2s_i \right) \right]^2 \cdot (1 \text{ mm})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= 0.0249 \cdot 10^{-6}$$

$$(4.32)$$

Die Rechnung zeigt: Der Fehler der Distanzmessung ist um drei Größenordnungen unterdrückt und damit der erste Teil (Unsicherheit in der Länge der Halbachsen) dominant. Um den Unterschied in den Größenordnungen aufzuzeigen, wurden beide Teile separat radiziert. Nun wird diese künstliche Trennung wieder aufgehoben und wie in Gleichung (4.20) ursprünglich vorgesehen, die endgültige Unsicherheit der Steigung k_1 berechnet:

$$\tilde{\sigma}_{k_1} = \sqrt{\tilde{\sigma}_{k_1,21}^2 + \tilde{\sigma}_{k_12}^2} \tag{4.34}$$

$$= 0.0270 \cdot 10^{-3} \tag{4.35}$$

Dieses Ergebnis war zu erwarten. Eine Abweichung von $\tilde{\sigma}_{k_1}$ zu $\tilde{\sigma}_{k_1,21}$ ist erst in der 11. Nachkommastelle zu entdecken. Die Unterdrückung von $\tilde{\sigma}_{k_12}$ zeigt sich hier nun noch klarer und beweist, dass die (kleine) Unsicherheit der Distanzmessung zu vernachlässigen ist. Die Rechnung ist für b_j (und damit für k_2) identisch auszuführen, wobei sich ab Gleichung (4.24) exakt das gleiche Ergebnis ergibt, denn die a_j oder b_j fallen durch die Differentiation aus dieser Gleichung heraus. Die Berechnung von $\tilde{\sigma}_{k_22}$ kann aufgrund der starken Unterdrückung unterbleiben, wodurch sich direkt die (Quasi-)Gleichheit von $\tilde{\sigma}_{k_1}$ und $\tilde{\sigma}_{k_2}$ ergibt,

$$\tilde{\sigma}_{k_1} \approx \tilde{\sigma}_{k_2}$$
 wegen: $\tilde{\sigma}_{k_{1,2}2} \ll \tilde{\sigma}_{k_{1,2}1}$ (4.36)

was für die Divergenz abschließend folgende Unsicherheit bedeutet (für Herleitung, siehe Gleichung (4.19)):

$$\tilde{\sigma}_{\alpha_{1,2}} = \sqrt{\left(\frac{2}{k_{1,2}^2 + 1}\right)^2 \tilde{\sigma}_{k_{1,2}}^2} \approx \sqrt{4\tilde{\sigma}_{k_{1,2}}^2} \quad \text{wegen:} \quad k_{1,2}^2 \ll 1$$

$$= 0.0539 \,\text{mrad}$$

$$(4.38)$$

Die beiden Unsicherheiten in der Divergenz $\tilde{\sigma}_{\alpha_1}$ und $\tilde{\sigma}_{\alpha_2}$ sind auch hier nahezu identisch, denn sie unterscheiden sich erst in der 8. Nachkommastelle voneinander. Allerdings ist die Ursache dieses Mal eine andere: k_1 ist zwar nur rund halb so groß wie k_2 , aber beide sind kleiner als 1, quadriert sogar deutlich kleiner als 1 und damit vernachlässigbar, was die Näherung in Gleichung (4.37) verdeutlichen soll.

4.2.2.2 Filter- und Energiemessung

Die Filter- und Energiemessung ist in zwei Teile unterteilt. Einmal geht es darum, die Energie eines Laserpulses zu bestimmen ohne ihn dabei zu unterbrechen, was eine Voraussetzung für den Einsatz des Lasers am Hauptspektrometer ist. Der zweite Teil besteht aus der Bestimmung der Transmission verschiedener Filterkombinationen und des Verhaltens des Signalverstärkers, der den durch Filterung abgeschwächten Photostrom der Diode verstärkt. Auch das ist wichtig, sollen die Filter dazu verwendet werden, das Laserlicht bei den Messungen am Hauptspektrometer abzuschwächen.

Möglichkeiten der Energiebestimmung

Arbeitet der Laser energiestabil, so ist die Bestimmung seiner Pulsenergie mit einer in den Strahlgang eingebrachten Diode möglich, auch wenn sich eine Überwachung der Energie mit dieser destruktiven Messmethode nicht bewerkstelligen lässt. Eine Möglichkeit die Energie trotzdem zu erfassen, bietet ein halbtransparenter Spiegel, der nur einen Bruchteil des Laserlichts transmittiert und den Großteil reflektiert, hinter den die Diode angebracht wird. Aus zwei solcher Messungen, bei denen die Diode einmal den reflektierten Anteil des Spiegels und einmal den transmittierten misst, lässt sich bei späteren Messungen aus dem Diodensignal des transmittierten Anteils jederzeit auf die tatsächliche Pulsenergie rückschließen. Auch wenn das schwache Signal verstärkt werden muss, reicht allein das zuvor bestimmte Verhältnis aus reflektiertem und transmittiertem Anteil aus, um die tatsächliche Pulsenergie zu bestimmen. Die exakte Verstärkung zu kennen, ist nicht erforderlich, sofern sie gleich bleibt. Da die Transmission des Spiegels ebenfalls konstant ist, bleibt auch das Verhältnis der beiden gemessenen Energien (vor und hinter dem Spiegel) konstant.

Ist der Laser nicht energiestabil, so wie es sich bei Vormessungen herausgestellt hat, ist eine Energiebestimmung nach der soeben beschriebenen Methode *nicht* mehr möglich. Es wären zwei (gleiche) Dioden erforderlich, um zur selben Zeit den Anteil des vom Spiegel reflektierten und den des von ihm transmittierten Strahls zu messen. Die Energiebestimmung des Strahls bei späteren Messungen läuft dann wie zuvor beschrieben ab. Aus dem Verhältnis der beiden Photoströme, das auch bei schwankender Laserenergie gleich bleibt, lässt sich mit einer Diode, die nur den transmittierten Anteil misst, die tatsächliche Pulsenergie ausrechnen.

Für die Messungen stand allerdings nur eine Diode zur Verfügung, unter anderem deshalb weil sich der Laser bei früheren Messungen am Vorspektrometer [Gro10] noch als ausreichend stabil erwiesen hat und der Einsatz einer zweiten Diode nicht erforderlich war.

Einführung in die Messung

Die ursprüngliche Aufgabe der Filtertransmissionsmessung hat sich nun verschoben hin zur Frage, wie man die Energie eines jeden Pulses bestimmen kann; weiterentwickelt zu einer Filter- und Energiemessung. Mit nur einer Diode ist die Energiebestimmung des Laserpulses bei schwankender Energie von Puls zu Puls prinzipiell unmöglich, wenn nicht zumindest eine zusätzliche Information zur Energie vorliegt oder gewonnen werden kann. Glücklicherweise hat der Laser eine eingebaute Elektronik, die neben der Steuerung des Lasers auch die Energie seines Strahls überwacht. Bei jedem Schuss liefert diese Elektronik einen Wert, der der Energie des ausgesandten Pulses entsprechen soll. Diese Zahl hat zwar die Einheit µJ, ist jedoch nicht kalibriert und weicht deutlich von der tatsächlichen Energie ab. Sie soll laut Hersteller aber linear mit der realen Energie eines Pulses in Zusammenhang stehen. Die Abbildung 4.15 auf der nächsten Seite zeigt ein Beispiel einer solchen Energieangabe.

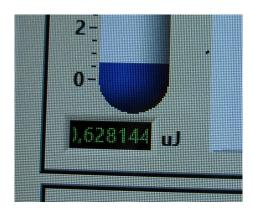


Abbildung 4.15: Die vom Laser selbst ermittelte Energie eines Pulses: $0,628144 \,\mu\text{J}$, angezeigt in seinem Steuerungsprogramm in LabVIEW

Messaufbau und -ablauf

Da bei der Energiebestimmung nicht die Energie relevant ist, die ein Puls bei seiner Entstehung hat, sondern vielmehr die Lichtmenge interessant ist, die vom Spiegel in das Spektrometer hinein reflektiert wird, befindet sich die Diode nicht zwischen Laser und Spiegel, sondern zwischen Spiegel und Austrittsöffnung der Laserbox. Durch diesen Aufbau ist es unerheblich wie hoch der Reflexionsgrad des Spiegels tatsächlich ist, weil die Lichtmenge bzw. Energie erst nach der Reflexion gemessen wird. Für den tatsächlichen Messaufbau kann die Abbildung 4.8 auf Seite 43 zur Orientierung dienen: Eventuelle Filter oder Filterkombinationen sind zwischen Laser und Spiegelsystem angebracht. Der Transmissionsfaktor der einzelnen Filter und -kombinationen, sowie der Verstärkungsfaktor einzelner Einstellungen am Verstärker können den folgenden beiden Tabellen 4.8a und 4.8b entnommen werden. Die Diode liegt in dieser Abbildung auf dem Boden und misst

Tabelle 4.7

(a)	${\bf Transmissions faktor}$	von	Filter-
	kombinationen		

Bezeichnung	Transmission
UV	0,16
10%	0,1
UV + 10%	0,016
1%	0,01
UV + 1%	0,0016
$0,\!1\%$	0,001
UV + 1%	0,00016

(b) Verstärkungsfaktor verschiedener Einstellungen

Einstellung a	Verstärkung
10^{-4}	100
10^{-5}	1 000
10^{-6}	10000
10^{-7}	100000

^aDie Bezeichnungen sind so auf dem Gerät aufgedruckt, auch wenn sie nicht der tatsächlichen Verstärkung entsprechen

den senkrecht nach unten reflektierten Strahl. Sie ist entweder direkt oder über einen dazwischen geschalteten Signalverstärker mit dem Oszilloskop verbunden. Als Diode kommt stets dieselbe des Typs S1337-66BQ von Hamamatsu zum Einsatz. Das mit ihr verbundene Oszilloskop des Typs TDS2024B stammt vom Hersteller Tektronix.

Gemessen wurden insgesamt 38 Kombinationen, die von 0 an nummeriert sind. Davon sind die Messungen 0 bis 9 und die Messungen 31 bis 37 ohne Filter und Verstärker erfolgt. Die Tabelle 4.9 auf Seite 59 zeigt alle Messungen nebst Auswertung auf einen Blick. Bei der Energie E_{LV} handelt sich um den von der Laserelektronik selbst ermittelten Wert (angezeigt vom Lasersteuerungsprogramm in LabVIEW) wie auf Abbildung 4.15 bereits

gezeigt. Die (gemessene) Energie E_g wird aus der Anzeige des Oszilloskops abgeleitet. Hierzu wird das Messsignal vom Oszilloskop digitalisiert (Abbildung 4.16) und das Integral darüber gebildet. Das errechnete Skalar hat die Einheit Voltsekunde, da das Oszilloskop Spannungen misst und über die Zeit aufträgt. Mit dem Kabelwiderstand $R=50\,\Omega$ und der

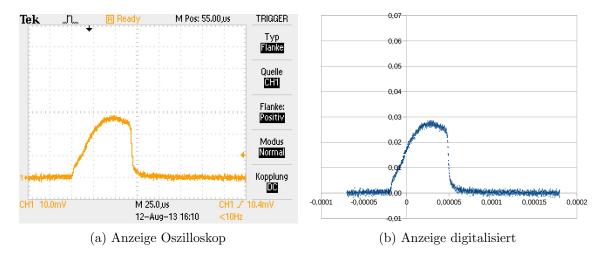


Abbildung 4.16: (a) Diodensignal der Messung 0 angezeigt auf dem Oszilloskop (b) Das Bild des Oszilloskops in digitalisierter Form (2500 Messpunkte) erstellt in einer Tabellenkalkulation (Einheiten: [x] = s, [y] = V)

Photosensitivität S nach Gleichung (4.1) auf Seite 42 lässt sich daraus mittels einfacher Division die Energie des Laserpulses berechnen.

$$E_g = \frac{1}{R \cdot S} \int U(t) \, \mathrm{d}t \tag{4.39}$$

Lineare Regression

Um den linearen Zusammenhang zwischen der von der Laserelektronik selbst ermittelten Energie E_{LV} und der mit der Diode gemessenen möglichst ohne weitere Störeinflüsse ermitteln zu können, werden nur die Messungen ohne Filter (0 bis 9 und 31 bis 37) berücksichtigt, weil der Einsatz des Verstärkers und der Filter (unbekannte) Abweichungen zur Folge haben. Die Transmission der Filter ist beispielsweise nur aus den Datenblättern bekannt und könnte davon abweichen. Ebenso sind die einzelnen Verstärkungsfaktoren des Signalverstärkers nicht gesichert bekannt. Im Schaubild 4.17 auf der nächsten Seite ist die gemessene Energie E_g über E_{LV} aufgetragen. Die Formeln (4.10) bis (4.14) dienen wieder zur Berechnung der Ausgleichsgeraden im Schaubild 4.17 mit der Steigung k und dem y-Achsenabschnitt A, wobei (x_i, y_i) hierbei $(E_{LV,i}, E_{g,i})$ entspricht $(E_{LV}$ in μJ):

$$E_{LP} = (0.263 \pm 0.004) \cdot E_L - (0.047 \pm 0.008) \,\mu\text{J} \qquad R^2 = 0.997$$
 (4.40)

Das dazugehörige Bestimmtheitsmaß R^2 zeigt deutlich, dass ein linearer Zusammenhang der Messwertpaare angenommen werden kann. Das Schaubild selbst wurde wieder mit gnuplot erzeugt. Um eindeutig zwischen den Energien zu unterscheiden, werden folgende Bezeichnungen verwendet: E_{LV} meint die nichtkalibrierte "Energie", die die Laserelektronik selbst misst und über das LabVIEW-Programm ausgibt, mit E_g wird die tatsächliche, mit der Diode gemessenen Energie eines Laserpulses bezeichnet. Wird sie aus der Geradengleichung bestimmt, wie es bei den Hauptspektrometermessungen der Fall sein wird, so heißt diese Laserpulsenergie nicht mehr E_g , sondern E_{LP} .

Obwohl der Laser eine kurze Aufwärmzeit benötigt und davor die Energie von Puls zu Puls stark schwankt, bestimmt die Laserelektronik die Pulsenergie E_{LV} zuverlässig. Das

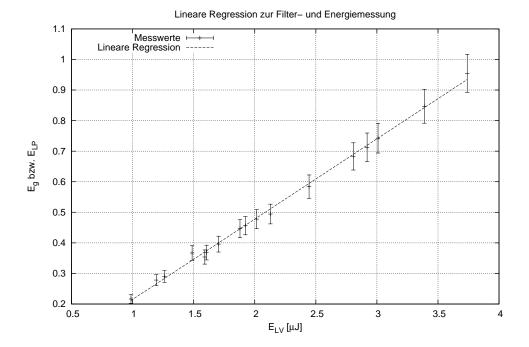


Abbildung 4.17: Lineare Regression zur Berechnung der Pulsenergie

Bestimmtheitsmaß lässt sich nicht steigern, wenn die ersten Messungen im kalten Zustand aus der Berechnung ausgeschlossen werden. Je länger der Laser läuft, desto stabiler arbeitet er. Diesen Umstand macht man sich bei den späteren Hauptspektrometermessungen zu nutze, um die in das Spektrometer eingebrachte Energie des UV-Lichts zu bestimmen.

Die Abbildung 4.17 zeigt in erschreckender Weise wie hoch die Schwankungen der Laserenergie von Puls zu Puls sein können. In weiteren Kontrollmessungen wurden Schwankungen von bis zu einer Größenordnung festgestellt.

Bestimmung der (Filter-)Transmission

Mit dem ermittelten linearen Gesetz lässt sich die Güte der Filter-Verstärker-Kombination einschätzen, indem die theoretische Transmission mit der gemessenen Transmission verglichen wird. Aus den beiden Tabellen 4.8a und 4.8b auf Seite 55 lässt sich (theoretisch) voraussagen, welche Energie die Diode hinter einer bestimmten Filterkombination messen müsste. Die (Soll-)Transmission aus Tabelle 4.8a ist das Verhältnis aus der Laserpulsenergie nach dem Filter und der -energie vor dem Filter. Sie wird im Folgenden mit $T_{\rm soll}$ bezeichnet. Da nur eine Diode vorhanden ist, entspricht E_g der gemessenen Energie nach dem Filter. Allerdings lässt sich mit Gleichung (4.40) auf der vorherigen Seite und dem aus LabVIEW abgelesenen Wert E_{LV} die Laserpulsenergie vor dem Filter E_{LP} bestimmen. Der Quotient aus diesen beiden Energien entspricht der tatsächlichen Ist-Transmission $T_{\rm ist} = \frac{E_g}{E_{LP}}$.

Eine vergleichende Gegenüberstellung der Ergebnisse findet sich in Tabelle 4.9 auf Seite 59. Zu beachten ist lediglich, dass bei den Filtermessungen, weil das Diodensignal über einen Verstärker geleitet werden musste, die gemessenen Energien E_g nach den Filtern um die eingestellte Verstärkung größer ausfallen. Diese Verstärkung wurde aus E_g (absichtlich) nicht rausgerechnet, stattdessen sind die Soll-Transmissionen mit der bei der Messung eingestellten Verstärkung mulzipliziert worden. Das lässt die Zahlen handlicher werden. Es zeigt sich, dass die Abweichungen der gemessenen Transmission zu den theoretischen Werten 25% nicht übersteigt. Die Ergebnisse lassen weiter den Schluss zu, dass bei den Hauptspektrometermessungen möglichst keine oder nur eine feste Filterkombination Verwendung finden sollte, da sonst hohe Unsicherheiten die gemessenen Raten schwerer vergleichbar

machen. Muss der Verstärker eingesetzt werden, sollte bei allen Messungen immer die gleiche Verstärkung eingestellt sein.

Fehlerrechnung

Die Fehlerbalken der einzelnen Messpunkte in Abbildung 4.17 berechnen sich nach der $Gau\betaschen$ Fehlerfortpflanzung. Nach Gleichung (4.39) auf Seite 56 gehen in die gemessene Laserpulsenergie E_g drei fehlerbehaftete Größen ein: der Widerstand R, die Photosensitivität S und der das Integral I. Nach Gleichung (4.1) auf Seite 42 ist die Unsicherheit der Photosensitivität $\sigma_S = 0.005 \, \frac{\text{A}}{\text{W}}$. Die des Widerstandes wird auf $\sigma_R = 1 \, \Omega$ und die des Integrals auf 5% seines Wertes ($\sigma_I = 5\% \cdot I$) abgeschätzt. Damit ergibt sich für σ_{E_g} :

$$\sigma_{E_g} = \sqrt{\left(\frac{\partial E_g}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2 + \left(\frac{\partial E_g}{\partial S}\right)^2 \sigma_S^2 + \left(\frac{\partial E_g}{\partial I}\right)^2 \sigma_I^2} \tag{4.41}$$

$$= R^{-1}S^{-1}\sqrt{R^{-2}I^2\sigma_R^2 + S^{-2}I^2\sigma_S^2 + \sigma_I^2}$$
(4.42)

$$= 0.00968 \,\mathrm{A} \cdot I = 0.06536 \cdot E_q \tag{4.43}$$

Da alle Größen bis auf das Integral I konstant sind, lässt sich ein Vorfaktor (in der Einheit A) ausrechnen, der mit dem Integral multipliziert die Unsicherheit in E_g ergibt. Mit Gleichung (4.39) lässt sich der Vorfaktor auch in Abhängigkeit von E_g selbst bestimmen. Systematische Unsicherheiten sind aufgrund der fehlenden Eichung der Diode möglich.

4.2.2.3 Ergebnisse und Zusammenfassung aller Messungen

Die drei Lasereigenschaften sind nach diesem Kapitel im Hinblick auf die folgenden Hauptspektrometermessungen hinreichend bekannt und werden nun kurz zusammengefasst.

Die (zeitliche) Länge eines Pulses ist bei gleicher Energie praktisch konstant. Sie lässt sich zwar mit der Steuerungssoftware verkürzen, was aber mit einer Reduktion der Energie einhergeht, daher wird immer die größtmögliche Pulslänge von 100 µs gewählt. Bei hohen Energie sind aber Pulslängen von bis zu 200 µs gemessen worden (Abbildung M.35a und M.35b auf Seite 167 im Anhang).

Die Energie eines Pulses lässt sich mit Hilfe der lasereigenen Elektronik genau und präzis ermitteln. Das ist das Ergebnis des Versuchs, der im direkt vorangegangenen Abschnitt 4.2.2.2 auf Seite 54 durchgeführt wurde. Die Gleichung (4.40) auf Seite 56 beschreibt den Zusammenhang zwischen angezeigter Energie der Lasersteuerungssoftware und der tatsächlichen, die Laserbox verlassenden Pulsenergie.

Auf die zeitliche Energiestabilität des Lasers wurde ebenfalls im Abschnitt 4.2.2.2 eingegangen. Gemeint ist dabei nicht mehr nur ein Laserpuls, sondern ein längerer Zeitraum über viele Minuten oder Stunden des Laserbetriebs. Die Stabilität des Lasers ist nur ausreichend hoch, wenn der eigentlichen Messphase eine mehrminütige Aufwärmphase (mit Dauerfeuer) vorangestellt wird. Die durchschnittliche Energie eines Laserpulses pendelt sich dann auf einem niedrigen Niveau ein. Schwankungen von Puls zu Puls sind aber nicht auszuschließen. Diese Beobachtung wird auch durch die Hauptspektrometermessungen bestätigt.

Die Frage nach der **Strahlgeometrie** beantwortet der Abschnitt 4.2.2.1 auf Seite 48. Es handelt sich um einen ellipsenförmigen Strahl mit einer ausgeprägten numerischen Exzentrizität ϵ von etwa (mit k_1 aus (4.15) und k_2 aus (4.16) auf Seite 50):

$$\epsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2} = 0.838 \pm 0.012$$
 (4.44)

Die beiden Strahldivergenzen können den Gleichungen (4.17) und (4.18) auf Seite 51 entnommen werden.

Tabelle 4.9: Messwerte zur Filter- und Energiemessung

Verstärker	Filter	E_{LV}	E_g	E_{LP}	$T_{\rm ist} = \frac{E_g}{E_{LP}}$	$T_{\rm soll}$	$\frac{T_{\rm ist}}{T_{\rm soll}}$	Foto	Anhang
		μJ	μJ	μJ					
-	-	0,99	0,22	_	-	_	_	0	M.23a
-	-	1,49	0,37	-	-	-	_	1	M.23b
-	-	1,26	0,29	-	-	-	-	2	M.23c
-	-	1,19	$0,\!28$	-	-	-	-	3	M.24a
-	-	2,02	$0,\!48$	-	-	-	-	4	M.24b
-	-	1,59	$0,\!35$	-	-	-	-	5	M.24c
-	-	1,88	$0,\!45$	-	-	-	-	6	M.25a
-	-	1,61	$0,\!37$	-	-	-	-	7	M.25b
-	-	1,70	$0,\!40$	-	-	-	-	8	M.25c
-	-	1,92	$0,\!46$	-	-	-	-	9	M.26a
10^{-4}	UV	1,68	6,34	0,39	16,1	16,0	101%	10	M.26b
10^{-4}	UV	$1,\!50$	$5,\!44$	$0,\!35$	15,7	16,0	98%	11	M.26c
10^{-4}	UV	1,83	7,00	$0,\!43$	16,1	16,0	101%	12	M.27a
10^{-4}	10%	1,84	$5,\!27$	$0,\!44$	$12,\!1$	10,0	121%	13	M.27b
10^{-4}	10%	1,71	4,76	$0,\!40$	11,9	10,0	119%	14	M.27c
10^{-4}	10%	$1,\!59$	$4,\!44$	$0,\!37$	12,0	10,0	120%	15	M.28a
10^{-5}	UV+10%	1,82	7,80	$0,\!43$	18,2	16,0	114%	16	M.28b
10^{-5}	UV+10%	1,69	7,08	$0,\!40$	17,9	16,0	112%	17	M.28c
10^{-5}	UV+10%	$1,\!56$	$6,\!51$	$0,\!36$	17,9	16,0	112%	18	M.29a
10^{-5}	1%	1,79	3,82	$0,\!42$	9,0	10,0	90%	19	M.29b
10^{-5}	1%	1,68	4,19	$0,\!39$	10,7	10,0	107%	20	M.29c
10^{-5}	1%	$1,\!58$	4,61	$0,\!37$	$12,\!5$	10,0	125%	21	M.30a
10^{-6}	UV+1%	1,94	9,13	$0,\!46$	19,7	16,0	123%	22	M.30b
10^{-6}	UV+1%	1,78	$8,\!34$	$0,\!42$	19,8	16,0	124%	23	M.30c
10^{-6}	UV+1%	1,62	$7,\!57$	$0,\!38$	20,0	16,0	125%	24	M.31a
10^{-6}	$0,\!1\%$	1,95	$4,\!57$	$0,\!47$	9,8	10,0	98%	25	M.31b
10^{-6}	$0,\!1\%$	1,77	4,12	$0,\!42$	9,8	10,0	98%	26	M.31c
10^{-6}	$0,\!1\%$	1,62	3,69	$0,\!38$	9,8	10,0	98%	27	M.32a
10^{-7}	UV+0,1%	1,97	$6,\!47$	$0,\!47$	13,7	16,0	86%	28	M.32b
10^{-7}	UV+0,1%	1,83	5,91	$0,\!43$	13,6	16,0	85%	29	M.32c
10^{-7}	UV+0,1%	1,72	5,56	0,40	13,7	16,0	86%	30	M.33a
-	-	2,92	0,71	0,244	-	-	_	31	M.33b
-	-	3,01	0,74	0,247	-	-	-	32	M.33c
-	-	$2,\!44$	$0,\!58$	0,239	-	-	-	33	M.34a
-	-	$2,\!13$	$0,\!49$	0,232	-	-	-	34	M.34b
-	-	2,81	0,68	0,243	-	-	-	35	M.34c
-	-	3,39	0,85	$0,\!250$	-	-	-	36	M.35a
-	-	3,74	0,95	$0,\!255$	-	-	-	37	M.35b

5. SDS-Messungen

Das Kapitel der SDS-Messungen ist grob in zwei größere Teile gegliedert. Die ersten Abschnitte behandeln den Messaufbau und die Messsituation am Hauptspektrometer, gefolgt von einem theoretischen Modell aus den Detektortriggersignalen des Lasers seine Strahlenergie zu berechnen. Diese Abschnitte stellen den ersten Teil des Kapitels. Der zweite Teil wird mit einer Übersicht über alle Messungen eingeleitet, die zur besseren Orientierung in 6 Phasen unterteilt sind und sich daran anschließen.

5.1 Messaufbau am Hauptspektrometer

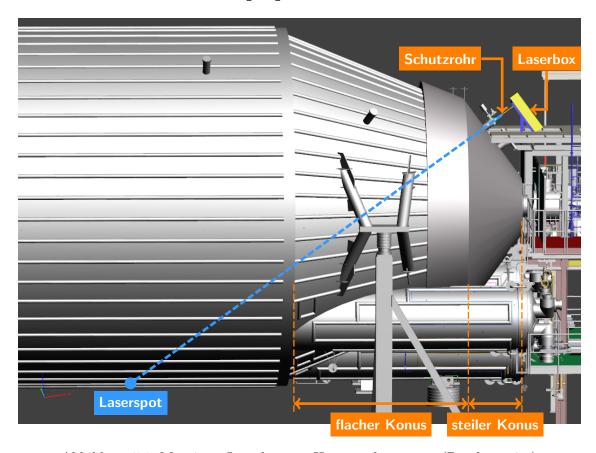


Abbildung 5.1: Montierte Laserbox am Hauptspektrometer (Detektorseite)

5. SDS-Messungen

5.1.1 Laserboxmontage

5.1.1.1 Lasergestell

Die in Abschnitt 4.1 beschriebene Laserbox wird gemäß Abbildung 5.1 auf der vorherigen Seite am Hauptspektrometer auf einer Plattform über der Detektorsektion montiert. Das extra dafür konstruierte Lasergestell (Abbildung 5.2a und Datenblatt im Anhang P.48 auf Seite 174) ist auf den gleichen Winkel eingestellt, den auch der steile Konus des Spektrometers mit der Horizontalen einschließt, 53,8°. Die Box steht folglich parallel zur Konusoberfläche und das erzeugte UV-Licht gelangt senkrecht durch ein am Spektrometer angebrachtes Saphirfenster in das Spektrometerinnere.

5.1.1.2 Schutzrohr

Zwischen der Austrittsöffnung der Box und dem Saphirfenster befindet sich ein Schutzrohr (Abbildung 5.2b und Datenblatt im Anhang P.47 auf Seite 173), das einen festen Abstand der (geerdeten) Box zum (auf Hochspannung liegenden) Tank sicherstellt. Es hat weiter die Aufgabe, Personen vor dem Strahl zu schützen, die sich in der Spektrometerhalle aufhalten könnten, und zu verhindern, dass zusätzliches Licht ins Spektrometer gelangt. Das Rohr wurde zunächst aus weißem, ungefärbten Kunstoff hergestellt, weil schwarze Kunstoffe häufig Kohlenstoff enthalten. Kohlenstoff hat die Eigenschaften bei hohen Spannungen elektrisch leitend zu werden. Damit das Rohr trotzdem kein Licht ins Innere des Spektrometers durchlässt, ist es mit einem schwarzen Schrumpfschlauch ummantelt.





(a) Montiertes Lasergestell

(b) Eingebautes Schutzrohr

Abbildung 5.2: (a) Aufgebautes Lasergestell mit montiertem und betriebsbereitem Laser (b) Das mit der Laserbox und dem Tank verbundene Schutzrohr

5.1.2 Integration des Lasersystems

Der Laser und die Stellmotoren können und dürfen nicht von der Plattform aus bedient werden. Die Steuerungsleitungen werden von der Plattform über Kabelkanäle zu den Computern geführt, die auch für die Detektorüberwachung zuständig sind.

5.1.2.1 Motoren des Spiegelsystems

Die beiden Motoren des Spiegelsystems (Abbildung 4.2 auf Seite 39 und Abbildung 4.7 auf Seite 43) werden über zwei, etwa 15 m lange D-Sub-Kabel (Abbildung 5.3) von einer Steuerungseinheit aus bedient. Diese Steuerungseinheit wiederum wird per USB an einen der Computer, die in der Nähe des Detektors stehen, angeschlossen und erhält ihre Befehle von einem Computerprogramm des Herstellers. Mit dieser Software lässt sich die Schraubenposition des Motors vorgeben. Die Steuerungseinheit sorgt selbsttätig dafür, dass der Motor diese Position immer aus der gleichen Richtung aus anfährt und meldet die aktuelle Position an die Software zurück (siehe hierzu auch Abschnitt 4.1.3.3 auf Seite 44).

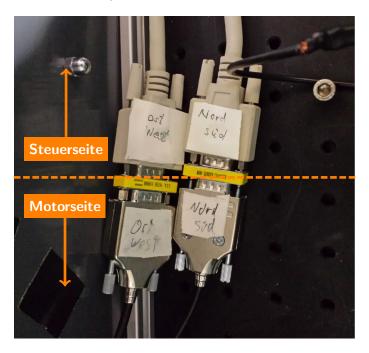


Abbildung 5.3: D-Sub-Anschlusskabel der Motoren zur Spiegelsteuerung

Ersteinrichtung der Spiegelnullstellung

Mit einer Öffnung seitlich am Fuß des (Schutz-)Rohrs wurde mit Hilfe fluoreszierenden Papiers der Laserstrahl mit dem Spiegelsystem in Nord-Süd-Richtung zentriert. (Abbildung 5.4 auf der nächsten Seite zeigt die Lage des Spektrometertanks mit Kompass, um die Richtungen Nord-Süd und Ost-West identifizieren zu können.) Eine Zentrierung des Strahls in Ost-West-Richtung ist mit der kleinen Öffnung nicht möglich, weil sich von dem Blickwinkel aus nicht beurteilen lässt, wie weit der Strahl vom Auge des Betrachters entfernt ist. Die vorläufige Nullstellung des Spiegels ist (3,3 | 4,8) (Nord-Süd | Ost-West).

5.1.2.2 Diodensignal

Das Signal der auf der Rückseite des Spiegels aufgeklebten Diode wird nach Durchgang durch einen Signalverstärker in die Detektorelektronik (Detektor-DAQ) eingespeist. Der Detektor verarbeitet das Signal auf ähnliche Weise wie die Ereignisse, die durch Elektronen auf seiner Waferoberfläche ausgelöst werden. Die Einkopplung des Diodensignals erfüllt

5. SDS-Messungen

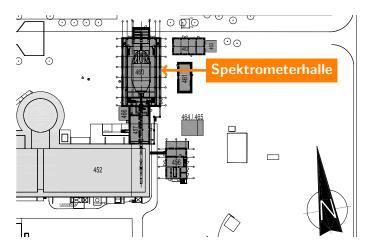


Abbildung 5.4: Ausrichtung der Halle 460 (Spektrometerhalle) ([KAT06], mod.)

zwei Funktionen: Zum Einen kann das Signal als Trigger dienen, um die am Detektor eintreffenden Elektronen, die durch das UV-Licht im Spektrometer erzeugt wurden, mit dem Lichtpuls in Koinzidenz zu bringen. Zum Anderen kann aus der Amplitude des Signals abgeleitet werden wie hoch die Laserpulsenergie in diesem Moment war. Die Diode gibt einen von der Energiemenge des Laserlichts abhängigen Strom ab. Dieser wird vom Detektor als Signal mit einer bestimmten Energie gewertet und einem internen, sogenannten ADC-Wert zugeordnet, der mit der Energie korrelliert ist. Je höher der Diodenstrom, desto höher auch der ADC-Wert.

Wie die ADC-Werte mit der Laserenergie zusammenhängen, wird in einem eigenen Abschnitt 5.3 behandelt.

5.1.2.3 Laser

Der UV-Laser kann über die lange Distanz zum Computer nicht per USB angesteuert werden. Zur Steuerung wird daher ein Netzwerkkabel (Patchkabel Cat.5) verwendet, das Reichweiten von bis zu 100 m überbrücken kann. Um zu verhindern, dass der Laser über das Netzwerk von Unbefugten gesteuert wird, ist das Patchkabel an einen eigenen Netzwerkhub und dieser wiederum an eine separate Netzwerkkarte angeschlossen, die sich in einem der Detektorcomputer befindet. Er kann also nur von diesem PC aus gesteuert werden. Auf dem Computer wird anschließend die Lasersteuerungssoftware (geschrieben in LabVIEW) installiert, mit der die Pulslänge und die -frequenz des Lasers eingestellt werden können. Durch das Festlegen dieser Werte wird der Laser aktiviert.

5.2 Messsituation am Hauptspektrometer

5.2.1 Geometrische Voraussetzungen

Für die Interpretation der Ergebnisse der einzelnen Messphasen sind einige Vorüberlegungen und geometrische Zusammenhänge nötig. Der dreiteilige Abschnitt beinhaltet den Einstellbereich des Spiegelsystems, die Berechnung der Länge und Position des Laserstrahls sowie eine kurze Vorstellung eines Teils der Haltestruktur.

5.2.1.1 Einstellbereich der Motoren

Die Strahlposition im Spektrometer kann über das Spiegelsystem verändert werden (Abschnitt 4.1.3.1 auf Seite 42). Die CAD-Darstellung (Abbildung 5.5 auf der nächsten Seite) zeigt einen Schnitt durch den Strahlweg von der Box bis ins Spektrometer mit eingezeichnetem maximal möglichen Ablenkbereich. Der Grenzwinkel α , um den der Laserstrahl

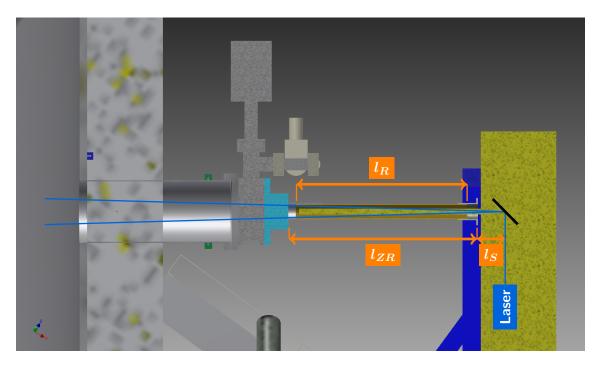


Abbildung 5.5: Schnitt durch die montierte Laserbox mit Schutzrohr

maximal aus seiner Zentrallage abgelenkt werden darf, hängt vom Innendurchmesser des Schutzrohrs ($d_R = 4 \,\mathrm{cm}$) ab, über das die Laserbox mit dem Spektrometer verbunden ist. Nach der technischen Zeichnung P.47 auf Seite 173 hat das Rohr mit den beiden Endstücken (ebenfalls 4 cm Innendurchmesser) eine Gesamtlänge des Zusammenbaus von $l_{ZR} = 42.7$ cm im montierten Zustand. Die Rohrlänge beträgt in der Abbildung noch 70 cm. Diese wurde aufgrund der hier durchgeführten Berechnungen kurzfristig auf $l_R = 30 \,\mathrm{cm}$ geändert, um überhaupt ausreichenden Spiegelweg für Phase 3 zu haben.

Der Spiegel befindet sich im Abstand von $l_S = 7 \,\mathrm{cm}$ in der Laserbox (von außen gemessen, mit Bodendicke). Dieser Punkt ist der Reflexions- und Drehpunkt für den Laserstrahl. Der Grenzwinkel, also wie weit der Spiegel den Strahl gegenüber seiner Zentrallage maximal auslenken darf, berechnet sich zu:

$$\tilde{\alpha}_R = \arctan \frac{\frac{d}{2}}{l_{ZR} + l_S} = 2.3^{\circ} \tag{5.1}$$

$$2\,\tilde{\alpha}_R = 4.6^\circ \tag{5.2}$$

Die Maximalauslenkung über die gesamte Rohrbreite ist gleich dem doppelten Winkel $2 \tilde{\alpha}_R$. In Abschnitt 4.1.3.1 auf Seite 42 wurden die maximal möglichen Motoreneinstellungen aller vier Himmelsrichtungen und die zugehörigen Auslenkungen gemessen. Aus der Differenz der Einstellungen Δ_M und mit dem Abstand zwischen Spiegel und Boden, von dem aus die Ablenkungen gemessen wurden (in Abschnitt 4.1.3.1 mit h = 3,28 m bezeichnet), lassen sich für die beiden Richtungen Nord-Süd und Ost-West die Grenzwinkel berechnen, die gerade noch eingestellt sein dürfen, bevor der Laserstrahl unterbrochen wird.

$$\tilde{\Delta}_{M,NS} = 3.5 \text{ mm}$$

$$\tilde{\Delta}_{M,OW} = 1.8 \text{ mm}$$
(5.3)

$$\tilde{\Delta}_{M,NS} = 3.5 \text{ mm}$$
 $\tilde{\Delta}_{M,OW} = 1.8 \text{ mm}$
 $\tilde{\alpha}_{M,NS} = \arctan \frac{0.44 \text{ m}}{3.28 \text{ m}}$
 $\tilde{\alpha}_{M,OW} = \arctan \frac{0.32 \text{ m}}{3.28 \text{ m}}$
 $= 7.6^{\circ}$
 $= 5.6^{\circ}$
(5.3)
(5.4)

$$=7.6^{\circ}$$
 $=5.6^{\circ}$ (5.5)

Ein Vergleich mit dem Grenzwinkel des Rohrs $\tilde{\alpha}_R$ zeigt, dass die maximal möglichen Motoreneinstellungen nicht ausgeschöpft werden dürfen, damit der Laserstrahl noch ins 5. SDS-Messungen

Spektrometer gelangen kann. Da der Grenzwinkel voraussetzt, dass der Laserstrahl perfekt mittig durch das Rohr läuft, was in Realität nicht der Fall sein wird, wird er abgerundet.

$$\alpha_R = |\tilde{\alpha}_R| = 2^{\circ} \tag{5.6}$$

Die Differenz zwischen $\tilde{\alpha}_R$ und α_R entspricht einem Puffer von 3 mm auf jeder Seite, was sehr knapp bemessen ist. Mit diesem neuen Winkel lässt sich der zulässige Einstellbereich der Spiegelmotoren neu festlegen:

$$\Delta_{M,NS} = \tan(4^{\circ}) \cdot 3,28 \,\mathrm{m} \, \frac{3,5 \,\mathrm{mm}}{0,44 \,\mathrm{m}}$$
 (5.7)

$$= 1.8 \,\mathrm{mm} \tag{5.8}$$

$$\Delta_{M,OW} = \tan(4^{\circ}) \cdot 3,28 \,\mathrm{m} \, \frac{1,8 \,\mathrm{mm}}{0,32 \,\mathrm{m}}$$
(5.9)

$$= 1.3 \,\mathrm{mm}$$
 (5.10)

Nur innerhalb dieser neuen Bereiche ist eine korrekte Interpretation der Hauptspektrometermessungen möglich. Außerhalb davon können Reflexionen oberhalb des Detektors zu sehr hohen Raten oder ein Abschatten des Strahls zu sehr niedrigen Raten und damit zu einem Verfälschen der Messungen führen.

5.2.1.2 Positionsbestimmung des Laserspots

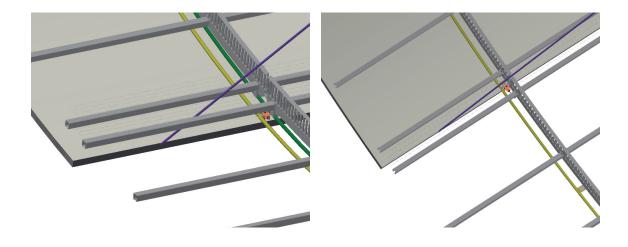
Anhand der Positionierung und Ausrichtung des Lasers am Hauptspektrometer lässt sich berechnen, wo der Laser den Spektrometerboden treffen sollte. Dabei wird vorausgesetzt, dass der Spiegel lotrecht eingestellt, die Laserhalterung im richtigen Winkel und die Laserbox darauf in der berechneten Position montiert ist. Unter diesen Idealbedingungen würde der Laserstrahl den Tankboden an der Stelle

$$z_0 = 0.42 \,\mathrm{m} \tag{5.11}$$

treffen. Die beiden CAD-Zeichnungen der Abbildung 5.6 zeigen wie der Strahl im Spektrometer verläuft. Darauf sind auch die C-Profile der Haltestruktur zu erkennen, zwischen die der Laser schießt. Die Länge des Strahls vom Laser bis zum Tankboden beträgt

$$L_0 = 12.5 \,\mathrm{m}$$
 (5.12)

Dieser Wert ist ebenfalls dem CAD-Modell (Abbildung 5.1 auf Seite 61) entnommen.



(a) Seitenansicht auf Laserstrahl

(b) Draufsicht auf Laserstrahl

Abbildung 5.6: Virtueller Blick ins Spektrometer mit violettem Laserstrahl

Beziehungen bei bekanntem Winkel α

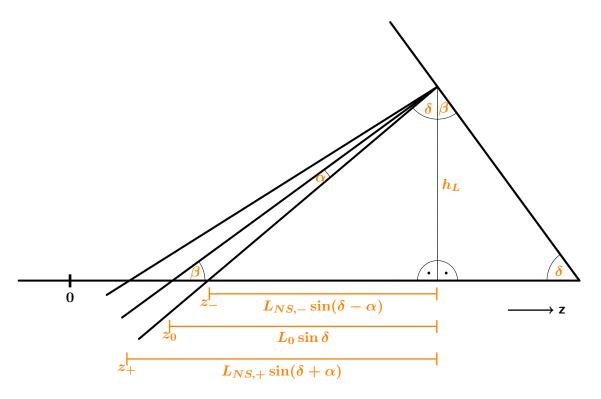


Abbildung 5.7: Geometrische Beziehungen in z-Richtung (Nord-Süd)

Entlang der z-Achse (Nord-Süd-Richtung) ist die Veränderung des Strahls geometrisch ein wenig komplizierter als in Ost-West-Richtung (x-Achse). Der Winkel α_{NS} mit $\alpha_{NS} \leq \alpha_R$ gibt die Spiegelneigung zur Nullstellung an. Da α_{NS} positiv oder negativ sein kann, lassen sich daraus die zwei neuen Strahllängen mit den dazugehörigen z-Koordinaten über die Hilfsgröße h_L berechnen, die der Höhe des Spiegels über dem Tankboden entspricht.

$$\delta = 53.8^{\circ}$$
 (Neigung des steilen Konus) (5.13)

$$\beta = 90^{\circ} - \delta \tag{5.14}$$

$$L_0 = \frac{h_L}{\sin \beta} \tag{5.15}$$

$$L_0 = \frac{h_L}{\sin \beta}$$

$$L_{NS,\pm} = \frac{h_L}{\cos(\delta \pm \alpha_{NS})}$$

$$z_{\pm} = z_0 + L_0 \sin \delta - L_{NS,\pm} \sin(\delta \pm \alpha_{NS})$$

$$(5.15)$$

In Ost-West-Richtung ist die Berechnung einfacher. Die Rundung des Tankbodens wird vernachlässigt und die neue Länge ist für positive wie negative Spiegelneigungen α_{OW} gleich.

$$L_{OW,\pm} = \frac{L_0}{\cos \alpha_{OW}} \qquad x_{\pm} = x_0 \pm L_0 \tan \alpha_{OW}$$
 (5.17)

Zusätzliche Beziehung bei bekannter z-Position

Ist der Winkel der Spiegelneigung in Nord-Süd-Richtung nicht bekannt, sondern nur die z-Position, lässt sich daraus der Winkel α_{NS} des Spiegels rückrechnen und damit die Länge des Laserstrahls $L_{NS,\pm}$ bestimmen. Die Länge ist erforderlich, um aus der Divergenz des Strahls seine Dimension am Spektrometerboden berechnen zu können. Dazu braucht es 68 5. SDS-Messungen

aber noch ein paar Zwischenschritte:

$$L_{NS,\pm}\sin(\delta \pm \alpha_{NS}) = z_0 - z_{\pm} + L_0\sin\delta \tag{5.18}$$

$$\tan(\delta \pm \alpha_{NS}) = \frac{L_{NS,\pm} \sin(\delta \pm \alpha_{NS})}{h_L}$$

$$= \frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_0 \sin \beta}$$
(5.19)

$$= \frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_0 \sin \beta}$$
 (5.20)

$$\delta \pm \alpha_{NS} = \arctan\left(\frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_0 \sin \beta}\right)$$
 (5.21)

$$\delta \pm \alpha_{NS} = \arctan\left(\frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_0 \sin \beta}\right)$$

$$(5.21) \text{ in } (5.18) \Longrightarrow \sin(\delta \pm \alpha_{NS}) = \frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_{NS,\pm}}$$

$$(5.22)$$

Mit den letzten beiden Gleichungen (5.21) und (5.22), ergibt sich für die Länge des Laserstrahls in Abhängigkeit von z_{\pm} allgemein:

$$L_{NS,\pm}(z_{\pm}) = \frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{\sin \left(\arctan\left(\frac{z_0 - z_{\pm} + L_0 \sin \delta}{L_0 \sin \beta}\right)\right)}$$
(5.23)

Mit dieser Beziehung lässt sich aus der z-Position des Laserspots und den Messergebnissen zur Divergenz des Lasers (Gleichungen (4.6), (4.15) und (4.16) auf Seite 50) die Größe des Laserspots am Boden des Spektrometers bestimmen.

5.2.1.3 C-Profile

Die im Folgenden betrachteten C-Profile sind Teile der Haltestruktur eines Elektrodenmoduls und für Phase 3 bedeutsam. Jedes Modul besteht aus mehreren C-Profilen wie die Abbildung 5.8 zeigt. Treffen zwei davon nahe aufeinander (an Modulgrenzen) werden sie doppeltes C-Profil genannt. Ein einfaches C-Profil hat zum nächsten einen Abstand

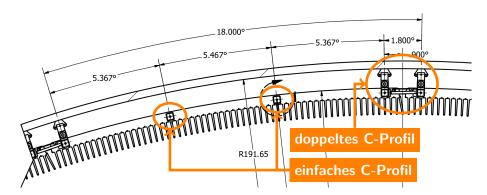


Abbildung 5.8: Technische Zeichnung eines Moduls mit C-Profilen

von 5,467° (Mitte-Mitte). Von der Mitte eines doppelten C-Profils zur Mitte des nächsten einfachen sind es 6,267°. Das entspricht bei einem ungefähren Radius des Spektrometers von 4,9 m den beiden Abständen d_{ee} (einfach-einfach) und d_{de} (doppelt-einfach) von:

$$d_{ee} = 0.47 \,\mathrm{m}$$
 (bei 5.467°) (5.24)

$$d_{de} = 0.54 \,\mathrm{m}$$
 (bei 6.267°) (5.25)

5.2.2 Gefahrenabschätzung für die Drähte

5.2.2.1 Hintergrund

Da der in dieser Arbeit verwendete UV-Laser laut Hersteller eine spezifizierte Energie von 5 μJ p.P. (pro Puls) bei einer maximalen Frequenz von 20 Hz aufweist, ist es notwendig die Frage zu beleuchten, ob ein permanenter Beschuss der immer gleichen Stelle die dort befindlichen Drähte beschädigen könnte. Ein Schaden wäre womöglich irreparabel und ist unter allen Umständen auszuschließen. Die hier vorgelegte kurze Ausführung hat das Ziel plausibel darzulegen, dass zu keiner Zeit eine Gefahr für die Drähte der Elektroden besteht.

Um das Vertrauen in diese Betrachtung zu erhöhen, werden die Parameter für die einzelnen Berechnungen nicht exakt bestimmt, sondern stets entweder mit hohem Sicherheitsfaktor abgeschätzt oder bei situativen Bedingungen die pessimistischste Variante gewählt. Das heißt im Falle der Pulsenergie beispielsweise, dass nicht von dem realistischen Wert von 1 µJ, sondern von 10 µJ ausgegangen wird. Auch die Entfernung zwischen Laser und Drahtelektrode wird mit 12 m eher pessimistisch abgeschätzt. Der Laser ist tatsächlich weiter entfernt. Und auch was die Geometrie des Strahls angeht, der selbst ja eine elliptische Form aufweist, werden ungünstigere Bedingungen angenommen. Auch wenn die Energie sich durch eine exzentrische Form auf eine größere Fläche verteilen würde, wird die ungünstigere Kreisform angenommen und hierbei als Radius der Wert der kleinen Halbachse gewählt (der der großen wäre optimistischer). All diese Annahmen zusammen haben neben dem positiven Effekt, dass sie weit über ein Worst-Case-Szenario hinaus reichen, die angenehme Begleiterscheinung der vereinfachten Berechnung.

5.2.2.2 Berechnung

Um die Berechnung überhaupt durchführen zu können, werden in den folgenden beiden Tabellen die wichtigsten Daten zum Laser und zu den Drähten zusammengefasst. Hierzu zählen nicht nur die bereits bekannten Fakten wie Energie oder Frequenz, sondern auch die für die Berechnung notwendigen Größen, wie Strahldurchmesser in 12 Meter Entfernung (Spotdurchmesser) oder die beleuchtete Fläche der Drähte.

Tabelle 5.1: Gefahrenabschätzung: Wichtige Eigenschaften auf einen Blick

(a) Eigenschaften des UV-Lasers

Bezeichnung	Wert
Energie pro Puls (p.P.)	1 μJ
Angenommene Energie p.P.	$10\mu\mathrm{J}$
Pulslänge p.P.	$100 \mu s$
Maximalfrequenz	$20\mathrm{Hz}$
Spotdurchmesser (bei 12 m)	$10\mathrm{mm}$
Fläche des Spots (bei 12 m)	$75\mathrm{mm}^2$

(b) Eigenschaften der (Stahl-)Drähte

	, ,
Bezeichnung	Wert
Beleuchtete Länge	10 mm
Durchmesser 1	$0.2\mathrm{mm}$
Durchmesser 2	$0.3\mathrm{mm}$
Beleuchtete Fläche 1	$2\mathrm{mm}^2$
Beleuchtete Fläche 2	$3\mathrm{mm}^2$
Masse 1	$m_1 = (0.00077 - 0.0008) \mathrm{g}$
Masse 2	$m_2 = (0.00173 - 0.0018) \mathrm{g}$
Dichte von Stahl	$\varrho = (7,7-8,0) \frac{g}{cm^3}$
Wärmekapazität	$ \varrho = (7,7 - 8,0) \frac{g}{\text{cm}^3} w = (430 - 500) \frac{g}{\text{kg} \cdot ^{\circ} \text{K}} $

Die kleine Halbachse des Strahls hat in 12 m Entfernung etwa die Länge von 5 mm, was auch zugleich dem Radius des gedachten Laserspots entspricht. Damit nimmt der Laserspot eine Fläche von ca. $75\,\mathrm{mm^2}$ ein. Der Durchmesser der Drähte liegt zwischen $0.2\,\mathrm{mm}$ (Durchmesser 1) und $0.3\,\mathrm{mm}$ (Durchmesser 2) was bei der angegebenen beleuchteten Länge den beleuchteten Flächen 1 und 2 entspricht. Der Laserspot kann nur maximal $10\,\mathrm{mm}$ eines Drahtelements beleuchten, während sich die eingebrachte Energie natürlich über eine deutlich größere Fläche (durch Wärmeleitung) verteilt. Der Anteil der Energie eines Pulses, der dieses Drahtstück trifft, wird im folgenden mit effektiver Energie E_{eff} bezeichnet:

$$E_{\text{eff}_{0,2}} = 10 \,\mu\text{J} \cdot \frac{2 \,\text{mm}^2}{75 \,\text{mm}^2} \qquad E_{\text{eff}_{0,3}} = 10 \,\mu\text{J} \cdot \frac{3 \,\text{mm}^2}{75 \,\text{mm}^2}$$

$$= 0.27 \,\mu\text{J} \qquad = 0.4 \,\mu\text{J} \qquad (5.26)$$

Unter der Annahme, dass 100% des Lichtes von den Drähten absorbiert werden (R=0), lässt sich berechnen, wie stark sich das kleine Drahtstück nach einer Sekunde Dauerbeschuss durch den Laser aufgeheizt hat.

$$\Delta T_{0,2} = \frac{1}{w} \cdot \frac{E_{\text{eff}_{0,2}}}{m_1} \cdot 20 \,\text{Hz} \cdot 1 \,\text{s} \qquad \Delta T_{0,3} = \frac{1}{w} \cdot \frac{E_{\text{eff}_{0,3}}}{m_2} \cdot 20 \,\text{Hz} \cdot 1 \,\text{s}$$

$$= 0.016 \,^{\circ}\text{K} \qquad = 0.011 \,^{\circ}\text{K} \qquad (5.29)$$

(Berechnung mit: $w=430\,\frac{\rm J}{\rm kg\cdot ^{\circ}K},\, \varrho=7.7\,\frac{\rm g}{\rm cm^{3}})$ Die Temperaturerhöhung liegt also in der Größenordnung von einem Hundertstel Grad.

5.2.2.3 Resumée

Es ist nicht berücksichtigt worden, dass der in der Realität viel längere Draht die Wärme vom Ort des Laserspots permanent weg transportiert, so dass die tatsächliche Temperaturerhöhung nochmals deutlich unter den berechneten Werten liegen sollte. Vergegenwärtigt man sich nun noch einmal, dass die reale Laserenergie um eine Größenordnung niedriger ist, der Laserspot tatsächlich eine größere Fläche hat, Die Absorption natürlich nicht 100% beträgt und die Drähte wahrscheinlich nicht vollflächig bleuchtet werden, so wird noch deutlicher, dass der thermische Effekt des Laserbeschusses auf die Drähte, auch über einen längeren Zeitraum hinweg, vernachlässigbar klein ausfallen dürfte.

5.2.3 Messkonfiguration und -einschränkungen

Für die Messungen der SDS-Commissioning-Phase sind nicht alle Bauteile in der endgültigen Spezifikation vollumfänglich verfügbar. So ist die PAE des Detektors auf maximal 9,5 kV beschränkt. Die Ströme der Luftspulen können ferngesteuert eingestellt werden, ihre Polarität muss aber durch manuelles Umpolen geändert werden. Das Hochspannungssystem ist einsetzbar, die innere Drahtlage kann aber aufgrund eines Kurzschlusses nicht unabhängig von der äußeren gesteuert werden. Die beiden Vorspektrometermagnete werden mit 104,1 A, was 2,98 T (Upstream) bzw. 148,7 A, was 4,26 T (Downstream) entspricht, betrieben. Der Pinch-Magnet erreicht statt der spezifizierten 6 T lediglich 5 T bei 72,6 A, während der Detektormagnet mit 54,6 A eine Flussdichte von 3,5 T erreicht. [EGH⁺13]

Nicht alle Pixel des Detektors können genutzt werden. Ein Teil der oberen Pixel sind von einem sogenannten Flapper verdeckt und müssen bei der Auswertung ausgeschlossen werden.

5.2.4 Datenaufnahme und -auswertung

Die Ereignisse, die der Detektor aufnimmt, inkl. der Diodensignale (Trigger) werden zentral in einer Datenbank gespeichert. Die DAQ wird Orca genannt. Über Orca lassen sich bspw. die Ströme des Luftspulensystems und die der Drahtelektroden für den Hochspannungsbetrieb einstellen. Mit Orca-Run-Skripts können festgelegte Abläufe einer Messung automatisiert werden.

Der Abruf der gemessenen Daten erfolgt über die Schnittstelle Kali mit einem Tool namens beans. In der beans-Syntax kann eigener C++-Quelltext eingefügt werden, um bspw. den ADC-Wert des Diodensignals vom Detektor auszulesen, Berechnungen damit durchzuführen u.v.a.m. Beans erleichtert den Abruf der Daten, indem es die Ausführung vieler Standardschritte erleichtert, dazu gehört der Abruf der Raten jedes Pixels, das Entfernen von unerwünschten Pixeln, das Anwenden der gerade gültigen Kalibrationstabellen für den Detektor, Durchführen von Zeitversätzen, das Festlegen zuvor vorgegebener Regions of interest und auf Wunsch das Zeichnen von Schaubilder in root.

5.2.4.1 Typischer Quellcode in beans

Ein typischer Quelltext in beans ist hier zu finden. Es handelt sich um einen sehr kleinen Auszug, um das Prinzip zu verdeutlichen. Die tatsächlich verwendeten Programme sind um ein Vielfaches länger und komplexer:

```
#include <KDBeans.h>
   #include <TText.h>
2
3
4
   using namespace std;
5
   using namespace katrin;
7
   int main(int argc, char** argv)
8
9
       KDBeans beans;
10
       (beans
11
            // Ereignisse auslesen, Zeitoffsetkorrektur, Energiekalibration //
            .Append(new KDEnergyEventReadout())
12
            .Append(new KDEventTimeOffsetCorrection())
13
            .Append(new KDEventTimeSort())
14
15
            .Append(new KDBeansEnergyCalibration())
            // Festlegen der Region of interest in der Energie,
16
17
            // Energien von 0 bis 26,1kV werden ausgeschlossen
18
            .Append((new KDEnergyRangeRejection())
19
               ->SetRange(0, 26100)
           )
20
21
22
            // Diese Pixel werden ausgeschlossen, weil vom Flapper verdeckt
23
            .Append((new KDPixelTagging())
24
               ->SetTagName("FlapperTag")
25
               ->AddPixel(66)->AddPixel(67)->AddPixel(78)->AddPixel(79)
26
               ->AddPixel(80)->AddPixel(89)->AddPixel(90)->AddPixel(91)
27
               ->AddPixel (92) ->AddPixel (102) > AddPixel (103) -> AddPixel (104)
28
               ->AddPixel (113) ->AddPixel (114) ->AddPixel (115) ->AddPixel (116)
               ->AddPixel(125)->AddPixel(126)->AddPixel(127)->AddPixel(128)
29
               ->AddPixel(140)->AddPixel(124)
30
           )
31
32
            .Append((new KDPixelTagging())
33
               ->SetTagName("DetectorTag")
34
               ->AddPixel (136) ->AddPixel (137) ->AddPixel (138)
35
               ->AddPixel(139)->AddPixel(147)
           )
36
37
38
            // Ratentrend-Graph erzeugen
            .Append((new KDRateTrendGraph())
39
40
               ->SetTickWidth(1)
               ->SetFirstPointExclusion(true)
41
               ->SetLastPointExclusion(true)
42
43
               // Auschluss der Pixel auswaehlen
               ->RejectTag("FlapperTag")
44
45
               ->RejectTag("DetectorTag")
46
               ->SetTitle("Rate, FPD")
47
           )
48
            // Durchschnittsfunktion auswaehlen
49
            .Append(new KDRateTrendAverage())
50
            // Zeichnen des Graphen
51
            .Append((new KDDraw())
               ->SetCanvasSize(2382, 1716)
52
53
       );
54
55
       beans.Build(argc, argv).Start();
56
57
       return 0;
58||}
```

5.2.5 (Fern-)Steuerung

Alle Einstellungen, die für den Messbetrieb erforderlich sind, können vom sogenannten Kontrollraum aus (z.B. via Orca) verändert werden. Die im Kontrollraum stehenden PCs sind mit den Computern am Detektor verbunden und können auf diese ferngesteuert zugreifen. Da auch der Laser und die Motoren an einen der Computer beim Detektor angeschlossen sind (Abschnitt 5.1.2.1 und 5.1.2.3), ist die Fernsteuerung dieser Geräte vom Kontrollraum aus ebenfalls möglich.

5.2.6 Dokumentation im elektronischen Logbuch

Die Messungen während der SDS-Commissioning-Messphase werden in einem elektronischen Logbuch festgehalten. Die folgenden 6 Phasen finden sich daher ebenfalls im ELog unter den Einträgen mit der Nummer 242 ([GKM13]), 263 ([FGM13a]), 269 ([Mül13a]) und 273 ([FGM13b]).

Die 6 Messphasen zu den UV-Laser-Messungen sind in einem Proposal [Mül13b] vorgeschlagen worden.

5.3 ADC und Laserenergie, Photonen- und Elektronenzahl

Um bei den Messungen am Hauptspektrometer beurteilen zu können, wie viele Elektronen durch Abschirmeffekte vom Detektor ferngehalten werden können, ist es notwendig, die Laserenergie bei jedem einzelnen Puls zu kennen. Aus der Laserenergie lässt sich die Photonenzahl präzis bestimmen und daraus die Elektronenzahl mit der geschätzten Quanteneffizienz (Zahl ausgelöster Elektronen pro Photon) von Edelstahl ($QE = 10^{-4}$) [CDH⁺94] abschätzen.

5.3.1 Hintergrund

Im Kapitel 4.2.2.2 auf Seite 54 mit dem Namen Filter- und Energiemessung wurde bereits ein Weg skizziert, wie die Energie des Lasers ermittelt werden könnte. Für eine gängige Messung der Laserenergie wären zwei Dioden nötig, eine auf der Rückseite eines halbtransparenten Spiegels und eine im Strahlgang des Lasers. Das feste Verhältnis aus beiden Photoströmen würde gemessen. Daraus ließe sich für die Messungen am Hauptspektrometer, wenn die zweite Diode aus dem Strahlgang entfernt wurde, die Energie des Lasers ableiten. Diese Methode würde allerdings die Verfügbarkeit von zwei Dioden voraussetzen, aber nur eine ist vorhanden und nutzbar. Wäre die Energie des Lasers von Puls zu Puls nicht stark schwankend, könnte das Verhältnis auch mit nur einer Diode bestimmt werden. Da die Laserenergie aber bis zu einer Größenordnung von Puls zu Puls schwanken kann, scheidet diese Möglichkeit der Energiebestimmung aus. Ein Ausweg bietet die laserinterne Elektronik zu seiner Überwachung. Sie zeigt bei jedem Schuss einen nicht kalibrierten Energiewert an, der laut Hersteller linear mit der tatsächlichen Pulsenergie in Beziehung steht.

In Abschnitt 4.2.2.2 wurde bereits der Zusammenhang (Gleichung (4.40) auf Seite 56) zwischen der vom LabView-Programm aus der Laserelektronik ausgelesenen Energie E_{LV} und der tatsächlichen Pulsenergie E_{LP} bestimmt.

5.3.2 ADC-Wert und Laserpulsenergie

Das Signal der auf der Rückseite des halbtransparenten Spiegels aufgeklebten Diode ist im endgültigen Messaufbau am Hauptspektrometer in die Detektor-DAQ eingekoppelt (Abschnitt 5.1.2.2). Der vom Detektor ausgewertete Photostrom entspricht einer Energie, die der Detektor in Form eines ADC-Wertes N_{ADC} (dimensionslos) ausgibt. Werden diese ADC-Werte (für jeden Laserpuls einer) mit der vom LabView-Programm angezeigten Energie

eines Laserspulses E_{LV} in Beziehung gesetzt, lässt sich mit Gleichung (4.40) die tatsächliche Pulsenergie des Lasers bestimmen. Um den mathematischen Zusammenhang zwischen E_{LV} und N_{ADC} zu finden, werden dafür bei den späteren Messungen am Hauptspektrometer nur jene Messzeiten ausgewählt, die bei einer nahezu konstanten Laserenergie erfolgt sind. Der LabVIEW-Wert ist zu diesen Zeiten dann ebenfalls konstant. Gleichwohl ist das Ablesen des LabVIEW-Wertes mit einer hohen Unsicherheit behaftet, die im Folgenden nicht quantifiziert wurde. Hier liegt neben der Quanteneffizienz die größte Quelle für (unbekannte) systematische Unsicherheiten. Die stabilen ADC-Werte der einzelnen Pulse einer solchen Messzeit werden gemittelt und mit dem (nahezu konstanten) LabVIEW-Wert in Beziehung gesetzt. Werden ausreichend solcher stabiler Zeitfenster einbezogen, lässt sich ein linearer Zusammenhang zwischen ADC-Wert und der von LabVIEW angezeigten Energie berechnen. Mit den dann bekannten beiden linearen Zusammenhängen lässt sich aus einem beliebigen ADC-Wert auf die tatsächliche Energie des Laserpulses rückschließen. Zugleich lassen sich damit sogar Raten einzelner Messungen vergleichen, die bei stark schwankender Laserenergie durchgeführt wurden. Das ist möglich, weil der ADC-Wert eines jeden Laserpulses von der Detektor-DAQ gespeichert wird. Damit können auch nachträglich noch die Raten einzelner Messungen energiekorrigiert werden.

5.3.2.1 Zwischenschritt: Lineares Gesetz zu N_{ADC} und E_{LV}

Für die Bestimmung des linearen Zusammenhangs zwischen ADC-Wert N_{ADC} und LabVIEW-Energie E_{LV} (in μ J) wurden 24 Messungen ausgewählt (Tabelle 5.3), die bei stabiler Laserenergie erfolgt sind. Die Formeln (4.10) bis (4.14) dienen wieder zur Berechnung der Ausgleichsgeraden im Schaubild 5.9 auf der nächsten Seite mit der Steigung k und dem y-Achsenabschnitt A, wobei (x_i, y_i) hier $(E_{LV,i}, E_{ADC,i})$ entspricht:

$$N_{ADC} = (553 \pm 24) \frac{1}{\mu J} \cdot E_{LV} + (129 \pm 13) \qquad R^2 = 0.962$$
 (5.30)

Bei $\overline{N_{ADC}}$ handelt es sich um den Mittelwert aus allen Laserpulsen der entsprechenden Messung, wohingegen E_{LV} eine einzelne Ablesung des LabVIEW-Wertes ist. Bei 20 Hz Frequenz sind nur Einzelablesungen von E_{LV} möglich, die eine stabile Laserenergie während der Messung voraussetzen. Die Auswahl der Messungen erfolgte nach diesem Kriterium.

Tabelle 5.3: Durchschnitts-ADC-Werte und LabVIEW-Energien einzelner Messungen

Messung	$\overline{N_{ADC}}$	E_{LV} (μJ)	Messung	$\overline{N_{ADC}}$	E_{LV} (μJ)
7806	343	0,4	7880	271	0,3
7807	537	0,6	7885	272	0,3
7808	474	0,6	7890	280	0,3
7809	442	0,5	7895	279	0,3
7810	416	0,4	7900	301	0,3
7820	286	0,3	7905	847	1,4
7850	272	0,3	7906	737	1,1
7855	279	0,3	7907	554	0,7
7860	282	0,3	7908	461	0,6
7865	291	0,3	7909	422	0,5
7870	257	0,3	7912	349	0,4
7875	264	0,3	7920	301	0,3

Fehlerbalken

Die Standardabweichung der Durchschnitt-ADC-Werte im Schaubild wird mit Hilfe des Verschiebungssatzes berechnet, weil die Auswertesoftware in beans die Messwerte nur 74 5. SDS-Messungen

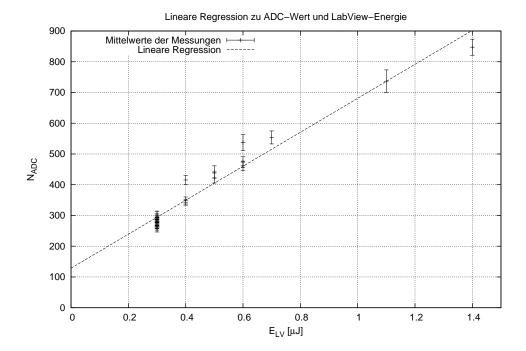


Abbildung 5.9: Lineare Regression zum ADC-Wert (mit Standardabweichung) und der von LabVIEW angezeigten Laserpulsenergie

auflaufend auswertet und nicht zwischenspeichert:

$$\sigma_{N_{ADC}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[\left(\sum_{i=1}^{n} N_{ADC,i}^{2} \right) - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^{n} N_{ADC,i} \right)^{2} \right]}$$
 (5.31)

5.3.2.2 Endergebnis: Lineares Gesetz zu N_{ADC} und E_{LP}

Die beiden Gleichungen (4.40) und (5.30) werden zunächst wie folgt umformuliert:

$$(4.40) \Longrightarrow E_{LP} = k_{LP} E_{LV} + A_{LP} \tag{5.32}$$

$$(5.30) \Longrightarrow N_{ADC} = k_{ADC} E_{LV} + A_{ADC} \tag{5.33}$$

$$E_{LV} = \frac{N_{ADC} - A_{ADC}}{k_{ADC}} \tag{5.34}$$

Werden diese Gleichungen ineinander eingesetzt, kann aus dem ADC-Wert direkt die Laserpulsenergie bestimmt werden:

(5.34) in (5.32)
$$\Longrightarrow E_{LP} = \frac{k_{LP}}{k_{ADC}} N_{ADC} - \frac{k_{LP}}{k_{ADC}} A_{ADC} + A_{LP}$$
 (5.35)

$$= 4,753 \cdot 10^{-4} \,\mu\text{J} \cdot N_{ADC} - 1,086 \cdot 10^{-1} \,\mu\text{J}$$
 (5.36)

Fehlerrechnung

Um die vier Unsicherheiten von $\sigma_{k_{LP}}$, $\sigma_{A_{LP}}$ sowie $\sigma_{k_{ADC}}$ und $\sigma_{A_{ADC}}$ in das Endergebnis E_{LP} zu übertragen, wird die $Gau\betasche$ Fehlerfortpflanzung verwendet:

$$\sigma_{E_{LP}} = \sqrt{\left(\frac{\partial E_{LP}}{\partial k_{LP}}\right)^2 \sigma_{k_{LP}}^2 + \left(\frac{\partial E_{LP}}{\partial A_{LP}}\right)^2 \sigma_{A_{LP}}^2 + \left(\frac{\partial E_{LP}}{\partial k_{ADC}}\right)^2 \sigma_{k_{ADC}}^2 + \left(\frac{\partial E_{LP}}{\partial A_{ADC}}\right)^2 \sigma_{A_{ADC}}^2}$$
(5.37)

$$= \left[\left(\frac{N_{ADC} - A_{ADC}}{k_{ADC}} \right)^{2} \sigma_{k_{LP}}^{2} + \sigma_{A_{LP}}^{2} \right.$$

$$+ \left(\frac{-k_{LP} N_{ADC} + k_{LP} A_{ADC}}{k_{ADC}^{2}} \right)^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2} + \left(-\frac{k_{LP}}{k_{ADC}} \right)^{2} \sigma_{A_{ADC}}^{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[\frac{k_{ADC}^{2} \sigma_{k_{LP}}^{2} + k_{LP}^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2}}{k_{ADC}^{4}} N_{ADC}^{2} - 2 \frac{k_{ADC}^{2} \sigma_{k_{LP}}^{2} + k_{LP}^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2}}{k_{ADC}^{4}} A_{ADC} N_{ADC} \right.$$

$$+ \frac{A_{ADC}^{2} k_{LP}^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2}}{k_{ADC}^{4}} + \frac{A_{ADC}^{2} \sigma_{k_{LP}}^{2} + k_{LP}^{2} \sigma_{A_{ADC}}^{2}}{k_{ADC}^{2}} + \sigma_{A_{LP}}^{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$(5.39)$$

Werden alle bekannten Werte (Anhang N) eingesetzt ergibt sich für $\sigma_{E_{LP}}$:

$$\sigma_{E_{LP}} = 2.1 \cdot 10^{-5} \sqrt{N_{ADC}^2 - 257.1 N_{ADC} + 243590} \, \mu \text{J}$$
 (5.40)

5.3.3 Bestimmung der Photonen- und Elektronenzahl

Aus der Kenntnis der Energie eines Laserpulses lässt sich die Anzahl der vom Laser emittierten Photonen ausrechnen. Die Energie eines Photons ist wie folgt definiert (mit $c = 299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}, h = 6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ Js und } \lambda = 224,3 \text{ nm}$:

$$E_{\gamma} = h \,\nu = h \frac{c}{\lambda} \tag{5.41}$$

$$E_{\gamma} = 8,8562 \cdot 10^{-13} \,\mu\text{J} \tag{5.42}$$

Die Zahl der Photonen pro Puls ist demnach:

$$N_{\gamma} = \frac{E_{LP}}{E_{\gamma}} \tag{5.43}$$

Die Zahl der Elektronen wird über die sogenannte Quanteneffizienz von Edelstahl (QE =10⁻⁴) definiert. Sie besagt, wie viele Elektronen pro Photon im Mittel ausgelöst werden.

$$N_e = QE \cdot N_{\gamma} \tag{5.44}$$

5.3.3.1 Beispiel

Mit den beiden Formeln (5.36) und (5.40) lassen sich aus einem vom Detektor gemessenen ADC-Wert die Laserpulsenergie E_{LP} samt Unsicherheit berechnen. Beispiel:

$$N_{ADC,1} = 500$$
 $N_{ADC,2} = 270$ (5.45)

$$E_{LP,1} = (0.129 \pm 0.013) \,\mu\text{J}$$
 $E_{LP,2} = (0.020 \pm 0.011) \,\mu\text{J}$ (5.46)

Daraus folgt mit den Formeln (5.43) und (5.44) für die Photonen- und Elektronenzahl:

$$N_{\gamma,1} = (1,46 \pm 0,15) \cdot 10^{11}$$
 $N_{\gamma,2} = (0,22 \pm 0,10) \cdot 10^{11}$ (5.47)
 $N_{e,1} = (1,46 \pm 0,15) \cdot 10^{7}$ $N_{e,2} = (0,22 \pm 0,10) \cdot 10^{7}$ (5.48)

$$N_{e,1} = (1.46 \pm 0.15) \cdot 10^7$$
 $N_{e,2} = (0.22 \pm 0.10) \cdot 10^7$ (5.48)

Je kleiner der ADC-Wert (und damit die Laserenergie), desto größer ist die relative Unsicherheit bei der Umrechnung.

5.3.4 Normierung auf Laserenergie

Um die Anzahl von Ereignissen bei schwankender Laserenergie miteinander vergleichen zu können, ist eine Normierung erforderlich. Die für die Normierung erforderlichen Quotienten lassen sich mit Gleichung (5.36) berechnen.

Für die Bestimmung der Unsicherheit der Normierung ist wieder eine Gauβsche Fehlerfortpflanzung erforderlich, die aber etwas komplizierter ausfällt, als die im Abschnitt 5.3.2.2 dargestellte. Weil im Quotient die Größen korreliert sind, können nicht einfach die beiden Einzelfehler des Zählers und Nenners fortgepflanzt werden.

Zuerst folgt die Berechnung des allgemeinen Normierungsquotienten samt Unsicherheit. Danach wird das Prinzip an Beispielen gezeigt.

Der Normierungsquotient Q_N von ADC-Wert vorher $N_{ADC,v}$ zu ADC-Wert nachher $N_{ADC,n}$ berechnet sich mit Gleichung (5.35) wie folgt (mit allen bekannten Werten aus Anhang N):

$$Q_N(N_{ADC,n}, N_{ADC,v}) = \frac{k_{ADC} A_{LP} - (A_{ADC} - N_{ADC,n}) k_{LP}}{k_{ADC} A_{LP} - (A_{ADC} - N_{ADC,v}) k_{LP}}$$
(5.49)

$$=\frac{N_{ADC,n} - 228,5}{N_{ADC,v} - 228,5} \tag{5.50}$$

Die Unsicherheit berechnet sich analog zu Gleichung (5.37) mit Q_N statt E_{LP} :

$$\sigma_{Q_{N}} = \sqrt{\left(\frac{\partial Q_{N}}{\partial k_{LP}}\right)^{2} \sigma_{k_{LP}}^{2} + \left(\frac{\partial Q_{N}}{\partial A_{LP}}\right)^{2} \sigma_{A_{LP}}^{2} + \left(\frac{\partial Q_{N}}{\partial k_{ADC}}\right)^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2} + \left(\frac{\partial Q_{N}}{\partial A_{ADC}}\right)^{2} \sigma_{A_{ADC}}^{2}}$$

$$= \frac{|N_{ADC,n} - N_{ADC,v}|}{(A_{ADC} k_{LP} - k_{ADC} A_{LP} - k_{LP} N_{ADC,v})^{2}} \left[\left(k_{LP}^{2} \sigma_{A_{LP}}^{2} + A_{LP} \sigma_{k_{LP}}\right) k_{ADC}^{2} \right]$$

$$+ \left(k_{LP}^{2} \sigma_{A_{ADC}}^{2} + A_{LP}^{2} \sigma_{k_{ADC}}^{2}\right) k_{LP}$$

$$= \sigma_{Q_{N}}(N_{ADC,n}, N_{ADC,v}) = \frac{21,8 \cdot |N_{ADC,n} - N_{ADC,v}|}{(N_{ADC,n} - 228.5)^{2}}$$
(5.53)

Beispiel

Je zwei Messungen sollen normiert werden, so dass sie miteinander vergleichbar werden. Messung 1 soll mit 2 verglichen werden, Messung 3 mit 4. Die Zahl der Ereignisse vor der Normierung wird N_i genannt, die danach N_i :

$$N_1 = 900$$
 $N_{ADC,1} = 430$ $N_3 = 800$ $N_{ADC,3} = 270$ (5.54)
 $N_2 = 1300$ $N_{ADC,2} = 500$ $N_4 = 1200$ $N_{ADC,4} = 300$ (5.55)

$$N_2 = 1300 \quad N_{ADC,2} = 500 \qquad N_4 = 1200 \quad N_{ADC,4} = 300$$
 (5.55)

Messung 2 wird auf Messung 1 normiert (auf ADC-Wert 430), Messung 3 auf Messung 4 (auf ADC-Wert 300):

$$\tilde{N}_1 = (Q_{N_{12}} \pm \sigma_{Q_{N_{12}}}) \cdot 900 \qquad \qquad \tilde{N}_3 = (Q_{N_{34}} \pm \sigma_{Q_{N_{34}}}) \cdot 800 \qquad (5.56)$$

$$= (1,35 \pm 0,04) \cdot 900 \qquad = (1,72 \pm 0,38) \cdot 800 \tag{5.57}$$

$$= 1213 \pm 34 \qquad = 1378 \pm 304 \tag{5.58}$$

$$\Rightarrow \tilde{N}_1 < N_2 \qquad \qquad \Rightarrow \tilde{N}_3 > N_4 \tag{5.59}$$

Die Normierung führt zur gewünschten Änderung in der Zahl der Ereignisse. Wie sich auf der rechten Hälfte zeigt, ist die Unsicherheit relativ groß, wenn Ereignisse mit niedriger Laserenergie (kleiner ADC-Wert) normiert werden sollen. Ist die Energie hoch wie auf der linken Seite, ist die Unsicherheit fast vernachlässigbar.

5.3.5 Fehlerbetrachtung

Bei der Bestimmung der Energie eines Laserpulses gibt es im Messaufbau mehrere Unsicherheiten, die nur teilweise zu quantifizieren oder zu verringern sind. Die mit Abstand größte Unsicherheit, zumindest bei der Berechnungen der Elektronenzahl aus der Laserenergie, stellt die Quanteneffizienz dar. Sie ist nur theoretisch bekannt und kann um eine Größenordnung falsch sein.

Die zweitgrößte Unsicherheit liegt in der Berechnung der Energie eines Laserpulses auf Basis des ADC-Wertes. Dieser Zusammenhang wurde nur mit einer Diode ermittelt, was große unquantifizierbare Unsicherheiten mit sich bringt. Abschirmfaktoren, Ratenverhältnisse, Ergeignisnormierungen, also alle Größen, die die genaue Kenntnis der Laserenergie voraussetzen und bei den folgenden Messauswertungen bestimmt werden, sind durch diese Unsicherheiten nur abschätzbar und stark fehlerbehaftet. Ein Beispiel dafür ist die Kalibration der Diode. Die Photosensitivität ist dem Datenblatt des Herstellers entnommen und wurde mangels Messequipment nicht überprüft. Im besten Falle wird bei einer solchen Kalibration auch der gesamte Kabelweg bis zur Detektorelektronik mit einbezogen.

Eine weitere große, nicht quantifizierbare Fehlerquelle ist die Verarbeitung des Diodensignals seitens des Detektors. Die DAQ ist nicht dafür ausgelegt, derart langsame Signale von mehreren $100\,\mu s$ Länge zu verarbeiten. Durch im Signalverarbeitungsweg eingebaute Diskriminatoren, ist der Detektor nur auf Änderungen eines Signals sensitiv und das auch nur in einem recht kurzen Zeitfenster.

5.3.5.1 Ausweg zur Verringerung hoher Unsicherheiten

Genauere Laserpulsenergie

Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Laserpulsenergie lassen sich deutlich reduzieren, indem mit einer zweiten Diode in einer kurzen Messung mit mehreren Laserpulsen die gemessenen Laserpulsenergien E_g bzw. E_{LP} über die vom Detektor ermittelten ADC-Werte N_{ADC} aufgetragen werden (siehe auch Abschnitt 5.3.1 innerhalb dieses Kapitels und Abschnitt 4.2.2.2 auf Seite 54 mit dem Titel Möglichkeiten der Energiebestimmung). Das daraus gewonnene lineare Gesetz ist erheblich genauer als das in Gleichung (5.36) beschriebene und es umgeht die vom Steuerungsprogramm angezeigte Energie E_{LV} .

Leider konnte die Messung mit einer zweiten Diode nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden, weil nicht nur die Diode beschafft werden müsste, sondern auch keine Messzeit am Hauptspektrometer mehr verfügbar war.

Es wird dringend empfohlen, die Messung durchzuführen und die darauf basierenden Ergebnisse damit zu präzisieren. Sollen die Ergebnisse dieser Arbeit Eingang in andere Folgearbeiten oder -berechnungen finden, sollte die Messung obligatorisch sein.

Genauere Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz kann ebenfalls genauer bestimmt werden, auch wenn der Aufwand hierfür um ein Vielfaches höher ist. Wurde die Energieabhängigkeit des Lasers vom Photostrom der Diode mit der zuvor beschriebenen Messmethode genau bestimmt, kann durch Beschuss einer Edelstahloberfläche – bei gleichzeitiger Messung der dabei ausgelösten Elektronen – die Quanteneffizienz bestimmt werden. Das Edelstahlstück muss aus dem gleichen Material wie der Tank gefertigt sein und eine identische Oberflächenbeschaffenheit wie die innere Oberfläche des Tanks aufweisen. Inbesondere ihr Reinheitsgrad und die Güte des Vakuums sind für die Genauigkeit der Quanteneffizienz entscheidend. Leichte Verunreinigungen können zu erheblichen Abweichungen bei der Bestimmung der Quanteneffizienz führen.

Zur besseren Übersicht wurden die Messungen in 6 Phasen unterteilt und in logischer Reihenfolge geordnet. Die ersten drei finden bei asymmetrischem Magnetfeld statt, die letzten bei symmetrischem. Beim asymmetrischen Fall verbinden die Magnetfeldlinien die Tankwand mit dem Detektor, die magnetische Abschirmung ist geschwächt und durch den UV-Laser ausgelöste Elektronen sollten in hoher Rate zum Detektor gelangen können. Der symmetrische Fall entspricht der typischen, auch im Tritiummessbetrieb gewählten Konfiguration. Trotz der großen Zahl an ausgelösten Elektronen aus der Tankwand sollten nur noch wenige den Detektor erreichen können. In Phase 5 kommt schließlich noch der Dipolmodus zum Einsatz, der eine Drift der Elektronen nach oben beziehungsweise nach unten bewirkt.

Alle Messungen werden im Folgenden anhand dieser Phasen erklärt und ausgewertet.

Phase 1 (A, o. HV) soll aufzeigen, ob eine Korrelation zwischen Laserpuls und Detektorantwort gefunden werden kann. Anhand dieser Phase wird gezeigt wie das *Timing* des Systems funktioniert (ROI¹ der Zeit), wie der betrachtete Energiebereich (ROI der Energie) festgelegt wird und die einzelnen *Schaubilder* zu interpretieren sind.

In einer **Zwischenphase (A, o. HV)** wird geprüft, ob das Detektorsignal von vom Laser ausgesandten Streulicht beeinflusst wird, das direkt den Detektorwafer beleuchtet.

Phase 2 (A, o. HV) untersucht die *UV-Licht-Verteilung* im Innern des Spektrometers mit Hilfe von 9 verschiedenen asymmetrischen Magnetfeldeinstellungen. Es gilt herauszufinden, von wo die vom Laser erzeugten Elektronen kommen und wie stark das Laserlicht reflektiert wird.

Phase 3 (A) nimmt den Einfluss der C-Profile auf den Untergrund näher unter die Lupe und untersucht die Effektivität der elektrischen Abschirmung. Hierzu wird die Zahl der aus der Tankwand ausgelösten Elektronen mit der Zahl der aus den C-Profilen ausgelösten bei verschiedenen Drahtspannungen verglichen.

Phase 4 (S) möchte die *Drift-Theorie*, die unser heutiges Verständnis des Elektronentransports vom Tank und von den Oberflächen der inneren Elektroden zum Detektor darstellt, unter Verwendung von positiver (!) Drahtspannung überprüfen.

Phase 5 (S) nutzt den *Dipolmodus* mit verschiedenen Spannungsdifferenzen zwischen den beiden Halbschalen bei der Standardmagnetfeldeinstellung von 3,8 Gauss.

Phase 6 (S) überprüft schließlich die Abhängigkeit des Untergrundes von der Hochspannung.

(S): Symmetrisches Magnetfeld, (A): Asymmetrisches Magnetfeld, (o. HV): ohne (Hoch-)Spannung

Wenn nichts anderes angegeben ist, werden die Messungen alle mit $20\,\mathrm{Hz}$ Pulsfrequenz des Lasers bei der Spiegelstandardeinstellung $(3,3\,|\,4,8)$ (Nord-Süd | Ost-West) durchgeführt.

5.4.1 Phase 1 – Einführung, Timing und Detektorbilder

Die erste Messphase ist gut geeignet, um sich mit den Bezeichnungen der Magnetfeldeinstellungen, des Timings, der Regions of interest (ROI) u.v.a.m. vertraut zu machen. Alle wichtigen Schaubilder und typischen Bezeichnungen werden hier an einer Beispielmessung vorgestellt.

¹Region of interest

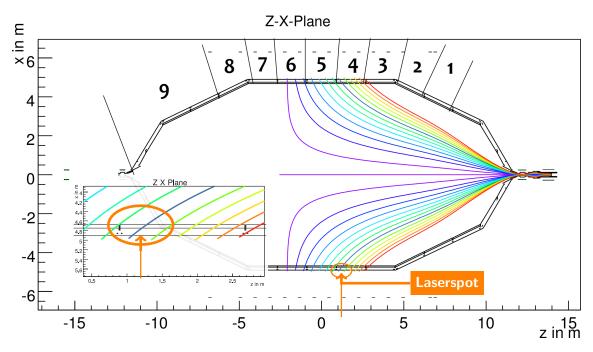


Abbildung 5.10: Feldlinienbild zur Luftspulenkonfiguration 51 (mit Vergrößerung)

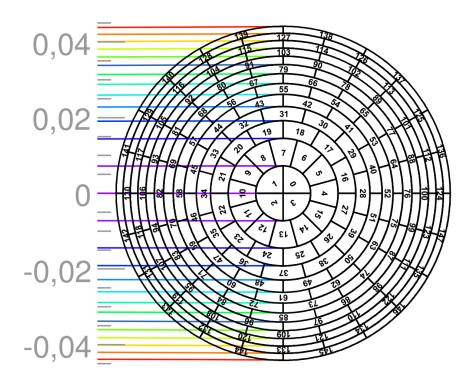


Abbildung 5.11: Detektoransicht mit Feldlinien für jeden Ring

5. SDS-Messungen

5.4.1.1 Theoretische Erwartung, Ziel der Messung

Die Messungen der Phase 1 sollen zeigen, ob die aus der Tankwand ausgelösten Elektronen den Detektor erreichen und welche Rate sie dort erzeugen. Es wird geprüft, ob sich daraus der ungefähre Ort des Laserspots ableiten lässt. In Koinzidenz zum Laserpuls wird eine hohe Rate erwartet, während in den längeren Zeiträumen zwischen den einzelnen Pulsen die Rate dem üblichen Untergrundlevel (ohne UV-Licht) entsprechen sollte.

5.4.1.2 Messkonfiguration

In dieser Messung wird nur eine einzige asymmetrische Magnetfeldeinstellung (Tabelle 5.5 und Abbildung 5.10 auf der vorherigen Seite) von insgesamt 10 verwendet, die restlichen 9 werden alle in Phase 2 Verwendung finden:

Index	Beschreibung	Strom (A)
51_01	Luftspule 1	-50.0
51_02	Luftspule 2	-50.0
51_03	Luftspule 3	0.0
51_04	Luftspule 4	0.0
51_05	Luftspule 5	0.0
51_06	Luftspule 6	0.0
51_07	Luftspule 7	0.0
51_08	Luftspule 8	0.0
51_09	Luftspule 9	0.0
$51_{-}10$	Luftspule 10	10.0
$51_{-}11$	Luftspule 11	10.0
$51_{-}12$	Luftspule 12	20.0
$51_{-}13$	Luftspule 13	20.0
$51_{-}14$	Luftspule 14	70.0
$51_{-}15$	Pinch	72.6
$51_{-}16$	Detektor	54.6
$51_{-}17$	Vorspektrometer 1	0.0
51_18	Vorspektrometer 2	0.0

Tabelle 5.5: Phase 1, 3 – Luftspulenkonfiguration 51

5.4.1.3 Einschub: Timing - Drei ROI der Zeit

Der Laser kann keinen Dauerstrahl abgeben, sondern lediglich einzelne Pulse von etwa 100 µs Länge. Diese Länge ist zwar festgelegt, doch der Puls selbst ist nicht scharf definiert und so können durch Nachleuchteffekte des Lasers noch mehrere 100 µs nach der Initiierung des Pulses einzelne Photonen ausgesandt werden. Der Vorteil eines solchen gepulsten Lasers ist, dass es bei einer Frequenz von 20 Hz genug Ruhepausen zwischen den einzelnen Pulsen gibt, so dass diese Zeiträume – zumindest bei asymmetrischem Magnetfeld – wie Untergrundmessungen ohne Laser behandelt werden können. Diese offensichtliche Regel gilt bei symmetrischem Feld nicht. Weil die ausgelösten Elektronen zunächst in den Flussschlauch hineindriften müssen und gespeichert werden können, verschmieren die Detektorsignale mit und ohne UV-Licht und eine zeitliche Trennung ist kaum noch möglich. Um Aussagen über das Abschirmverhalten (bei symmetrischem Feld) machen zu können, müssen für Phase 4 bis 6 unbedingt auch Messungen gänzlich ohne UV-Licht vorliegen. Darauf wurde auch im Proposal nachdrücklich hingewiesen.

Es gibt naturgemäß bereits zwei ROI der Zeit, eine ohne und eine mit UV-Licht. Der Übergang zwischen ihnen ist fließend, weshalb noch ein dritter eingeführt wird. Wie diese drei Zeitbereiche bei den folgenden Messungen eingeteilt sind, zeigt das Schaubild 5.12:



Abbildung 5.12: Timing Information

Elektronen, die direkt unmittelbar mit dem Laserpuls eintreffen, werden dem ersten Zeitfenster Instantane oder Direkte Koinzidenz zugeordnet, das 1% der Messzeit entspricht. Jene, die etwas später eintreffen, aber noch immer mit dem Laserpuls korreliert sind, werden der ROI Korrelierte Koinzidenz zugeteilt (6% der Messzeit) und nur jene Elektronen, die vermutlich mit keinem Laserpuls in Beziehung stehen, kommen in die Kategorie Keine Koinzidenz (die restlichen 93% der Messzeit).

Es wird Messungen geben (Dipolmodus), bei denen die Trennung zwischen direkter und korrelierter Koinzidenz nicht mehr möglich ist. Dann werden beide Bereiche miteinander kombiniert, eventuell auch die Zeitspannen leicht variiert.

Weil das Signal der Diode, das den Detektor auf die Laserpulse triggert, verzögert verarbeitet wird, werden alle ROI um $-50\,\mu$ s verschoben. Der *instantane* Zeitbereich geht so von $-50\,\mu$ s bis $450\,\mu$ s und für die anderen entsprechend. Abbildung 5.13a zeigt die gewählten Zeiten

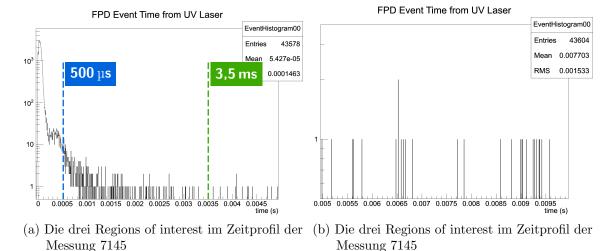


Abbildung 5.13: Zeitprofil der Messung 7145 (a) bis $5\,\mathrm{ms},$ (b) von $5\,\mathrm{ms}$ bis $10\,\mathrm{ms}$ nach Laserpuls

anhand des Zeitprofils der Messung 7145. Nach 500 µs sind fast alle Ereignisse detektiert worden. Bis 3,5 ms treffen jedoch noch vereinzelte mit dem Laserpuls korrelierte Elektronen auf. Erst ab diesem Zeitpunkt ist der Untergrund ähnlich zu dem ohne UV-Licht (Abbildung 5.13b). Der übernächste Abschnitt Wahl der ROI der Zeit zeigt die Folgen einer falschen ROI-Wahl beispielhaft an einem Detektorbild.

5.4.1.4 Detektorbilder und Positionsbestimmung

Die drei zeitlichen ROI finden sich auch auf den Detektorbildern wieder. Ein Beispiel hierfür ist Abbildung 5.14 auf der nächsten Seite zur Messung 7145 mit 300 s Messdauer. Auf dem ersten der drei Detektorbilder sieht man deutlich wie die durch den Laserbeschuss aus der Tankwand ausgelösten Elektronen, die den Detektor erreichen, (fast) alle den

5. SDS-Messungen

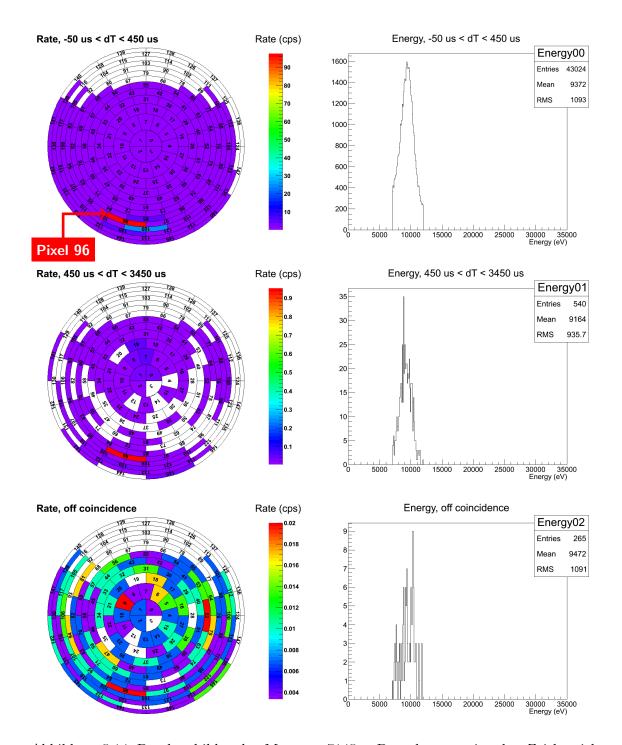


Abbildung 5.14: Detektorbilder der Messung 7145 – Das oberste zeigt den Zeitbereich instantane Koinzidenz, das zweite zeigt Elektronen mit korrellierter Koinzidenz und das letzte Bild zeigt die Elektronen des Untergrundes während der Laser nicht schießt (kein UV-Licht).

Pixel 96 treffen und zu einer hohen Rate führen. Ansonsten ist keine weitere Verteilung auf dem Bild erkennbar. Im dritten Bild sind keine mit dem Laserbeschuss *instantan* zusammenhängenden oder *korrelierten* Elektronensignale mehr enthalten und der übrige Untergrund ohne UV-Licht wird sichtbar.

Ebenfalls erkennbar ist an diesen Bildern wie die Auswertung der Ereignisse generell abläuft. Die vom Detektor gemessenen Ereignisse werden gemäß ihrer Zeitinformation (Zeitspanne zwischen Laserpuls und Messsignal) auf die drei entsprechenden Zeitbereiche (instantan, korreliert, unkorreliert) aufakkumuliert.

Mit dem bekannten Feldlinienverlauf (Abbildung 5.10 und 5.11) und dem hauptsächlich getroffenen Pixel 96 lässt sich die ungefähre Position in z-Richtung der vom Laser beleuchteten Fläche ableiten (in Abbildung 5.10 auf Seite 79 mit Omarkiert):

$$z_{(3,3|4,8)} = (1.2 \pm 0.5) \,\mathrm{m}$$
 (5.60)

Die Abweichung beläuft sich auf etwa 0,8 m zum CAD-Modell. Die Länge des Laserstrahls verkürzt sich entsprechend der Gleichung (5.23) auf Seite 68 auf:

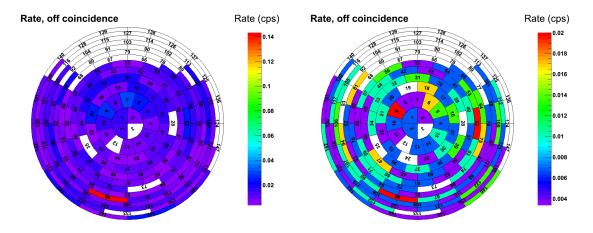
$$L_{(3,3|4,8)} := L_{NS,\pm} (z_{-} = z_{(3,3|4,8)}) = 11,88 \,\mathrm{m}$$
 (5.61)

Mit den zusätzlich bekannten Messergebnissen zur Divergenz des Lasers (Gleichungen (4.15) und (4.16) auf Seite 50) hat der Spot am Tankboden die beiden Durchmesser (Ellipse):

$$a_{11.88 \,\mathrm{m}} = (10.93 \pm 0.36) \,\mathrm{mm}$$
 $b_{11.88 \,\mathrm{m}} = (20.00 \pm 0.31) \,\mathrm{mm}$ (5.62)

Wahl der ROI der Zeit

Werden die ersten beiden Regions of interest zu kurz gewählt, so ist auf dem dritten Bild der Untergrund gar nicht mehr oder nur noch schlecht erkennbar. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, sind im Folgenden zwei Detektorbilder aus dem Zeitbereich Keine Koinzidenz gegenübergestellt. Bei der Abbildung 5.15a wurde die zeitliche ROI ungünstig gewählt – sie zeigt alle Ereignisse 1 ms nach Beginn des Laserpulses – so dass noch Elektronen vom Laserbeschuss dominant sind und die Struktur des Untergrundes ohne UV-Licht kaum zu erkennen ist. Die Abbildung 5.15b hingegen zeigt eine gute Wahl des Zeitbereichs (3,5 ms nach dem Laserpuls), in den (fast) keine UV-Licht-induzierten Elektronen mehr hineinfallen.



- (a) Detektorbild 1 ms nach Laserpuls
- (b) Detektorbild 3,5 ms nach Laserpuls

Abbildung 5.15: Untergrund ohne UV-Licht (keine Koinzidenz);

- (a) Untergrund ist wegen falscher zeitlicher ROI schlecht zu erkennen
- (b) Passende ROI lässt Untergrund erkennbar werden

5.4.1.5 Einschub: Energiecuts – ROI der Energie

Bei allen bisher gezeigten Detektorbildern sind bereits passende Energieschnitte durchgeführt worden. Die derart gewählten Bereiche entsprechen den ROI der Energie. Sie richten sich nach der jeweiligen Messkonfiguration. Da die Elektronen wenige Elektronenvolt Energie haben und mit der PAE noch einmal mit rund 9,5 kV nachbeschleunigt werden, wird hier ein Energiebereich von 7 keV bis 12 keV (Peakbreite) gewählt. Die folgende Abbildung 5.16 zeigt die Energieverteilung der detektierten Elektronen bei instantaner Koinzidenz einmal mit und einmal ohne Energiecut.

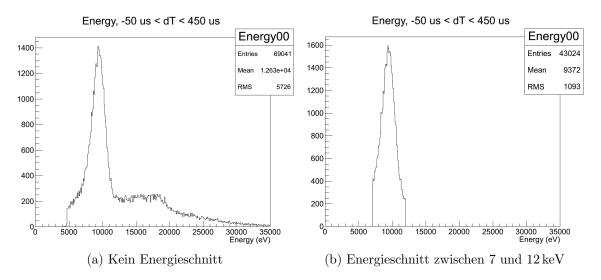


Abbildung 5.16: Energiespektrum mit und ohne Energieschnitt der Messung 7145

Pileup-Effekt

Es kann vorkommen, dass die DAQ des Detektors zwei schnell aufeinander folgende, aber eigentlich getrennte Signale als ein Elektron mit doppelter Energie auffasst. Dieser, Peak-Pileup genannte Effekt kann auch physikalisch bedingt auftreten, wenn tatsächlich zwei Elektronen gleichzeitig auf den Detektor treffen.

Die abgeschwächte Form dieses Effekts tritt bei (fast) zeitgleichen Signalen auf. Die DAQ erkennt dann zwar zwei getrennte Signale, das zweite wird jedoch auf das erste, noch abfallende Signal addiert. Durch das unterschiedliche Abklingverhalten wird das erste Signal etwas größer, das zweite etwas kleiner bewertet. Die Differenz ist im Mittel aber niedriger. [Eno13] Abbildung 5.16a zeigt rechts neben dem großen Peak bei 9,5 keV einen niedrigeren breiten Bereich (bis 19 keV) mit weiteren Ereignissen, die auf Pileup-Effekte zurückzuführen sind.

Weil sich dieser Effekt nur mit großem Aufwand korrigieren lässt, ist die Wahl der richtigen Region of interest der Energie so wichtig. In Abbildung 5.16b sind diese Ereignisse abgeschnitten und fließen damit nicht in das Ergebnis ein.

Die Korrektur von Pileup-Effekten ist nicht Gegenstand der folgenden Messungen. Sein Einfluss ist nur für sehr hohe Raten relevant und wird vernachlässigt.

5.4.1.6 Korrekte Interpretation der Rate

In den Detektorbildern (Abbildung 5.14 und 5.15) entsprechen die Farbverläufe der Legenden verschiedenen Raten. Hierbei ist zu beachten, dass es sich um Raten über die komplette Messzeit handelt. Das bedeutet, werden im Zeitfenster instantane Koinzidenz 43 000 Ereignisse bei einer Messdauer von 300 Sekunden gezählt, so entspricht das einer Rate von

143 Ereignissen pro Sekunde (engl. counts per second (cps)).

Diese Rate ist jedoch irreführend, weil die Summe aller dieser kurzen Zeitfenster nur ein Bruchteil der Gesamtmesszeit darstellt. Da bei 20 Hz Pulsfrequenz etwa alle 50 000 µs ein Laserpuls kommt, das Zeitfenster der instantanten Koinzidenz aber nur 500 µs lang ist, entspricht das 1% der Messzeit. Die tatsächliche Rate ist in diesem kurzen Zeitraum also um den Faktor 100 höher; statt 143 cps muss eine Rate von 14 333 cps angegeben werden.

Vergleich zweier Raten

Soll auf Abbildung 5.14 die Rate des Pixels 96 des ersten Detektorbildes mit der des dritten bildes verglichen werden, so dürfen die beiden Werte von 95 cps und 0,02 cps nicht einfach abgelesen werden, sondern es muss die kürzere Messzeit des ersten Detektorbildes mit berücksichtigt werden. Die 95 cps entsprechen einer tatsächlichen Rate von 9 500 cps. Die Rate von Pixel 96 während eines Laserschusses ist also fast 500 000 mal höher als ohne. Oder anders formuliert: Während der Laser die Tankwand beleuchtet, erreichen rund 500 000 mal mehr Elektronen den Pixel 96, als wenn der Laser abgeschaltet ist.

5.4.1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Es ist ein deutliches Signal auf dem Detektor sichtbar, das mit dem Laserbeschuss korreliert ist. Das zeigt die hohe Rate des Pixels 96. Auf dem Detektorbild ist keine Verteilung der ausgelösten Elektronen zu erkennen, was bedeutet, dass sie von nur einem eng begrenzten Bereich der Tankwand kommen (in Abbildung 5.10 mit \bigcirc markiert). Seine Position lässt sich aus den Detektorbildern 5.14 und dem Feldlinienbild 5.11 zu $z_{(3,3\,|\,4,8)}=(1,2\pm0,5)$ mableiten.

5.4.2 Zwischenphase – UV-Licht auf Wafer

Da Phase 1 gezeigt hat, dass die Detektorantwort mit den Laserpulsen korreliert ist, muss geprüft werden, ob dieses Signal ausschließlich mit den eintreffenden Elektronen zusammenhängt oder andere Ursachen hat. Es ist denkbar, dass der Laserstrahl im Hauptspektrometer auf der blanken Edelstahloberfläche mehrfach reflektiert wird, in Folge dessen auch den Detektorwafer beleuchtet und auf diese Weise Signale erzeugt werden. Durch Abschaltung der Detektornachbeschleunigung (PAE^2) wird dieser Sachverhalt untersucht.

5.4.2.1 Messkonfiguration und -durchführung

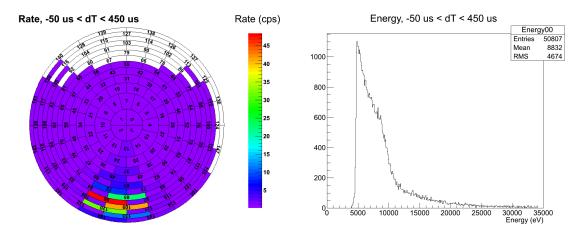
Der Messaufbau gleicht dem aus Phase 1 mit dem Unterschied, dass die Detektornachbeschleunigungselektrode (PAE) im Laufe der Messung heruntergefahren wird. Ist die Spannung der PAE unter ein gewisses Niveau gefallen, reicht die Energie der Elektronen nicht mehr aus, um ein Ereignis auszulösen, weil der Detektor erst ab einem gewissen Schwellwert (auf 5 keV eingestellt) anspricht. UV-Licht, das direkt auf den Wafer fällt, könnte aber weiterhin Detektorsignale erzeugen.

Die Abbildung 5.17 auf der nächsten Seite zeigt zwei Detektorbilder (ohne Energieschnitt) der Messung 7209. Das obere betrachtet nur die Messzeit bis 200 s während dem Herunterfahren der PAE, das untere die Ereignisse danach (ab 200 s Messzeit während die PAE ausgeschaltet ist. Die Abbildung 5.18 zeigt den Ratenverlauf der Messung 7209 über die komplette Messzeit.

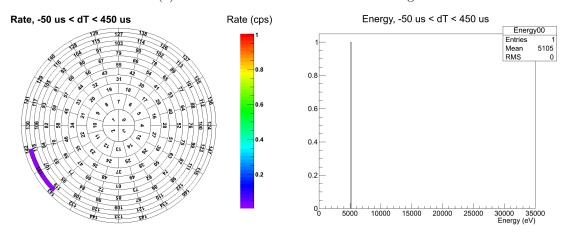
5.4.2.2 Ergebnis

Es ist gut zu erkennen wie in Abbildung 5.18 die Rate während dem Abschaltprozess der PAE kontinuierlich absinkt und bei abgeschalteter PAE auf (fast) null einbricht. Das Detektorbild auf Abbildung 5.17b weist dann praktisch keinerlei Ereignisse mehr aus, die durch Streulicht des Lasers auf dem Detektorwafer hätten ausgelöst werden können.

²Post acceleration electrode



(a) Detektorbild während PAE-Abschaltung



(b) Detektorbild bei abgeschalteter PAE

Abbildung 5.17: Detektorbilder der Messung 7209 bei UV-Licht (instantane Koinzidenz) (a) während die PAE heruntergefahren wird (bis $200\,\mathrm{s}$)

(b) bei abgeschalteter PAE (ab 200 s)

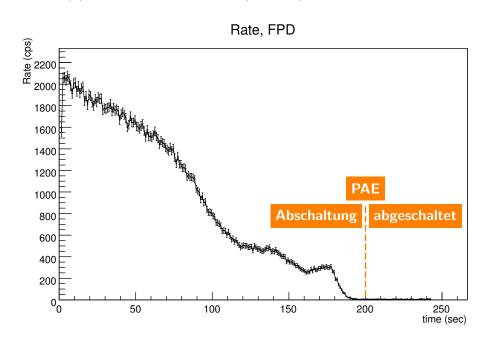


Abbildung 5.18: Ratenverlauf der Messung 7209 während PAE-Abschaltung

5.4.3 Phase 2 – UV-Lichtverteilung im Spektrometer

In früheren Messungen am Vorspektrometer hat sich bereits gezeigt, dass das Laserlicht mehrfach reflektiert wird und so das ganze Spektrometer ausleuchtet [Gro10]. Für das Hauptspektrometer wird dieser Sachverhalt im Folgenden detaillierter untersucht. Dazu wird die Tankoberfläche in 9 Bereiche unterteilt und zu jedem Bereich eine Magnetfeldkonfiguration errechnet. Die Feldlinien, die den Detektor mit der Wand verbinden, sollen dabei auf den gewünschten Bereich begrenzt sein und nur Elektronen aus diesem Teil der Spektrometerwand zum Detektor führen.

5.4.3.1 Theoretische Erwartung, Ziel der Messung

Es wird trotz der Vielzahl der Reflexionsmöglichkeiten auf der großen Wandoberfläche erwartet, dass die Mehrzahl der Elektronen aus Bereich 4 kommt. In diesem Bereich liegt auch die in Phase 1 gemessene Position des Laserspots. Da sie mit einer gewissen Unsicherheit behaftet ist und an der Grenze zum Nachbarbereich liegt, könnte auch der Bereich 5 einige Ereignisse verursachen. Die Untergrundlevel der restlichen Bereiche (1 bis 3 und 5 bis 9) sollten deutlich niedriger sein und untereinander kaum Schwankungen aufweisen. Es ist vorstellbar, dass der Randbereich 9 durch das schräg einfallende Laserlicht etwas begünstigt ist, die absolute Zahl der Ereignisse einzelner Bereiche lässt sich jedoch nicht voraussagen. Schaubild 5.19 fasst graphisch vereinfacht zusammen, welches Ergebnis in dieser Phase erwartet wird.

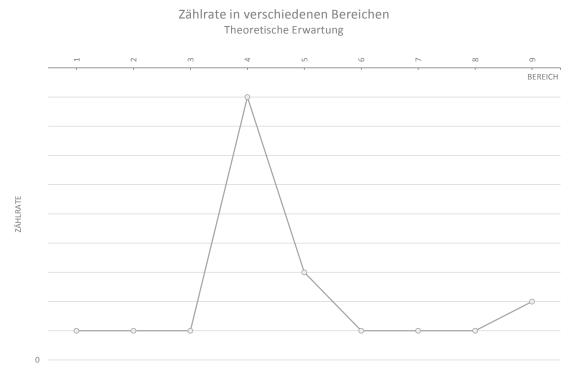
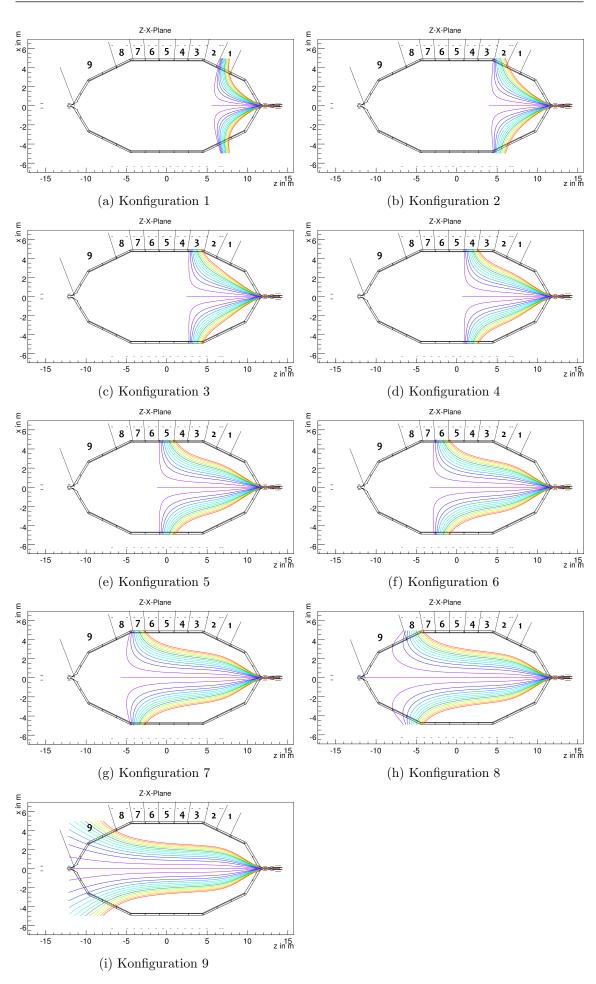


Abbildung 5.19: Erwarteter Ereignisverlauf über die 9 Bereiche

5.4.3.2 Messvorbereitungen und -durchführung

Die erforderlichen Spulenströme der 9 Magnetfeldkonfigurationen wurden von Hand abgeschätzt und in einem iterativen Prozess weiter verbessert. Ein Computerprogramm zur Optimierung konnte nicht verwendet werden, da die dafür vorgesehenen Tools auf feste Eigenschaften hin optimieren, wie bspw. gute Transmissionsbedingung oder symmetrischer

5. SDS-Messungen



88

Abbildung 5.20: Feldlinienbilder der Luftspulenkonfigurationen 1 bis 9

Index	Beschreibung	1 (A)	2 (A)	3 (A)	4 (A)	5 (A)	6 (A)	7 (A)	8 (A)	9 (A)
1	Luftspule 1	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	0.0
2	Luftspule 2	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-80.0	0.0	50.0
3	Luftspule 3	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-50.0	0.0	0.0	100.0
4	Luftspule 4	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	0.0	0.0	80.0	100.0
5	Luftspule 5	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	0.0	0.0	80.0	80.0	100.0
6	Luftspule 6	-100.0	-100.0	-100.0	-100.0	0.0	0.0	80.0	80.0	100.0
7	Luftspule 7	-100.0	-100.0	-100.0	0.0	0.0	40.0	80.0	80.0	100.0
8	Luftspule 8	-100.0	-100.0	-100.0	0.0	0.0	80.0	80.0	80.0	100.0
9	Luftspule 9	-100.0	-100.0	0.0	0.0	0.0	80.0	80.0	80.0	100.0
10	Luftspule 10	-100.0	-100.0	0.0	0.0	80.0	80.0	80.0	80.0	100.0
11	Luftspule 11	-100.0	0.0	0.0	0.0	80.0	80.0	80.0	80.0	100.0
12	Luftspule 12	-100.0	0.0	0.0	80.0	80.0	80.0	80.0	80.0	100.0
13	Luftspule 13	-50.0	0.0	50.0	80.0	80.0	80.0	80.0	80.0	100.0
14	Luftspule 14	0.0	40.0	70.0	70.0	70.0	70.0	70.0	70.0	70.0
15	Pinch	72.6	72.6	72.6	72.6	72.6	72.6	72.6	72.6	72.6
16	Detektor	54.6	54.6	54.6	54.6	54.6	54.6	54.6	54.6	54.6
17	Vorspektrometer 1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
18	Vorspektrometer 2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 5.6: Phase 2 – Luftspulenkonfiguration 1 bis 9

90 5. SDS-Messungen

Verlauf. Solche Voraussetzungen erfüllen die hier verwendeten asymmetrischen Felder nicht. Die Spulenströme werden vor den jeweiligen Messungen vom Kontrollraum aus ferngesteuert eingestellt. Ein Umpolen ist auf diese Weise aber nicht möglich, das heißt, die Spulen müssen mit Zeit- und Kraftaufwand von Hand umgepolt werden. Die Optimierung der Spulenströme hat das Ziel, beim Wechsel von einer Konfiguration zur nächsten möglichst wenig Ströme verändern zu müssen.

Die 9 Konfigurationen sind der Tabelle 5.6 zu entnehmen und in Abbildung 5.20 auf Seite 88 dargestellt. Die Messzeit je Einstellung beläuft sich auf 300 s. Wie in Phase 1 können asymmetrische Felder nur mit abgeschalteten Vorspektrometermagneten erzeugt werden. Die Luftspulen müssen für ein derartig "verbogenes" Magnetfeld teilweise bei maximal erlaubter Stromstärke betrieben werden.

Die abgedeckte Tankfläche

Die Zahl der Ereignisse, die in jedem der neun Bereiche gemessen wird, hängt davon ab wie groß die von den Feldlinien abgedeckte Oberfläche der Tankwand ist. Auch um die einzelnen Raten miteinander vergleichen zu können, müssen die Flächen bekannt sein. Zu deren Berechnung werden die äußeren beiden Schnittpunkte a und b der Feldlinien einer Konfiguration mit der Tankinnenfläche bestimmt und daraus die Mantelfläche der Kegelstümpfe und Zylinder (oder eine Kombination von beiden) berechnet. Der Rechenweg kann Anhang O auf Seite 167 entnommen werden, die Ergebnisse hingegen finden sich in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Bereich	Тур	Position a m	Position b m	Mantelfläche M m ²
1	flacher Konus	6,31	7,56	33,12
_		*	,	,
2	flacher Konus	4,50	6,60	63,73
3	Zylinder	2,77	4,60	$56,\!34$
4	Zylinder	0,93	2,84	58,80
5	Zylinder	-0.90	1,22	$65,\!27$
6	Zylinder	-2,84	-0,67	66,81
7	Zylinder	$-4,\!58$	$-2,\!50$	64,04
8	\sum			113,98
	Zylinder	-4.50	-3,95	(16,933)
	flacher Konus	-7,90	-4,50	(97,044)
9	\sum_{i}			110,58
-	flacher Konus	-9.75	-6,20	(83,805)
	steiler Konus	$-11,\!10$	-9,75	(26,778)

Tabelle 5.7: Phase 2 – Abgedeckte Mantelfläche der 9 Feldlinienkonfigurationen

5.4.3.3 Messergebnis

Normierung

Die Laserenergie war von Bereich zu Bereich leicht schwankend, weshalb in der folgenden Tabelle 5.8 und Verlaufsdarstellung 5.21 sowohl die gemessenen als auch die normierten Ereignisse zu finden sind. Normiert bedeutet, dass aus den jeweils 6 000 Ereignissen pro Konfiguration (20 Hz bei 300 s Messzeit) die ADC-Werte gemittelt werden, um sie in durchschnittliche Laserenergien (mit Unsicherheiten) gemäß Abschnitt 5.3.4 umzurechnen. Die 9 berechneten Durchschnittsenergien werden genutzt, um die gemessenen Zählraten auf die Anzahl der Ereignisse in Bereich 4 (maximaler Messwert) zu normieren. Die normierten

Zählraten aller anderen Bereiche stehen also im Verhältnis zu den gemessenen Ereignissen im dominanten Bereich 4. Der Wert, auf den normiert wird, ist beliebig wählbar. Es ist jedoch sinnvoll, einen (Norm-)Wert zu wählen, der einem Maxima oder Minima im Kurvenverlauf entspricht, weil sich dadurch nicht das komplette Schaubild verschiebt. Veränderungen durch die Normierung werden dann leichter nachvollziehbar.

Da die ADC-Werte ihrerseits fehlerbehaftet sind und die Fehlerrechnung dadurch nicht auf Anhieb nachvollziehbar ist, wird sie an einem Beispiel aus der Tabelle skizziert. (Im folgenden Beispiel sind Zwischenergebnisse gerundet angegeben. In der Tabelle sind die normierten Werte auch zugleich flächennormiert, daher sind Abweichungen zu den Werten der Tabelle möglich.) Bereich 1 soll im Folgenden auf Bereich 4 (energie-)normiert werden. Die dafür erforderlichen Werte sind:

$$N_{ADC,v} = 897$$
 $N_{ADC,n} = 950$ (5.63)
 $N_1 = 9520 \pm 98$ $N_4 = 137713 \pm 371$ (5.64)

$$N_1 = 9520 \pm 98$$
 $N_4 = 137713 \pm 371$ (5.64)

Die Zählrate vor der Normierung N_1 wird mit Gleichung (5.50) zur neuen (normierten) Zählrate N_1 , wobei sich durch die Unsicherheit in N_1 drei Werte ergeben.

$$\tilde{N}_{1,\pm} = Q_N(950, 897) \cdot N_1 \tag{5.65}$$

$$\tilde{N}_{1,-} = 1,079 \cdot (9520 - 98)$$
 $\tilde{N}_{1,0} = 1,079 \cdot 9520$ $\tilde{N}_{1,+} = 1,079 \cdot (9520 + 98)$ (5.66)

$$= 10166 \qquad = 10272 \qquad = 10378 \tag{5.67}$$

Für die Bestimmung der Fehlergrenzen von \tilde{N}_1 wird σ_{Q_N} mit Gleichung (5.53) berechnet, dann mit der unteren Grenze $N_{1,-}$ bzw. der oberen $N_{1,+}$ multipliziert und mit $\sigma_{Q_N,-}$ bzw. $\sigma_{Q_N,+}$ bezeichnet. Die Differenz aus $\tilde{N}_{1,0}$ und $\tilde{N}_{1,-}$ addiert zu $\sigma_{Q_N,-}$ ergibt die endgültige untere Fehlergrenze von \tilde{N}_1 . Analog dazu ergibt die Differenz aus $\tilde{N}_{1,+}$ und $\tilde{N}_{1,0}$ addiert zu $\sigma_{Q_N,+}$ die obere Fehlergrenze von N_1 .

$$\sigma_{Q_N,-} = \sigma_{Q_N}(950, 897) \cdot \tilde{N}_{1,-} \qquad \sigma_{Q_N,+} = \sigma_{Q_N}(950, 897) \cdot \tilde{N}_{1,+}$$
 (5.68)

$$= 0.003 \cdot 10166 \qquad = 0.003 \cdot 10378 \tag{5.69}$$

$$=30$$
 $=31$ (5.70)

$$\sigma_{\tilde{N}_{1},-} = \tilde{N}_{1,0} - \tilde{N}_{1,-} + \sigma_{Q_{N},-} \qquad \sigma_{\tilde{N}_{1},+} = \tilde{N}_{1,+} - \tilde{N}_{1,0} + \sigma_{Q_{N},+}$$
 (5.71)

$$= 10272 - 10166 + 30 \qquad = 10378 - 10272 + 31 \tag{5.72}$$

$$= 136 = 137 (5.73)$$

Die normierte Zählrate \tilde{N}_1 ist

$$\tilde{N}_1 = 10378_{-137}^{+136} \tag{5.74}$$

Die nächste Stufe der Normierung ist die Wahl einer einheitlichen Mantelfläche nach Tabelle 5.7. Alle Raten werden auf die Fläche von Bereich 4 normiert, damit sie vergleichbar sind. (In obigem Beispiel nicht durchgeführt.)

Ereignisverlauf

Berücksichtigt werden ausschließlich Ereignisse aus der Region of interest instantane Koinzidenz, denn die der anderen ROI der Zeit sind erwartungsgemäß nicht mit den Laserpulsen korreliert. Raten in Hz sind immer auf diesen Zeitbereich mit einer Länge von 500 µs bezogen.

Bereich	Messung	Ø ADC	Gemes	sen	Normiert			
			Ereignisse 🔷	Rate	Ereignisse •	Anteil	Rate pro m ²	
				$_{ m Hz}$		%	Hz / m^2	
1	7186	897	9520 ± 98	3173 ± 33	18240 ± 150	9	103.4 ± 0.8	
2	7185	890	5022 ± 71	1674 ± 24	5054 ± 91	2	$28,6 \pm 0,5$	
3	7187	1038	10437 ± 102	3479 ± 34	9709 ± 123	5	$55,0 \pm 0,7$	
4	7149	950	137713 ± 371	45904 ± 124	137713 ± 371	65	$780,6 \pm 2,1$	
5	7188	875	26006 ± 161	8669 ± 54	26146 ± 272	12	$148,2 \pm 1,5$	
6	7189	1016	5026 ± 71	1675 ± 24	4053 ± 75	2	$22,9 \pm 0,4$	
7	7190	844	1943 ± 44	648 ± 15	2091 ± 63	1	11.8 ± 0.4	
8	7191	709	2537 ± 50	846 ± 17	1965 ± 106	1	$11,1 \pm 0,6$	
9	7192	1039	13942 ± 118	4647 ± 39	6576 ± 127	3	37.3 ± 0.7	

Tabelle 5.8: Phase 2 – Messergebnisse zur UV-Lichtverteilung

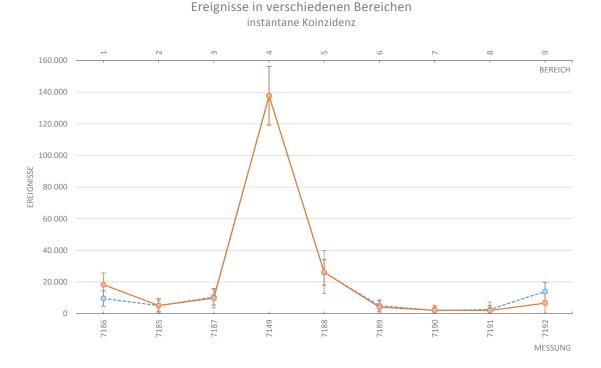


Abbildung 5.21: Gemessener •-- und normierter •— Ratenverlauf über die 9 Bereiche, Fehlerbalken 50fach überhöht

Es ist gut zu erkennen, dass sich trotz deutlich schwankender ADC-Werte kaum ein Unterschied zwischen normierter und gemessener Kurve zeigt. Nur in den Außenbereichen (Bereich 1 und 9) führt die Flächennormierung zu sichtbaren Veränderungen. Wie zuvor in Abschnitt *Theoretische Erwartung, Ziel der Messung* vermutet, entfällt ein Teil der Ereignisse zusätzlich in Bereich 5, da der Laserspot seinen Grenzbereich trifft. Die Detektorbilder der Bereiche 1 bis 9 finden sich in Anhang P auf Seite 170.

Fehlerbetrachtung

In Tabelle 5.8 sind die Unsicherheiten in den Detektorraten und die der Energienormierung enthalten. Zwei Fehlerquellen wurden nicht quantifiziert. Die erste ist die der Flächenberechnung. Sie ist leicht fehlerbehaftet, insbesondere wenn die berechneten Feldlinien bei der Messung nicht exakt die berechnete Stelle treffen, weil die Stromquellen der Luftspulen Schwankungen unterliegen oder einen systematischen Kalibrierfehler haben. Ebenfalls nicht quantifiziert werden kann, ob der Detektor beim Messen des ADC-Werts selbst Schwankungen erzeugt. Wahrscheinlicher ist aber, dass Schwankungen ihre Ursache im instabilen Laserverhalten haben. Näheres zu dieser Art von Unsicherheit und weiteren Fehlerquellen sind in Abschnitt 5.3.5 auf Seite 77 zusammengefasst.

Magnetischer Abschirmfaktor des asymmetrischen Feldes

Der magnetische Abschirmfaktor der Magnetfeldkonfiguration 4 lässt sich auf Basis der Zahl der Ereignisse in Bereich 4 abschätzen.

Mit dem durchschnittlichen ADC-Wert (entspricht der Energie eines Pulses E_1) für die Messung 7149 mit 6 000 Laserpulsen (300 s Messzeit bei 20 Hz) und den beiden Formeln (5.36) und (5.40) lässt sich die in das Spektrometer eingebrachte Energie E_{6000} berechnen:

$$N_{ADC} = 950$$
 (5.75)

$$E_1 = (0.34 \pm 0.02) \cdot 10^{-6} \,\mathrm{J} \tag{5.76}$$

$$E_{6000} = (2.06 \pm 0.12) \cdot 10^{-3} \,\mathrm{J} \tag{5.77}$$

Der Laser hat mit dieser Energie nach den Formeln (5.43) und (5.44) die folgende Zahl an Photonen erzeugt bzw. Elektronen aus der Wand geschlagen:

$$N_{\gamma} = (2.32 \pm 0.14) \cdot 10^{15} \tag{5.78}$$

$$N_e = 2 \cdot 10^{11 \pm 1} \tag{5.79}$$

Wegen der hohen Unsicherheit in der Quanteneffizienz sind die Fehlergrenzen von N_e auf plusminus eine Größenordnung angehoben. Auch wenn der Laser auf Bereich 4 gerichtet ist, wird nicht die gesamte Energie des Pulses dort von der Tankwand absorbiert. Rund 35% des eingestrahlten Lichts (in Tabelle 5.8 mit Anteil bezeichnet) werden reflektiert und lösen Elektronen in anderen Teilen des Spektrometers aus. Aus dem Verhältnis der am Detektor gezählten Ereignisse und 65% der erzeugten Elektronen lässt sich ein magnetischer Abschirmfaktor $Q_{m,a4,A}$ abschätzen (mit m für magnetisch, a4 für asymmetrisch mit Magnetfeldkonfiguration 4 und A für Abschätzung):

$$Q_{m,a4,A} = \frac{N_4}{0.65 \cdot N_e} = \frac{137713 \pm 371}{1.3 \cdot 10^{11 \pm 1}}$$
 (5.80)

$$\approx 10^{-6\pm 1} \tag{5.81}$$

Der Abschirmfaktor dieser Konfiguration liegt folglich im Bereich:

$$10^{-5} < Q_{m,a4,A} < 10^{-7}$$
(5.82)

Magnetischer Spiegel

Hauptursache, warum auch eine derart asymmetrische Feldkonfiguration einen Abschirmfaktor aufweist, ist der magnetische Spiegeleffekt (Abschnitt 3.1.1.5 auf Seite 26). Läuft ein Elektron entlang einer Magnetfeldlinie von einem Bereich mit niedriger magnetischer Flussdichte hin zu hohen Flussdichten, stellt sich der Impulsvektor auf. Diese Umwandlung von einer Impulskomponente in die andere kann dazu führen, dass sich der Impulsvektor umkehrt und das Elektron reflektiert wird.

Das Verhältnis aus der Zahl der gestarteten Elektronen R_S und den gemessenen (also der nicht reflektierten) Elektronen am Detektor R_m , hängt von der Flussdichte zu Beginn B_S und der maximalen Flussdichte B_{max} auf dem Weg ab:

$$\frac{R_m}{R_S} = (1 - \cos \theta) \tag{5.83}$$

$$\frac{B_S}{B_{max}} = \sin^2 \theta \tag{5.84}$$

$$\frac{R_m}{R_S} = 1 - \cos\left(\arcsin\sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}}\right) \tag{5.85}$$

Diese Formeln [Mer12] gelten nur bei isotroper Ausgangsverteilung. Die laserinduzierten Elektronen sollten durch flächige Beleuchtung der Tankwand ebenfalls diese Verteilung aufweisen.

Mit den typischen Flussdichten von $B_S = 3 \cdot 10^{-4} \, \mathrm{T}$ an der Tankwand und der hohen Flussdichte am Pinchmagneten $B_{max} = 5 \,\mathrm{T}$, ist der Grenzwinkel und das Verhältnis:

$$\theta = \arcsin \frac{3 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{T}}{5 \,\mathrm{T}} = 0.44^{\circ} \tag{5.86}$$

$$\theta = \arcsin \frac{3 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{T}}{5 \,\mathrm{T}} = 0.44^{\circ}$$
 (5.86)
 $\frac{R_m}{R_S} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ (5.87)

Dieser Wert liegt in dem Bereich, der für den magnetischen Abschirmfaktor $Q_{m,a4,A}$ in Gleichung (5.82) berechnet wurde.

5.4.3.4 Adiabazität schwacher Felder

Beim Blick auf die Feldlinienbilder der 9 Bereiche stellt sich die Frage, ob derart unterschiedlich geformte Magnetfelder alle die gleiche Flussdichte an der Wand aufweisen. Auch die Frage, ob durch zu geringe Feldstärken die Adiabazität verletzt ist, wurde im Rahmen eines Vortrages auf dem vorletzten Collaboration meeting (Herbst 2013) gestellt.

Auch wenn in dieser Arbeit nicht weiter darauf eingegangen wird, soll an dieser Stelle ergänzt werden, dass die Untersuchung der Feldlinienverläufe (via Simulation) keine Verletzung der Adiabazität gezeigt haben. Die magnetischen Flussdichten unterscheiden sich zwar leicht von Konfiguration zu Konfiguration. Die Unterschiede sind aber kleiner als die statistischen Unsicherheiten der gemessenen Ereignisse und deutlich kleiner als die Unsicherheiten, die sich aus der Normierung ergeben. Der kleine Effekt der schwankenden Flussdichten wurde in den Betrachtungen daher vernachlässigt.

5.4.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Messungen der Phase 2 zeigen, dass stark asymmetrische Magnetfelder dazu geeignet sind, die Tankwand auf das Vorhandensein von UV-Licht-Reflexionen abzuscannen. Das Verteilungsbild zeigt eine deutliche Konzentration des UV-Lichts in Bereich 4. Weit mehr als die Hälfte (energienormierte Betrachtung) der Elektronen kamen von dort. Bedenkt man, dass der Laserspot auch leicht in Bereich 5 hineinreicht und schlägt diese Ereignisse dem Bereich 4 zu, sind es sogar fast 80% der Elektronen, die dort ausgelöst wurden.

Obwohl die Feldlinien die Tankwand direkt mit dem Detektor verbinden, war keine Abschwächung des Laserstrahls durch Filter erforderlich. Die relativ große magnetische Spiegelwirkung, die sich im entsprechenden Abschirmfaktor wieder findet, ist dafür verantwortlich, dass nur ein Bruchteil der erzeugten Elektronen den Detektor erreichen können. Das lässt für die Phasen 4 bis 6 (symmetrische Felder) vermuten, dass die Raten am Detektor noch einmal deutlich kleiner werden.

5.4.4 Phase 3 – Elektrische Abschirmung und C-Profile

Die Phase 3 besteht aus zwei Teilen. Zum einen wird der Einfluss der Haltestruktur respektive der C-Profile auf den Untergrund untersucht, zum anderen die Effektivität der elektrischen Abschirmung. Der Vorteil in der Untersuchung des Abschirmverhaltens mit UV-Licht besteht darin, dass die Energie der Elektronen bekannt ist und bereits wenige Volt ausreichen, um diese abzuschirmen.

Die in dieser Phase ermittelten Laserspot-Positionen werden in den folgenden Phasen dazu verwendet, gezielt die Haltestruktur oder die Wand des Spektrometers zu beleuchten.

5.4.4.1 Einschub: Bewegungsbereich des Laserspots

Bevor die Messung zum Einfluss der C-Profile beginnen kann, ist die Frage zu klären, ob mit dem maximal erlaubten Ablenkwinkel (Abschnitt 5.2.1.1 auf Seite 64) überhaupt C-Profile erreicht werden können.

Der erlaubte Grenzwinkel α_R (Gleichung (5.6)) und der damit sinnvoll verwendbare Einstellbereich der Spiegelmotoren entspricht einem ellipsenförmigen Gebiet auf dem Tankboden, das durch die beiden Hauptachsen a_{OW} und b_{NS} definiert wird. Sie geben an, wie weit sich der Laserspot in der jeweiligen Richtung bewegen kann. Dieses ellipsenförmige Gebiet ist nicht zu verwechseln mit der ebenfalls elliptischen Form des wesentlich kleineren Laserspots. Die Berechnung ist mit den Gleichungen (5.13) bis (5.17) auf Seite 67 und (5.61) auf Seite 83 möglich:

$$a_{OW} = 0.87 \,\mathrm{m}$$
 (5.88)

$$b_{NS} = 0.49 \,\mathrm{m} \tag{5.89}$$

Wie ein Vergleich mit den beiden C-Profil-Abständen aus dem Abschnitt 5.2.1.3 auf Seite 68 zeigt, ist es in Ost-West-Richtung theoretisch möglich, zwei Profile durch passende Spiegelneigung zu erreichen.

5.4.4.2 Prinzip der Messmethode

Die elektrische Abschirmung wird durch Anlegen einer Spannung zwischen Drahtelektroden und Tankwand erzielt. Diese Methode hat gegenüber der magnetischen aber den Nachteil, dass lokal (an Spitzen und scharfen Kanten) extrem hohe Feldstärken entstehen können, die wiederum selbst Quelle für Untergrundelektronen sind. Im schlimmsten Fall wird der unerwünschte Untergrund bei zu hohen Feldstärken eher erhöht als verringert. Zudem können auf diese Weise nur Elektronen abgeschirmt werden, die an der Tankwand oder zwischen Wand und Elektroden entstehen. Elektronen, ausgelöst aus der Haltestruktur, lassen sich auf diese Weise nicht beseitigen, weil sie sich auf gleichem Potential wie die Elektroden selbst befinden.

Der Laserspot wird in dieser Phase einmal ohne Drahtspannung und einmal bei negativer -spannung durch das Spektrometer bewegt und die an den verschiedenen Positionen entstehenden Ereignisse gezählt. Die Zahl der Ereignisse über die Laserposition sollte ohne angelegte Spannung weitestgehend konstant sein, unabhängig davon welches Teil im Innern des Spektrometers getroffen wird. Bei angelegter Spannung müsste sich hingegen ein deutlich sichtbarer Anstieg der Rate zeigen, sobald ein Teil der Haltestruktur getroffen wird. Im Laufe der Messungen werden so zwei Positionen H (Haltestruktur) und T (Tankwand) bestimmt. Im Anschluss daran wird an diesen beiden Positionen die Hochspannungsabhängigkeit (variierende Drahtspannung) des Untergrundes bestimmt. Aus den Verläufen sollten sich die Abschirmfaktoren der elektrischen Feldkonfigurationen bestimmen lassen.

5.4.4.3 Messkonfiguration und -ablauf

Um eine möglichst hohe Rate zu erzielen und eine starke magnetische Abschirmung zu vermeiden, werden die Luftspulen auf die asymmetrische Feldkonfiguration 51 eingestellt. Deren Feldlinien decken einen ausreichend großen Bereich auf der Tankwand ab, ihre Spulenströme können der Tabelle 5.5 auf Seite 80 entnommen werden.

Es werden insgesamt vier Messreihen zur Positionsbestimmung durchgeführt, zwei für jede Richtung (Nord-Süd und Ost-West) und zwei für die beiden Drahtspannungen von $0\,\mathrm{V}$ und $-50\,\mathrm{V}$. Die gemessenen Daten sind nur innerhalb der ermittelten Motoreneinstellungsbereiche (des Spiegelsystems) aus Abschnitt 5.2.1 auf Seite 64 valide. Auf diesen Punkt

wird weiter unten anhand der Schaubilder noch näher eingegangen. Die Messungen werden ausgehend von der Spiegeleinstellung $(3,3 \mid 4,8)$ (Nord-Süd | Ost-West) durchgeführt, wenn nichts Abweichendes angegeben ist.

Im zweiten Teil befindet sich der Tank auf Hochspannung $U_{\text{Tank}} = 18,6 \,\text{kV}$. Die Spannung der Elektroden wird relativ dazu schrittweise von $-500 \,\text{V}$ auf $0 \,\text{V}$ reduziert. Auf diese Weise wird das Untergrundverhalten bei 24 verschiedenen Spannungen untersucht.

5.4.4.4 Ergebnis der Positionsbestimmung

Nord-Süd-Richtung

In den beiden Verläufen 5.22 (bei 0 V Drahtspannung) und 5.23 auf Seite 98 (bei $-50\,\mathrm{V}$) finden sich sowohl die gemessenen \circ ---, wie auch die normierten \circ --- Ereignisse der Region of interest *Instantane Koinzidenz*. Untergrundereignisse, die nicht mit den Laserpulsen korreliert sind, werden nicht berücksichtigt. Die Raten der ROI *Instantane Koinzidenz* sind auf die zeitliche Länge ($500\,\mu\mathrm{s}$) dieser ROI bezogen, die Raten außerhalb auf die gesamte Messzeit.

Normierung

Im ersten Schaubild spielt die Normierung nur eine untergeordnete Rolle, weil die Laserenergie kaum fluktuiert. Nicht so im zweiten Schaubild bei $-50\,\mathrm{V}$ Drahtspannung: Der Laser hat vor allem in der zweiten Hälfte des Kurvenverlaufs eine deutlich höhere Energie, die ohne Normierung fälschlicherweise als Peak identifiziert worden wäre. Während der Messung 7807 bspw. war die Energie des Lasers fast 6 mal so hoch als zwei Einstellungen davor. Der Grund für die enorm schwankende Laserenergie liegt in der zu kurz gewählten Aufwärmzeit. Der Laser hat nach dem Einschalten noch eine deutlich höhere Energie als einige Zeit später. Der große Anstieg in der Mitte des Schaubilds kommt daher, dass die Messung bei dieser Einstellung begonnen wurde, der Laser also gerade erst eingeschalten war. Die (Mess-)Reihenfolge ist auch an den Nummern der Messungen erkennbar.

Alle gemessenen und errechneten Werte sind den Tabellen 5.9 und 5.10 auf der nächsten Seite zu entnehmen, die jeweilige Normierungsenergie ist markiert.

Auschluss der Randbereiche

Die Messwerte der Randeinstellungen sind in den normierten Kurve grau dargestellt und sollen aus der Betrachtung ausgeschlossen sein. In Abschnitt 5.2.1.1 wurde bereits ausführlich dargelegt, dass der Rohrdurchmesser den Strahlweg und damit den Einstellbereich des Spiegels begrenzt. In Nord-Süd-Richtung ist nur eine Einstelldifferenz von 1,3 mm erlaubt (siehe (5.7)). Ein solcher Bereich wäre z.B. von 2,7 mm bis 4,0 mm gegeben. Dieser liegt zentral um den Wert 3,3, der bei der Justage der Laserbox am Tank ermittelt wurde. Davon ausgehend, dass der Laserstrahl mittig durch das Strahlrohr verläuft, ist diese Wahl sinnvoll. Wäre der Strahl leicht aus der Zentrallage verschoben (wie in Ost-West-Richtung), dann müsste der ausgeschlossene Randbereich entweder erweitert oder der betrachtete Ausschnitt verschoben werden.

Auffälligkeiten im Kurvenverlauf

Im Ereignisverlauf der Nord-Süd-Messung finden sich auffällige Schwankungen, die die Frage aufwerfen, ob es sich hierbei um eine gemessene, wie auch immer geartete "Struktur" des Spektrometers handelt oder um Schwankungen, die nicht reproduzierbar sind. Nur Wiederholungsmessungen können diese Frage beantworten.

Nord-Süd	Messung	Ø ADC	Gemes	Gemessen		ert
			Ereignisse •	Rate	Ereignisse •—	Rate
mm				$_{ m Hz}$		$_{ m Hz}$
2,5	7825	276	3285 ± 57	5475 ± 96	4082 ± 442	6804 ± 736
2,6	7826	278	3634 ± 60	6057 ± 100	4378 ± 408	7297 ± 679
2,7	7827	280	2891 ± 54	4818 ± 90	3367 ± 270	5612 ± 450
2,8	7828	281	2458 ± 50	4097 ± 83	2776 ± 190	4626 ± 317
2,9	7829	283	3286 ± 57	5477 ± 96	3581 ± 183	5969 ± 305
3,0	7830	282	3202 ± 57	5337 ± 94	3535 ± 200	5892 ± 333
3,1	7831	285	3832 ± 62	6387 ± 103	4057 ± 155	6762 ± 258
3,2	7832	285	3427 ± 59	5712 ± 98	3622 ± 139	6037 ± 232
3,3	7833	288	4743 ± 69	7905 ± 115	4743 ± 69	7905 ± 115
3,4	7834	292	2549 ± 50	4248 ± 84	2373 ± 108	3955 ± 181
3,5	7835	294	2647 ± 51	4412 ± 86	2386 ± 135	3977 ± 224
3,6	7836	298	2609 ± 51	4348 ± 85	2223 ± 167	3706 ± 278
3,7	7837	301	3563 ± 60	5938 ± 99	2927 ± 244	4879 ± 407
3,8	7838	303	2349 ± 48	3915 ± 81	1873 ± 181	3122 ± 302
3,9	7839	308	2274 ± 48	3790 ± 79	1710 ± 195	2850 ± 325
4,0	7840	310	1089 ± 33	1815 ± 55	796 ± 105	1326 ± 175
4,1	7841	313	491 ± 22	818 ± 37	346 ± 55	576 ± 92
4,2	7842	318	368 ± 19	613 ± 32	243 ± 45	406 ± 74

Tabelle 5.9: Phase 3 – Messergebnisse $\bf Nord\text{-}S\ddot{u}d,~0~V$ Drahtspannung

Nord-Süd	Messung	Ø ADC	Gemes	ssen	Norm	niert
			Ereignisse •	Rate	Ereignisse —	Rate
mm				$_{ m Hz}$		$_{ m Hz}$
${2,5}$	7824	276	7638 ± 87	12730 ± 146	10205 ± 1300	17008 ± 2166
2,6	7823	279	7579 ± 87	12632 ± 145	9567 ± 976	15945 ± 1626
2,7	7822	281	8734 ± 93	14557 ± 156	10647 ± 918	17745 ± 1530
2,8	7821	285	8237 ± 91	13728 ± 151	9314 ± 522	15523 ± 871
2,9	7820	287	8892 ± 94	14820 ± 157	9812 ± 454	16353 ± 756
3,0	7819	290	11570 ± 108	19283 ± 179	12099 ± 303	20166 ± 505
3,1	7818	293	16818 ± 130	28030 ± 216	16818 ± 130	28030 ± 216
3,2	7817	298	5446 ± 74	9077 ± 123	5044 ± 197	8407 ± 328
3,3	7806	343	13377 ± 116	22295 ± 193	7458 ± 1200	12430 ± 1999
3,4	7807	537	28098 ± 168	46830 ± 279	5822 ± 1618	9703 ± 2697
3,5	7808	474	23745 ± 154	39575 ± 257	6198 ± 1612	10330 ± 2687
3,6	7809	442	16496 ± 128	27493 ± 214	4954 ± 1230	8257 ± 2050
3,7	7810	416	15011 ± 123	25018 ± 204	5135 ± 1203	8558 ± 2006
3,8	7811	358	17229 ± 131	28715 ± 219	8489 ± 1545	14148 ± 2574
3,9	7812	352	14543 ± 121	24238 ± 201	7561 ± 1311	12602 ± 2185
4,0	7813	335	8796 ± 94	14660 ± 156	5266 ± 785	8777 ± 1308
4,1	7814	336	5134 ± 72	8557 ± 119	3059 ± 470	5099 ± 784
4,2	7815	337	4487 ± 67	7478 ± 112	2642 ± 415	4403 ± 692

Tabelle 5.10: Phase 3 – Messergebnisse **Nord-Süd**, $-\mathbf{50}\,\mathbf{V}$ Drahtspannung

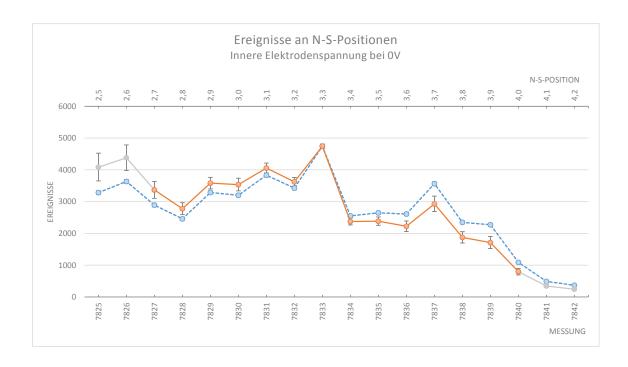


Abbildung 5.22: Gemessener •-- und normierter •— Ereignisverlauf bei verschiedenen Spiegeleinstellungen (Nord-Süd) und 0 V Drahtspannung

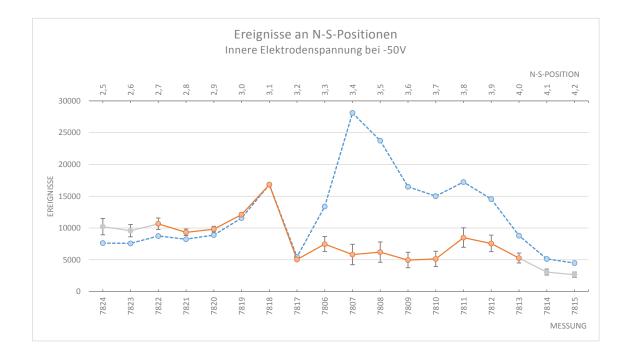


Abbildung 5.23: Gemessener ○-- und normierter ○-- Ereignisverlauf bei verschiedenen Spiegeleinstellungen (Nord-Süd) und -50 V Drahtspannung

Ost-West-Richtung

Wiederholungsmessungen zur Untersuchung von Auffälligkeiten

Im Gegensatz zu den Nord-Süd-Messungen liegen in Ost-West-Richtung Wiederholungsmessungen vor, womit sich die aufgeworfene Frage nach den Schwankungen beantworten lässt. Alle Wiederholungsmessungen sind in den Schaubildern grün markiert (①), nicht normiert und fallen mit den passenden Messwerten der unnormierten Kurve zusammen. Es sind keine signifikanten Abweichungen zu erkennen und das zeigt, dass es sich bei den Schwankungen um keine nicht reproduzierbaren Effekte handelt.

Normierung

Da die Laserenergie während den Ost-West-Messungen kaum Schwankungen aufwies, wäre eine Normierung prinzipiell nicht erforderlich. Die Werte in den Tabellen 5.11 und 5.12 auf der nächsten Seite und Schaubildern 5.24 und 5.25 auf Seite 101 liegen aus Konsistenzgründen zu den Nord-Süd-Messung trotzdem zusätzlich normiert vor.

Auschluss der Randbereiche

In Ost-West-Richtung ist der mögliche Einstellbereich nach (5.9) 1,8 mm groß. In den Diagrammen wurde als betrachteter Bereich die Einstellungen 3,2 bis 5,0 gewählt.

Festlegen der Positionen

In Ost-West-Richtung zeigt sich der vermutete Unterschied im Ratenverlauf zwischen $0\,\mathrm{V}$ und $-50\,\mathrm{V}$ sehr deutlich. Der erste Peak bei E-W 3,4 (Position H) wird als doppeltes C-Profil identifiziert, der Bereich zwischen 4,7 und 4,8 als einfaches C-Profil. Außerhalb dieser beiden Positionen, gewählt wurde E-W 4,3 (Position T), wird vermutlich die Tankwand getroffen und die Zahl der Ereignisse ist am kleinsten.

Diese Annahmen lassen sich zunächst nicht weiter überprüfen, leglich über folgende Plausibilitätsbetrachtung erhärten oder verwerfen. Die Ausrichtung der Box am Spektrometer ist nicht perfekt erfolgt, das zeigt ein Vergleich der theoretisch angenommenen z-Position des Laserspots (Gleichung (5.11)) mit der in Phase 1 aus Feldlinienbildern abgeleiteten z-Position (Gleichung (5.60)), die eine Abweichung von 0,8 m zeigt. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass auch die zwei Spiegelachsen Nord-Süd und Ost-West nicht den Himmelsrichtungen folgen, sondern der Laserstrahl sich schräg dazu bewegt. Die gewählte Position H wäre nur dann plausibel, wenn der Weg, den der Strahl vom doppelten C-Profil zum einfachen C-Profil auf dem Tankboden zurücklegt, größer (oder gleich) ist als der Abstand der beiden Profile zueinander. Die Bewegung des Spiegeleinstellmotors von 3,4 (Pos. H) auf 4,7 bis 4,8 entspricht einer Strecke von:

$$a_{OW,1}(1,4) = 0.87 \,\mathrm{m} \, \frac{1.5}{1.8} = 0.68 \,\mathrm{m}$$
 (5.90)

$$a_{OW,2}(1,3) = 0.87 \,\mathrm{m} \, \frac{1.3}{1.8} = 0.63 \,\mathrm{m}$$
 (5.91)

Der Abstand der der beiden C-Profile d_{de} ist 0,54 m (Gleichung (5.25)) und damit kleiner als $a_{OW,i}$.

Fehlerquellen und Verbesserungsvorschläge

Die Annahme, dass es sich bei einem Peak um ein C-Profil handelt oder nicht, ist schwer beweis- oder verifizierbar. Wesentlich leichter ist die Behauptung zu überprüfen, an Position T befinde sich ausschließlich die Tankwand und kein Teil der Haltestruktur. Diese Annahme ließe sich durch Messung der Abschirmfaktoren erhärten oder falsifizieren.

5. SDS-Messungen

Ost-West	Messung	Ø ADC	Gemess	sen	Normi	ert
	_		Ereignisse •	Rate	Ereignisse •	Rate
mm				Hz		Hz
2,8	7868	257	995 ± 32	1658 ± 53	1524 ± 474	2541 ± 790
2,9	7869	257	408 ± 20	680 ± 34	608 ± 189	1013 ± 315
3,0	7870	257	2962 ± 54	4937 ± 91	4412 ± 1200	7353 ± 2000
3,1	7871	264	3568 ± 60	5947 ± 100	4348 ± 565	7247 ± 941
3,2	7872	263	3441 ± 59	5735 ± 98	4279 ± 612	7131 ± 1020
3,3	7873	264	2456 ± 50	4093 ± 83	2951 ± 368	4919 ± 614
3,4	7874	265	3523 ± 59	5872 ± 99	4187 ± 478	6978 ± 797
3,5	7875	264	3456 ± 59	5760 ± 98	4165 ± 513	6941 ± 854
3,6	7876	267	4183 ± 65	6972 ± 108	4685 ± 363	7809 ± 605
3,7	7877	267	4928 ± 70	8213 ± 117	5534 ± 430	9224 ± 717
3,8	7878	268	4871 ± 70	8118 ± 116	5344 ± 345	8907 ± 574
3,9	7879	269	4162 ± 65	6937 ± 108	4420 ± 210	7366 ± 350
4,0	7880	271	4790 ± 69	7983 ± 115	4790 ± 69	7983 ± 115
4,1	7881	272	3757 ± 61	6262 ± 102	3740 ± 70	6233 ± 117
4,2	7882	271	5004 ± 71	8340 ± 118	5039 ± 90	8399 ± 149
4,3	7883	271	4761 ± 69	7935 ± 115	4851 ± 118	8086 ± 196
4,4	7884	271	4803 ± 69	8005 ± 116	4803 ± 69	8005 ± 116
4,5	7885	273	3958 ± 63	6597 ± 105	3859 ± 111	6432 ± 185
4,6	7886	274	3896 ± 62	6493 ± 104	3690 ± 160	6149 ± 267
4,7	7887	274	4130 ± 64	6883 ± 107	3877 ± 183	6462 ± 305
4,8	7888	276	4186 ± 65	6977 ± 108	3781 ± 248	6301 ± 413
4,9	7889	278	3775 ± 61	6292 ± 102	3265 ± 281	5442 ± 469
5,0	7890	280	3607 ± 60	6012 ± 100	2982 ± 317	4969 ± 528
5,0	7895	279		5913 ± 99	3032 ± 279	5053 ± 465
5,1	7891	283	3258 ± 57	5430 ± 95	2546 ± 333	4243 ± 554
5,1	7894	287		5453 ± 95	2557 ± 334	4261 ± 557
5,2	7892	287	5369 ± 73	8948 ± 122	3917 ± 600	6529 ± 1000
5,2	7893	299	 5594 ± 75 	9323 ± 125	3404 ± 733	5674 ± 1221

Tabelle 5.11: Phase 3 – Messergebnisse **Ost-West**, $\mathbf{0} \, \mathbf{V}$ Drahtspannung

Ost-West	Messung	Ø ADC	Gemes	sen	Norm	iert
			Ereignisse •	Rate	Ereignisse •	Rate
mm				Hz		Hz
2,8	7843	263	27343 ± 165	45572 ± 276	40171 ± 8503	66952 ± 14172
2,9	7844	263	21409 ± 146	35682 ± 244	30821 ± 6154	51368 ± 10256
3,0	7845	266	17406 ± 132	29010 ± 220	23505 ± 3793	39174 ± 6322
3,1	7846	267	16524 ± 129	27540 ± 214	21391 ± 2933	35652 ± 4888
3,2	7847	271	21767 ± 148	36278 ± 246	25780 ± 2260	42967 ± 3766
3,3	7848	272	23888 ± 155	39813 ± 258	27324 ± 1900	45539 ± 3167
3,4	7849	272	26877 ± 164	44795 ± 273	30813 ± 2166	51355 ± 3610
3,5	7850	272	25595 ± 160	42658 ± 267	29209 ± 1991	48682 ± 3318
3,6	7851	276	18305 ± 135	30508 ± 225	19512 ± 709	32520 ± 1182
3,7	7852	275	12287 ± 111	20478 ± 185	13267 ± 585	22111 ± 974
3,8	7903	268	• 7712 ± 88	12853 ± 146	9708 ± 1217	16179 ± 2029
3,8	7853	277	7834 ± 89	13057 ± 148	8177 ± 250	13628 ± 417
3,9	7854	278	8165 ± 90	13608 ± 151	8214 ± 113	13690 ± 188
4,0	7855	279	11239 ± 106	18732 ± 177	11239 ± 106	18732 ± 177
4,0	7902	273	 ■ 11479 ± 107 	19132 ± 179	12894 ± 820	21491 ± 1366
4,1	7856	279	7277 ± 85	12128 ± 142	7205 ± 116	12008 ± 193
4,1	7904	267	7063 ± 84	11772 ± 140	9167 ± 1313	15278 ± 2188
4,2	7857	281	7836 ± 89	13060 ± 148	7550 ± 207	12583 ± 345
4,3	7858	280	5500 ± 74	9167 ± 124	5320 ± 149	8866 ± 248
4,3	7901	282	 5696 ± 75 	9493 ± 126	5374 ± 205	8957 ± 342
4,4	7859	281	8148 ± 90	13580 ± 150	7761 ± 248	12935 ± 414
4,5	7860	282	10137 ± 101	16895 ± 168	9582 ± 326	15971 ± 543
4,6	7861	283	10739 ± 104	17898 ± 173	9927 ± 426	16544 ± 710
4,7	7862	282	12764 ± 113	21273 ± 188	12066 ± 397	20109 ± 662
4,8	7863	286	14128 ± 119	23547 ± 198	12418 ± 765	20696 ± 1275
4,9	7864	288	15556 ± 125	25927 ± 208	13121 ± 1007	21868 ± 1679
5,0	7865	291	15678 ± 125	26130 ± 209	12548 ± 1200	20913 ± 2001
5,0	7898	304	 15988 ± 126 	26647 ± 211	10666 ± 1643	17777 ± 2739
5,1	7866	295	15949 ± 126	26582 ± 210	12089 ± 1381	20148 ± 2301
5,1	7899	302	■ 15680 ± 125	26133 ± 209	10717 ± 1575	17862 ± 2625
5,2	7867	297	6244 ± 79	10407 ± 132	4574 ± 598	7623 ± 996
5,2	7900	301	● 6360 ± 80	10600 ± 133	4401 ± 653	7335 ± 1089

Tabelle 5.12: Phase 3 – Messergebnisse $\bf Ost\text{-}West,\,-50\,V$ Drahtspannung

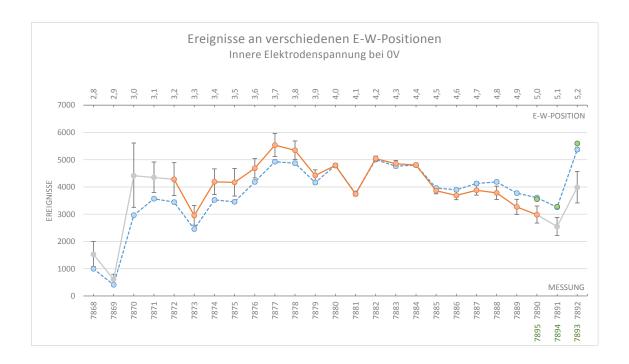


Abbildung 5.24: Gemessener ○-- und normierter ○-- Ereignisverlauf bei verschiedenen Spiegeleinstellungen (Ost-West) und 0 V Drahtspannung

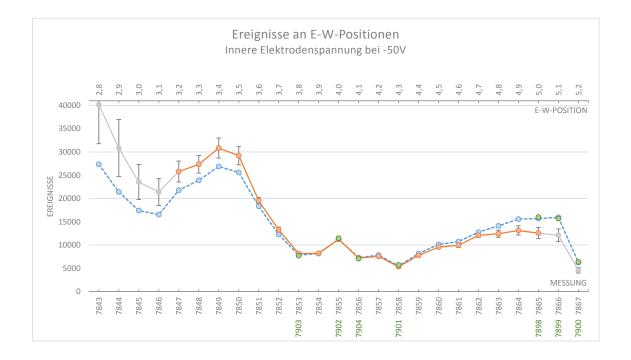


Abbildung 5.25: Gemessener ○-- und normierter ○-- Ereignisverlauf bei verschiedenen Spiegeleinstellungen (Ost-West) und −50 V Drahtspannung

5. SDS-Messungen

Fehlerquellen wie die Abschattung durch das Schutzrohr wurden vorab untersucht, passende Einstellungen gewissenhaft gewählt und Randbereiche von der Bewertung ausgeschlossen, Detektorereignisse nach Koinzidenz sortiert und Messungen wiederholt, um sie zu verifizieren

Um allerdings mit größerer Sicherheit sagen zu können, ob ein C-Profil oder die Wand getroffen wurde, wären weitere Messungen erforderlich. Ein Schutzrohr mit größerem Innendurchmesser würde es eventuell ermöglichen, noch ein drittes C-Profil in gleichem Abstand zu erreichen. Damit ließen sich die gemachten Annahmen verifizieren. Eine solche Messung wird in Kombination mit einem (energie-)stabileren Lasersystem für eine der nächsten Messphasen am Hauptspektrometer empfohlen.

5.4.4.5 Ergebnis zur Untergrundabhängigkeit

Kurvenverlauf

An den Positionen H und T werden abschließend die Raten für verschiedene Drahtspannungen gemessen. Die beiden Schaubilder 5.26 und 5.27 auf Seite 104 und die zugehörigen Tabellen 5.13 mit 5.14 auf der nächsten Seite zeigen die gemessenen Ereignisse des normalen Untergrunds ohne UV-Licht (o und o) und die genormten Ereignisse mit UV-Licht innerhalb der Region of interest Instantane Koinzidenz (o und o). Mit dieser Darstellung lässt sich der vom Laser erzeugte Untergrund mit dem Untergrund ohne UV-Licht vergleichen. Auch wenn es für das weitere Verständnis dieser Phase nicht erforderlich ist, soll noch einmal darauf hingewiesen werden, wie wichtig die Normierung der Raten auf eine einheitliche Laserenergie ist. Das zeigt die Abbildung Q.49 auf Seite 175 im Anhang sehr deutlich, in der die Normierung zu einer völligen Umkehr des Kurvenverlaufs führt. Die Raten der Region of interest Instantane Koinzidenz sind auf die zeitliche Länge (500 µs) dieser ROI bezogen, die Raten außerhalb auf die gesamte Messzeit.

Die Verläufe der Raten entsprechen im niedrigen Spannungsbereich weitestgehend den Erwartungen. Der normale Untergrund (ohne UV-Licht) fällt in der logarithmischen Darstellung linear mit steigender Spannung ab, was ein exponentieller Abfall bedeutet. Die Rate des Lasers folgt diesem Verhalten nur auf den ersten zwei Volt, um dann über weite Spannungsbereiche auf konstantem Niveau zu bleiben. Da die laserinduzierten Elektronen nur etwa 1 bis $2\,\mathrm{eV}$ Energie haben, war dieses Ergebnis zu erwarten. Die beiden Untergrundlinien ohne UV-Licht (\bigcirc und \bigcirc) verlaufen nahezu identisch. Das entspricht vollumfänglich der Erwartung. Ihr Verlauf muss, da sie nicht vom Laserbeschuss abhängig sind, identisch sein. Sie sind ein Indikator dafür, dass das Koinzidenzfenster korrekt gewählt wurde und stabil ist. Ebenfalls zeigt sich, dass ab etwa $-20\,\mathrm{V}$ durch Erhöhung des Potentials keine nennenswerte Verbesserung der Abschirmung mehr zu erreichen ist.

Erst ab $-200\,\mathrm{V}$ wird der Kurvenverlauf des Untergrunds ohne UV-Licht sehr auffällig. Der plötzliche, starke Anstieg der Rate um fast zwei Größenordnungen entspricht nicht der Erwartung und bedarf einer genaueren Untersuchung.

Analyse des plötzlichen Ratenanstiegs

Den Grund für den plötzlichen Ratenanstieg im Bereich hoher Spannungen (ab $-200 \,\mathrm{V}$) zeigen die beiden Ratenverläufe (über die Zeit) der Messung 7948 und 7950 im Vergleich.

Messung 7950 wurde bei $-300\,\mathrm{V}$ Drahtspannung durchgeführt – dort wo der Anstieg bereits deutlich messbar war – Messung 7948 bei nur $-100\,\mathrm{V}$. Die Abbildung 5.28 auf Seite 105 zeigt beide Ratenverläufe auf einen Blick und offenbart, dass die hohe Rate nicht über die komplette Messzeit der $-300\,\mathrm{V}$ -Messung existierte, sondern erst plötzlich nach etwa 22 sauftrat. Innerhalb des Spektrometers ist es offensichtlich zu Entladungen gekommen, die ein lawinenartiges Ansteigen der Rate hervorgerufen haben. Die zugehörigen Detektorbilder

Spannung	Messung	Ø ADC		Rate	
V			R_I Hz	$R_{I,n} \circ$ (normiert) Hz	R_U •···· Hz
0	7928	292	359562 ± 774	368621 ± 3914	$849,5 \pm 3,8$
-1	7927	293	309482 ± 718	314309 ± 2377	$639,3 \pm 3,3$
-2	7926	294	206492 ± 587	206492 ± 587	$403,4 \pm 2,6$
-3	7925	295	199655 ± 577	195159 ± 2042	$270,0 \pm 2,1$
-4	7924	291	194697 ± 570	202472 ± 3311	$213,3 \pm 1,9$
-5	7923	298	192257 ± 566	179827 ± 4439	$173,0 \pm 1,7$
-6	7922	299	190422 ± 563	175092 ± 5258	$147,5 \pm 1,6$
-7	7921	300	187492 ± 559	171912 ± 5316	$127,8 \pm 1,5$
-8	7920	301	186418 ± 557	166931 ± 6367	$114,4 \pm 1,4$
-9	7919	303	190307 ± 563	165408 ± 7767	$107,2 \pm 1,3$
-10	7918	308	191015 ± 564	156418 ± 9989	$100,9 \pm 1,3$
-20	7917	310	198475 ± 575	158538 ± 11186	$68,6 \pm 1,1$
-30	7916	317	211535 ± 594	155606 ± 14270	$57,3 \pm 1,0$
-40	7915	322	227060 ± 615	158774 ± 16483	$54,5 \pm 1,0$
-50	7914	328	241608 ± 635	157763 ± 18819	54.9 ± 1.0
-60	7913	337	255485 ± 653	152731 ± 21038	$55,1 \pm 1,0$
-70	7912	349	271490 ± 673	146920 ± 23022	$52,0 \pm 0,9$
-80	7911	373	294895 ± 701	132585 ± 24840	$52,0 \pm 0,9$
-90	7910	397	315857 ± 726	121891 ± 25434	53.7 ± 0.9
-100	7909	422	322670 ± 733	108561 ± 24454	$57,5 \pm 1,0$
-200	7908	462	295060 ± 701	82443 ± 20162	$206,7 \pm 1,9$
-300	7907	554	358365 ± 773	71720 ± 19430	$913,6 \pm 3,9$
-400	7906	737	388567 ± 805	49768 ± 14682	$2744,7 \pm 6,8$
-500	7905	847	386715 ± 803	40686 ± 12316	$2201,6 \pm 6,1$

I: Instantane Koinzidenz, U: Keine Koinzidenz (unkorrelliert), n: normiert

Tabelle 5.13: Phase 3 – Messergebnisse **doppeltes C-Profil, Pos. H**, variierende Drahtspannung

Spannung	Messung	Ø ADC		Rate	
			R_I	$R_{I,n}$ \circ —	R_U \circ
V			$_{ m Hz}$	(normiert) Hz	$_{ m Hz}$
0	7929	303	267167 ± 667	257113 ± 3599	$825,4 \pm 3,7$
-1	7930	303	191865 ± 565	185392 ± 2459	$623,2 \pm 3,2$
-2	7931	300	112093 ± 432	112093 ± 432	$386,4 \pm 2,5$
-3	7932	299	107162 ± 423	108988 ± 998	$274,7 \pm 2,1$
-4	7933	298	104103 ± 417	107714 ± 1574	$206,0 \pm 1,9$
-5	7934	297	102548 ± 413	107033 ± 1864	$169,9 \pm 1,7$
-6	7935	297	101070 ± 410	105490 ± 1840	$135,3 \pm 1,5$
-7	7936	297	98648 ± 405	103112 ± 1852	$119,0 \pm 1,4$
-8	7937	297	97382 ± 403	101788 ± 1831	$106,4 \pm 1,3$
-9	7938	296	98812 ± 406	104504 ± 2272	$100,1 \pm 1,3$
-10	7939	294	102137 ± 413	110970 ± 3386	90.1 ± 1.2
-20	7940	293	109558 ± 427	122186 ± 4786	59.1 ± 1.0
-30	7941	293	129748 ± 465	143807 ± 5283	$55,0 \pm 1,0$
-40	7942	293	144837 ± 491	161029 ± 6053	$51,3 \pm 0,9$
-50	7943	292	150162 ± 500	168783 ± 6964	52.9 ± 0.9
-60	7944	292	152507 ± 504	172502 ± 7488	$50,6 \pm 0,9$
-70	7945	291	156647 ± 511	180900 ± 9156	$48,2 \pm 0,9$
-80	7946	290	154972 ± 508	179545 ± 9296	47.6 ± 0.9
-90	7947	290	155095 ± 508	180564 ± 9661	$48,2 \pm 0,9$
-100	7948	290	155265 ± 509	181352 ± 9913	$45,1 \pm 0,9$
-200	7949	288	146642 ± 494	175283 ± 11063	47.0 ± 0.9
-300	7950	292	146775 ± 495	164460 ± 6616	$277,2 \pm 2,1$
-400	7951	288	131532 ± 468	158013 ± 10295	$1261,3 \pm 4,6$
-500	7952	287	120887 ± 449	149231 ± 11260	$3086,4 \pm 7,2$

I : Instantane Koinzidenz, U : Keine Koinzidenz (unkorrelliert), n : normiert

Tabelle 5.14: Phase 3 – Messergebnisse **Tankwand**, **Pos. T**, variierende Drahtspannung

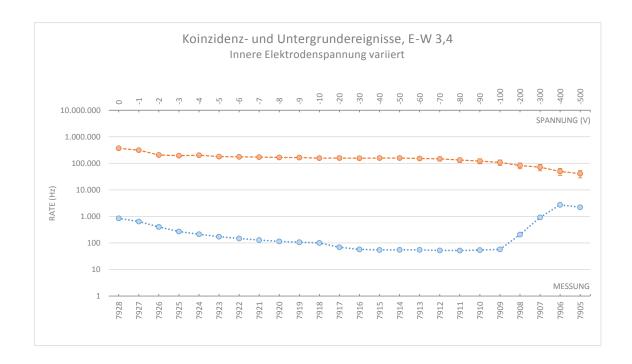


Abbildung 5.26: Ratenverlauf über die verschiedenen Drahtspannungen ohne • und mit instantaner • Koinzidenz (doppeltes C-Profil, Position H)

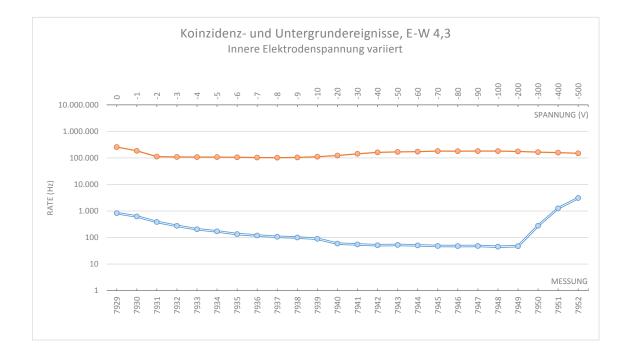


Abbildung 5.27: Ratenverlauf über die verschiedenen Drahtspannungen ohne — und mit instantaner — Koinzidenz (Tankwand, Position T)

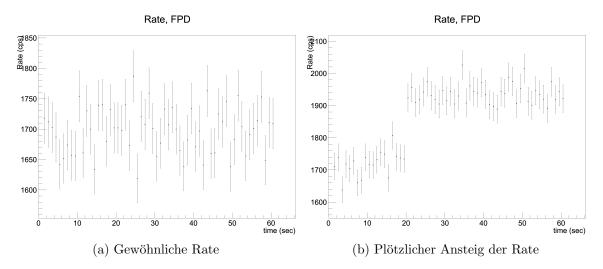


Abbildung 5.28: Ratenverlauf normal (links) und mit sprunghaftem Anstieg (rechts)

- (a) Messung 7948 mit $-100 \,\mathrm{V}$ Drahtspannung
- (b) Messung 7950 mit -300 V Drahtspannung

(Abbildung 5.29) bestätigen diese Annahme. Die Pixelverteilung der Messung 7950 weist einen sogenannten "heißen" Pixel (Nummer 54) auf. Heiß bedeutet in diesem Fall, dass eine ungewöhnlich hohe Rate konzentriert an einer Stelle gemessen wird. Das ist ein typisches Bild bei Entladungen. Würde man aus dem Detektorbild alle Ereignisse entfernen, die innerhalb der ersten 22 s gemessen wurden, wäre der Pixel so dominant, dass die Raten der anderen Pixel nicht mehr erkennbar wären.

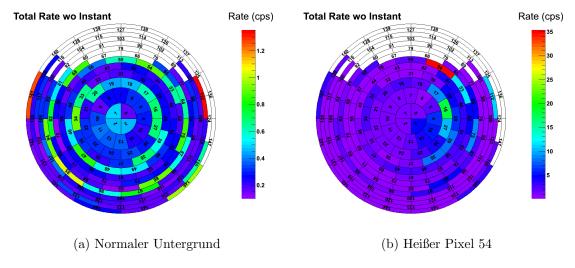


Abbildung 5.29: Zwei Pixelverteilungen mit normalem Untergrund und heißem Pixel

- (a) Messung 7948 mit -100 V Drahtspannung
- (b) Messung 7950 mit -300 V Drahtspannung

Die hohe Produktion von Elektronen bei derartigen Entladungen können im Extremfall, wenn sie ungebremst ansteigt, den Detektor schädigen. Aufgrund dieser Beobachtungen wurden während der SDS-Messphase Spannungen zwischen Elektroden und Tankwand jenseits von $-200\,\mathrm{V}$ vermieden.

Abgesehen von dieser Besonderheit sollte sich bei niedrigen Spannungen ein deutlicher

5. SDS-Messungen

Unterschied zeigen, je nachdem ob ein C-Profil oder ein Teil der Tankwand beleuchtet wird. Ein klarer Effekt ist jedoch nicht zu erkennen. Es wäre denkbar, dass er zu klein ist um in der logarithmischen Darstellung sichtbar zu sein oder aber die Annahme, ein C-Profil getroffen zu haben, ist falsch. Bei der Bestimmung der elektrischen Abschirmfaktoren wird noch einmal geprüft, ob ein Unterschied zwischen C-Profil und Tankwand sichtbar wird.

Elektrischer Abschirmfaktor

Der elektrische Abschirmfaktor wird analog zum magnetischen (in Phase 2) definiert über das Verhältnis der gemessenen Rate bei einer bestimmten Spannung dividiert durch die Rate ohne elektrisches Feld. Ein elektrischer Abschirmfaktor von 0 wäre gleichbedeutend mit einer perfekten Abschirmung, die sämtlichen Untergrund beseitigt, ein Faktor von 1 wäre gleichzusetzen mit einer unwirksamen Abschirmung.

Für die Darstellung der Abschirmfaktoren wird die Rate aller vier Kurven aus den Abbildungen 5.26 und 5.27 durch die Rate bei 0 V der jeweiligen Kurve dividiert und aufgetragen. Diese Methode wurde gewählt, weil bei 0 V keine elektrische Abschirmung wirksam sein kann und die vier Faktoren vergleichbar werden, da sie alle bei 0 V mit einer Abschirmung von 1 beginnen (keine Abschirmung). Das Schaubild 5.30 auf der nächsten Seite zeigt den Verlauf aller vier Faktoren über die Spannung.

Es zeigt sich jetzt noch deutlicher, dass die beiden Faktoren des Untergrundes ohne UV-Licht einen nahezu gleichen Verlauf haben. Spannungen ab $-200\,\mathrm{V}$ sind nicht dargestellt, weil die Raten ab diesem Schwellwert durch Entladungen im Spektrometerinneren verfälscht sind (siehe letzter Abschnitt Analyse des plötzlichen Ratenanstiegs). Die Verlauf der beiden anderen elektrischen Abschirmfaktoren für den Untergrund mit UV-Licht ist nur bis wenige Volt Potential sinnvoll zu interpretieren. Der Verlauf jenseits von $-20\,\mathrm{V}$ kann nicht auf die laserinduzierten Elektronen zurückgeführt werden. Ab etwa $-2\,\mathrm{V}$ sollten alle laserinduzierten Elektronen abgeschirmt sein. Eine nennenswerte Verlaufsänderung ist bis $-20\,\mathrm{V}$ auch nicht feststellbar. Die Abschirmfaktoren für Elektronen aus der Tankwand bzw. C-Profil unterscheiden sich leicht. Die Abschirmung der Elektronen von der Tankwand ist bei $-2\,\mathrm{V}$ um 0,1 besser als bei den laserinduzierten Elektronen, die von der Haltestruktur kommen.

Fehlerquellen

Das Elektrodensystem legt eine angeforderte Spannung nicht perfekt symmetrisch auf alle Elektroden an. Das kann zur Folge haben, dass ein leichter Dipol entsteht. Je nach Dipolrichtung, wird die Rate verstärkt oder abgeschwächt. Da die laserinduzierten Elektronen nur wenige Elektronenvolt Energie haben, wirkt sich ein solcher Effekt besonders stark auf das Messergebnis oder die Berechnungen des Abschirmfaktors UV-Licht-induzierter Elektronen aus.

5.4.4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Einfluss der C-Profile auf den Untergrund lässt sich kaum abschätzen. Die Entscheidung, ob es sich bei einem Peak um ein C-Profil handelt oder nicht, unterliegt der subjektiven Bewertung und müsste durch weitere Messungen untermauert werden. Es lässt sich im Verlauf der Messung nicht eindeutig feststellen, ob tatsächlich ein (doppeltes) C-Profil getroffen wurde oder ob es sich um einen anderen Effekt handelt.

Die Phase 3 zeigt deutlich die Grenzen der elektrischen Abschirmung für niederenergetische Elektronen auf. Während die magnetische Abschirmung durch den Spiegeleffekt einen Großteil der laserinduzierten Elektronen vom Detektor fernhält (siehe Abschnitt Magnetischer Abschirmfaktor des asymmetrischen Feldes), werden durch elektrische Felder nur etwa die Hälfte der Elektronen abgeschirmt. Die gezählten Ereignisse, die in direkter Koinzidenz

Spannung		Elektrischer	Abschirmfaktor	
V	$Q_{e,a51,B,UV}$	$Q_{e,a51,A,UV}$	$Q_{e,a51,B}$ \cdots	$Q_{e,a51,A}$
0	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0
-1	0.853 ± 0.011	$0,721 \pm 0,014$	$0,7526 \pm 0,0051$	$0,7550 \pm 0,0052$
-2	$0,560 \pm 0,006$	$0,436 \pm 0,006$	$0,4749 \pm 0,0037$	$0,4682 \pm 0,0037$
-3	$0,529 \pm 0,008$	$0,424 \pm 0,007$	0.3179 ± 0.0029	0.3328 ± 0.0030
-4	0.549 ± 0.011	$0,419 \pm 0,008$	$0,\!2511 \pm 0,\!0025$	$0,2496 \pm 0,0025$
-5	$0,488 \pm 0,013$	$0,416 \pm 0,009$	$0,2037 \pm 0,0022$	$0,2058 \pm 0,0022$
-6	$0,475 \pm 0,015$	$0,410 \pm 0,009$	$0,1736 \pm 0,0020$	$0,1639 \pm 0,0020$
-7	$0,466 \pm 0,015$	$0,401 \pm 0,009$	$0,1505 \pm 0,0018$	$0,1442 \pm 0,0018$
-8	$0,453 \pm 0,018$	0.396 ± 0.009	$0,1347 \pm 0,0017$	0.1289 ± 0.0017
-9	$0,449 \pm 0,022$	$0,406 \pm 0,011$	$0,1262 \pm 0,0017$	$0,1213 \pm 0,0017$
-10	$0,424 \pm 0,027$	$0,432 \pm 0,014$	$0,1187 \pm 0,0016$	$0,1092 \pm 0,0016$
-20	$0,430 \pm 0,031$	$0,475 \pm 0,020$	$0,0808 \pm 0,0013$	$0,0716 \pm 0,0012$
-30	$0,422 \pm 0,039$	$0,559 \pm 0,022$	$0,0675 \pm 0,0012$	$0,0667 \pm 0,0012$
-40	$0,431 \pm 0,045$	$0,626 \pm 0,025$	$0,0641 \pm 0,0012$	$0,0622 \pm 0,0012$
-50	$0,428 \pm 0,051$	$0,656 \pm 0,029$	$0,0646 \pm 0,0012$	$0,0640 \pm 0,0012$
-60	$0,414 \pm 0,057$	$0,671 \pm 0,031$	$0,0648 \pm 0,0012$	$0,0613 \pm 0,0011$
-70	0.399 ± 0.063	$0,704 \pm 0,037$	$0,0612 \pm 0,0011$	$0,0583 \pm 0,0011$
-80	0.360 ± 0.067	$0,698 \pm 0,037$	$0,0612 \pm 0,0011$	$0,0577 \pm 0,0011$
-90	0.331 ± 0.069	$0,702 \pm 0,039$	$0,0633 \pm 0,0011$	$0,0584 \pm 0,0011$
-100	$0,295 \pm 0,066$	$0,705 \pm 0,040$	0.0677 ± 0.0012	$0,0546 \pm 0,0011$
-200	$0,224 \pm 0,055$	$0,682 \pm 0,044$		
-300	0.195 ± 0.053	$0,640 \pm 0,027$		
-400	0.135 ± 0.040	$0,615 \pm 0,041$		
-500	$0,110 \pm 0,033$	$0,580 \pm 0,045$		

e: elektrisch, a51: asymmetrische Magnetfeldkonfiguration 51 H/T: Position H/T, UV: Messung mit UV-Licht

Tabelle 5.15: Phase 3 – Elektrische Abschirmfaktoren bei variierenden Drahtspannungen

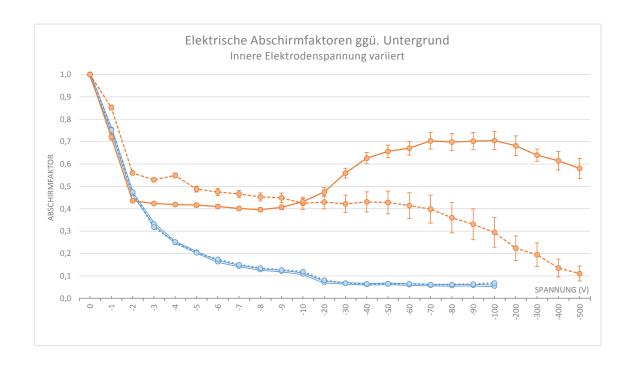


Abbildung 5.30: Elektrische Abschirmfaktoren zu den vier Ratenverläufen aus Abbildung 5.26 und 5.27 (Kurvenstile und Farben identisch).

- O— Innerhalb der ROI, Tankwand, Pos. T
- O-- Innerhalb der ROI, doppeltes C-Profil, Pos. H
- O— Außerhalb der ROI, Tankwand, Pos. T
- · · · Außerhalb der ROI, doppeltes C-Profil, Pos. H

5. SDS-Messungen

zum Laserpuls stehen, sind darüberhinaus um ein bis zwei Größenordnungen höher als der reguläre Untergrund.

Dieses Urteil trügt allerdings, weil die elektrische Abschirmung nicht dafür entwickelt wurde, ausschließlich niederenergetische Elektronen abzuschirmen. Vielmehr soll sie im regulären Messbetrieb Elektronen über einen weiten Energiebereich des gewöhnlichen Untergrundes abschirmen. Hier zeigen sich gute Werte. Die Faktoren erreichen eine Reduktion der Rate auf bis zu 0.06 bereits bei Spannungen von $-40\,\mathrm{V}$. Darüber lässt sich fast keine weitere Reduktion des Untergrundes mehr feststellen.

5.4.5 Phase 4 - Elektrische und magnetische Abschirmung

Diese Phase besteht wieder aus zwei Teilen. Im ersten wird mittels positiver Drahtspannungen im einstelligen Voltbereich die Drifttheorie überprüft. [Glü05] Sie sagt für einen bestimmten Energiebereich von Elektronen, die der Laser erzeugen kann, bei positiven Drahtspannungen einen Peak (zwischen 5 V und 7 V) voraus. Das haben zumindest Simulationen in diesem Bereich gezeigt. Die Drifttheorie ist das theoretische Fundament für die Beschreibung des Elektronentransports und des Untergrundverhaltens im Hauptspektrometer. Im zweiten Teil werden elektrische und magnetische Abschirmfaktoren für symmetrische Feldkonfigurationen bei zwei unterschiedlichen Drahtspannungen untersucht.

5.4.5.1 Messkonfiguration und -ablauf

Es werden 5 symmetrische Magnetfeldkonfigurationen verwendet, deren Spulenströme in Tabelle 5.16 auf der nächsten Seite zu finden sind. Für jede Einstellung wird die Zählrate bei $0\,\mathrm{V}$ und $-200\,\mathrm{V}$ (Drahtspannung) gemessen, bei $3.8\,\mathrm{G}$ zusätzlich noch von $1\,\mathrm{V}$ bis $15\,\mathrm{V}$ (positiv!). Die Messdauer der 10 Messungen (ohne positive Drahtspannungen) beträgt jeweils eine Stunde, um eine ausreichende Statistik zu erhalten. Die 15 Messungen mit positiven Drahtspannungen sind jeweils 10 Minuten lang. Weil während der Messungen nicht klar war, ob bei $5\,\mathrm{V}$ ein Peak zu beobachten war, wurde diese Messung einmal mit und einmal ohne UV-Licht jeweils 3 Stunden lang gemessen, um eine gute statistische Absicherung zu erreichen.

5.4.5.2 Messergebnisse Teil I – Positive Drahtspannungen

Die Auswertung der Ergebnisse erfolgt immer ohne Betrachtung der Koinzidenz. Bei symmetrischen Magnetfeldern ist durch lange Speicher- und hohe Driftzeiten eine Koinzidenz mit dem Laserpuls nicht mehr feststellbar. Es wird daher keine Region of interest in der Zeit mehr festgelegt, sondern es werden nur noch Gesamtraten betrachtet. Da es kein Zeitfenster (außer die Messdauer selbst) mehr gibt, werden im Folgenden nur Ereignisse pro Sekunde (Rate) angegeben. Die Gesamtzahl der Ereignisse ist erst wieder für die Berechnung der Abschirmfaktoren relevant.

Vereinfacht würde man erwarten, dass die Rate mit steigender (positiver) Drahtspannung zunimmt, weil die Elektronen zusätzlich beschleunigt werden und leichter in den Flussschlauch gelangen können. Simulationen auf Basis der Drifttheorie zeigen hingegen oszillationsartige Ratenverläufe.

Interpretation des Kurvenverlaufs

Die Energie des Lasers war während den Messungen der 15 positiven Drahtspannungen weitestgehend stabil. Der gemessene ADC-Wert schwankte im Bereich von 268 und 275 (ausgenommen 5 V Drahtspannung). Mit den Formeln (5.36) und (5.40) lässt sich die Schwankung in der Energie berechnen.

$$\Delta = 1 - Q_N(268, 275) = 0.85 \pm 0.07 \tag{5.92}$$

		3,8 G	4,5 G	5,5 G	6,5 G	9 G
Index	Beschreibung	I_{opt} (A)	I_{opt} (A)	I_{opt} (A)	$I_{\rm opt}$ (A)	I_{opt} (A)
1	Luftspule 1	28,6	34,6	51,8	41,5	95,2
2	Luftspule 2	24,0	27,2	69,2	47,6	99,8
3	Luftspule 3	17,3	39,3	13,1	77,4	48,9
4	Luftspule 4	22,1	35,1	49,7	88,7	98,8
5	Luftspule 5	33,6	42,5	28,4	62,9	100,0
6	Luftspule 6	36,4	52,1	73,8	65,0	74,0
7	Luftspule 7	35,8	48,4	70,1	67,2	98,2
8	Luftspule 8	54,1	53,6	57,9	59,0	96,6
9	Luftspule 9	10,2	50,5	60,1	60,9	80,9
10	Luftspule 10	52,1	41,6	42,5	79,2	90,4
11	Luftspule 11	32,0	36,5	41,4	78,8	61,3
12	Luftspule 12	20,1	32,8	77,6	61,0	99,0
13	Luftspule 13	29,8	41,4	34,3	57,5	97,6
14	Luftspule 14	-51,8	-48,1	-51,6	-47,1	-36,2
15	Pinch	72,6	72,6	72,6	72,6	72,6
16	Detektor	54,6	54,6	54,6	54,6	54,6
17	Vorspektrometer 1	104,1	104,1	104,1	104,1	104,1
18	Vorspektrometer 2	148,7	148,7	148,7	148,7	148,7

Tabelle 5.16: Phase 4-6 – Luftspulenkonfiguration mit 3,8 G, 4,5 G, 5,5 G, 6,5 G und 9 G (Analysierebene)

Beim ADC-Wert 268 entspricht die Energie des Lasers nur noch 85% der höchsten Energie, der Mittelwert liegt bei 271,9.

Eine Normierung der Raten ist nicht möglich, weil die Untergrundereignisse ohne UV-Licht nicht von denen mit UV-Licht getrennt werden können. Eine Normierung würde automatisch alle gezählten Ereignisse betreffen und wäre damit falsch. Die Raten müssen folglich unnormiert bleiben. Eine Größtfehlerabschätzung ist aber möglich, indem man annimmt, dass alle Ereignisse mit der Laserenergie schwanken. Dazu werden alle Raten einmal auf einen ADC-Wert von 268 normiert und einmal auf 275. Die Differenz der beiden Raten (plus Unsicherheiten bei der Normierung) zum Messwert entspricht der oberen bzw. unteren größtmöglichen Unsicherheit. Es ist klar, dass die tatsächliche Schwankung der Rate geringer sein muss, weil zu den laserinduzierten Ereignissen ein additiver Restuntergrund hinzu kommt, der nicht von der Schwankung der Laserenergie abhängt. Die Größtfehlerabschätzung bedient sich ausschließlich der beiden Formeln (5.36) und (5.40) und soll hier an einem Beispiel gezeigt werden:

$$R = 2.85$$
 ADC_R = 273 (5.93)

$$\sigma_R = 0.07 \tag{5.94}$$

In der linken Spalte wird die untere Fehlerschranke berechnet, in der rechten analog dazu die obere:

$$Q_u := Q_N(268, 273) Q_o := Q_N(275, 273) (5.95)$$

$$= 0.89 = 1.04 (5.96)$$

$$\sigma_{Q_u} := \sigma_{Q_N}(268, 273)$$

$$\sigma_{Q_o} := \sigma_{Q_o}(275, 273) \tag{5.97}$$

$$= 0.05 = 0.02 (5.98)$$

110 5. SDS-Messungen

Die Fehlerquotienten Q_u und Q_o angewendet auf R ergibt:

$$\tilde{R}_u = Q_u \cdot R \qquad \qquad \tilde{R}_o = Q_o \cdot R \tag{5.99}$$

$$= 2.54 = 2.96 (5.100)$$

$$\tilde{\sigma}_{R_u} = Q_u \cdot \sigma_R + \sigma_{Q_u} \cdot R + \sigma_{Q_u} \cdot \sigma_R \qquad \tilde{\sigma}_{R_o} = Q_o \cdot \sigma_R + \sigma_{Q_o} \cdot R + \sigma_{Q_o} \cdot \sigma_R \quad (5.101)$$

$$= 0.22 = 0.13 (5.102)$$

$$R_u = \tilde{R}_u - \tilde{\sigma}_{R_u} \qquad \qquad R_o = \tilde{R}_o + \tilde{\sigma}_{R_o} \qquad (5.103)$$

$$= 2.32 = 3.09 (5.104)$$

Wegen der Größtfehleraddition in R_u und R_o sind alle Unsicherheiten bereits enthalten, also die Unsicherheit aus der Normierung σ_Q und die der Rate selbst σ_r . Die neuen Größtfehlergrenzen sind:

$$\sigma_{R,-} = R - R_u \qquad \qquad \sigma_{R,+} = R_o - R \tag{5.105}$$

$$= 0.53 = 0.24 (5.106)$$

Eine Sonderstellung nimmt die Rate bei 5 V Drahtspannung ein. Weil sie auch ohne UV-Licht vorliegt, ist eine Normierung möglich. So kann die Differenz aus beiden Raten genommen, diese dann normiert (auf den Mittelwert aller anderen Messungen) und das Ergebnis schließlich wieder zum Untergrund ohne UV-Licht addiert werden. Mit diesem Verfahren lässt sich die Messung bei 5 V an die übrigen anpassen. Die Unsicherheit, also die mögliche Schwankungsbreite der 5 V-Messung, ist aus der Normierung ebenfalls bekannt.

Die Tabelle 5.17 auf der nächsten Seite listet die Raten der einzelnen Messungen ohne und mit Größtfehler auf. Im ersten Fall beziehen sich die Fehlergrenzen auf rein statistische Fehler. Das Schaubild 5.31 zeigt den Verlauf von 1V bis 15V Drahtspannung.

Bestätigung der Drifttheorie nicht möglich

Die Abbildung 5.31 lässt aufgrund der statistischen Schwankungen keine Rückschlüsse darauf zu, ob tatsächlich ein Peak vorliegt oder nicht. Die Messzeit war zu gering, um ein (statistisch) evidentes Ergebnis zu liefern. Allerdings lässt sich zumindest voraussagen, dass wenn ein Effekt vorhanden wäre, dieser relativ klein ausfallen müsste. Der Peak müsste sich im Bereich von 2 Hz bis 3,5 Hz abzeichnen.

Ursprung der Untergrundelektronen

Die 5 V-Messung eignet sich aufgrund ihrer langen Messdauer von 3 Stunden sehr gut dazu, um die Verteilung der Elektronen auf dem Detektor zu untersuchen.

Auch ohne UV-Licht war die Messdauer ausreichend, um sämtliche Strukturen des Untergrundes, die bei anderen, kürzeren Messungen noch zu sehen waren und die durch zu geringe Statistik entstanden sind, zu normalisieren. Das Detektorbild 5.32a auf Seite 112 der Messung 8116 ohne UV-Licht zeigt daher eine homogene Detektorverteilung wie sie für zufälligen Untergrund zu erwarten ist. Auf Abbildung 5.32b ist deutlich zu erkennen, woher die Elektronen kommen, die der Laser erzeugt hat. Die dominanten Pixel 134 und 146 sind alle im Bereich des Tankbodens. Leicht erhöhte Raten sind auch im oberen Bereich des Detektors zu entdecken, die auf Reflexionen des Lichts zurückzuführen sind. Die positive Drahtspannung zieht die Elektronen in den magnetischen Flussschlauch hinein und lässt sie in geringer Zahl zum Detektor driften. Die Raten nehmen entsprechend von außen nach innen ab. Um die beiden Detektorbilder gut vergleichen zu können, wurden die Farbskalen auf den identischen Ratenbereich eingestellt.

Trotz der positiven Drahtspannung, die große Mengen an UV-Licht-induzierten Elektronen in den Flussschlauch "saugt", schaffen es nur relativ wenige Elektronen zum Detektor. Grund ist der hohe magnetische Abschirmfaktor bei symmetrischem Feld. Wie hoch die Abschirmfaktoren tatsächlich sind, wird im zweiten Teil dieser Phase beleuchtet.

Spannung	Messung	Messdauer	Ø ADC	Rate •—	Größtfehl	ergrenzen
					Untere	Obere
V		s		$_{ m Hz}$	Hz	Hz
1	8118	600	273,1	$2,848 \pm 0,069$	0,52	0,24
2	8119	600	274,9	$2,835 \pm 0,069$	0,66	0,07
3	8120	600	272,6	$2,845 \pm 0,069$	0,48	0,30
4	8121	600	272,8	$2,780 \pm 0,068$	0,49	0,27
5	\sum	10800	271,9	$2,973 \pm 0,125$	0,13	0,13
5	$81\overline{16}$	10800	_	$1,933 \pm 0,013$		
5	8117	10800	282,0	$3,\!216 \pm 0,\!017$		
6	8122	600	272,2	$2,650 \pm 0,066$	0,42	0,32
7	8123	600	270,4	$2,758 \pm 0,068$	0,28	0,53
8	8124	600	268,3	$2,560 \pm 0,065$	0,07	0,74
9	8125	600	269,4	$2,687 \pm 0,067$	0,18	0,63
10	8126	600	271,0	$2,548 \pm 0,065$	0,31	0,43
11	8127	600	271,1	$2,493 \pm 0,064$	0,31	0,41
12	8128	600	273,2	$2,740 \pm 0,068$	0,51	0,23
13	8129	600	271,3	$2,592 \pm 0,066$	0,34	0,40
14	8130	600	272,3	$2,345 \pm 0,063$	0,38	0,28
15	8131	600	274,5	$2,\!438 \pm 0,\!064$	0,54	0,10

Tabelle 5.17: Phase 4 – Messergebnisse zu positiven Drahtspannungen

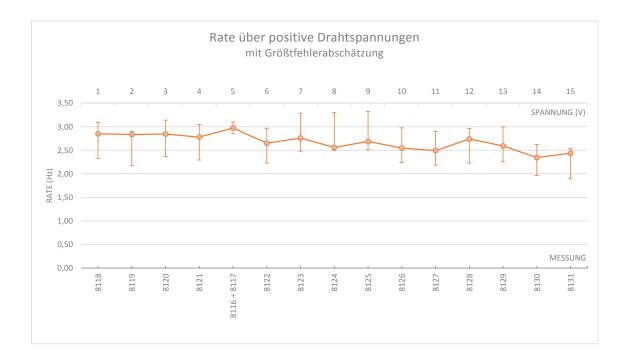


Abbildung 5.31: Ratenverlauf — mit Größtfehlerabschätzung zur Untersuchung der Drifttheorie (positive Drahtspannungen)

112 5. SDS-Messungen

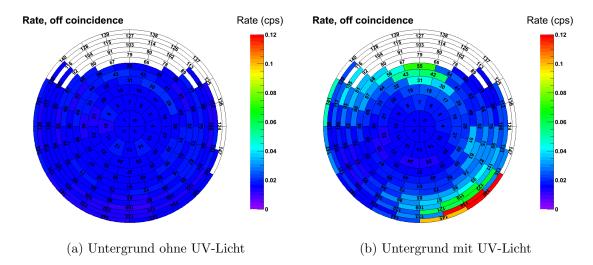


Abbildung 5.32: Detektorbilder zweier Messungen ohne und mit UV-Licht

- (a) Homogene Verteilung des Untergrundes
- (b) Laserinduzierte Elektronen kommen von unten

Fehlerbetrachtung, Verbesserungvorschläge

Das Ausmaß der Unsicherheiten ist in erster Linie statistischer Natur, was die Fehlerbalken der Messung bei 5 V Drahtspannung zeigen. Hätte man die anderen Spannungen mit ähnlich langen Messzeiten (und ebenfalls zusätzlich ohne UV-Licht) gemessen, ließe sich mit ziemlicher Sicherheit die Vorhersage der Drifttheorie falsifizieren oder bestätigen.

Der größte Fehler ist aber weiterhin systematischer Natur. Ob mit der gewählten Spiegeleinstellung tatsächlich die Tankwand getroffen wurde oder eben auch Teile der Haltestruktur, lässt sich mit den Ergebnissen der Phase 3 nicht mit Sicherheit beurteilen. Die Vorhersage der Drifttheorie für den Ratenverlauf bei unterschiedlichen (positiven) Spannungen gilt nur, wenn die Elektronen ihren Ursprung an der Oberfläche der Tankwand und nicht an den Haltestrukturen haben. Selbst wenn die Messung also ein eindeutiges Ergebnis geliefert hätte, bliebe diese systematische Unsicherheit erhalten. Der nächste Teil über die Berechnung der Abschirmfaktoren könnte die Frage beantworten, ob tatsächlich die Tankwand oder die Haltestruktur beleuchtet wurde.

5.4.5.3 Messergebnisse Teil II – Elektrische und magnetische Abschirmung

Der erste Unterabschnitt befasst sich mit der Normierung der Ereignisse, um die Abschirmfaktoren untereinander vergleichbar zu machen. Im zweiten Abschnitt werden die eigentlichen Abschirmfaktoren berechnet.

Die Messergebnisse zu allen Magnetfeldkonfigurationen und Drahtspannungen finden sich in Tabelle 5.18 auf der nächsten Seite. Ist kein ADC-Wert angegeben, handelt es sich um eine Messung ohne UV-Licht. Die *Ereignisse mit Laser* sind der Teil der Gesamtereignisse, die auf UV-Licht zurückzuführen sind. Sie sind durch Vergleich mit Messungen ohne UV-Licht bestimmbar (nur bei 3,8 G und 9 G möglich). Die Rate in der Tabelle ist normalerweise die Zahl der Ereignisse dividiert durch die Messzeit. Die beiden Ausnahmen sind wieder 3,8 G und 9 G, weil sich bei ihnen die Ereignisse mit Laser auf eine einheitliche Laserenergie normieren lassen und damit die Rate genauer wird. In Abbildung 5.33 auf der nächsten Seite sind die Raten verschiedener Drahtspannungen (0 V und $-200 \, \mathrm{V}$) über den Feldkonfigurationen aufgetragen. Ändert sich die Spannung der Drahtelektroden, so wird

Rate	nisse	Ereig	\emptyset ADC	Messzeit	Spannung	Feld	Messung
Gesamt	mit Laser	Gesamt					
$_{ m Hz}$				s	V	$^{\mathrm{G}}$	
\circ 3,267 \pm 0,126	5798 ± 118	12524 ± 112	282	3600	0	3,8	7958
0 1,493 \pm 0,027	-43 ± 76	5376 ± 73	275	3600	-200	3,8	7959
• 2,438 ± 0,018	-	17554 ± 132	277	7200	-500	3,8	\sum
, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	_	9295 ± 96	278	3600	-500	3,8	7968
-	_	8259 ± 91	276	3600	-500	3,8	7969
• 2,473 ± 0,026	_	8903 ± 94	271	3600	0	4,5	7960
$-$ 1,537 \pm 0,021	_	5532 ± 74	272	3600	-200	4,5	7961
\circ 2,056 \pm 0,024	_	7403 ± 86	271	3600	0	5,5	7962
0 1,476 \pm 0,020	-	5314 ± 73	275	3600	-200	5,5	7963
\circ 1,662 \pm 0,021	-	5982 ± 77	273	3600	0	6,5	7964
0 1,453 \pm 0,020	_	5229 ± 72	276	3600	-200	6,5	7965
$ 1,485 \pm 0,050 $	53 ± 103	5345 ± 73	274	3600	0	9	7966
0 1,379 \pm 0,061	51 ± 122	4965 ± 70	276	3600	-200	9	7967
$1,868 \pm 0,010$	_	33631 ± 183	_	18000	0	3,8	\sum
	_	16822 ± 130	_	9000	0	3,8	6987
-	_	16809 ± 130	_	9000	0	3,8	7001
$1,505 \pm 0,006$	_	64125 ± 253	_	42600	-200	3,8	Σ
, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	_	8494 ± 92	_	5400	-200	3,8	6956
_	_	11782 ± 109	_	7800	-200	3,8	6985
_	_	13601 ± 117	_	9000	-200	3,8	6989
_	_	13250 ± 115	_	9000	-200	3,8	6999
=	_	16998 ± 130	_	11400	-200	3,8	7011
$1,470 \pm 0,020$	_	5292 ± 73	_	3600	0	9	8480
$1,365 \pm 0,028$	_	2457 ± 50	_	1800	-200	9	8478

Tabelle 5.18: Phase 4 – Messergebnisse mit und ohne UV-Licht zur Bestimmung elektrischer und magnetischer Abschirmfaktoren

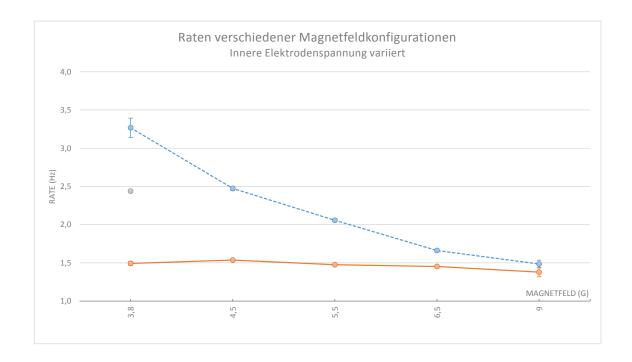


Abbildung 5.33: Ratenverlauf über verschiedene Magnetfeldkonfigurationen bei 0 V $\circ\text{---},$ bei $-200\,\mathrm{V}$ Drahtspannung $\circ\text{---}$ und bei $-500\,\mathrm{V}$ \circ

114 5. SDS-Messungen

das Tankpotential entsprechend angepasst:

$$U_{\text{Tank}} = 18.6 \,\text{kV} - |\Delta U|$$
 (5.107)

Normierung

Eine Normierung der Raten auf eine einheitliche Laserenergie ist ohne Koinzidenz nur mit Vergleichsmessungen ohne UV-Licht möglich. Langzeitmessungen über mehrere Stunden liegen nur für 3,8 G und 9 G bei beiden Drahtspannungen vor. Für diese vier Messungen (je zwei bei 0 V und -200 V Drahtspannung) lassen sich die Ereignisse bestimmen, die rein auf UV-Licht zurückzuführen sind. Da bekannt ist, wie viele Ereignisse ohne und mit Laserlicht gemessen wurden, entspricht die Differenz (auf den gleichen Zeitraum bezogen) den laserinduzierten Ereignissen. Diese Ereignisse lassen sich normieren, um sie im Anschluss wieder auf den Untergrund ohne UV-Licht zu addieren. Die neue Gesamtzahl an Ereignissen enthält dann die normierten laserinduzierten Ereignisse und den nicht normierten gewöhnlichen Untergrund ohne UV-Licht. Vor allem ist dadurch aber die Zahl der Ereignisse bekannt, die ausschließlich aufs UV-Licht zurückzuführen sind.

Berechnete Abschirmfaktoren

Berechnungen zum Abschirmverhalten sind zunächst nur für die 3,8 G- und 9 G-Feldkonfiguration möglich, da bei beiden die Ereignisse bekannt sind, die auf das Laserlicht zurückzuführen sind. Zu diesen Magnetfeldkonfigurationen liegen also Messungen mit und ohne UV-Licht vor. Die Bezeichnungen der Abschirmfaktoren ist wie folgt zu verstehen:

- 1. Spalte (Art des Abschirmfaktors): e für elektrisch, m für magnetisch
- 2. Spalte (Magnetfeldtyp): s für symmetrisch, a für asymmetrisch
- 3. Spalte (Magnetfeldkonfiguration): 3,8 G, 4,5 G, 5,5 G, 6,5 G, 9 G
- 4. Spalte (Bestimmungart): B für berechnet, A für abgeschätzt.

Elektrische Abschirmfaktoren

Der elektrische Abschirmfaktor wird analog zur vorherigen Phase 3 aus dem Quotienten der laserinduzierten Ereignisse, die im vorherigen Abschnitt bei der Normierung berechnet wurden, bei $0\,\mathrm{V}$ und $-200\,\mathrm{V}$ Drahtspannung gebildet.

$$Q_{e,s,3,8G,B} = 0^{+0,007}_{-0,000}$$
(5.108)

In der Tabelle ist bereits ersichtlich, dass der elektrische Abschirmfaktor bei $3.8\,\mathrm{G}$ nahezu perfekt sein muss. Der negative Zahlenwert ist das Ergebnis von statistischen Schwankungen, die 0 liegt innerhalb der Fehlergrenzen, d.h. der negative Bereich wird ausgeschlossen. Es zeigt sich, dass durch das Anlegen von $-200\,\mathrm{V}$ auf den Drahtelektroden bei $3.8\,\mathrm{G}$ keine laserinduzierten Elektronen mehr zum Detektor gelangen.

Der sehr niedrige elektrische Abschirmfaktor zeigt allerdings noch eines sehr deutlich. In der letzten Phase 3 konnte nicht klar beantwortet werden, ob die Position T den Laserstrahl tatsächlich nur auf die Tankwand richtet und Position H auf ein C-Profil. Der niedrige elektrische Abschirmfaktor ist ein starkes Anzeichen dafür, dass tatsächlich (fast) ausschließlich die Tankwand beleuchtet wurde. Wären Elektronen aus der Haltestruktur ausgelöst worden, hätten sich zusätzliche Ereignisse auf dem Detektor zeigen müssen.

Für 9G ergibt sich folgender elektrischer Abschirmfaktor:

$$Q_{e,s,9G,B} = 0.9_{-0.9}^{+2.8}$$
(5.109)

Die hohe Unsicherheit im elektrischen Abschirmfaktor bei 9G war zu erwarten, wenn man sich noch einmal Abbildung 5.32b auf Seite 112 vergegenwärtigt. Das Detektorbild zeigt, wie weit die Elektronen von der Tankwand ins Innere des Spektrometers driften. Die 9G Magnetfeldkonfiguration hat einen engen Flussschlauch (Abbildung 5.35 auf der nächsten Seite). Die laserinduzierten Elektronen gelangen also gar nicht bis zur äußeren Flussschlauchgrenze und daher entfaltet ein elektrisches Potential von $-200\,\mathrm{V}$ auch fast keine abschirmende Wirkung.

Magnetische Abschirmfaktoren

Für die Berechnung der magnetischen Abschirmfaktoren kann sich beispielhaft an Abschnitt 5.4.3.3 (Phase 2) orientiert werden. Das Vorgehen ist analog dazu. Die Fehlerschranken werden – wie in Phase 2 auch – aufgrund der Unsicherheit der Quanteneffizienz auf plusminus eine Größenordnung abgeschätzt.

Ähnlich wie beim elektrischen Abschirmfaktor wird der Quotient aus der Anzahl der laserinduzierten (normierten) Ereignisse und der Gesamtzahl der im Spektrometer durch den Laser erzeugten Elektronen gebildet. Dieser Quotient ist der magnetische Abschirmfaktor. Er ist allerdings um Größenordnungen kleiner als der elektrische Faktor. Ein Grund dafür ist der magnetische Spiegeleffekt. Der Großteil der aus der Tankwand ausgelösten Elektronen werden auf diese Weise magnetisch abgeschirmt.

Für die 3,8 G- und 9 G-Konfigurationen ergeben sich folgende Faktoren:

$$Q_{m,s,3,8G,B} = 3 \cdot 10^{-8\pm 1}$$

$$Q_{m,s,9G,B} = 3 \cdot 10^{-10\pm 1}$$
(5.110)

$$Q_{m,s,9G,B} = 3 \cdot 10^{-10\pm 1}$$
(5.111)

Geschätzte Abschirmfaktoren

Für alle restlichen Magnetfeldkonfigurationen liegen leider keine Messungen ohne UV-Licht vor, daher ist nur eine Abschätzung der elektrischen und magnetischen Abschirmfaktoren möglich. Sie sind als obere Schranke zu verstehen. Die realen Faktoren liegen darunter, sind also besser.

Elektrische Abschirmfaktoren

$$Q_{e.s.4.5G.A} = 0.621 \pm 0.011 \tag{5.112}$$

$$Q_{e.s.5,5G,A} = 0.718 \pm 0.013 \tag{5.113}$$

$$Q_{e,s,6,5G,A} = 0.874 \pm 0.017 \tag{5.114}$$

Der immer "schlechter" werdende Abschirmfaktor mit enger werdendem Flussschlauch liegt, wie im vorherigen Abschnitts bereits dargelegt, daran, dass die aus der Tankwand ausgelösten Elektronen nur eine begrenzte Strecke driften. Je enger der Flussschlauch, desto größer ist die benötigte Driftstrecke und desto weniger Elektronen erreichen den magnetischen Flussschlauch. Der Anteil, der den Flussschlauch gar nicht erst erreicht, kann durch ein elektrisches Feld nicht mehr abgeschirmt werden.

Magnetische Abschirmfaktoren

$$Q_{m,s,4,5G,A} = 5 \cdot 10^{-8\pm 1} \tag{5.115}$$

$$Q_{m,s,5,5G,A} = 4 \cdot 10^{-8\pm 1} \tag{5.116}$$

$$Q_{m,s,6,5G,A} = 3 \cdot 10^{-8\pm 1} \tag{5.117}$$

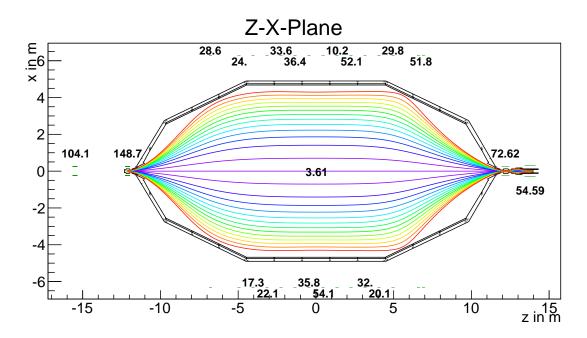


Abbildung 5.34: Weiter Flussschlauch bei 3,8 G (Analysierebene)

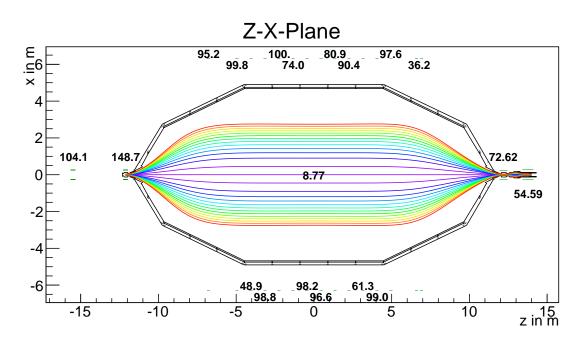


Abbildung 5.35: Enger Flussschlauch bei 9G (Analysierebene)

5.4.5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit UV-Licht-induziertem Untergrund lassen sich sowohl elektrische als auch magnetische Abschirmfaktoren relativ leicht bestimmen. Die große Unsicherheit liegt beim magnetischen Abschirmfaktor in der Bestimmung der Zahl der Elektronen, die pro Photon ausgelöst werden (Quanteneffizienz).

Um die Qualität der Abschätzungen, elektrisch wie magnetisch beurteilen zu können, wird im Folgenden für 3,8 G ebenfalls eine Abschätzung auf Basis der Gesamtereignisse vorgenommen. Da die berechneten Werte vorliegen, ist ein Vergleich möglich:

$$Q_{e,s,3,8G,A} = 0.429 \pm 0.007 > Q_{e,s,3,8G,B}$$
(5.118)

$$Q_{m,s,3,8G,A} = 7 \cdot 10^{-8\pm 1} > Q_{m,s,3,8G,B}$$
 (5.119)

Alle geschätzten Faktoren sind, wie vorausgesagt, größer als die berechneten und bilden damit eine obere Schranke. Die Unsicherheiten der abgeschätzten Faktoren beziehen sich nicht auf den tatsächlichen Wert des entsprechenden Abschirmfaktors, sondern nur auf die Lage der oberen Grenze. Die folgende Tabelle 5.19 fasst alle berechneten und abgeschätzten Abschirmfaktoren noch einmal zusammen.

Feld	Elektrisch Berechnung	ne Abschirmung Abschätzung	Magnetische Berechnung	e Abschirmung Abschätzung
\mathbf{G}	Derechnung	Abschatzung	Dereciniung	Abschatzung
3,8	$0 \begin{array}{c} +0,007 \\ -0,000 \end{array}$	$<(0.429\pm0.007)$	$3 \cdot 10^{-8 \pm 1}$	$< (7 \cdot 10^{-8 \pm 1})$
4,5	,	$< (0.621 \pm 0.011)$		$< (5 \cdot 10^{-8 \pm 1})$
5,5		$<(0.718\pm0.013)$		$< (4 \cdot 10^{-8 \pm 1})$
6,5		$<(0.874\pm0.017)$		$< (3 \cdot 10^{-8 \pm 1})$
9	$0.9_{-0.9}^{+2.8}$	$<(0.929\pm0.023)$	$3 \cdot 10^{-10\pm 1}$	$< (3 \cdot 10^{-8 \pm 1})$

Tabelle 5.19: Phase 4 – Elektrische und magnetische Abschirmfaktoren im Überblick

5.4.6 Phase 5 – Dipoleffekt

Mit den elektrischen Dipolmessungen lässt sich leicht überprüfen, ob die vom Laser ausgelösten Elektronen tatsächlich in der Mehrzahl von unten kommen. Die Annahmen der Phase 2 lassen sich mit dieser Messung verifizieren. So sollten sich Reflexionen des UV-Lichts als vernachlässigbarer Faktor herausstellen und der Laserspot die dominante Quelle für Untergrundelektronen sein. Bei symmetrischem Feld gäbe es ohne UV-Licht keinen Unterschied, ob der Dipol durch eine negative Ost- oder durch eine negative West-Halbschale entstünde. Der Untergrund wäre von allen Seiten der gleiche. Da der Laser jedoch nur den Tankwandboden beleuchtet, sollte sich ein sehr deutlicher Unterschied zwischen den beiden Varianten zeigen.

5.4.6.1 Vorüberlegungen

Das Elektrodensystem im Hauptspektrometer ist in zwei Teile geteilt, in eine West- und eine Osthälfte. Diese Halbschalen lassen sich auf ein festgelegtes Potential zueinander einstellen. Das dabei entstehende horizontale elektrische Feld erzeugt in Kombination mit dem magnetischen Feld eine zu beiden senkrecht stehende $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift. Je nach Vorzeichen des elektrischen Feldes werden die Elektronen in radialer Richtung entweder nach unten zum Tankboden oder nach oben zur Tankdecke hin abgelenkt (Abbildung 5.36).

Nur durch die nach oben gerichtete Drift können die vom Laser aus der Wand ausgelösten Elektronen in den Flussschlauch (des Magnetfelds) hineindriften und ein Detektorsignal erzeugen. Abhängig von der Stärke des Dipols sollten sich unterschiedlich hohe Raten am Detektor ergeben. Eine zu hohe Driftgeschwindigkeit lässt die Elektronen allerdings

118 5. SDS-Messungen

entweder in den Bereich der vom Flapper (Abschnitt 5.2.3) abgeschatteten Pixel fliegen oder sich über den Detektor hinaus bewegen. Hat die Drift diesen Punkt überschritten, können die Elektronen nicht mehr erfasst werden und die Rate nimmt mit steigender Feldstärke ab. Mit passenden Zeitschnitten sollte es möglich sein, die Driftlänge und das Ratenverhalten zu untersuchen und zu verstehen.

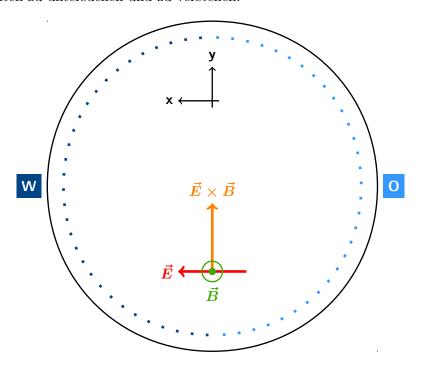


Abbildung 5.36: Prinzipskizze des Elektrodensystem beim Anlegen eines Dipolfeldes (W negativ zu O); z-Richtung zeigt zum Detektor (in die Bildebene hinein)

5.4.6.2 Messkonfiguration und -durchführung

Als Magnetfeldkonfiguration wurde der Standard von 3,8 G (Analysierebene) eingestellt. Eine symmetrische Feldkonfiguration wird gewählt, um einen hohen (magnetischen) Abschirmeffekt ggü. den Laserelektronen zu erzielen. Erst durch den Dipolmodus sollen die Elektronen in den Flussschlauch hineindriften können.

Es werden insgesamt 15 verschiedene Spannungen eingestellt, je 7 entfallen auf die jeweils dann negative West- bzw. Osthälfte, die mit einer Messung bei 0 V ergänzt werden. Die eingestellten Spannungen ΔU sind: $\pm 500\,\mathrm{V}$, $\pm 200\,\mathrm{V}$, $\pm 100\,\mathrm{V}$, $\pm 50\,\mathrm{V}$, $\pm 20\,\mathrm{V}$, $\pm 10\,\mathrm{V}$, $\pm 5\,\mathrm{V}$ und 0 V. Wird die Spannung der einen Dipolhälfte verändert, so bleibt die andere Hälfte auf Tankpotential, das der Dipolspannung entsprechend angepasst wird:

$$U_{\text{Tank}} = 18.6 \,\text{kV} - |\Delta U| \tag{5.120}$$

Nach Abschluss der 7 Messungen einer Dipolrichtung wird noch einmal eine der Spannungen zufällig ausgewählt, um diese Messung zu wiederholen. Zusätzlich werden bei der interessanteren Dipoleinstellung (Westhälfte negativ), wenn die vom Laser erzeugten Elektronen nach oben driften können, die 7 Messungen (8 mit Zufallswiederholung) komplett wiederholt, um die Ergebnisse zusätzlich verifizieren zu können. Wird die Westhälfte variiert und die Ostseite bleibt auf Tankpotential, wird dieser Sachverhalt der Einfachheit halber im Folgenden einfach auf das Wort "Westdipol" verkürzt. Genauso wird auch die Variation der Osthälfte bezeichnet.

Der Spiegel ist bei allen Messungen auf $(3,3 \mid 3,4)$ (Nord-Süd | Ost-West) eingestellt, um ausschließlich Elektronen aus der Wand und nicht aus der Haltestruktur auszulösen.

5.4.6.3 Ergebnis

Driftgeschwindigkeit und -länge

Mit der Angabe der Dipolspannung ΔU , der magnetischen Flussdichte B und dem Abstand d der Elektroden lässt sich die Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen abschätzen (mit $d = 9.5 \,\mathrm{m}, E = \frac{\Delta U}{d}, B = 3.8 \,\mathrm{G}$:

$$v_{d,50} = \frac{E}{B} = \frac{50 \text{ V}}{9,5 \text{ m} \cdot 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ T}} \qquad v_{d,10} = \frac{E}{B} = \frac{10 \text{ V}}{9,5 \text{ m} \cdot 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ T}}$$

$$= 1,39 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$= 0,28 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$(5.121)$$

$$= 1,39 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$= 0,28 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$
 (5.122)

Um die Driftstrecke s_d auf dem Detektorbild (gut) sichtbar zu machen, ist es erforderlich die Region of interest der Zeit (ROI) der Driftgeschwindigkeit anzupassen. In den Beispielen ist eine Driftzeit t_d von 200 µs eine passende Wahl.

$$s_{d,50} = 1,39 \cdot 10^4 \,\frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \,\text{s}$$
 $s_{d,10} = 0,28 \cdot 10^4 \,\frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 2 \cdot 10^{-4} \,\text{s}$ (5.123)

$$= 2.78 \,\mathrm{m} \qquad \qquad = 0.56 \,\mathrm{m} \tag{5.124}$$

Die Detektorfläche deckt bei der 3,8 G-Einstellung etwa 8,5 m des Spektrometers ab, was dem Durchmesser des Flussschlauchs im Zentrum des Spektrometers entspricht. Nach etwa 600 µs sollten die Elektronen (bei $\Delta U = 50 \,\mathrm{V}$) folglich über den Detektor hinaus gedriftet sein und die Rate stark einbrechen. Da der Detektor im oberen Bereich durch den Flapper abgeschirmt wird, ist ein Einbruch der Rate bereits etwa 100 µs früher zu erwarten. Da aber auch Elektronen schräg in den Flussschlauch driften können, wird ein Zeitbereich von 500 bis 700 µs angesetzt. Im Falle von $\Delta U = 10 \,\mathrm{V}$ fällt die Driftstrecke um den Faktor 5 kleiner aus und ein Einbruch der Rate sollte erst nach rund 2,5 bis 3,5 ms zu beobachten sein.

Das Schaubild 5.37 auf der nächsten Seite zeigt eine Gegenüberstellung der beiden soeben gerechneten Beispiele. Die Detektorbilder sind von oben nach unten zu lesen und zeigen Momentaufnahmen der Ratenverteilung alle 200 µs. Alle drei Bilder einer Messung umfassen also in der Summe einen Zeitbereich von 600 µs. Die unterschiedlichen Längen der Driftstrecken sind deutlich zu erkennen. Kleine Markierungen neben den Detektorbildern zeigen, wie weit die Elektronen im definierten Zeitbereich hätten kommen müssen. Die Streckenangabe entspricht der Driftdistanz im Spektrometer.

Auf dem Schaubild 5.38 auf Seite 121 ist das Zeitprofil der aufsummierten Ereignisse nach jedem Laserpuls in logarithmischer Darstellung zu sehen. Es macht deutlich, dass bei $\Delta U = 50 \,\mathrm{V}$ (Messung 8091) 700 µs nach einem Laserpuls kaum noch Elektronen am Detektor eintreffen, die Drift also beendet ist, während das bei $\Delta U = 10 \,\mathrm{V}$ (Messung 8093) erwartungsgemäß erst nach 3,5 ms der Fall ist. Das Zeitprofil hilft dabei, das richtige Koinzidenzfenster (Region of interest) für die Einteilung der Ereignisse zu finden.

Ratenverlauf

Die Bestimmung der Zahl der Ereignisse, die vom Laser verursacht werden, ist bei einem Dipol nicht einfach, weil die unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten berücksichtigt und damit der betrachtete Zeitbereich ab Laserschuss von Messung zu Messung angepasst werden muss. Die beiden Zeitbereiche instantane und korrelierte Koinzidenz verschmelzen zu einer Region of interest (ROI).

Ereignisraten können daher nicht auf die ROI bezogen werden, denn eine Rate bezogen auf einen variablen Zeitbereich verliert ihren Sinn. Die im Folgenden zu bestimmenden Raten beziehen sich alle auf die komplette Messzeit, um eine Vergleichbarkeit untereinander zu ermöglichen. Die Rate ergibt sich also aus der der Summe der Ereignisse einer bestimmten

5. SDS-Messungen

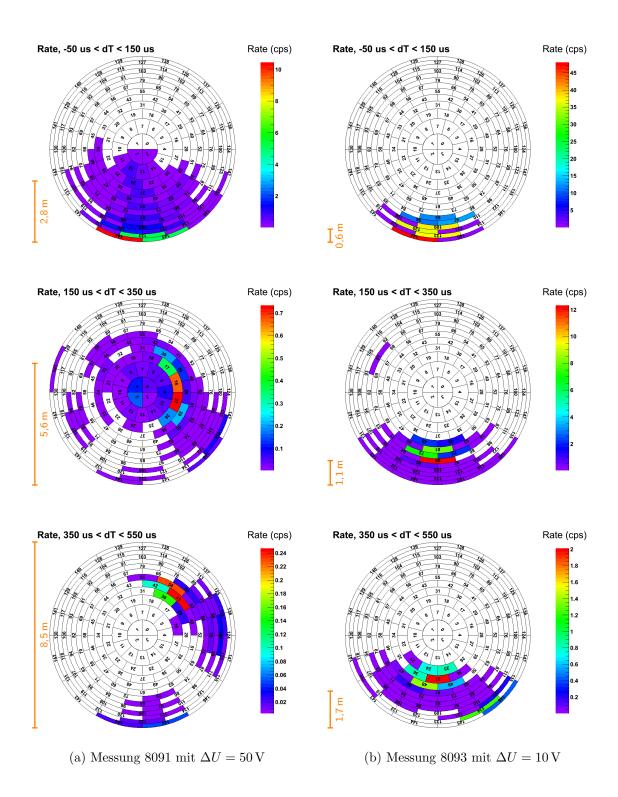


Abbildung 5.37: Zwei Dipolspannungen (Westdipol) im Vergleich;

- 1. Reihe zeigt Verteilung zwischen $-50\,\mathrm{\mu s} < t_d < 150\,\mathrm{\mu s}$
- 2. Reihe zeigt Verteilung zwischen $150\, \mathrm{\mu s} < t_d < 350\, \mathrm{\mu s}$
- 3. Reihe zeigt Verteilung zwischen 350 $\upmu{\rm s} < t_d < 550 \,\upmu{\rm s}$

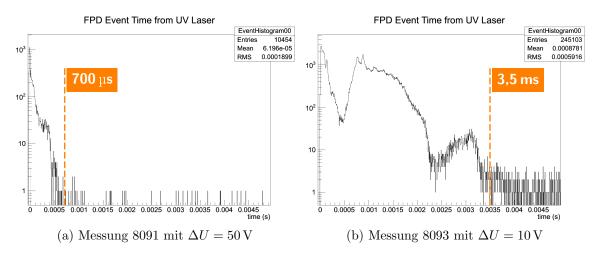


Abbildung 5.38: Zeitprofil zweier Messungen nach Laserpuls

ROI, dividiert durch die Gesamtmesszeit in Sekunden. Trotz unterschiedlicher Driftzeiten ergeben sich bei gleicher Messdauer und gleicher Ereigniszahl gleiche Raten wie es intuitiv erwartet wird.

Die beiden Tabellen 5.20 (Westdipol) und 5.21 auf der nächsten Seite (Ostdipol) enthalten alle Ereignisse und die daraus berechneten Raten, die innerhalb (N_I) und außerhalb (N_A) des angepassten Koinzidenzbereichs gemessen wurden. Die Länge und die Grenzen dieses Zeitfensters $(T_u < dT < T_o)$ bemessen sich an der jeweiligen Driftgeschwindigkeit (wie in Abbildung 5.38 gezeigt).

Das Schaubild 5.39 auf Seite 123 trägt die Raten aus Tabelle 5.20 (Westdipol) logarithmisch auf, während Abbildung 5.40 die Variation der Osthälfte zeigt.

Ein Vergleich der beiden Kurven in Abbildung 5.39 (Westdipol) zeigt, dass sie einen ähnlichen Verlauf aufweisen und die Raten innerhalb des Driftzeitfensters ($T_u < dT < T_o$) bei hohen Spannungen um eine, bei niedrigen Spannung um zwei Größenordnungen höher ausfallen als außerhalb. Eine Ausnahme bilden die Messungen 8088 und 8097 bei $-500\,\mathrm{V}$. Trotz eingehender Analyse konnte der Grund für die auffallend hohe Rate bei $-500\,\mathrm{V}$ nicht gefunden werden. Plötzliche Entladungen wie bei Phase 3 ließen sich jedenfalls nicht nachweisen. Die naheliegende Ursache eines zu klein gewählten Koinzidenzfensters kann ausgeschlossen werden. Selbst eine deutliche Vergrößerung des Zeitfensters verändert das Ergebnis kaum.

Die Möglichkeit, dass das Triggersignal eine längere Verzögerung hat als die bisher angenommenen $50\,\mu s$ konnte ebenfalls ausgeschlossen werden, indem das Zeitfenster auf $-0.5\,m s < dT < 4\,m s$ ausgedehnt wurde. Die Zahl der Ereignisse außerhalb dieses Fensters bleibt mit 6 535 weiter hoch. Verglichen mit den 7 028 Ereignissen außerhalb des deutlich kleineren Fensters $-50\,\mu s < dT < 450\,\mu s$ ist das kein signifikanter Unterschied und kann die hohe Rate bei $-500\,V$ nicht erklären.

Der ähnliche Verlauf entspricht ebenfalls nicht der Erwartung. Der steile Anstieg der Raten zu niedrigen Feldstärken ist für laserinduzierte Elektronen verständlich, da sie sich alle im einstelligen Elektronenvoltbereich befinden und hohe Feldstärken starke Beschleunigungen über den Detektionsbereich hinaus bewirken. Für den nicht UV-Licht-induzierten Hintergrund sollte diese Regel aber nicht gelten. Da diese Elektronen über einen weiten Energiebereich gestreut sind, gibt es keinen Grund zur Annahme, dass eine Verringerung des Potentials genauso wie bei den laserinduzierten Elektronen zu höherem Untergrund führen sollte. Eine mögliche Erklärung für den ähnlichen Verlauf ist, dass nicht alle laserinduzierten Ereignisse korrekt in das Koinzidenzfenster einsortiert wurden. Ein nachweisbarer Grund für diese "Fehlsortierung" wird im folgenden Abschnitt Fehlerquellen diskutiert.

Spannung	Messung	Messzeit	\overline{ADC}	Koinzidenz	zbereich	Ereig	nisse	Rat	te
West V				T_u µs	T_o µs	N_I	N_A	R_I Hz	<i>R</i> _A • Hz
-500	$\overline{\Sigma}$	600	261	-50	450	5625 ± 75	11213 ± 106	9.38 ± 0.13	$18,69 \pm 0,19$
	8088	300	261	-50	450	3021 ± 55	4185 ± 65	10.07 ± 0.18	13.95 ± 0.22
	8097	300	261	-50	450	2604 ± 51	7028 ± 84	$8,68 \pm 0,17$	$23,43 \pm 0,28$
-200	Σ	600	261	-50	450	9228 ± 96	830 ± 29	$15,38 \pm 0,16$	$1,38 \pm 0,05$
	8089	300	261	-50	450	4811 ± 69	416 ± 20	16.04 ± 0.23	1.39 ± 0.07
	8098	300	262	-50	450	4417 ± 66	414 ± 20	$14,72 \pm 0,22$	$1,38 \pm 0,07$
-100	Σ	900	261	-50	450	16094 ± 127	1472 ± 38	17.88 ± 0.14	1.64 ± 0.04
100	8090	300	260	-50	450	5645 ± 75	573 ± 24	$18,82 \pm 0,25$	1.91 ± 0.08
	8095	300	260	-50	450	5125 ± 72	374 ± 19	17.08 ± 0.24	1.25 ± 0.06
	8099	300	262	-50	450	5324 ± 73	525 ± 23	$17,75 \pm 0,24$	$1,75 \pm 0,08$
-50	Σ	600	261	-50	450	21975 ± 148	1143 ± 34	$36,63 \pm 0,25$	1.91 ± 0.06
	8091	300	260	-50	450	11452 ± 107	619 ± 25	$38,17 \pm 0,36$	2.06 ± 0.08
	8100	300	262	-50	450	10523 ± 103	524 ± 23	$35,08 \pm 0,34$	$1,75 \pm 0,08$
-20	Σ	600	261	-50	1650	116777 ± 342	1905 ± 44	$194,63 \pm 0.57$	3.18 ± 0.07
	8092	300	260	-50	1650	58813 ± 243	955 ± 31	196.04 ± 0.81	3.18 ± 0.10
	8101	300	263	-50	1650	57964 ± 241	950 ± 31	$193,21 \pm 0,80$	$3,17 \pm 0,10$
-10	Σ	600	262	-50	3250	784576 ± 886	10294 ± 101	871.75 ± 0.98	$11,44 \pm 0,11$
	8093	300	259	-50	3250	263978 ± 514	3747 ± 61	879.93 ± 1.71	$12,49 \pm 0,20$
	8102	300	263	-50	3250	260463 ± 510	3598 ± 60	$868,21 \pm 1,70$	11.99 ± 0.20
	8104	300	264	-50	3250	260135 ± 510	2949 ± 54	$867,12 \pm 1,70$	$9,83 \pm 0,18$
-5	Σ	600	262	-50	6450	929290 ± 964	13025 ± 101	$1548,82 \pm 1,61$	21.71 ± 0.19
	8094	300	260	-50	6450	466373 ± 683	6882 ± 83	$1554,58 \pm 2,28$	$22,94 \pm 0,28$
	8103	300	263	-50	6450	462917 ± 680	6143 ± 78	$1543,06 \pm 2,27$	$20,48 \pm 0,26$
0	8096	300	260	-50	6450	115 ± 11	1001 ± 32	0.38 ± 0.04	$3,34\pm0,11$

I: In Koinzidenz, A: Außerhalb der Koinzidenz, T_u, T_o : untere, obere Grenze Koinzidenzbereich

Tabelle 5.20: Phase 5 – Messergebnisse zum Dipolfeld (**West**hälfte variiert)

Spannung	Messung	Messzeit	\overline{ADC}	Koinzidenzl	bereich	Ereig	nisse	Rate (n	ormiert)
Ost V				T_u µs	T_o µs	N_I	N_A	R_I Hz	R _A • Hz
-500 -200	8107 8108	300 300	265 260	-50 -50	450 450	32 ± 6 140 ± 12	639 ± 25 346 ± 19	0.09 ± 0.03 0.47 ± 0.04	$1,84 \pm 0,25$ $1,15 \pm 0,06$
-100	8109	300	257	-50	450	93 ± 10	765 ± 28	0.34 ± 0.06	$2,82 \pm 0,31$
-50	\sum_{8110} 8115	600 300 300	263 259 267	-50 -50 -50	450 450 450	171 ± 13 $73 \pm$ $98 \pm$	763 ± 28 418 ± 20 345 ± 19	0.26 ± 0.04 0.25 ± 0.03 0.27 ± 0.06	$1,15 \pm 0,12$ $1,42 \pm 0,09$ $0,93 \pm 0,18$
-20	8111	300	259	-50	1650	304 ± 17	386 ± 20	$1,\!05\pm0,\!09$	$1{,}33\pm0{,}10$
-10	\sum_{8106} 8112	600 300 300	276 293 258	-50 -50 -50	$3250 \\ 3250 \\ 3250$	2873 ± 54 $1705 \pm$ $1168 \pm$	756 ± 27 357 ± 19 399 ± 20	$3,18 \pm 0,81$ $2,76 \pm 1,07$ $4,10 \pm 0,28$	0.84 ± 0.23 0.58 ± 0.25 1.40 ± 0.12
-5	8113	300	257	-50	6450	1324 ± 36	394 ± 20	$4,88 \pm 0,\!50$	$1,\!45\pm0,\!18$

 $\overline{}$ I: In Koinzidenz, A: Außerhalb der Koinzidenz, T_u, T_o : untere, obere Grenze Koinzidenzbereich

Tabelle 5.21: Phase 5 – Messergebnisse zum Dipolfeld (${\bf Ost}$ hälfte variiert)

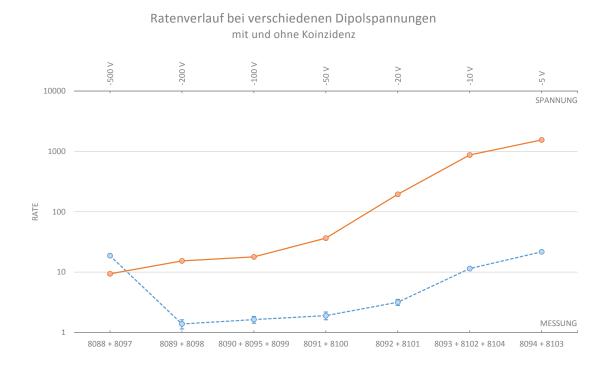


Abbildung 5.39: Ratenverlauf außerhalb •-- und innerhalb •-- des Koinzidenzbereichs über die verschiedenen Dipolspannungen (Westhälfte variiert), Fehlerbalken in 5facher Überhöhung

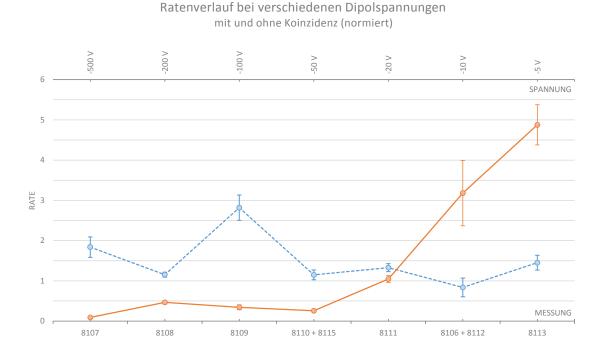


Abbildung 5.40: Normierter Ratenverlauf außerhalb • -- und innerhalb • des Koinzidenzbereichs über die verschiedenen Dipolspannungen (**Osthälfte** variiert)

124 5. SDS-Messungen

Das Schaubild 5.40 zur Messung des Ostdipols zeigt kaum Auffälligkeiten und entspricht den Erwartungen. So steigt die Rate außerhalb des Koinzidenzfensters hin zu kleinen Feldstärken nicht an. Die erhöhte Rate bei $-100\,\mathrm{V}$ müsste in einer zweiten Messung verifiziert werden und ist mit den vorliegenden Daten nicht erklärbar. Interessant ist dabei auch wieder der Ratenanstieg im Koinzidenzfenster bei kleinen Spannungen. Dieser Ausschlag deutet darauf hin, dass Reflexionen des UV-Lichts im Bereich der oberen Tankhälfte Elektronen ausgelöst haben, die einen messbaren Einfluss auf den Untergrund haben. Die Abbildung 5.41 bestätigt den Verdacht. Im Bereich des Pixels 141 gibt es innerhalb des Koinzidenzfensters eine Rate von über einem Hertz. Praktisch der ganze Untergrund scheint von dieser einen Stelle zu kommen.

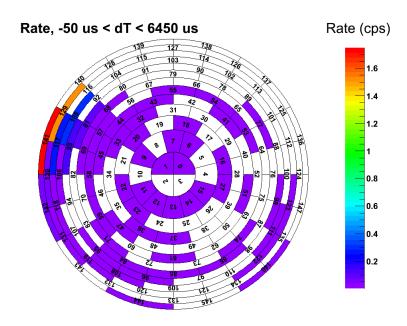


Abbildung 5.41: Durch Reflexionen ausgelöste Elektronen (Messung 8113)

Fehlerquellen

Die beiden Schaubilder 5.39 und 5.40 zeigen eines sehr deutlich, die Rate steigt zu kleinen Spannungen (fast) exponentiell an, um dann bei 0 V auf wenige Ereignisse pro Sekunde abzufallen. Dieser Effekt bedeutet im Umkehrschluss, dass minimale Potentialschwankungen auf den Elektroden zwischen Ost- und Westhälfte ausreichen, um den UV-Licht-induzierten Untergrund stark zu beeinflussen.

Der Grund für den ähnlichen Verlauf bei der Westdipol-Messung ist in der Laserenergie zu suchen. Der Laser erreicht mittlerweile nur noch Energien von rund 0,15 μ J (ADC-Wert von 260) pro Schuss. Diese Energie ist so klein, dass sie in den Grenzbereich kommt vom Detektor nicht mehr nachgewiesen zu werden. Ein Vergleich der Soll-Frequenz des Lasers mit der Trigger-Frequenz, also der Schussfrequenz, die der Detektor selbst misst, zeigt leichte Abweichungen. Die sind bei 6 000 Pulsen in 5 Minuten Messzeit zwar noch recht gering, steigen aber mit absinkender Laserenergie messbar an. Die beiden Graphen in 5.42 auf der nächsten Seite zeigen einmal die gemessene Pulsfrequenz der Messung 8093 (Westdipol bei $-10\,\mathrm{V}$) mit einer niedrigen Laserenergie von 0,14 μ J (ADC-Wert von 259) und einmal die gemessene Pulsfrequenz bei Messung 8106 (Ostdipol bei $-10\,\mathrm{V}$) mit einer höheren Laserenergie von rund 0,31 μ J (ADC-Wert von 293). In beiden Fällen war der Laser auf 20 Hz eingestellt. Niedrigere gemessene Frequenzen bedeuten, dass der Detektor einzelne Laserpulse nicht erfassen konnte, weil sie zu schwach waren. Damit werden alle Ereignisse

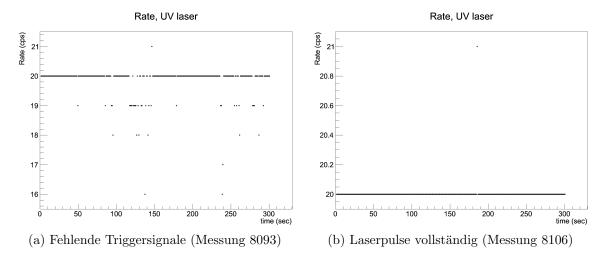


Abbildung 5.42: Vom Detektor gemessene Pulsfrequenz des Lasers

bis zum nächsten detektierten Puls nicht dem richtige Koinzidenzfenster zugeordnet und dem übrigen Untergrund zugeschlagen.

Unsicherheiten, die das Timing oder die Regions of interest betreffen, sowohl zeitlich als auch energetisch, sind schwer zu quantifizieren. Bei der Wahl des Koinzidenzbereichs kann man sich zwar am Zeitprofil der einzelnen Messungen orientieren, eine definitive Schranke liefert das aber nicht. In Kombination mit den eben beschriebenen fehlenden Triggersignalen kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch außerhalb der Region of interest laserinduzierte Ereignisse detektiert, aber nicht als solche erkannt werden.

5.4.6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die beiden Dipolrichtungen zeigen deutlich, von wo die UV-Licht-induzierten Elektronen herkommen. Je kleiner die Dipolspannungen, desto größer fällt ihr Beitrag zum detektierten Untergrund aus. Dieses Verhalten ist für laserinduzierte Elektronen verständlich, da sie sich alle im niedrigen Elektronenvoltbereich befinden. Für andere Arten von Untergrund, die über einen weiten Energiebereich gestreut sind, sollte diese Regel nicht gelten, was sich aber nur bei den Messungen des Ostdipols zeigt. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist in fehlenden Triggersignalen zu suchen (Abschnitt Fehlerquellen).

Die um Größenordnungen höheren Raten beim Westdipol gegenüber denen des Ostdipols erhärten die Ergebnisse aus Phase 2, dass die große Mehrzahl der vom Laser induzierten Elektronen vom Laserboden, also von der primär beschossenen Stelle kommen. Es zeigt aber auch, dass die Abschirmwirkung des elektrischen Dipols (Ostdipol) nahezu vollständig ist.

5.4.7 Phase 6 – Hochspannungsabhängigkeit des Untergrundes

Es ist bekannt, dass der Untergrund hochspannungsabhängig ist, da durch das steigende Potential Untergrundelektronen mehr Energie bekommen können. In dieser Phase wird geprüft wie sich der Untergrund in der Standardkonfiguration von 3,8 G verhält.

5.4.7.1 Erwartetes Ergebnis

Mit der Zunahme der Hochspannung wird ebenfalls eine Zunahme der Rate erwartet. Wie bei allen symmetrischen Feldkonfigurationen wird sich aufgrund der langen Driftzeiten keine Koinzidenz zum Laserpuls feststellen lassen.

5. SDS-Messungen

5.4.7.2 Messvorbereitungen und -durchführung

Die Luftspulen sind auf das Standardsetting von $3.8\,\mathrm{G}$ (Analysierebene) eingestellt, die Drahtelektroden auf ein Potential von $-200\,\mathrm{V}$ gegenüber der Tankwand. Die Hochspannung (der Tankwand) wird von $-18.6\,\mathrm{kV}$ in $3\,\mathrm{kV}$ -Schritten bis auf $0\,\mathrm{V}$ heruntergefahren, was insgesamt 7 Einzelmessungen entspricht (Tabelle 5.22). Jede Messung hat eine Dauer von $600\,\mathrm{s}$ und wird mit UV-Licht durchgeführt. Die Laserenergie ist über alle Einzelmessungen stabil geblieben.

Messung	Tank-	Ø ADC	Gem	nessen	Nor	miert
	spannung		Ereignisse	Rate •	Ereignisse	Rate •—
				Hz		$_{ m Hz}$
8132	18,6	273	687 ± 26	$1,15 \pm 0,04$	641 ± 48	$1,07 \pm 0,08$
8133	15	274	698 ± 26	$1,16 \pm 0,04$	637 ± 55	$1,06 \pm 0,09$
8134	12	271	689 ± 26	$1,15 \pm 0,04$	673 ± 34	$1,12 \pm 0,06$
8135	9	270	734 ± 27	$1,22 \pm 0,05$	734 ± 27	$1,22 \pm 0,05$
8136	6	269	642 ± 25	$1,07 \pm 0,04$	658 ± 35	$1,10 \pm 0,06$
8137	3	270	510 ± 23	0.85 ± 0.04	510 ± 23	0.85 ± 0.04
8138	0	271	423 ± 21	$0,71\pm0,03$	413 ± 25	$0,69 \pm 0,04$

Tabelle 5.22: Phase 6 – Messergebnisse zur Hochspannungsabhängigkeit

Das folgende Detektorbild (Abbildung 5.43) der Region of interest *Instantane Koinzidenz* zeigt die geringe Ereigniszahl im Koinzidenzbereich, die sich statistisch nicht von den übrigen Untergrundereignissen außerhalb des Koinzidenzbereichs unterscheiden lässt. Aus diesem Grund werden bei der Auswertung alle Detektorereignisse ohne Wahl einer ROI der Zeit berücksichtigt. Es handelt sich also um Raten über die gesamte Messzeit.

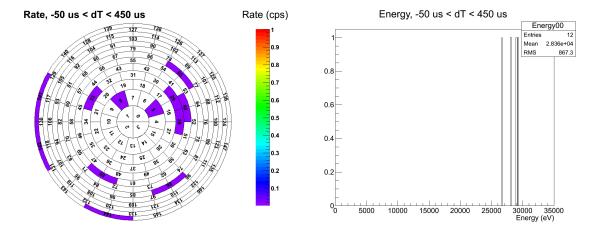


Abbildung 5.43: Detektorbild der Messung 8232 (instantane Koinzidenz)

Die Rate über den einzelnen Spannungen und Messungen sind in Abbildung 5.44 auf der nächsten Seite aufgetragen. Für eine bessere Vergleichbarkeit wurden die Werte aller Messungen analog zu Phase 2 auf eine einheitliche Laserenergie normiert (hier die Energie der Messung 8135 bei 9 kV Tankspannung).

5.4.7.3 Ergebnis

Der Ratenverlauf zeigt, dass die Untergrundereignisse mit abfallender Spannung (ab 9 kV) ebenfalls abnehmen. Um beurteilen zu können, wie groß der Effekt des Lasers auf den Untergrund ist, wäre es erforderlich gewesen, die Messung auch ohne UV-Licht durchzuführen.

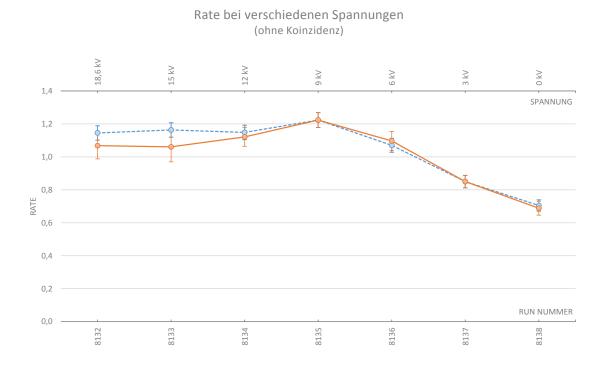


Abbildung 5.44: Gemessener ○ - - und normierter ○ - - Untergrundratenverlauf bei verschiedenen (Hoch)-Spannungen

Eine solche Messung wurde jedoch nicht von den folgenden Proposals erfasst, daher ist eine weitere vergleichende Beurteilung des Untergrundes in Abhängigkeit von der Hochspannung leider nicht möglich.

5.4.8 Kurioses: Offener Erdschalter mit Laser erkennbar

Bei den vorbereitenden Messungen zur Phase 3 hat sich etwas Unerwartetes gezeigt. Durch den Beschuss des Lasers war es möglich zu erkennen, ob das elektrische Tankpotential "fließt".

Das Spektrometer wird, wenn keine Hochspannung angelegt werden soll, mit einem ferngesteuerten Schalter geerdet. Bei geschlossenem Erdschalter gibt es ein fest definiertes Potential und die Tankwand liegt auf 0 V. Ist der Schalter hingegen geöffnet, ist dieses Potential nicht mehr eindeutig definiert. Die durch die angeschlossenen Spannungsquellen verursachten Schwankungen erzeugen ein schwaches, fluktuierendes elektrisches Potential im einstelligen Voltbereich. Der Tank befindet sich in einem fließenden Zustand.

5.4.8.1 Vorüberlegungen

Die vom Laser ausgelösten Elektronen haben nur wenige Elektronenvolt an Energie und sind besonders sensitiv auf kleinste Schwankungen des Tankpotentials. Zwei Effekte sollten bei einem fließenden Tank gegenüber einem nicht fließenden feststellbar sein. Erstens verändert sich das Driftverhalten der Elektronen leicht, was einer Aufweitung des Detektorbildes bzw. einer lokalen Verschmierung des Signals gleich kommt. Es stellt sich die Frage, ob dieser Effekt groß genug ist, um sichtbar zu werden. Zum Zweiten könnten durch das höhere Tankpotential und der damit einhergehenden höheren Startenergie aller Untergrundelektronen mehr von ihnen den Detektor erreichen und somit die Rate erhöhen.

128 5. SDS-Messungen

5.4.8.2 Messkonfiguration und -auswertung

Die Magnetfeldkonfiguration ist die aus Phase 1 und 3 bereits bekannte (Tabelle 5.5). Es werden zwei Messung mit je 60 s Messzeit durchgeführt, einmal mit offenem (Messung 7803) und einmal mit geschlossenem (Messung 7802) Erdschalter. Die Ergebnisse können der Tabelle 5.23 entnommen werden. Die beiden Detektorbilder aus dem Zeitbereich *Instantane Koinzidenz* sind in der Abbildung 5.45 dargestellt.

Messung	Erdschalter	Ereignisse
7802 7803	geschlossen geöffnet	$10409 \pm 102 \\ 14371 \pm 120$

Tabelle 5.23: Messergebnisse zum fließenden Tankpotential

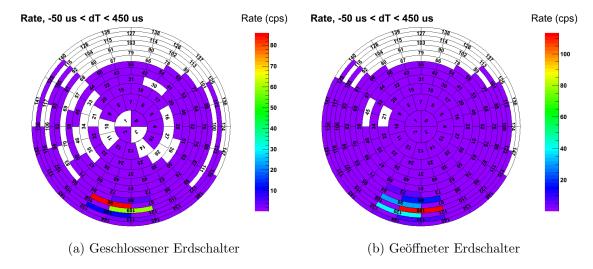


Abbildung 5.45: Detektorbilder zur Erdschaltermessung (instantane Koinzidenz);

- (a) Detektorbild bei geerdetem Tankpotential
- (b) Detektorbild bei fließendem Tank

5.4.8.3 Messergebnis

Obwohl die Laserenergie bei der zweiten Messung abgefallen ist, ist die Zählrate hier sogar höher als die bei geschlossenem Erdschalter. Das entspricht den theoretischen Vorüberlegungen. Da es sich hier lediglich um eine qualitative Betrachtung handelt, erfolgt keine Energienormierung der Zählraten. Die lokale Aufweitung des Detektorsignals ist gut erkennbar. Bei geschlossenem Erdschalter ist Pixel 96 dominant, gefolgt von Pixel 109 und zwei weiteren sehr schwach leuchtenden Pixeln (Abbildung 5.45a). Bei fließendem Tankpotential hingegen ist Pixel 109 dominanent, gefolgt von Pixel 120 und 96 sowie drei weiteren schwach leuchtenden Pixeln (Abbildung 5.45b). Die Aufweitung von vier auf sechs Pixel entsprächen einer Ausdehnung des Laserspots in z-Richtung um etwa einen Meter. Die untere Hälfte der Feldlinien der Konfiguration 51 (siehe Abbildung 5.10) decken etwa 6 m Wandlänge ab. Bei diesen 13 Feldlinien entsprechen zwei Pixel grob einem Meter.

Der Effekt war auf dem Echtzeitmonitor des Detektors noch deutlicher zu sehen. Beim Öffnen oder Schließen des Erdschalters verengte sich oder weitete sich das Signal auf dem Detektor auf bis es nach rund einer Sekunde im neuen Bild stabil war.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Der Untergrund hat mit seinen aktuellen 400 mHz noch nicht das Level erreicht, mit dem der reguläre Messbetrieb aufgenommen werden könnte.

Um das geplante Limit der Neutrinomasse von 0,2 eV in 3 Jahren Messzeit zu erreichen, ist ein Untergrundlevel von 10 mHz erforderlich. Berechnungen [Glü05] hierzu zeigen, dass bereits mit einem Untergrund von 50 mHz fast 7 Jahre reine Messzeit nötig sind, um die erforderliche Statistik zu erzielen.

6.1 Prinzipielle Wege zur Untergrundreduktion

Es gibt zwei grundsätzliche Wege, auf denen ein niedriger Untergrund erreicht werden kann, der eine heißt Abschirmung, der andere sieht vor, Quellen des Untergrundes zu beseitigen.

Der in dieser Arbeit eingesetzte UV-Laser kann lediglich die Effektivität der ersten Möglichkeit testen, aber keine Aussagen über Quellen des Untergrundes treffen.

Wie wichtig es aber ist, vor allem die Möglichkeiten zur Beseitigung von Untergrundquellen auszuschöpfen, zeigt ein Beispiel des letzten halben Jahres. An den Getterpumpen wurde im Herbst 2013 ein sogenannter Baffle installiert. Seine Aufgabe ist es, aus dem Gettermaterial austretende Radonatome am Eintritt ins Hauptspektrometer zu hindern, indem die Atome des Gases an der Baffleoberfläche kurze Zeit fest frieren bis sie zerfallen sind. Bereits ein zusätzliches Radonatom pro Stunde erzeugt ausreichend Untergrund, um diese Maßnahme zu rechtfertigen. Das Beispiel macht klar, dass Untergrund auch durch nichtnatürliche Quellen entstehen kann und versucht werden muss, diese Quellen vollständig zu beseitigen oder zumindest ihre Auswirkungen zu mildern.

Abschirmmaßnahmen kombiniert mit einem Veto, um natürliche Quellen wie bspw. kosmische Myonen detektieren zu können und die Messung für die Zeit ihres Eintritts ins Spektrometer zu unterbrechen, müssen ergänzt werden mit Möglichkeiten zur Beseitigung von gespeicherten Teilchen, z.B. mit einem Dipolpuls, um die Speicherbedingung aufzuheben.

Untergrundreduktion beinhaltet also eine ganze Reihe von Möglichkeiten und Maßnahmen, die nur in Kombination den Untergrund auf das geforderte Niveau werden absenken können.

6.2 Ergebnisse dieser Arbeit

Die Effektivität der Abschirmung zu untersuchen war Gegenstand dieser Arbeit, indem durch gezielte Erzeugung von Elektronen fester Energie an einem Punkt im Spektrometer,

die verschiedenen elektrischen und magnetischen Konfigurationen auf ihre Wirksamkeit hin untersucht werden konnten. Die Messungen der einzelnen Phasen vermitteln einen Eindruck, was mit einer aktiven Untergrundquelle alles messbar ist.

Dank des eingesetzten Spiegelsystems war es so möglich, die Struktur des Spektrometers zu untersuchen und Vorhersagen der Drifttheorie auf den Grund zu gehen. Wird diese Methode weiter ausgebaut, sind noch detailliertere Untersuchungen zum Einflusses der Haltestruktur auf den Untergrund denk- und quantifizierbar. Ließe sich die Drifttheorie erhärten, wäre ein Weg bereitet, durch Simulationen am Computer Maßnahmen der Untergrundreduktion virtuell zu testen, bevor sie in der Praxis umgesetzt werden.

Während Phase 2 sich mit der UV-Licht-Verteilung im Spektrometer beschäftigt und mit der Abschätzung des magnetischen Unterdrückungsfaktors für eine bestimmte eingestellte Feldkonfiguration endet, geht es in der Phase 3 hauptsächlich darum, eine Position im Tank zu finden, an der keine Haltestruktur beleuchtet wird. An diesen Positionen lassen sich in Folgeuntersuchungen die Abschirmfaktoren verschiedener elektrischer Feldkonfigurationen untersuchen. Dabei zeigt sich, dass die elektrische Abschirmung gegen die laserinduzierten Elektronen nahezu vollständig ist, was belegt, dass mit dem Laser tatsächlich ausschließlich die Tankwand und keine Teile der Haltestruktur getroffen wurden. Es zeigt sich weiter, dass der Anteil der elektrischen Abschirmung an der Gesamtabschirmung von Untergrundelektronen einen geringeren Beitrag liefert als ein symmetrisches Magnetfeld. Diese Schlussfolgerung wird durch die Ergebnisse aus Phase 4 und 5 weiter erhärtet.

Phase 4 steht ganz im Zeichen der Bestimmung der elektrischen und magnetischen Abschirmfaktoren und zwar bei der Konfiguration, die auch im regulären Messbetrieb verwendet werden soll. Das macht die Phase zum wichtigsten Teil dieser Arbeit. Sie hat gezeigt, dass für das symmetrische Magnetfeld mit 3,8 G (in der Analysierebene) die elektrische Abschirmung wichtiger ist als für die 9 G-Magnetfeldkonfiguration, um Elektronen von der Tankwand abzuschirmen. Durch einen Kurzschluss lässt sich die innere Drahtlage des Elektrodensystems nicht mehr unabhängig von der äußeren mit einem Potential beaufschlagen, wodurch die Effektivität der elektrischen Abschirmung gemindert ist. Da die 3,8 G-Konfiguration beim späteren Messbetrieb verwendet werden soll, ist eine intakte elektrische Abschirmung für einen niedrigen Untergrund in besonderem Maße erforderlich. So wird sich auch eine Beseitigung des Kurzschlusses nicht vermeiden lassen.

Phase 5 zeigt auf, wie groß der Einfluss eines sehr kleinen Dipolfeldes auf den Untergrund sein kann. Da sich Asymmetrien zwischen Ost- und Westelektroden nicht ganz vermeiden lassen, sind zusätzliche Anstrengungen vonnöten, um diese zumindest möglichst klein werden zu lassen. Auch wenn diese Arbeit nicht das Ziel hatte, konkrete Vorschläge für verbesserte Abschirmmaßnahmen zu machen, kann aus Phase 5 und der letzten Phase (ohne Ziffer) zumindest abgeleitet werden, dass der Einsatz von Spannungsquellen, die bei eingestellten 0 V auch tatsächlich eine Erdung der Elektroden herstellen und nicht um diese Nulllage schwanken, eine Verbesserung des Elektrodensystems darstellen würden.

Dass mit dem UV-Laser kleinste Dipolschwankungen zu entdecken sind, war ein unerwartetes Ergebnis, das sich während den Messungen gezeigt hat. Diese Möglichkeit könnte weiter ausgebaut und nutzbar gemacht werden. Die letzte Messung deutet bereits an wie ein nicht definiertes, leicht "fließendes" Potential erkannt werden kann.

6.3 Verbesserungsmöglichkeiten der Messmethode

Sind in der kommenden Messphase weitere Untergrunduntersuchungen mit aktiven Quellen vorgesehen, sollte auch wieder ein UV-Laser – dann allerdings in einer überarbeiteten Version – als aktive Untergrundquelle in Betracht gezogen werden. Die einfachsten Maßnahmen zur Verbesserung des Messaufbaus werden im Folgenden vorgestellt.

Energieüberwachung

Da die Energie des Lasers während den Messungen immer weiter gesunken ist, wird ein Austausch des Lasers unvermeidlich sein. Der hier eingesetzte hat sich zwar bewährt, durch das destruktive Laserprinzip ist er jedoch am Ende seiner Lebensdauer angekommen und muss vor erneuten Messungen ausgetauscht werden.

Unabhängig davon, ob die zeitliche Stabilität des neuen Lasers garantiert werden kann, ist eine Energieüberwachung obligatorisch, die ähnlich ausgeführt sein kann wie in dieser Arbeit auch. Mit einem kombinierten Energie- und Triggersignal war es möglich, Flugzeiten zu berechnen und Koinzidenzen zu berücksichtigen. Das wird auch bei einem neuen Lasersystem erforderlich sein. Soll UV-Licht-induzierter Untergrund gemessen werden, sind Messungen ohne UV-Licht unumgänglich. Darauf wurde bereits im Messproposal im Vorfeld der Messungen hingewiesen.

Spiegelsystem

Das Spiegelsystem des Lasers sollte komplett überarbeitet werden. Der Hauptgrund für den geringen Einstellbereich des Spiegels ist der geforderte Sicherheitsabstand zum Spektrometer, der elektrische Überschläge zwischen dem auf Hochspannung liegenden Tank und dem geerdeten Lasergestell verhindern soll. Für einen größeren Einstellbereich müsste der Spiegel näher an das Saphirfenster platziert werden. Da sich Laserstrahlen gut umlenken lassen, könnte das Spiegelsystem fest mit dem Spektrometer verbunden werden. Der Spiegel kann der Hochspannung des Tanks folgen, während der Laserstrahl kontaktfrei aus einiger Entfernung auf den Spiegel geführt wird.

Zahlreiche weitere technische Möglichkeiten zur Vergrößerung des Einstellbereichs wie bspw. ein vergrößerter Schutzrohrdurchmesser sind ebenfalls denkbar.

Untersuchungen zur Drifttheorie

Leider konnte die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Drifttheorie weder bestätigt noch widerlegt werden. Messungen ohne UV-Licht auch bei anderen Drahtspannung als 5 V wären hierfür erforderlich gewesen. Die verlängerte Messzeit der 5 V-Messung hat die statistische Unsicherheit ausreichend reduzieren können. Werden noch weitere Spannungen jenseits von 15 V untersucht, lässt sich eventuell das von der Drifttheorie vorhergesagte Oszillationsverhalten nachweisen. Die Messung ist sogar vergleichsweise einfach zu bewerkstelligen und auszuwerten. Wird die Messzeit für jede Spannung weiter ausgedehnt, lassen sich dank besserer Statistik die Vorhersagen der Drifttheorie eindeutig widerlegen oder erhärten.

Reduktion der Unsicherheiten

Beim Großteil der durchgeführten Messungen besteht noch im Nachhinein die Möglichkeit, die bestehenden Unsicherheiten mit einer einfachen und sehr kurzen Messung zu reduzieren. Die dafür notwendige Messung wurde bereits im Kapitel Filter- und Energiemessung (Abschnitt 4.2.2.2 auf Seite 54) skizziert. Sie konnte nach Abschluss der Messphase zwar nicht durchgeführt werden, wird aber eindringlich empfohlen, um die Auswertung der einzelnen Phasen zu präzisieren. Die beschriebene Messung hat die Aufgabe den Zusammenhang zwischen Energie und ADC-Wert in einer zusätzlichen Messung zu finden. Mit diesem Zusammenhang lassen sich sämtliche Normierungen dieser Arbeit korrigieren und die Normierungsunsicherheiten stark verringern. Da der Laser noch am Hauptspektrometer montiert ist und nur eine zweite Diode beschafft werden müsste, wäre diese Messung in nur wenigen Minuten durchgeführt. Damit wäre sie die am einfachsten umzusetzende Verbesserungsmaßnahme.

6.4 Fazit

Weitere Untersuchungen des Untergrundes sind auch in den nächsten vorgesehenen Messphasen erforderlich, um Maßnahmen entwickeln zu können, den Untergrund auf die geforderten 10 mHz zu reduzieren. Ein UV-Laser ist zwar keine Methode, den Untergrund zu reduzieren, kann aber dabei helfen, Schwachstellen in der Abschirmung aufzuspüren und die Effektivität derselben unter kontrollierten Bedingungen zu überprüfen. Dieser Weg wurde auch in der hier vorliegenden Arbeit beschritten. Wird zumindest ein Teil der hier vorgeschlagenen Verbesserungsmöglichkeiten realisiert, kann ein überarbeiteter Laseraufbau am Hauptspektrometer weitere Wege zur verbesserten Untergrundreduktion aufzeigen.

- [ABB⁺12] V.N. Aseev, A.I. Belesev, A.I. Berlev, E.V. Geraskin, A.A. Golubev, N.A. Lihovid, V.M. Lobashev, A.A. Nozik, V.S. Pantuev, V.I. Parfenov, A.K. Skasyrskaya, F.V. Tkachov und S.V. Zadorozhny: Measurement of the electron antineutrino mass in tritium beta decay in the Troitsk nu-mass experiment. Physics of Atomic Nuclei, 75(4):464–478, 2012, ISSN 1063-7788. http://dx.doi.org/10.1134/S1063778812030027.
- [B⁺12] A. Beglarian et al.: Prototype focal-plane detector system for the KATRIN experiment. Internes Dokument, 2012. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d722700/FPD_System_Prototype_Jan2012.pdf.
- [Bec96] H. Becquerel: Sur les propriétés différentes des radiations invisibles émises par les sels d'uranium, et du rayonnement de la paroi anticathodique d'un tube de Crookes. Comptes Rendus de l'Académie des sciences, 122:762-767, 1896. http://visualiseur.bnf.fr/CadresFenetre?0=NUMM-3078&I=764.
- [Bet39] H. A. Bethe: Energy Production in Stars. Phys. Rev., 55:434-456, März 1939. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.434.
- [BPT80] G. Beamson, H. Q. Porter und D. W. Turner: The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980. http://stacks.iop.org/0022-3735/13/i=1/a=018.
- [CDH⁺94] E. Chevallay, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberlucq und M. Wurgel: *Photocathodes tested in the dc gun of the CERN photoemission laboratory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 340(1):146 156, 1994, ISSN 0168-9002. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294912939.
- [CDRD+98] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr. Raymond Davis, James R. Distel, Kenneth Lande, C. K. Lee, Paul S. Wildenhain und Jack Ullman: Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. The Astrophysical Journal, 496(1):505, 1998. http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505.
- [Cer99] Cern Courier: Relic neutrinos, a challenge for the next millennium, Februar 1999. http://cerncourier.com/cws/article/cern/27963.
- [Cha32] J. Chadwick: *The Existence of a Neutron*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 136(830):692-708, 1932. http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/136/830/692.short.
- [CRH+56] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse und A. D. McGuire: Detection of the Free Neutrino: A Confirmation. Science, 124:103-104, Juli 1956. http://www.sciencemag.org/content/124/3212/103.full.pdf.

[DGG⁺62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz und J. Steinberger: Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9:36–44, Juli 1962. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36.

- [DON01] DONUT Collaboration: Observation of tau neutrino interactions. Physics Letters B, 504(3):218 224, 2001, ISSN 0370-2693. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301003070.
- [Dou11] Double Chooz Collaboration: Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. arXiv, Dezember 2011. http://arxiv.org/abs/1112.6353v3.
- [Dou12] Double Chooz Collaboration: Reactor $\overline{\nu}_e$ disappearance in the Double Chooz experiment. Phys. Rev. D, 86, September 2012. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.052008.
- [Dre13a] G. Drexlin: Astroteilchenphysik II. Vorlesung 16, 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu/personal/drexlin/data/_uploaded/file/ATP2/AT16.pdf.
- [Dre13b] G. Drexlin: Astroteilchenphysik II. Vorlesung 17, 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu/personal/drexlin/data/_uploaded/file/ATP2/AT17.pdf.
- [Dre13c] G. Drexlin: Astroteilchenphysik II. Vorlesung 21, 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu/personal/drexlin/data/_uploaded/file/ATP2/AT21.pdf.
- [EEF⁺03] K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno *et al.*: First Results from Kam-LAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. Phys. Rev. Lett., 90:021802, Januar 2003. http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.90.021802.
- [EEF⁺04] K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno et al.: High Sensitivity Search for $\bar{\nu}_e$'s from the Sun and Other Sources at KamLAND. Phys. Rev. Lett., 92:071301, Februar 2004. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.071301.
- [EGH⁺13] S. Enomoto, S. Görhardt, F. Harms, A. Müller, J. Schwarz, N. Stallkamp, Th. Thümmler und J. Wolf: *Eintrag 1: Status Quo before M1 measurement* (M1). Electronic Logbook for SDS comissioning measurements, Mai, Juni 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu:8080/SDS-Measurements/1.
- [Eic10] J. Eichler: Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen. SpringerLink: Bücher. Springer, Berlin, Heidelberg, 7. Auflage, 2010, ISBN 978-3-642-10462-6. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-10462-6.
- [Ein16] A. Einstein: Zur Quantentheorie der Strahlung. Mitteilungen der Physikalischen Gessellschaft Zürich, 18:47–62, 1916.
- [Eno13] S. Enomoto: DRIPS Detector Electronics Simulation Tool for High-Rate Measurement. 24. KATRIN Collaboration meeting, März 2013. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d774619/95-TRP-5439-C1-SEnomoto.pdf.
- [EW27] C. D. Ellis und W. A. Wooster: The Average Energy of Disintegration of Radium E. Proc. R. Soc. Lond., 117(776):109-123, Dezember 1927. http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/117/776/109.full.pdf.
- [Fer34] E. Fermi: Versuch einer Theorie der β-Strahlen. I. Zeitschrift für Physik, 88(3-4):161-177, 1934, ISSN 0044-3328. http://www.nssp.uni-saarland.de/lehre/Vorlesung/Kernphysik_SS13/History/Papers/Fermi_1.pdf.

[FGM13a] S. Groh F. Glück und A. Müller: Eintrag 263: M14 UV Laser background measurements. Electronic Logbook for SDS comissioning measurements, September 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu:8080/SDS-Measurements/263.

- [FGM13b] S. Groh F. Glück und A. Müller: Eintrag 273: M14 UV Laser background measurements. Electronic Logbook for SDS comissioning measurements, September 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu:8080/SDS-Measurements/273.
- [Fis10] E. P. Fischer: Laser: eine deutsche Erfolgsgeschichte von Einstein bis heute. Siedler, München, 1. Auflage, 2010, ISBN 3-88680-946-3; 978-3-88680-946-2. http://d-nb.info/998738824/04.
- [FLMV05] Gianni Fiorentini, Marcello Lissia, Fabio Mantovani und Riccardo Vannucci: Geo-Neutrinos: a short review. Nuclear Physics B Proceedings Supplement, 143(0):53 59, 2005, ISSN 0920-5632. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563205000897, NEUTRINO 2004 Proceedings of the XXIst International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.
- [FN32] R.H. Fowler und L. Nordheim: *Electron Emission in Intense Electric Fields*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 119:173–181, 1932.
- [Frä10] F. Fränkle: Background Investigations of the KATRIN Pre-Spectrometer. Dissertation, KIT, 2010. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d649203/phd-fraenkle.pdf.
- [Gas13] R. Gast: Opera-Experiment: Als Einstein wackelte. DIE ZEIT, Januar 2013. http://www.zeit.de/2013/01/Opera-Experiment-Physik-Kabel.
- [GER13] GERDA Collaboration: The Gerda experiment for the search of 0νββ decay in 76Ge. The European Physical Journal C, 73(3):1–29, 2013, ISSN 1434-6044. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2330-0.
- [GGS58] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar: Helicity of Neutrinos. Phys. Rev., 109:1015-1017, Feb 1958. http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRev.109.1015.
- [GH02] T. K. Gaisser und M. Honda: Flux of Atmospheric Neutrinos. arXiv, März 2002. http://arxiv.org/abs/hep-ph/0203272.
- [GKM13] S. Groh, M. Kraus und A. Müller: Eintrag 242: M14, first uv laser tests. Electronic Logbook for SDS comissioning measurements, September 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu:8080/SDS-Measurements/242.
- [GL11] A. Goobar und B. Leibundgut: Supernova cosmology: legacy and future. arXiv, Februar 2011. http://arxiv.org/abs/1102.1431v1.
- [Glü05] F. Glück: Background theory radial motion of electrons from spectrometer electrodes into the fluxtube. Technischer Bericht, 2005. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d174403/background_theory_Glueck.pdf.
- [Gör10] S. Görhardt: Reduktion der durch Radon induzierten Untergrundprozesse in den KATRIN Spektrometern. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Gou10] J. Goullon: Installation and commissioning of the monitor spectrometer of KATRIN. Diplomarbeit, KIT, 2010.
- [Gro10] S. Groh: Untersuchung von UV-Laser induziertem Untergrund am KATRIN Vorspektrometer. Diplomarbeit, KIT, 2010. http://www.katrin.kit.edu/publikationen/dth-groh.pdf.

[Gö14] Lehrportal Uni Göttingen: Zerfallsarten, Februar 2014. http://lp.uni-goettingen.de/get/text/4955.

- [Ham12] Hamamatsu: Si Photodiode S1337 series Datenblatt, 2012. http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1337_series_kspd1032e06.pdf.
- [Har12] F. Harms: Assembly and First Results of the KATRIN Focal-Plane Detector System at KIT. Diplomarbeit, KIT, 2012. http://www.katrin.kit.edu/publikationen/dth_Fabian_Harms.pdf.
- [Hei12] P. Heinz: Laserschutz Lasersicherheit und rechtliche Grundlagen, 2012. http://www.uni-bayreuth.de/intranet/gefahrstoffe-und-umweltschutz/laserschutz/unterweisung/Lasersicherheit-PH_2012.pdf.
- [HK10] F. Halzen und S. R. Klein: Invited Review Article: IceCube: An instrument for neutrino astronomy. Review of Scientific Instruments, 81(8):081101, 2010. http://link.aip.org/link/?RSI/81/081101/1.
- [Hug08] K. Hugenberg: Design of the electrode system of the KATRIN main spectrometer. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008. http://www.uni-muenster.de/Physik.KP/AGWeinheimer/theses/Diplom_Karen_Hugenberg.pdf.
- [IAE14] IAEA: Power Reactor Information System, Januar 2014. http://www.iaea.org/pris.
- [KATa] KATRIN Collaboration: *KATRIN Aufbau*. Interne Zeichnung. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d833060/Beamline%20kp_4_29.08.2013.jpg.
- [KATb] KATRIN Collaboration: KATRIN Logo. http://www.katrin.kit.edu/img/katrin-logo-home-large.gif.
- [KATc] KATRIN Collaboration: KATRIN WGTS. Interne Zeichnung. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d747197/WGTS-KATRIN_iso%20white.jpg.
- [KAT05] KATRIN Collaboration: KATRIN Design Report 2004. Technischer Bericht, 2005. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d132786/DesignReport2004-12Jan2005.pdf.
- [KAT06] KATRIN Collaboration: *Transport- und Spektrometerhalle*. Interne Zeichnung, 2006. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d168766/460_457_2005_Q.pdf.
- [KBB+05] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, Th. Thümmler und Ch. Weinheimer: Final results from phase II of the Mainz neutrino mass searchin tritium β-decay. The European Physical Journal C Particles and Fields, 40(4):447–468, 2005, ISSN 1434-6044. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2005-02139-7.
- [KHKKD01] I. V. Krivosheina, H. L. Harney, H. V. Klapdor-Kleingrothaus und A. Dietz: Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay. Modern Physics Letters A, 16(37):2409-2420, 2001. http://www.worldscientific.com/doi/abs/10. 1142/S0217732301005825.
- [KIT06] KIT: Ankunft des Hauptspektrometers, November 2006. http://www.katrin.kit.edu/img/Neuig3.jpg.
- [KIT14] KIT: Standardmodell der Teilchenphysik, Januar 2014. http://psi.physik.kit.edu/97.php.

Literaturverzeichnis 137

[Los97] The Reines-Cowan Experiments - Detecting the Poltergeist - 1953-1956. Los Alamos Science, 25, 1997. http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile? 25-02.pdf.

- [Mei23] L. Meitner: Über eine mögliche Deutung des kontinuierlichen β-Strahlenspektrums. Zeitschrift für Physik, 19(1):307–312, 1923, ISSN 0044-3328. http://dx.doi.org/10.1007/BF01327566.
- [Mei29] L. Meitner: Energieverteilung der primären Beta-Strahlen und die daraus zu folgende Gamma-Strahlung. Zeitschrift für Physik, 30:515–516, 1929.
- [Mer12] S. Mertens: Study of Background Processes in the Electrostatic Spectrometers of the KATRIN Experiment. Dissertation, KIT, 2012. http://digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/1000027058.
- [MS16] S. Meyer und E. von Schweidler: *Radioaktivität*. Teubner, Leipzig Berlin, 1. Auflage, 1916.
- [Mül07] K. Müller: 320-DWG-011-10 (CPS Overview). Technischer Bericht, Internes Dokument, 2007. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d429808/320-DWG-011-10%20%28CPS%200verview%29.pdf.
- [Mül13a] A. Müller: Eintrag 269: Preliminary analysis of uv laser measurements, phase 3 in the proposal. Electronic Logbook for SDS comissioning measurements, September 2013. https://neutrino.ikp.kit.edu:8080/SDS-Measurements/269.
- [Mül13b] A. Müller: Proposal M14 UV-Laser. Internes Dokument, September 2013. https://nuserv.uni-muenster.de/websvn/filedetails.php?repname= KATRIN&path=%2FSDS_commissioning%2FCommissioningDocument%2FM14% 2FM14.pdf.
- [Nuc12] A. Nucciotti: Neutrino mass calorimetric searches in the MARE experiment. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 229 232(0):155 159, 2012, ISSN 0920-5632. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563212002423.
- [O'H75] G. O'Hara: George Johnstone Stoney, F.R.S., and the Concept of the Electron. Notes and Records of the Royal Society, London, 29:265–276, 1975.
- [Old10] Oldracoon: Kegelstumpf, Oktober 2010. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Kegelstumpf.svg.
- [OPE10] OPERA Collaboration: Observation of a first v-Tau candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam. Physics Letters B, 691:138–145, Juli 2010.
- [OW08] E. W. Otten und Ch. Weinheimer: Neutrino mass limit from tritium β decay. Reports on Progress in Physics, 71(8):086201, 2008. http://stacks.iop.org/0034-4885/71/i=8/a=086201.
- [Pau30] W. Pauli: Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven. Gauvereinstagung in Tübingen, Dezember 1930.
- [PEM88] W. Pauli, C.P. Enz und K. Meyenn: Wolfgang Pauli: das Gewissen der Physik. Vieweg, 1988, ISBN 9783528089931.
- [Pho07] PhotonSystems: Deep UV Lasers 224 and 248nm datasheets, 2007. http://www.photonsystems.com/downloads/duv_lasers_datasheet.pdf.

138 Literaturverzeichnis

[Pla13] Planck Collaboration: Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. arXiv, 2013. http://arxiv.org/abs/1303.5076.

- [Pli13] P. Plischke: KATRIN Collaboration. Internes Bild, März 2013. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d774983/DSC_4669.JPG.
- [Poh13] Pohltechnik: Montage-, Anschluss- und Betriebsanleitung Solid State Relais ASR-01-Series, 2013. http://www.pohltechnik.com/PDF/Bedienung-SSR-ASR01-Serie-20130126_web.pdf.
- [Pon57a] B. Pontecorvo: Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. Sov. Phys. JETP, 7:172–173, 1957. [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 34, 247 (1957)].
- [Pon57b] B. Pontecorvo: Mesonium and antimesonium. Sov. Phys. JETP, 6:429, 1957.[Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33, 549 (1957)].
- [Rut11] E. Rutherford: The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom. Phil.Mag., 21:669–688, 1911.
- [SA⁺04] M. Sisti, C. Arnaboldi et al.: New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 520(1 3):125 131, 2004, ISSN 0168-9002. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203031814, Proceedings of the 10th International Workshop on Low Temperature Detectors.
- [SNO02] SNO Collaboration: Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., 89:011301, Jun 2002. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301.
- [Sto] G. J. Stoney: On the Cause of Double Lines and of equidistant satellites in the spectra of gases.
- [Sup98] Super-Kamiokande Collaboration: Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81:1562-1567, Aug 1998. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [Tho97] J. J. Thomson: Cathode Rays. Philosophical Magazine, 5(44):293-316, 1897. http://web.lemoyne.edu/~GIUNTA/thomson1897.html.
- [Tho11] Thorlabs: Katalog V21, S. 774: Round, Protected, and UV Enhanced Aluminum Mirrors, 2011. http://www.thorlabs.de/catalogpages/V21/774. PDF.
- [Tho12] Thorlabs: UV Enhanced Aluminum Reflection Data (Excel-Datei), 2012. http://www.thorlabs.com/images/TabImages/F01_reflectivitydata.xls.
- [Tho13] Thorlabs: Z8 Series Motorized DC Servo Actuators User Guide, 2013. http://www.thorlabs.de/thorcat/17600/Z806-Manual.pdf.
- [WH72] Horst Weber und Gerd Herziger: Laser: Grundlagen und Anwendungen. Physik Verlag, Weinheim/Bergstr., 1972, ISBN 3-87664-016-4. http://digitool.hbz-nrw.de:1801/webclient/DeliveryManager?pid= 2559183&custom_att_2=simple_viewer.
- [Wue08] Wuerth: Bedienungsanleitung Laserentfernungsmesser WDM 101, 2008. http://www.wurth.es/media/Maquinas/714640710.pdf.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Einleitung in Fermis Theorie	7
2.2	Fermi vs. Katrin	
2.3	Detektorskizze des Poltergeist-Experiments	3
2.4	Poltergeistteams)
2.5	Neutrinoflussdichte über Energie	
2.6	Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.7	Neutrinooszillation bei zwei Generationen	7
2.8	Beiträge zur Energiedichte des Universum	3
2.9	Tritiumzerfallsspektrum)
2.10	Energiespektrum (neutrinoloser) Doppelbetazerfall	L
3.1	KATRIN-Logo	3
3.2	Einfache vs. komplexe Kernstruktur	1
3.3	MAC-E-Filter-Prinzip	5
3.4	Aufbau des KATRIN-Experiments	7
3.5	Schema der Tritiumquelle	3
3.6	Tritiumquelle	3
3.7	CPS und DPS2)
3.8	Vorspektrometer)
3.9	Ankunft Hauptspektrometer	l
3.10	Foto Detektorwafer	2
3.11	Detektorsystem	3
3.12	Penning- und magnetische Falle	5
3.13	Collaboration	3
4.1	Die Laserbox von außen	3
4.2	Innenansicht der Laserbox)
4.3	Magnetkontakt)
4.4	Vereinfachte Schaltskizze mit SSR)
4.5	Alte und neue Schaltung	L
4.6	LED-Anzeige des Interlocks	L
4.7	Spiegelvorder- und Rückseite mit UV-Diode	
4.8	Strahlführungsskizze	3
4.9	Laseretikett	5
4.10	Schematische Illustration von Absorption und Emission 45	5
4.11	Der Laser	7
4.12	Festlegen der optimalen Ellipse	3
4.13	Skizze zur Divergenz)
4.14	Lineare Regression zur Divergenz	L
4.15	Laserenergieanzeige in LabVIEW	5
4.16	Oszilloskopanzeige bei Filtermessung	3
4.17	Lineare Regression zur Berechnung der Pulsenergie	7

5.1	SDS: Laserbox am Hauptspektrometer	. 61
5.2	SDS: Lasergestell und Schutzrohr montiert	. 62
5.3	SDS: Anschlusskabel der Spiegelmotoren	. 63
5.4	SDS: Ausrichtung der KATRIN-Halle	
5.5	SDS: Laserbox mit Rohr	. 65
5.6	SDS: Draufsicht und Seitenansicht auf Laserstrahl	. 66
5.7	SDS: Geometrische Beziehungen	. 67
5.8	SDS: C-Profil-Abstände	. 68
5.9	SDS: Lineare Regression zum ADC-Wert	. 74
5.10	SDS: Feldlinienbild Luftspulenkonfiguration 51	. 79
5.11	SDS: Detektoransicht mit Feldlinien	. 79
5.12	SDS: Timing	. 81
5.13	SDS_P1: Zeitprofil Messung 7145	
5.14	SDS: Detektorbilder Messung 7145	. 82
5.15	SDS: Messung 7145, gute vs. schlechte ROI	. 83
5.16	SDS: Energieverteilung Messung 7145, Energiecut	
5.17	SDS: Messung 7209, 7210 mit und ohne PAE	
5.18	SDS: Ratenverlauf Messung 7209	
5.19	SDS_P2: Theoretische Erwartung	
5.20	SDS: Feldlinienbilder Luftspulenkonfiguration 1 bis 9	
5.21	SDS_P2: Ratenverlauf über die 9 Bereiche	
5.22	SDS_P3: Ereignisverlauf Nord-Süd (0 V)	
5.23	SDS_P3: Ereignisverlauf Nord-Süd (-50 V)	
5.24	SDS_P3: Ereignisverlauf Ost-West (0 V)	
5.25	SDS_P3: Ereignisverlauf Ost-West $(-50 \text{ V}) \dots \dots \dots \dots \dots$	
5.26	SDS_P3: Ereignisverlauf über Drahtspannungen (Pos. H)	
5.27	SDS_P3: Ereignisverlauf über Drahtspannungen (Pos. T)	
5.28	SDS_P3: Starker Ratenanstieg	
5.29	SDS_P3: Heißer Pixel	
5.30	SDS_P3: Elektrische Abschirmfaktoren	
5.31	SDS_P4: Ratenverlauf bei positiven Drahtspannungen	
5.32	SDS_P4: Ursprung der laserinduzierten Elektronen	
5.33	SDS_P4: Ratenverlauf bei verschiedenen Magnetfeldern	
5.34	SDS_P4: Feldlinien bei 3,8 G	
5.35	SDS_P4: Feldlinien bei 9 G	
5.36	SDS_P5: Prinzipskizze Elektrodensystem: Dipolmodus	
5.37	SDS_P5: Detektorbilder zweier Dipolspannungen im Vergleich	
5.38	SDS_P5: Zeitprofil zweier Messungen	
5.39	SDS_P5: Ratenverlauf bei Dipolfeld (Westvariation)	
5.40	SDS_P5: Ratenverlauf bei Dipolfeld (Ostvariation)	
5.41	SDS_P5: Durch Reflexionen ausgelöste Elektronen	
5.42	SDS_P5: Gemessene Pulsfrequenz des Lasers	
5.43	SDS_P6: Detektorbild Messung 8132	
5.44	SDS_P6: Ratenverlauf Hochspannungsabhängigkeit	
5.45	SDS: Erdschalter geschlossen (Messung 7802) und geöffnet (Messung 7803)	
LE.1	Datenblatt zum SSR-Relais ASR01-015DD [Poh13] (S. 1/2) $\ \ldots \ \ldots \ \ldots$. 146
LE.2	Datenblatt zum SSR-Relais ASR01-015DD [Poh13] (S. 2/2) $\ \ldots \ \ldots \ \ldots$. 147
LF.3	Datenblatt zur UV-Diode S1337-66BQ von Hamamatsu [Ham12] (S. 1/2) $$.	
LF.4	Datenblatt zur UV-Diode S1337-66BQ von Hamamatsu [Ham12] (S. 2/2) $$.	. 149
LG.5	Reflexionsgrade bei verschiedenen Wellenlängen [Tho12] (S. 1/1)	. 150

LG.6	Katalog V21 von Thorlabs [Tho11] (S. 1/1)	151
LH.7	Bedienungsanleitung zum Motor Z806 von ThorLabs [Tho13] (S. 1/1)	
LII. <i>t</i>	Bedienungsanleitung des WDM 101 von Wuerth [Wue08] (S. 1/1)	
LJ.9	Datenblatt zum UV-Laser HeAg 70-224SL von PhotonSystems [Pho07] (S. 1/2)	
	Datenblatt zum UV-Laser HeAg 70-224SL von PhotonSystems [Pho07] (S. 1/2)	
БЭ.10	Datenblatt zum 6 v-Laser Heng 10-2245L von 1 notonsystems [1 noo1] (5. 2/2)	100
K.11	Printtrafo und LED-Treiber	157
K.12	Überprüfung der Erdung des Metallgehäuses	
L.13	Divergenzmessung: Foto 917	159
L.14	Divergenzmessung: Foto 915	
L.15	Divergenzmessung: Foto 918	160
L.16	Divergenzmessung: Foto 920	160
L.17	Divergenzmessung: Foto 921	161
L.18	Divergenzmessung: Foto 922	161
L.19	Divergenzmessung: Foto 925	162
L.20	Divergenzmessung: Foto 926	162
L.21	Divergenzmessung: Foto 927	
L.22	Divergenzmessung: Foto 929	
M.23	Oszilloskopanzeige Messung 0, 1 und 2	
M.24	Oszilloskopanzeige Messung 3, 4 und 5	
M.25	Oszilloskopanzeige Messung 6, 7 und 8	
M.26	Oszilloskopanzeige Messung 9, 10 und 11	
M.27	Oszilloskopanzeige Messung 12, 13 und 14	
M.28	Oszilloskopanzeige Messung 15, 16 und 17	
M.29	Oszilloskopanzeige Messung 18, 19 und 20	
M.30	Oszilloskopanzeige Messung 21, 22 und 23	
M.31	Oszilloskopanzeige Messung 24, 25 und 26	
M.32	Oszilloskopanzeige Messung 27, 28 und 29	
M.33	Oszilloskopanzeige Messung 30, 31 und 32	
M.34	Oszilloskopanzeige Messung 33, 34 und 35	
M.35	Oszilloskopanzeige Messung 36 und 37	
0.36	Tankskizze mit wichtigen Größen	
O.37	Zeichnung eines Kegelstumpfes [Old10]	
P.38	Phase 2 – Detektorbild Messung 7186, Bereich 1	
P.39	Phase 2 – Detektorbild Messung 7185, Bereich 2	
P.40	Phase 2 – Detektorbild Messung 7187, Bereich 3	
P.41	Phase 2 – Detektorbild Messung 7149, Bereich 4	
P.42	Phase 2 – Detektorbild Messung 7188, Bereich 5	
P.43	Phase 2 – Detektorbild Messung 7189, Bereich 6	
P.44	Phase 2 – Detektorbild Messung 7190, Bereich 7	
P.45	Phase 2 – Detektorbild Messung 7191, Bereich 8	
P.46	Phase 2 – Detektorbild Messung 7192, Bereich 9	
P.47	Datenblatt zum Laserschutzrohr (S. 1/1)	
P.48	Datenblatt zum Lasergestell (S. 1/1)	
Q.49	SDS_P2: Ereignisverlauf über Drahtspannungen (Pos. H)	
ω . $\pm i$	opper 2. Energinsveriadi doci pranospannungen (1 05. 11)	T10

Tabellenverzeichnis

4.1	Laserschutzklassen nach DIN EN 60825-1
4.2	Alte PIN-Belegung des Interlocks
4.3	Messung Strahlführung
4.4	Elektronenkonfiguration von Silber
4.6	Messergebnisse der Divergenzmessung
4.7	Filterkombinationen und Verstärungsfaktoren
4.9	Filter- und Energiemessung
5.1	Gefahrenabschätzung: Wichtige Eigenschaften auf einen Blick 69
5.3	Durchschnitts-ADC-Werte und LabVIEW-Energien einzelner Messungen 73
5.5	Phase 1,3 – Luftspulenkonfiguration 51
5.6	Phase 2 – Luftspulenkonfiguration 1 bis 9
5.7	Phase 2 – Abgedeckte Mantelfläche der 9 Feldlinienkonfigurationen 90
5.8	Phase 2 – Messergebnisse zur UV-Lichtverteilung
5.9	Phase 3 – Messergebnisse Nord-Süd , 0 V Drahtspannung 97
	Phase 3 – Messergebnisse Nord-Süd , $-50 \mathrm{V}$ Drahtspannung 97
5.11	Phase 3 – Messergebnisse Ost-West, 0 V Drahtspannung 100
	Phase 3 – Messergebnisse Ost-West, –50 V Drahtspannung 100
5.13	Phase 3 – Messergebnisse doppeltes C-Profil, Pos. H, variierende Draht-
	spannung
	Phase 3 – Messergebnisse Tankwand , Pos. T , variierende Drahtspannung 103
	Phase 3 – Elektrische Abschirmfaktoren bei variierenden Drahtspannungen $$ 107
5.16	Phase 4-6 – Luftspulenkonfiguration für symmetrische Felder 109
	Phase 4 – Messergebnisse zu positiven Drahtspannungen
5.18	Phase 4 – Messergebnisse mit und ohne UV-Licht zur Bestimmung elektrischer
	und magnetischer Abschirmfaktoren
	Phase 4 – Elektrische und magnetische Abschirmfaktoren im Überblick 117
	Phase 5 – Messergebnisse zum Dipolfeld (West hälfte variiert)
	Phase 5 – Messergebnisse zum Dipolfeld (\mathbf{Ost} hälfte variiert) 122
	Phase 6 – Messergebnisse zur Hochspannungsabhängigkeit
5.23	Messergebnisse zum fließenden Tankpotential

Literaturanhang

146 6. Literaturanhang

LE Datenblatt zum Solid-State-Relais





Montage-, Anschluss- und Betriebsanleitung Solid State Relais ASR-01-Serie

Die Halbleiterrelais der ASR01-Serie beinhalten ausgereifte Technologien

- Die DA-Modelltypen arbeiten mit galv. Trennung mittels Optokoppler und besitzen als Schaltelement einen TRIAC, welcher im Nulldurchgang schaltet.
 Die DD-Modelltypen arbeiten mit galv. Trennung mittels induktiver Übertragerkopplung und besitzen
- als Schaltelement einen MOSFET.

Die Vorzüge der SSR-Technologie sind:

Kontaktlos, funkenlos, prellfrei und dadurch langlebig. Kompakte Abmessungen, hohe Strombelastbarkeit

und montagefreundliche Handhabung.
Die Gehäusekonstruktion besteht aus flammwidrigen Epoxy-/Kunststoffkonstruktionen, widerstandsfähig gegen hohe mech. Belastung und Vibrationen.

Die Relais der ASR01-Serie sind industrietaulich auch für rauhe Umgebungsbedingungen und bei hohen Schaltfrequenzen.

Modelitypen:

CE

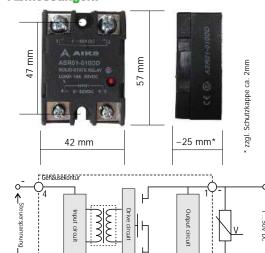


Art.-Nr. SSR-150 ASR01-015DD Art.-Nr. SSR-152 ASR01-030DD

Zur Schaltung von Wechselstromlasten

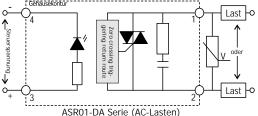
Zur Schaltung von Gleichstromlasten

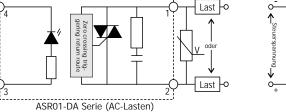
Abmessungen:



ASR01-DD Serie (DC-Lasten)







Hinweise für den Betrieb:

Die SSR-Relais in DC-Ausführung sind nur zur Schaltung von Gleichstromlasten zu verwenden. Ebenso sind an AC-Ausführungen nur Wechselstromverbraucher anzuschließen. Die Last muss zur Schaltung durch SSR-Relais geeignet sein.

Durch die Integration einer RC-Schutzschaltung in unseren Thyristorrelais, kann auch im OFF-Zustand ein sehr geringer Strom im einstelligen

mA-Bereich fließen. Für den Anschluss von Heizungen, Motoren oder ähnl. Lasten hat dies keine Bedeutung. Bei Schaltung von Kleinstströmen (beispielsweise von 230V-Glimmlampe), kann jedoch ein zusätzlich parallel geschalteter Widerstand zur Erzielung einer Mindestlast, notwendig

Die zu schaltenden Spannungen müssen sich kontinuierlich im angegebenen Spannungsbereich (angegebene Ausgangsspannung) befinden. Überstrom bei Kurzschlüssen oder Überlast sind die häufigste Ursache für Ausfälle bei Relais. Wir empfehlen Ihnen den Einsatz eines für die Schaltung Ihrer Last geeigneten Varistors (parallel zum Ausgang an Klemme 1 und 2 verdrahtet) zur Absicherung gegen Überspannung aus dem Netz oder der Last

Varistoren sind unabhängig der Art der zu schaltenden Last anwendbar und haben keinen Einfluss auf die Funktion der angeschlossenen Last.

Bitte beachten Sie, dass defekte Halbleiterbausteine von Garantieleistungen ausgeschlossen sind!

Die max. Wärmeerzeugung des Relais liegt bei ca. 1,5 Watt / Ampere geschalteter Last. Die angegebenen Temperaturen dürfen dabei nicht überschritten werden. Wir empfehlen Ihnen unsere passenden Kühlkörper Art.-Nr. KK-100 / KK-105, sowie für kleinere Lasten unseren Hutschienenadapter Art.-Nr. HSA-1, passend für alle SSR-Relais dieser Serie.

Empfohlene Varistoren:

Für Modelltypen ASR01-210 ...240DA: Varistor 275 V-Typ (Varistorspannung / 1mA) Art.-Nr. EB-25 Für Modelltypen ASR01-015 ...230DD; Varistor 60 V-Typ (Varistorspannung / 1mA) Art.-Nr. EB-26

Empfohlene Kühlkörper:

Für alle hier aufgeführten Modelltypen passend: Art.-Nr. KK-100, sowie Art.-Nr. KK-105

Empfohlener Hutschienenadapter:

Für alle hier aufgeführten Modelltypen passend: Art.-Nr. HSA-1 (nur für Lasten bis ca. 3A zu verwenden)

Last | O

Abbildung LE.1: Datenblatt zum SSR-Relais ASR01-015DD [Poh13] (S. 1/2)

Berechnung der schaltbaren Nennlast:

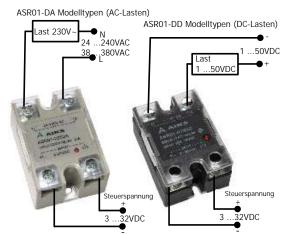
Versch. Lasten produzieren beim Einschalten hohe Einschalt-Stromspitzen. Um eine Überlastung von SSR-Relais zu vermeiden, finden Sie nachstehend einige beispielhafte Angaben zur Auslegung. Diese sind unverbindliche Richtwerte und können ggf. auch stark abweichen.

Beispiel: Wertangabe 0,8 bedeutet:

Der im Datenblatt je nach Modelltyp angegebene max. Laststromwert (beispielhaft 40A), darf im Fall einer Glühbirne 40A x0,8 = 32 A betragen.

Lasttyp	Faktor
Rein ohmsche Last ohne erhöhten Einschaltstrom	1
Glühbirne	0,8
Wechselstrom Elektromagnet	0,5
Transformator	0,35
1-Phasen Motor	0,12/0,24
3-Phasen-Motor	0,18/0,33

Anschlussschema:



Technische Daten:

Modelltyp:	210 DA	210AA	225DA	225AA	240DA	240AA	340DA	015DD	030DD
Max. Laststrom	10)A=	25	A=		40A=		15A=	30A=
Last-Spannungsbereich			2	4 - 240VAC			38 - 380VAC	15	OVDC
Last-Frequenzbereich				4753	Hz			entfäll	t
Spannungsabfall am Ausgang				< 1,5 V	AC			< 1,5	V AC
Ein-/ Ausschalten bei Nulldurchgang	Ja entfällt					t			
Steuerstrom	4,520 mA 43.				432	mA			
Steuerspannung	3-32 VDC	90-280VAC	3-32 VDC	90-280VAC	3-32 VDC	90-280VAC		3-32 VDC	
Garantierter Abschaltpunkt						1 V DC			
Zulässige Umgebungstemperatur					-25	°C+50	°C		
Zulässige max. Bauteiltemperatur	-25°C+50°C								
Spannungsfestigkeit zwischen Eingang und Ausgang	2500 V AC 1 Minute								
Ein- und Ausschaltzeit	30ms								

Sicherheitshinweise:



Bauen Sie das Relais in ein dafür zugelassenes Gehäuse ein! Die Einbausituation muss den Anforderungen der Schutzart Ip20 oder größer entsprechen. Schutzart Ip20 besteht für das Relais nur mit zugehöriger Schutzkappe! Achten Sie beim Einbau auf eine ausreichende Wärmeabfuhr über die metallische Kontaktfläche.



Zur Integration von SSR-Relais in steuertechnische Prozesse kann eine individuelle Gefahrenanalyse notwendig sein. Beachten Sie in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass bei Ausfall von Halbleiterrelais (sog. Durchlegieren) in der Regel die Last kontinuierlich durchgeschaltet bleibt. Besteht die Möglichkeit, dass bei Ausfall des SSR-Relais eine Gefahr entsteht, sind zusätzliche Maßnahmen erforderlich (z. B. Sicherheitsabschaltung)



Benützen Sie das Relais nicht in explosionsgefährdeter Atmosphäre oder in der Nähe brennbarer Flüssigkeiten oder Gase.



Bedenken Sie daß ein unqualifizierter Umgang mit Strom Schmerzen, bleibende gesundheitliche Schäden oder Ihren Tod zur Folge haben kann. Zu den Folgen des Todes informieren Sie sich in ihrer Bibel



Diese Bedienungsanleitung setzt eine Qualifikation im Umgang mit el. Betriebsmitteln voraus. Wenden Sie sich an Ihren örtlichen Elektroinstallateur, falls sie keine fachliche Qualifikation besitzen!



Bitte beachten Sie bei einer Außerbetriebnahme, dass SSR-Relais entsprechend der Elektronikschrottverordnung dem Recycling zugeführt werden. Bitte erkundigen Sie sich nach der am Betriebsstandort zum Zeitpunkt der Außerbetriebsetzung gültigen abfalltechnischen Behandlung bei Ihrer zuständigen kommunalen Behörde

Vertrieb / Kundendienst Deutschland:

Pohltechnik.com GbR Im Heimatwinkel 21 D-73434 Aalen

ert.pohl@pohltechnic.com 0049 7361 460460-0 Tel. 0049 7361 460460-2 Fax

Trotz sorgfältiger Erstellung dieser Anleitung können Fehler in der Dokumentation, insbesondere durch techn. Änderungen nicht ausgeschlossen werden. Wir freuen uns über Verbesserungsvorschläge und Anregungen, welche die Verständlichkeit unserer Produkte erhöhen und sind dankbar für Ihre Nachricht per Mail.

Sämtliche Rechte, bleiben dem Verfasser Pohltechnik vorbehalten. Das Kopieren und Verbreiten dieses Dokuments, zum gewerblichen Gebrauch, insbesondere das Bereitstellen im Internet außerhalb unseres Verantwortungsbereiches, erfordert eine schriftliche Genehmigung des Verfassers. Die Entfernung dieses Hinweises, sowie eine Veränderung des Dokuments mit dem Ziel einer weiteren Verbreitung der darin enthaltenen Informationen ist nicht gestattet. Der Verfasser behält sich die kostenpflichtige Abmahnung u. ggf. Schadenersatzforderungen bei Verstößen vor. Evtl. darüber hinaus gehende Rechte an beigefügten Unterlagen werden durch diesen Hinweis nicht berührt

www.Pohltechnic.com

Preiswert Industriequalität Techn. Service Tel. Beratung z. Normaltarif Einbau- u. Fertiggeräte

6. Literaturanhang

LF Datenblatt zur UV-Diode



Si photodiodes

S1337 series

For UV to IR, precision photometry

Features

∃ High UV sensitivity: QE 75% (λ=200 nm)

■ Low capacitance

Applications

Analytical equipment

Optical measurement equipment

⇒ Structure / Absolute maximum ratings

				Effective	Absolute maximum ratings				
Type No.	Window material	Package	Photosensitive area size	photosensitive	Reverse voltage Vr max	Operating temperature Topr	Storage temperature Tstg		
		(mm)	(mm)	(mm ²)	(V)	(°C)	(°C)		
S1337-16BQ	Quartz	2.7 × 15	1.1 × 5.9	г о					
S1337-16BR	Resin potting	2.7 × 15	1.1 × 5.9	5.9					
S1337-33BQ	Quartz	6 × 7.6	× 7.6 2.4 × 2.4						
S1337-33BR	Resin potting	0 × 7.0	2.4 × 2.4	5.7		20 to . (0	20 + 00		
S1337-66BQ	Quartz	8.9 × 10.1	5.8 × 5.8 33		5	-20 to +60	-20 to +80		
S1337-66BR	Resin potting	0.9 × 10.1	3.0 × 3.0	33					
S1337-1010BQ	Quartz	15 × 16.5	10 × 10	100					
S1337-1010BR	Resin potting	15 × 16.5	10 × 10	100					
S1337-21	Unsealed	25.5 × 25.5	18 × 18	324		0 to +60	0 to +80		

Note: Exceeding the absolute maximum ratings even momentarily may cause a drop in product quality. Always be sure to use the product within the absolute maximum ratings.

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

Typo No	1 .	wavelength		Pho	toser S (A/V	nsitivity V)	,	1	circuit rent sc 0 <i>lx</i>	Dark	Temp. coefficient of	VR=0 V	Terminal capacitance Ct VR=0 V	resist Rs	sh	Noise equivalent power				
Type No.	λ	λр	3 n	200	nm	He-Ne laser	GaAs LED	Min.	Тур.	Max.	TCID	TCID $RL=1 \text{ k}\Omega$	f=10 kHz	VR=10 mV		NEP				
	(nm)	(nm)	λр	Min.	Тур.	633 nm	930 nm	(µA)	(µA)	(pA)	(times/°C)	(µs)	(pF)	Min. (GΩ)	Typ.	(W/Hz ^{1/2})				
S1337-16BQ	190 to 1100	. ,	0.5	0.10	0.12	0.33	0.5	4.0	5.3	4 /	(times/ c)	- G-7			, ,	1.0×10^{-14}				
S1337-16BR	340 to 1100	1	0.62	-	-	0.4	0.6	4.4	6.2	50		0.2	65	0.2	0.6	8.4 × 10 ⁻¹⁵				
S1337-33BQ	190 to 1100	1	0.5	0.10	0.12	0.33	0.5	4.0	5.0	20	1	0.0		0.2	1	8.1 × 10 ⁻¹⁵				
S1337-33BR	340 to 1100		0.62	-	-	0.4	0.6	4.4	6.2	30		0.2	65	0.3	'	6.5 × 10 ⁻¹⁵				
S1337-66BQ	190 to 1100	960	0.5	0.10	0.12	0.33	0.5	20	27	100	1.15	1	380	0.1	0.4	1.3×10^{-14}				
S1337-66BR	340 to 1100		0.62	-	-	0.4	0.6	22	33	100		'	360	0.1	0.4	1.0×10^{-14}				
S1337-1010BQ	190 to 1100		0.5	0.10	0.12	0.33	0.5	65	78	200		3	1100	0.05	0.2	1.8×10^{-14}				
S1337-1010BR	340 to 1100		0.62	-	-	0.4	0.6	70	95	200			0	200	200	_ 3	1100	0.05	0.2	1.5×10^{-14}
S1337-21	190 to 1100		0.52	0.10	0.13	0.34	0.51	200	250	500		8	4000	0.02	0.1	2.5×10^{-14}				

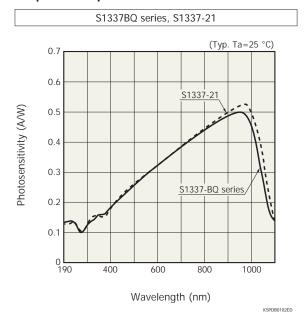
www.hamamatsu.com

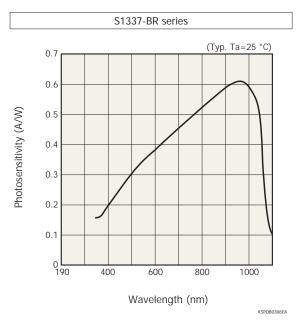
1

Abbildung LF.3: Datenblatt zur UV-Diode S1337-66BQ von Hamamatsu [Ham12] (S. 1/2)

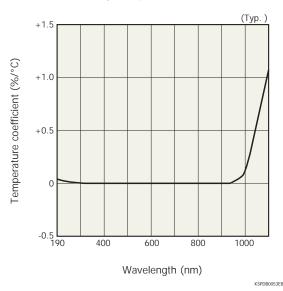
Si photodiodes S1337 series

► Spectral response

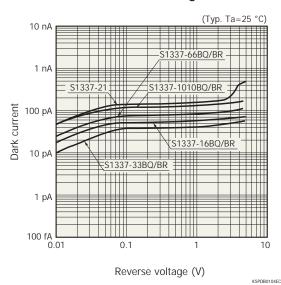




▶ Photosensitivity temperature characteristics



► Dark current vs. reverse voltage



HAMAMATSU PHOTON IS OUR BUSINESS

2

6. Literaturanhang

LG Reflexiongrad des Spiegels

Thorlabs' UV Enhanced Aluminum Mirror Reflectivity Data

Updated May 17, 2012

opaateaa, 27, 202	- <u>-</u>		
F01 8° AOI Reflec	ctivity	F01 45° AOI Refle	ectivity
Wavelength (nm)	% Reflectivity	Wavelength (nm)	% Reflectivity
300	92,37283	300	91,040092
290	91,80715	290	90,716081
280	90,97026	280	90,293913
270	89,6878	270	89,629378
260	87,83799	260	88,659583
250	85,20445	250	87,246086
240	81,48487	240	87,03708
230	76,70044	230	86,12507
220	71,78278	220	84,38449

Abbildung LG.5: Reflexionsgrade bei verschiedenen Wellenlängen [Tho
12] (S. 1/1)

CHAPTERS Round, Protected, and UV Enhanced Aluminum Mirrors **Optical Elements** PF20-03-G01 **Specifications Polarization Optic** Substrate Material: Fused Silica ■ Diameter Tolerance: +0/-0.1 mm **Optical Isolators** Clear Aperture: >90% of Diameter Thickness Tolerance: ±0.2 mm Front Surface Flatness: λ/10 at 633 nm Parallelism: <3 arcmin **Optical Systems** Front Surface Quality: 40-20 Scratch-Dig Chamfers: 0.50 mm x 45° (Both Sides) Back Surface: Fine Ground Coating **Optics Kits** UV Enhanced Aluminum Damage Thresholds • UV Enhanced Aluminum: 0.3 J/cm² $R_{avg} > 90\% (250 - 450 \text{ nm})$ **▼** SECTIONS (355 nm, 10 ns Pulse, 10 Hz, Ø0.38 mm) • Protected Aluminum $R_{avg} > 90\% (450 \text{ nm} - 2 \mu\text{m})$ PF05-03-G01 Protected Aluminum: 0.3 J/cm² PF10-03-G01 (1064 nm, 10 ns Pulse, 10 Hz, Ø1.000 mm) $R_{avg} > 95\% (2 \mu m - 20 \mu m)$ **Achromatic Lenses** Sizes: Ø1/2", Ø1", and Ø2" **Aspheric Lenses** Protected Aluminum (G01) A0I = 0° UV Enhanced Aluminum (F01) $AOI = 0^{\circ}$ Cylindrical Lenses 100 Mirrors % Reflectance **Spectral Filters** 80 **ND** Filters **Beamsplitters** 600 1000 1200 1400 1600 1800 2000 Wavelength (nm) Wavelength (nm) Gratings UV Enhanced Aluminum (F01) $A01 = 45^{\circ}$ Protected Aluminum (G01) $A01 = 45^{\circ}$ Windows P Polarization Diffusers Unpolarized 1200 1400 1600 1800 2000 300 400 600 700 800 900 400 600 800 1000 Wavelength (nm) Wavelength (nm) More Data Available Online Round, UV-Enhanced Aluminum Mirrors **UV-Enhanced Aluminum** RMB DIAMETER THICKNESS Aluminum-coated mirrors are cost-22.03 € 26,62 ¥ 243.88 35.21 € 42,54 ¥ 389.73 PF05-03-F01 12.7 mm (1/2") 6 mm ¥ 389.73 PF10-03-F01 48.90 25.4 mm (1") effective and offered in a variety of sizes. 6 mm PF20-03-F01 68.26 € 82.48 ¥ 50.8 mm (2") 12 mm A protective overcoat is layered over the aluminum to make it oxidation resistant. Packs of 10, Round, UV-Enhanced Aluminum Mirrors Our UV-Enhanced coating is made by RMB DESCRIPTION using an overcoat of MgF2 that increases PF10-03-F01-10 \$ 432.10 £ 311.11 € 375,93 ¥3,443.84 Ø25.4 mm Enhanced Aluminum Mirror, 10 Pack the average reflectance to over 90% from 250 to 450 nm. **Round, Protected Aluminum Mirrors** Protected Aluminum ITEM # RMB DIAMETER THICKNESS For an inexpensive solution and general PF05-03-G01 12.7 mm (1/2") 6 mm broadband use, a protected aluminum-PF10-03-G01 48.90 £ 35.21 € 42,54 25.4 mm (1") ¥ 389.73 6 mm coated mirror is the best option. A 95.90 £ 69.05 € 83,43 50.8 mm (2") 12.0 mm protective layer of SiO, which has a Packs of 10, Round, Protected Aluminum Mirrors minimal effect on the reflectance of the € RMB mirror, is applied to the delicate aluminum \$ £ DESCRIPTION PF05-03-G01-10 \$ 285.40 £ 205.49 € 248,30 ¥2,274.64 Ø12.7 mm Protected Aluminum Mirror, 10 Pack coating to make it suitable for laboratory and industrial use PF10-03-G01-10 \$ 432.10 | £ 311.11 | € 375,93 | ¥3,443.84 | Ø25.4 mm Protected Aluminum Mirror, 10 Pack THORLABS www.thorlabs.com

Abbildung LG.6: "Round, Protected, and UV Enhanced Aluminum Mirrors", Seite 774 aus dem Katalog V21 von Thorlabs [Tho11] (S. 1/1)

152 6. Literaturanhang

LH Bedienungsanleitung zum Spiegelmotor

Chapter 5 Specifications

5.1 Specifications

Specification	Z806	Z812/Z812B	Z825B				
Travel Range	6 mm	12 mm	25 mm				
Gear Reduction		67:1					
Lead Screw Pitch		1.0 mm					
Feedback		nounted rotary e					
	512 co	ounts/rev of the	motor				
	34,304	counts/rev of lea	adscrew				
Limit Switches	Е	lectromechanic	al				
Motor Type	12 V DC Servo						
Backlash		<8 µm					
Axial Load Capacity	9.0 kg						
Speed Range	50 µr	m/sec to 2.6 mn	n/sec				
Calculated Resolution*		29 nm					
Phase to Phase Resistance		33.0 Ω					
Phase to Phase Inductance		0.6 mH					
Operating Temperature	41° to	104° F (5° to 4	l0° C)				
Cable Length		1.6 ft (0.5 m)					
Connector	HDDB15						
Compatible Controller TDC001 T-Cube DC Servo Controller							
*Calculated Resolution. Actual resolution will depend on the applied load							

^{*} At 2.6 mm/sec, velocity ripple and distortion of the acceleration/deceleration profile may occur. For improved control, the max velocity should be limited to 2.3 mm/sec.

5.2 How to Calculate the Linear Displacement per Encoder Count

For the Z806, there are 512 encoder counts per revolution of the motor. The output shaft of the motor goes into a 67:1 planetary gear head. This requires the motor to rotate 67 times to rotate the 1.0 mm pitch lead screw one revolution. The end result is the lead screw advances by 1.0 mm.

To calculate the linear displacement of the actuator per encoder count: $512 \times 67 = 34,304$ encoder counts per revolution of the lead screw Linear displacement of the lead screw per encoder count is:

1.0 mm / 34,304 counts = 2.9 x 10-5 mm (29 nm)

HA0199T Rev 13 Oct 2013

10

LI Bedienungsanleitung zum Laserentfernungsmesser

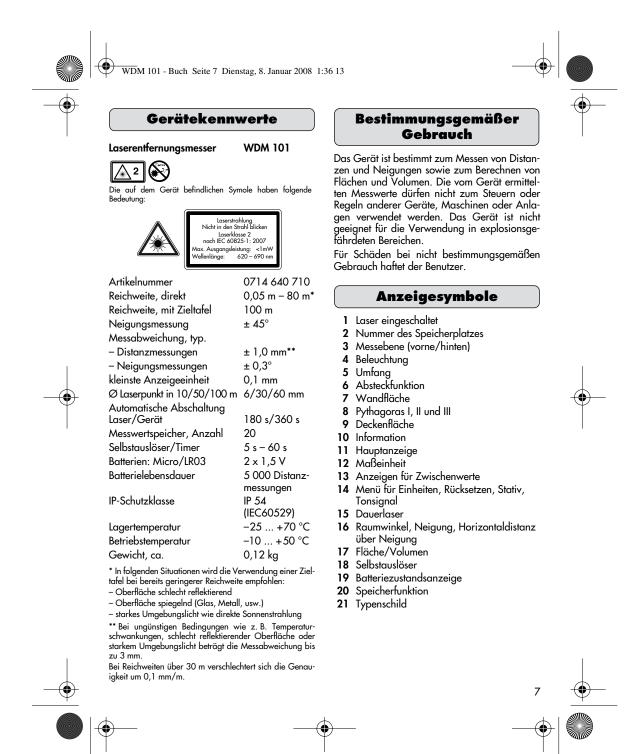
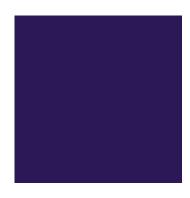


Abbildung LI.8: Bedienungsanleitung des WDM 101 von Wuerth [Wue08] (S. 1/1)

154 6. Literaturanhang

LJ Datenblatt zum UV-Laser



Deep UV Lasers 224 and 248 nm



Series 70 Laser with integrated controller

Innovative plug-and-play instrument solutions Rugged design for reliabilty Wide operating environment (-200 – 100 °C) Square pulse width from 10 – 200 μs

Wavelengths from 224 - 248 nm, > 200 mW

"Soft" pulse output reduces thermal damage

Narrow line width < 3 GHz (0.0005 nm, 0.5 pm, 0.1 cm $^{-1}$)

Instant on (< 10 μs from cold start)

90 VAC – 240 VAC input at < 10 W, no water cooling or toxic chemicals

USB or Ethernet interface with LabView

Built-in laser power monitor

Deep ultraviolet for less. The DUV family of lasers offer 224.3 nm and 248.6 nm for fraction of the cost of the competition. The laser is the size, weight and power consumption of a HeNe laser but with output in the deep UV. The self-contained, integrated, laser controller enables remote computer control for ease of operation and flexable data collection via LabView software. With an input power less than 10 W the need for water cooling and other thermal management issues is eliminated. The lasers reach full power in less than 20 microseconds from a cold start from any ambient temperature from -200 to 100 °C without preheating or temperature regulation. With output over 100mW and linewidths less than 3GHz or 0.0005nm these are great sources for a wide range of applications.

Ultra-easy ultraviolet. Make ultra-sensitive measurements of Raleigh, Raman, fluorescence or phosphorescence emissions generated by deep UV excitation. Our "instrument solutions" combine a deep UV laser source with an array of analyzer and detector plug-and-play modules. Detection choices include single and multi-channel PMT and photodiode detector modules that are gated in synchronism with the laser and offer flexible boxcar integration and averaging for enhanced signal-to-noise data collection. Analyzer options include UV Raman, laser induced native fluorescence, CE and HPLC modules. The combination of plug-and-play source, analyzer and detector modules enables you to rapidly develop breadboard and prototype instruments for a wide range of applications from research to product analysis to environmental monitoring with data sampling rates up to 20 Hz.

Flexible for the lab, made for the real world. An array of accessories such as emission line purity modules and fiberoptic couplers enable you to mate our components with a wide range of devices from third-party suppliers. Communication with the laser and all plug-and-play modules is accomplished via USB or Ethernet using LabView drivers. Our "instrument solutions" provide a seamless fit for many applications such as laser induced native fluorescence or UV resonance Raman analyzers, photoluminescence, capillary electrophoresis, high performance liquid chromatography, phosphorescence and many other types of instruments. Rugged design, reliable performance and low cost make them ideal for the field researcher and the OEM.

Abbildung LJ.9: Datenblatt zum UV-Laser HeAg 70-224SL von Photon Systems [Pho
07] (S. 1/2)

HeAg lasers @ 224.3 nm

Model	HeAg 70-224SL	HeAg 30-224SL	
Peak power (quasi-cw)	> 50 mW	> 10 mW	
System dimensions	10 x 10 x 70 cm	5 x 13 x 30 cm	
System weight	3.6 kg	1.4 kg	
Pulse frequency	1 – 20 Hz	1 – 5 Hz	
Longitudinal mode spacing	257 MHz	642 MHz	
Pulse width	20 μs to 120 μs, adjustable		
Pulse synchronism	internal or external		
Beam diameter	3 mm		
Beam divergence	< 4 mrad		
Oscillation bandwidth	< 3 GHz, < 0.10 cm ⁻¹		
Power consumption	< 10 W		
Line requirements	90 – 250 VAC, 47 – 63 Hz, 100 mA or 24 VDC @ 400 mA		



Series 30 Laser with integrated controller (cover removed)

NeCu lasers @ 248.6 nm

Model	NeCu 70-248SL	NeCu 30-248SL	
Peak power (quasi-cw)	> 250 mW	> 50 mW	
System dimensions	10 x 10 x 70 cm	5 x 13 x 30 cm	
System weight	3.6 kg	1.4 kg	
Pulse frequency	1 – 20 Hz	1 – 5 Hz	
Longitudinal mode spacing	257 MHz	642 MHz	
Pulse width	20 μs to 80 μs, adjustable		
Pulse synchronism	internal or external		
Beam diameter	3 mm		
Beam divergence	< 4 mrad		
Oscillation bandwidth	< 3 GHz, < 0.10 cm ⁻¹		
Power consumption	< 10 W		
Line requirements	90 – 128 VAC, 47 – 63 Hz, 100 mA or 24 VDC @ 400 mA		





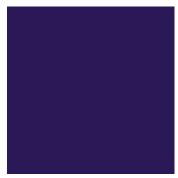


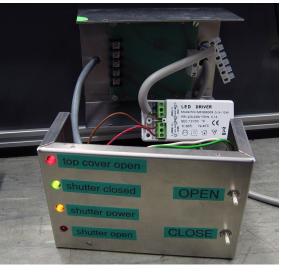
Abbildung LJ.10: Datenblatt zum UV-Laser HeAg 70-224SL von Photon Systems [Pho
07] (S. 2/2)

Anhang

K Interlock-System – Der Trafotausch

Schon bei der ersten Inbetriebname des Interlocks kam es zu Problemen in der Spannungsversorgung und nach wenigen Testmessungen mit dem Laser fiel das Interlock komplett aus. Die Zeit für die Reparatur war extrem eng bemessen, da die Messungen am Hauptspektrometer bald beginnen sollten. Die Fehlerursache war ein defekter 12V-Transformator, ein sogenannter Printtrafo (siehe Abbildung K.11a), der das Interlocksystem, also die Steuerungsplatine und die zugehörigen LEDs mit Strom versorgt. Der verwandte Trafo war sehr alt und





(a) Defekter Printtrafo

(b) Neuer LED-Treiber

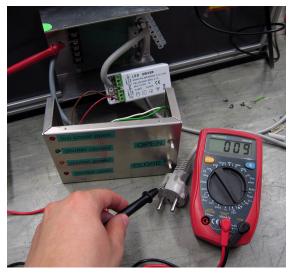
Abbildung K.11: (a) Der defekte Printtrafo auf der linken Seite im ausgebauten Zustand (b) Der neue LED-Treiber im eingebauten Zustand ersetzt den alten 12V-Transformator.

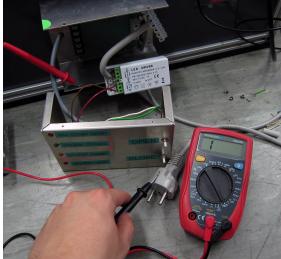
hätte wohl kaum in kurzer Zeit wiederbeschafft werden können. Ein günstiger Halogentrafo hätte die 12V zwar sehr leicht erzeugen können, aber die LEDs vermutlich in kürzester Zeit zerstört, weshalb auf einen sogenannten LED-Treiber als Ersatz zurückgegriffen wurde. LEDs reagieren nämlich sehr empfindlich auf Stromspitzen. Ein LED-Treiber zählt zu den sogenannten Konstantstromquellen, die über einen großen Spannungsbereich einen konstanten Ausgangsstrom garantieren. Auf diese Weise werden Spannungsspitzen auf der Primärseite durch Filterschaltkreise nicht in Form von Stromspitzen auf die Sekundärseite übertragen, was dazu führt, dass die auf der Sekundärseite befindlichen LEDs niemals zu viel Strom abbekommen und die Lebensdauer derselben beträchtlich erhöht wird.

K.1 Überprüfung und Herstellung einer Erdung

Beim Austausch des Transformators wurde von mir routinemäßig die Erdung des Metallgehäuses überprüft. Erschreckenderweise war keine vorhanden. Dieses Ergebnis zeigt die

folgende Abbildung K.12:





(a) Schutzleiterverbindung vorhanden

(b) Metallgehäuse ungeerdet

Abbildung K.12: (a) Die vorgesehene Leiterbahn ist mit dem Schutzleiter verbunden.

(b) Das Metallgehäuse ist nicht mit dem PE-Leiter verbunden und damit nicht geerdet.

Auf beiden Bildern ist das Multimeter so eingestellt, dass eine Durchgangsprüfung erfolgt; es wird also getestet, ob es sich bei der Messung um einen geschlossenen Stromkreis handelt (der Widerstand ausreichend klein ist). Die schwarze Messspitze ist dabei stets mit der Erdung des Stromanschlusskabels verbunden, dem sogenannten Schutz- oder PE-leiter ("protective earth"). Die rote Messspitze ist auf dem ersten Bild (Abbildung K.12a) mit der Platine verbunden und zwar mit der Leiterbahn, die schon ursprünglich für eine korrekte Erdung vorgesehen war. Diese Leiterbahn war noch nicht mit dem PE-Leiter verbunden, was bereits auf dem Bild korrigiert wurde. Die Durchgangsprüfung zeigt, dass die Erdung (nach meinem Eingriff) hier nun intakt ist. Das zweite Bild (Abbildung K.12b) zeigt aber, dass das allein noch immer nicht ausreicht, denn das eigentliche Metallgehäuse ist mit dieser Leiterbahn nicht kontaktiert, d.h. es existiert noch immer keine Erdung des Metallgehäuses. Das Multimeter spiegelt diesen Sachverhalt durch Anzeige einer 1 wider, was bedeutet, dass kein geschlossener Stromkreis existiert bzw. der Widerstand extrem groß ist. Dieser Umstand wurde ebenfalls korrigiert (auf den Bildern nicht zu sehen) und das Metallgehäuse verfügt nun über eine vorschriftsmäßige Erdung.

K.1.1 Lebensnotwendigkeit einer korrekt ausgeführten Erdung

Eine derartige Erdung ist lebensnotwendig! Die Verbindung mit dem Schutzleiter sorgt dafür, dass bei einem Fehlerstrom, wenn bspw. die Phase (also 230V Wechselspannung) in Kontakt mit dem Metallgehäuse kommt, dieses Gehäuse nicht unter Spannung steht. Ist keine Erdung vorhanden, könnte eine Person, die beim Auftreten eines solchen Fehlerstromes in Kontakt mit dem Gehäuse kommt, lebensgefährliche Verletzungen davon tragen. Ist das Gehäuse jedoch mit dem Schutzleiter niederohmig verbunden (wie hier jetzt der Fall), kommt es zu einem Kurzschluss, der Leitungsschutzschalter ("Sicherung") im Sicherungskasten löst aus und trennt die elektrische Verbindung. Der Stromkreis ist stromlos, ein Kontakt mit dem Gehäuse ungefährlich.

L Fotos zur Divergenzmessung

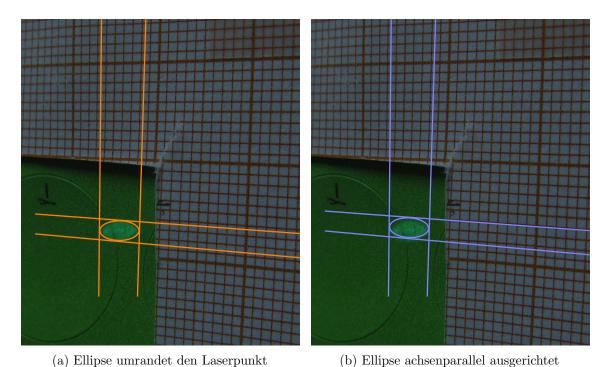


Abbildung L.13: Foto 917

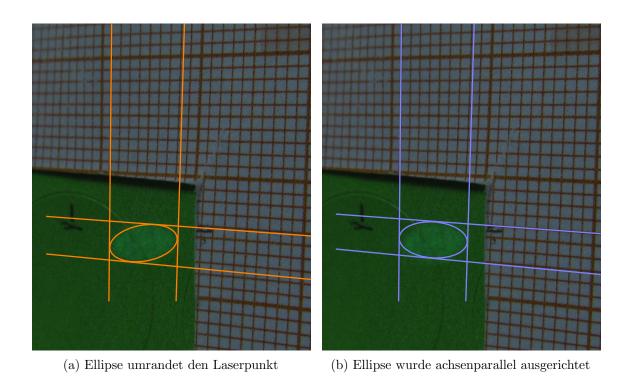


Abbildung L.14: Foto 915

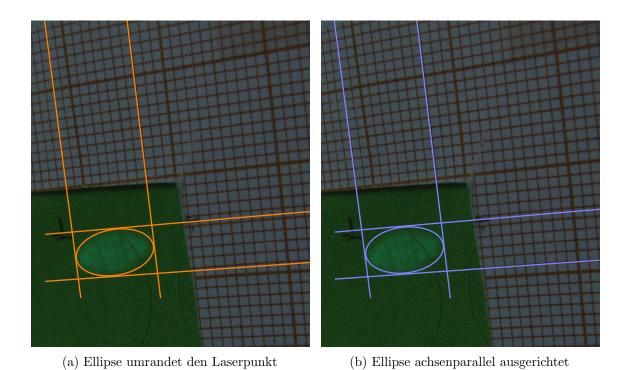


Abbildung L.15: Foto 918

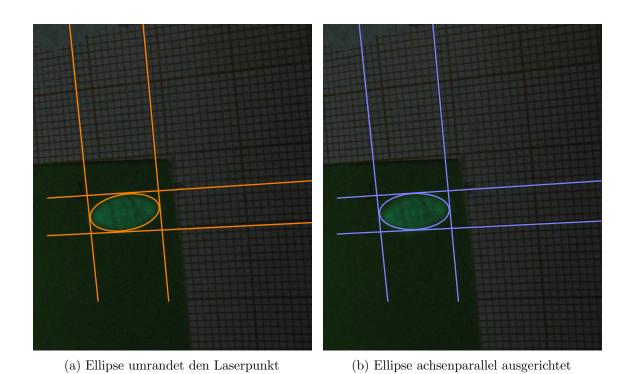


Abbildung L.16: Foto 920

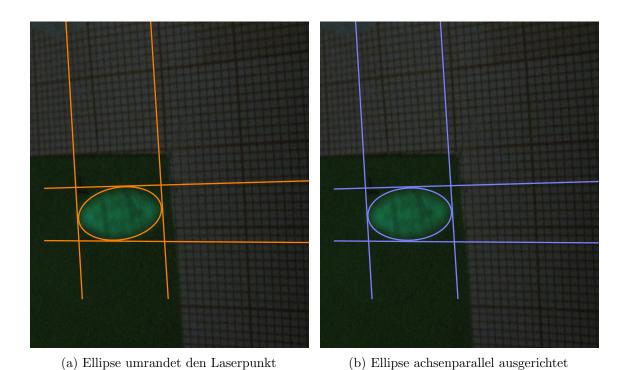


Abbildung L.17: Foto 921

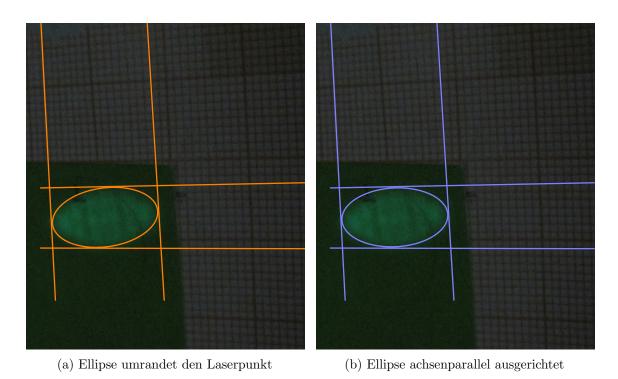


Abbildung L.18: Foto 922

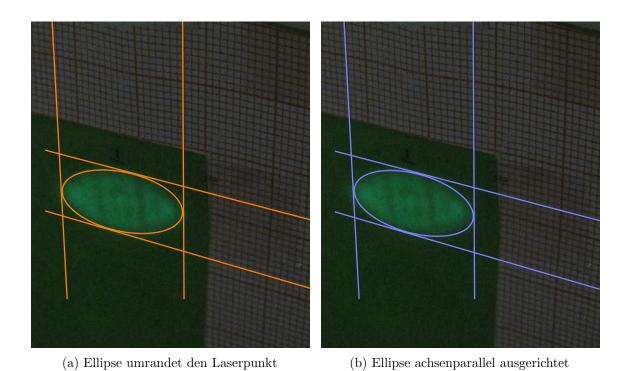


Abbildung L.19: Foto 925

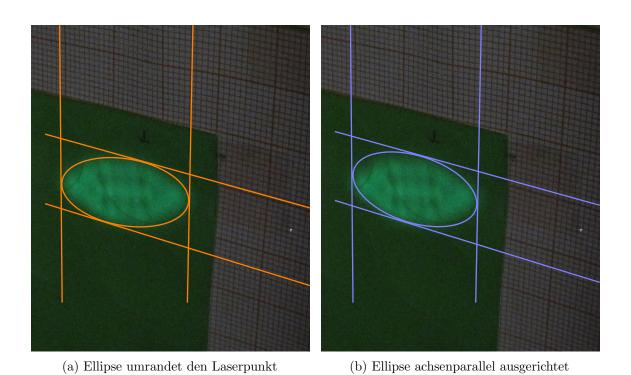


Abbildung L.20: Foto 926

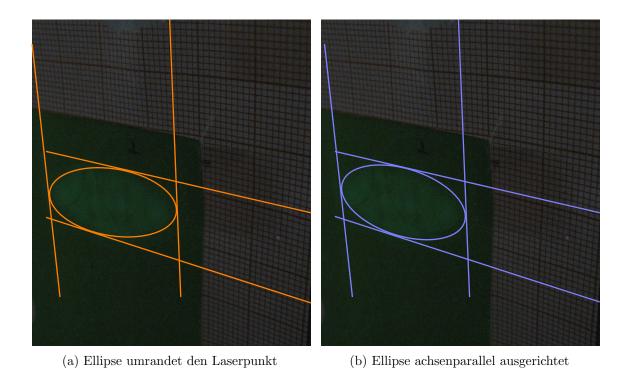


Abbildung L.21: Foto 927

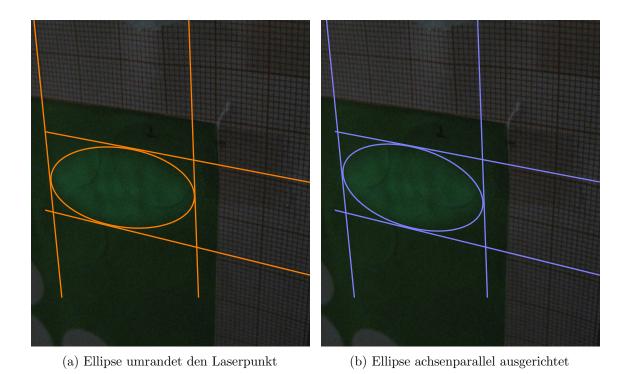


Abbildung L.22: Foto 929

M Fotos zur Filter- und Energiemessung

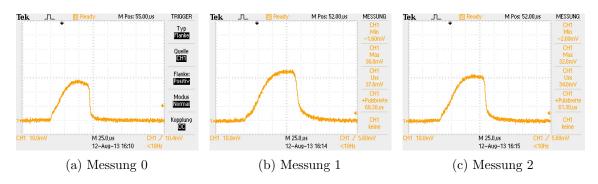


Abbildung M.23: Oszilloskopanzeige Messung $0,\,1$ und 2

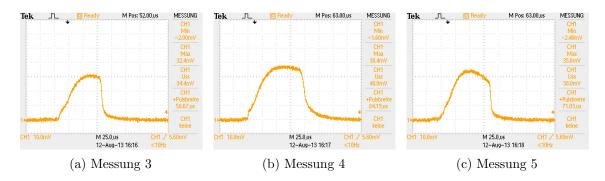


Abbildung M.24: Oszilloskopanzeige Messung 3, 4 und 5

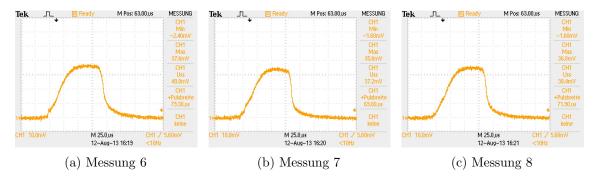


Abbildung M.25: Oszilloskopanzeige Messung 6, 7 und 8

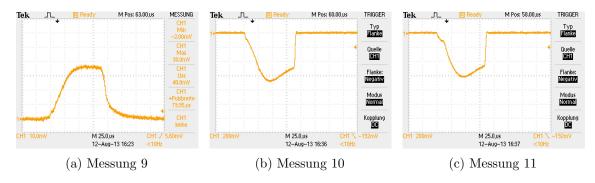


Abbildung M.26: Oszilloskopanzeige Messung 9, 10 und 11

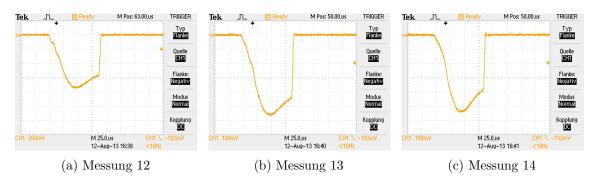


Abbildung M.27: Oszilloskopanzeige Messung 12, 13 und 14

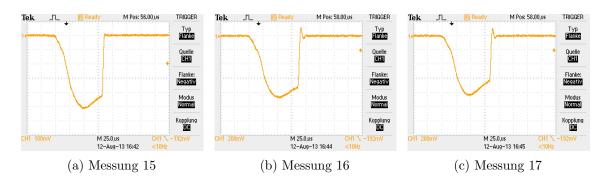


Abbildung M.28: Oszilloskopanzeige Messung 15, 16 und 17

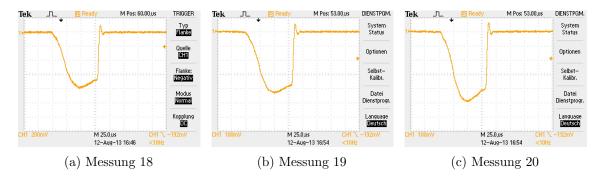


Abbildung M.29: Oszilloskopanzeige Messung 18, 19 und 20

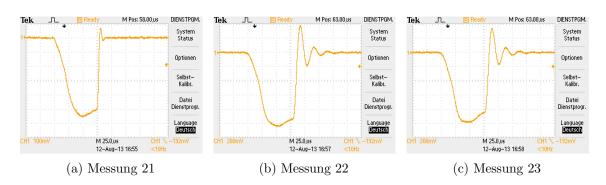


Abbildung M.30: Oszilloskopanzeige Messung 21, 22 und 23

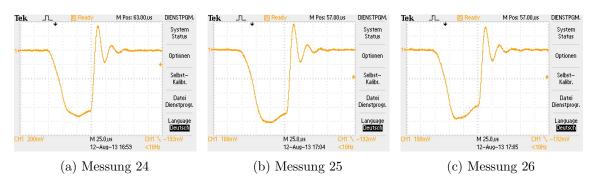


Abbildung M.31: Oszilloskopanzeige Messung 24, 25 und 26

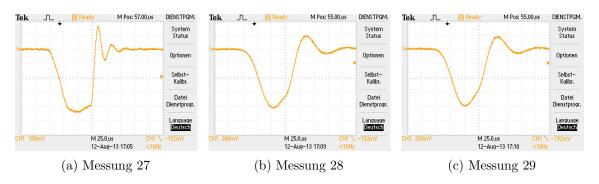


Abbildung M.32: Oszilloskopanzeige Messung 27, 28 und 29

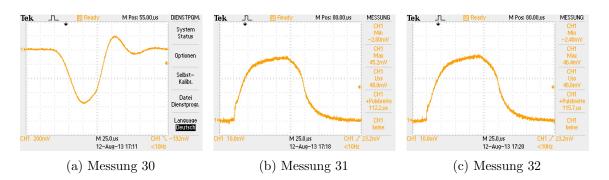


Abbildung M.33: Oszilloskopanzeige Messung 30, 31 und 32

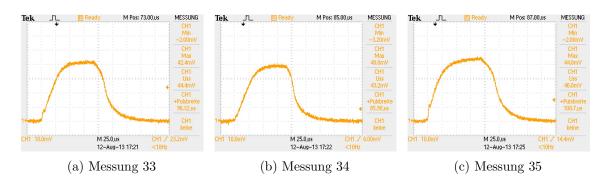


Abbildung M.34: Oszilloskopanzeige Messung 33, 34 und 35

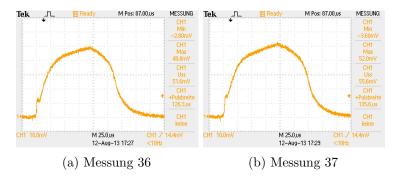


Abbildung M.35: Oszilloskopanzeige Messung 36 und 37

N Werteliste und Formeln zu N_{ADC} und E_{LP}

Die folgende Werteliste dient dazu, die Berechnungen in den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.4 nachvollziehen zu können. Die darauf folgenden Formeln ermöglichen dank ihrer höheren Genauigkeit die Überprüfung aller Rechnungen, die auf diesen Gleichungen basieren. Nach 6 Nachkommastellen wird gerundet.

$$k_{ADC} = 552,51$$
 $\sigma_{k_{ADC}} = 23,57$ (F.1)

$$A_{ADC} = 128,56$$
 $\sigma_{A_{ADC}} = 12,63$ (F.2)
 $k_{LP} = 0,262594$ $\sigma_{k_{LP}} = 0,003621$ (F.3)

$$k_{LP} = 0.262594$$
 $\sigma_{k_{LP}} = 0.003621$ (F.3)

$$A_{LP} = 0.047498$$
 $\sigma_{A_{LP}} = 0.008189$ (F.4)

$$E_{LP} = 4,752729 \cdot 10^{-4} N_{ADC} - 1,085981 \cdot 10^{-1}$$
(F.5)

$$\sigma_{E_{LP}} = 2,130788 \cdot 10^{-5} \sqrt{N_{ADC}^2 - 257,117514 N_{ADC} + 243589,533989}$$
 (F.6)

$$Q_N(N_{ADC,n}, N_{ADC,v}) = \frac{N_{ADC,n} - 228,496236}{N_{ADC,v} - 228,496236}$$
 (F.7)

$$Q_N(N_{ADC,n}, N_{ADC,v}) = \frac{N_{ADC,n} - 228,496236}{N_{ADC,v} - 228,496236}$$

$$\sigma_{Q_N}(N_{ADC,n}, N_{ADC,v}) = \frac{21,828148 \cdot |N_{ADC,n} - N_{ADC,v}|}{(N_{ADC,v} - 228,496236)^2}$$
(F.8)

Phase 2 –Berechnung der Mantelflächen

Die Feldlinien der 9 Magnetfeldkonfigurationen nehmen eine Fläche ein, die in z-Richtung (entlang des Spektrometers) von den Punkten a und b begrenzt wird. Zusätzlich zu diesen beiden Positionen, müssen die drei Radien $(r_{Zul} = 4.9 \,\mathrm{m}, r_{fK} = 2.75 \,\mathrm{m} \,\mathrm{und} \,r_{sK} = 0.25 \,\mathrm{m}),$ die den Zylinder, den flachen Konus (fK) und den steilen Konus (sK) beschreiben, sowie die drei z-Positionen bekannt sein, die diese Elemente begrenzen $z_{Zyl}=4.5\,\mathrm{m},\,z_{fK}=9.75\,\mathrm{m}$ und $z_{sK} = 11,75 \,\mathrm{m}$). Abbildung O.36 auf der nächsten Seite zeigt alle Größen auf einen Blick.

0.1 Zylinder

Liegen die Feldlinien im zylindrischen Teil des Spektrometers, ist die Berechnung der Mantelfläche M_{Zyl} intuitiv:

$$M_{Zul} = 2\pi r_{Zul} \cdot |a - b| \tag{F.9}$$

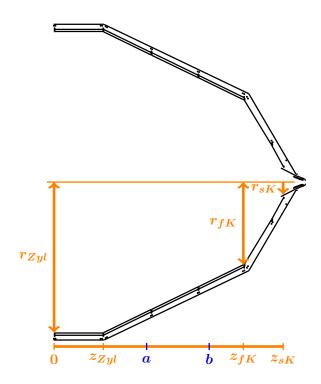


Abbildung O.36: Tankskizze mit wichtigen Größen

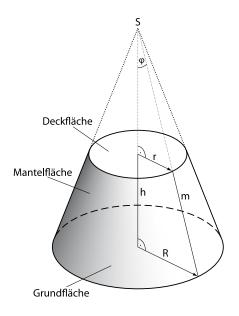


Abbildung O.37: Zeichnung eines Kegelstumpfes [Old
10]

O.2 Kegel

Die Formeln für die Berechnung der Mantelfläche M_{KS} eines Kegelstumpfes sind:

$$m_{KS} = \sqrt{(R-r)^2 + h^2}$$
 (F.10)

$$M_{KS} = (R+r)\pi m \tag{F.11}$$

Auch wenn die Radien des flachen und des steilen Konus bekannt sind, müssen daraus zunächst die Radien an den Stellen a und b berechnet werden, die sich durch Anwendung des Strahlensatzes finden lassen. Nehmen wir beispielhaft den flachen Konus, der durch die Radien $r_1 = r_{Zyl}$ und $r_2 = r_{fK}$ an den Positionen $z_1 = z_{Zyl}$ und $z_2 = z_{fK}$ festgelegt wird, dann bestimmt sich der Radius an Position a zu:

$$r(a) = r_1 - \frac{r_1 - r_2}{z_2 - z_1} \cdot (a - z_1)$$
 (F.12)

r(b) verhält sich analog dazu. Wird r(a) und r(b) in Gleichung (F.10) und diese wiederum in (F.11) eingesetzt, ergibt sich eine geschlossene Formel für die Mantelfläche abhängig von den bekannten Radien, z-Positionen und a und b.

P Phase 2 – Detektorbilder zu den 9 Bereichen

Diese Detektorbilder enthalten neben dem Energiespektrum auch die gezählten Ereignisse in der Region of interest "instantane Koinzidenz" der 9 Feldkonfigurationen bzw. Bereiche.

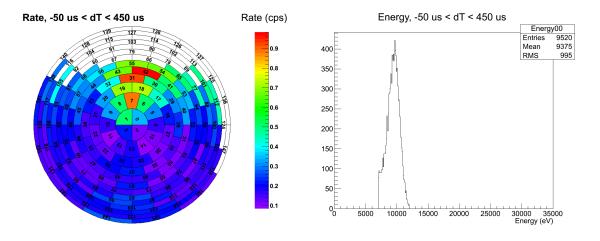


Abbildung P.38: Phase 2 – Detektorbild Messung 7186, Bereich 1

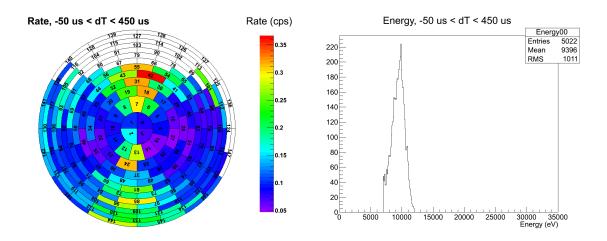


Abbildung P.39: Phase 2 – Detektorbild Messung 7185, Bereich 2

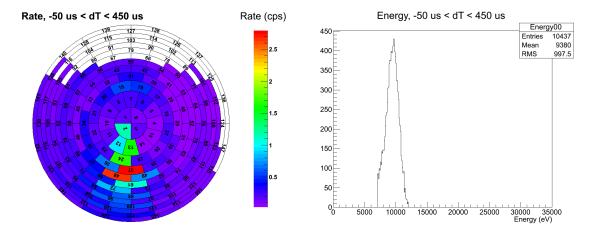


Abbildung P.40: Phase 2 – Detektorbild Messung 7187, Bereich 3

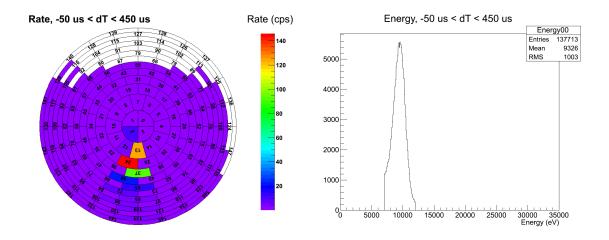


Abbildung P.41: Phase 2 – Detektorbild Messung 7149, Bereich $4\,$

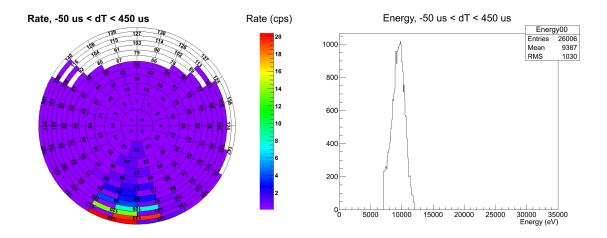


Abbildung P.42: Phase 2 – Detektorbild Messung 7188, Bereich 5

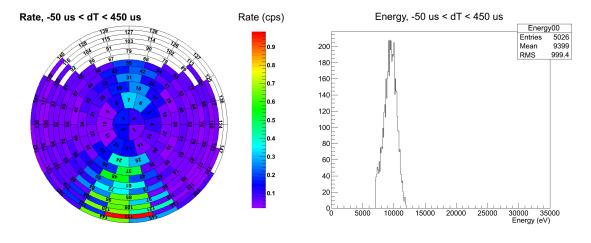


Abbildung P.43: Phase 2 – Detektorbild Messung 7189, Bereich 6

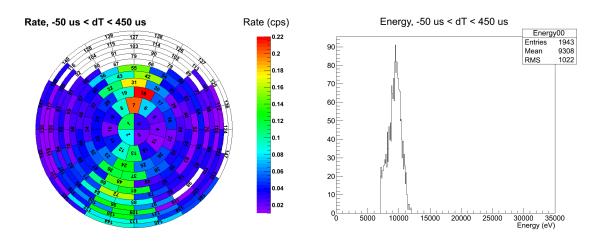


Abbildung P.44: Phase 2 – Detektorbild Messung 7190, Bereich 7

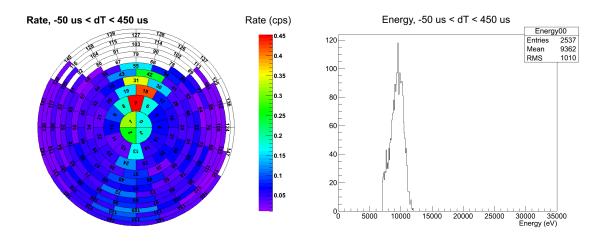


Abbildung P.45: Phase 2 – Detektorbild Messung 7191, Bereich 8

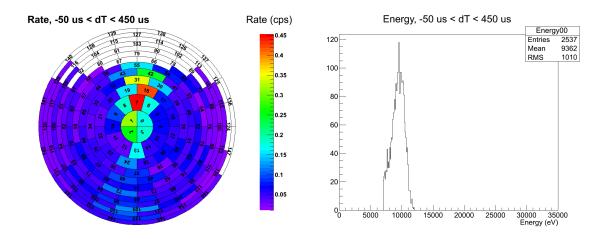


Abbildung P.46: Phase 2 – Detektorbild Messung 7192, Bereich 9

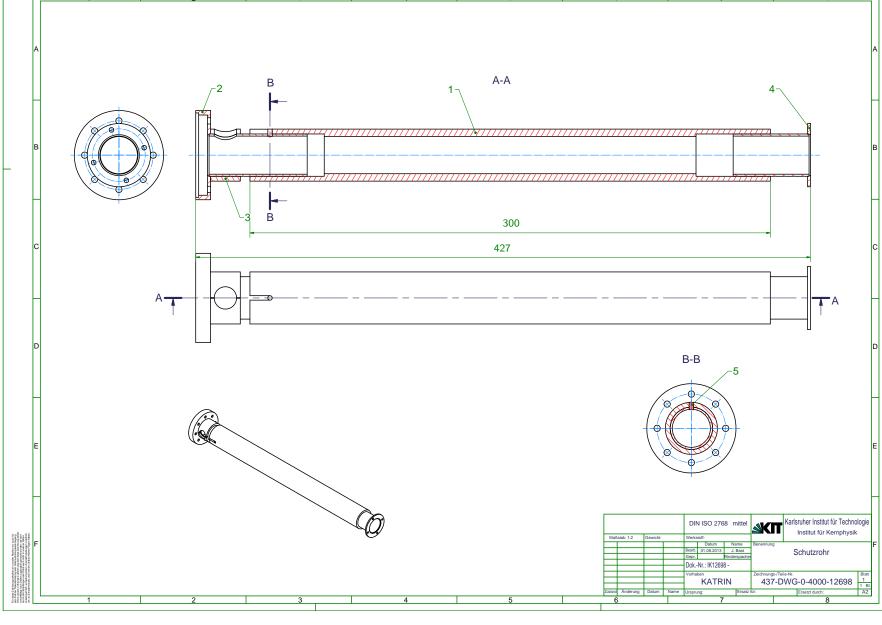


Abbildung P.47: Datenblatt zum Laserschutzrohr (S. 1/1)

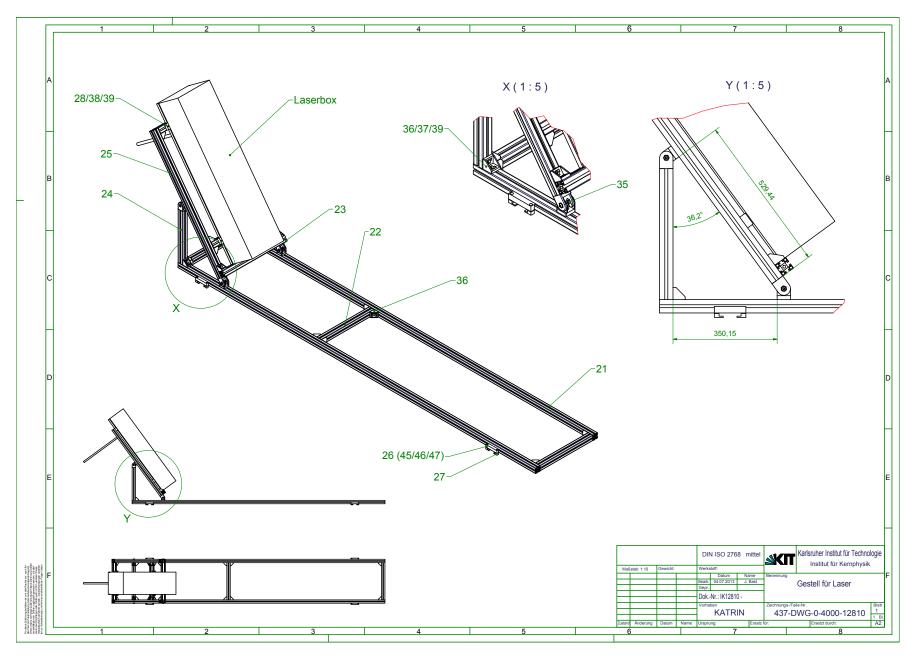


Abbildung P.48: Datenblatt zum Lasergestell (S. 1/1)

Q Phase 3 – Notwendigkeit der Normierung

Das folgende Schaubild Q.49 zeigt laserinduzierte Ereignisse beim Beleuchten eines C-Profils. Die gemessene Raten scheint mit steigender Spannung hin zu $-500\,\mathrm{V}$ zuzunehmen. Die normierten Ereignisse zeigen hingegen eine deutliche Abnahme der Rate. Dieses Beispiel zeigt ein real gemessenes, wenn auch extremes Beispiel. Die hohen Raten kommen daher, dass die Messungen bei diesen Spannungen mit überproportional hoher Laserenergie erfolgt sind. Die hohe Laserenergie überkompensiert die Abnahme der Rate und es kommt zu einer (scheinbaren) Zunahme der gemessenen Ereignisse.

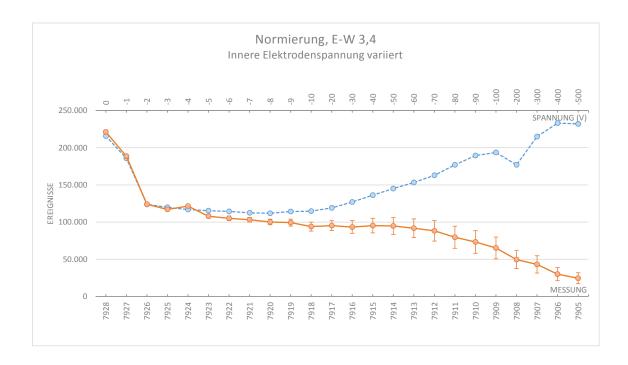


Abbildung Q.49: Ereignisverlauf gemessen O-- und normiert O-- innerhalb des Koinzidenzbereichs über die verschiedenen Drahtspannungen (doppeltes C-Profil, Position H)

7. Kleine mathematische Spielerei

Während einer Übung für die Experimentalphysikvorlesung zur Elektrodynamik im 2. Semester suchte der Autor nach einer schnellen Methode Integrale zu berechnen. Auf diesem Weg wurde beiläufig eine Näherungsformel für eine ununterbrochene Reihe aus ganzzahligen Wurzeln entwickelt. Es handelt sich um eine obere Abschätzung. Das Besondere an der Näherungsformel ist, dass sie mit $n \to \infty$ nicht schlechter, sondern im Gegenteil sogar besser wird. Das war ein unerwartetes Ergebnis, denn alle Näherungsformeln, die dem Autor bisher begegnet sind, werden mit wachsendem n schlechter oder liefern nur innerhalb eines beschränkten Definitionsbereichs gute Resultate.

(Für alle folgenden Formeln gilt $k, n \in \mathbb{N}$.)

7.1 Eigene Abschätzung

$$a := \sum_{k=1}^{n} \sqrt{k} \quad < \quad \frac{\sqrt{2n+1} \cdot (2n+1)}{\sqrt{2} \cdot 3} := b \tag{7.1}$$

Der Fehler der Formel ist sehr klein und beinahe konstant:

$$b - a \approx 0.22109$$
 für $(n = 2)$ (7.2)

$$b - a \approx 0,20996$$
 für $(n = 100)$ (7.3)

$$b - a \approx 0.207886224979$$
 für $(n = 10^{20})$ (7.4)

Wenn auch ohne Beweis, so wird vermutet, dass die Näherung sich bei $n \to \infty$ an $\zeta\left(-\frac{1}{2}\right)$ annähert, was numerische Berechnungen (mit WolframAlpha) bei $n < 10^{20}$ nahe legen. Eine Abweichung mit $n = 10^{20}$ lässt sich erst in der 12. Nachkommastelle entdecken.

$$(Vermutung) \qquad b-a \xrightarrow[n\to\infty]{} \zeta\left(-\frac{1}{2}\right) \approx 0.20788622497 \tag{7.5}$$

(ζ ist die Riemannsche Zeta-Funktion)

Allgemein gilt: Je größer n, desto genauer ist die Abschätzung b.

7.1.1 Höhere Genauigkeit bei k > 1

Der Fehler kann sogar noch kleiner werden, wenn die Reihe von unten nicht bei 1 beginnt, sondern bei k > 1. Allerdings ist es sodann keine obere Abschätzung mehr.

$$\tilde{a} := \sum_{k=0}^{n} \sqrt{k} \quad \approx \quad b(n) - b(n = k - 1) =: \tilde{b}$$
 (7.6)

Es ergeben sich folgende Abweichungen:

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.00574$$
 für $(n = 3, k = 2)$ (7.7)

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.01478$$
 für $(n = 100, k = 2)$ (7.8)

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.01686$$
 für $(n = 10^{20}, k = 2)$ (7.9)

Je größer k wird, desto kleiner wird die Abweichung:

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.00468$$
 für $(n = 100, k = 10)$ (7.10)

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.00676$$
 für $(n = 10^{20}, k = 10)$ (7.11)

$$\tilde{b} - \tilde{a} \approx -0.00209$$
 für $(n = 10^{20}, k = 100)$ (7.12)

Allgemein lässt sich sagen, je größer n wird, desto schlechter wird die Abschätzung, wobei der Fehler selbst für eine so große Zahl wie 10^{20} immer noch sehr klein ist. Weiter lässt sich verallgemeinern, dass mit größerem k die Abschätzung besser wird.

7.2 Übliche Abschätzung

Mit der Mathematik lassen sich diverse Standardabschätzungen für eine ununterbrochene Reihe von Wurzeln berechnen. Keine von ihnen, die der Autor beleuchtet hat, haben die Eigenschaft mit steigendem n besser zu werden. Sie weisen allesamt keine so hohe Genauigkeit über einen derart großen Wertebereich auf, wie die eigene Abschätzung b. Aus einer ganzen Reihe soll ein einfache Näherung vorgestellt werden. Dafür wird die Jensensche Ungleichung benötigt.

Es gilt für eine konvexe Funktion f und für nichtnegative λ_i mit $\sum_{i=1}^n \lambda_i = 1$:

$$f\left(\sum_{i=1}^{n} \lambda_i x_i\right) \le \sum_{i=1}^{n} \lambda_i f(x_i) \tag{7.13}$$

Für die Wurzelreihe lässt sich damit herleiten, dass gilt:

$$\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\sqrt{k}\right)^{2} \le \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\sqrt{k}\right)^{2} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}k$$
(7.14)

Aus (7.14) folgt:

$$\sum_{i=1}^{n} \sqrt{k} \le \sqrt{n \sum_{i=1}^{n} k} = \sqrt{\frac{1}{2} n^2 (n+1)} =: c$$
 (7.15)

Es werden die obigen Beispiele wieder aufgegriffen und es wird offenbar, dass diese Abschätzung bei kleinen n zwar noch besser ist als die selbst entwickelte, steigt n aber an, wird die Abweichung unübersehbar:

$$c - a \approx 0.03528$$
 für $(n = 2)$ (7.16)

$$c - a \approx 39,17057$$
 für $(n = 100)$ (7.17)

Danksagung

Wissenschaftliche Erkenntnisse werden heute mehr denn je in Gruppen als alleine gewonnen, das gilt im Besonderen für die Physik und ihren Großexperimenten. Viele haben ihren Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und ihnen sollen diese letzten beiden Seiten gewidmet sein. Ich danke daher sehr herzlich

- Professor Dr. Guido Drexlin für die sehr gute Betreuung, seine ständige rückhaltlose Förderung (auch bei meiner fast 2-jährigen HiWi-Stelle vor der Diplomarbeit), die freie Ausgestaltung des Themas und die damit verbundene Möglichkeit die Diplomarbeit im Rahmen von KATRIN nach eigenen Vorstellungen durchführen und ein Teil von KATRIN sein zu können,
- Professor Dr. Ulrich Husemann für seine sofortige Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats,
- Stefan Groh für die gute Betreuung der Arbeit, seinen großen Einsatz während der Messphase mit Abend- und Wochenendschichten und für Hilfestellungen bei Problemen rund um den Laser,
- Dr. Ferenc Glück für die Beantwortung vieler Fragen theoretischer Natur und seine Unterstützung beim Erstellen des Messproposals,
- dem PAC-Gremium für die Genehmigung der Lasermessung und Martin Mark für Prüfung und Genehmigung der sicherheitsrelevanten Aspekte,
- Dr. Joachim Wolf für sein offenes Ohr zu jeder Zeit, die überragende Förderung während der HiWi-Zeit, die Hilfe und Untersützung beim Schreiben des Messaufbauproposals und beim Abpumpen des Ports hinter dem Saphierfenster,
- Dr. Sanshiro Enomoto, der unglaublich schnell jede Frage zu Beans beantworten konnte, unzählige Beispiele programmiert und etliche Probleme mit der Datenauslese aus dem Stand gelöst hat,
- Rainer Gumbsheimer für seinen Einsatz und seine phantastische Unterstützung während der HiWi-Zeit,
- Johannes Schwarz und Fabian Harms für die Hilfe bei der Integration des Lasersystems in die Detektor-DAQ, die vertrauensvolle Überlassung von Messequipment sowie für die Beantwortung aller Fragen rund um das Detektorsystem,
- Holger Frenzel mit Team für den Aufbau des Lasersystems am Spektrometer und seine Kreativität beim Lösen von Problemen vor Ort,
- Judith Bast, Hans-Joachim Bechtler, Holger Krause und Rolf Rinderspacher für die Planung der Haltestruktur der Laserbox, Erstellen von technischen Zeichnungen für diese Arbeit und für ihre Hilfe bei Änderungen in letzter Minute,
- meinen Diplomanden-Kollegen Marco Antoni und Nils Stallkamp für das tolle Büroklima und die tiefgehenden Gespräche innerhalb und außerhalb der Physik,

180 7. Danksagung

- Martin Babutzka für die Hilfe bei der Laborsuche,
- Marco Haag für die Unterstützung bei allen Fragen rund um Kasper,
- Benjamin Leiber für die Accountbetreuung auf Kalinka und die vielen Gespräche rund um magnetischer Spiegel und Adiabazität verschiedener Feldkonfigurationen,
- Frau Pawlowski für die Hilfe bei allen organisatorischen Angelegenheiten,
- Thomas Csabo für die Bereitstellung der Computerhardware, sowie Netzwerkkomponenten für die Steuerung des Lasers,
- sowie allen hier nicht namentlich genannten Kolleginnen und Kollegen, die ich vergessen habe oder im Hintergrund zum Gelingen der Messung beigetragen haben, für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die dieses Jahr mit geprägt hat.

Mein ganz besonderer Dank geht aber an meinen Partner Markus, der mich auch in schwierigen Zeiten aufzumuntern versteht, an meine Mutter für die Beantwortung meiner Fragen zur deutschen Orthographie und natürlich meiner Familie, die mich immer bestmöglich begleitet hat! Gerade ohne die großzügige Unterstützung meiner Eltern wäre mir mein Studium so nicht möglich gewesen!