

**Aufbau und Charakterisierung einer Quelle  
spinpolarisierter Elektronen für zukünftige  
Stoßexperimente mit chiralen Molekülen**

**Construction and characterization of a spin-polarized  
electron source for future experiments with chiral  
molecules**

**Inaugural-Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

vorgelegt am Fachbereich 07

(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

**Daniel Schury**

JUSTUS-LIEBIG-



---

UNIVERSITÄT  
GIESSEN

AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG EINER QUELLE SPINPOLARISierter ELEKTRONEN FÜR ZUKÜNFTIGE  
STOSSEXPERIMENTE MIT CHIRALEN MOLEKÜLEN  
Construction and characterization of a spin-polarized electron source for future experiments with chiral molecules

---

Dekan: Prof. Dr. Bernhard Mühlherr  
Erstgutachter: Prof. Dr. Stefan Schippers  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Thomas Stöhlker  
Verfassungsdatum: 19. Oktober 2017

## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt ein neu am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung aufgebautes Experiment zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen für zukünftige Experimente an Speicherringen sowie für unabhängige Experimente im Labormaßstab. Motiviert durch das Ziel der atom- und molekülphysikalischen Erforschung chiraler Systeme deckte die Bündelung der Expertise hessischer Universitäten im LOEWE Schwerpunkt ELCH den Bedarf einer Quelle spinpolarisierter Elektronen im Energiebereich von einigen hundert Elektronenvolt bis zu einigen Kiloelektronenvolt auf. Im derzeitigen Zustand liefert der Aufbau *Elektronenströme bis maximal 50 µA bei Energien zwischen 100 eV bis 10 000 eV und einem transversalem Polarisationsgrad von 25 %*. Die Vakuumapparatur ist auf einem mobilen Gestell montiert und bereit für den Einsatz an verschiedenen Experimentstandorten.

## Abstract

In this work a newly constructed experiment delivering spin-polarized electron beams located at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung will be described. It will be used at storage ring facilities as well as in small-scale laboratory experiments. The collaboration of a number of hessian universities in the LOEWE excellence cluster ELCH to study the atomic and molecular properties of chiral molecules discovered the lack of a source of spin-polarized electrons in the energy range of a few hundred electronvolts up to several kiloelectronvolts. Currently the setup is able to deliver electron beam *intensities up to 50 µA at energies between 100 eV and 10 keV and with a transversal degree of polarization of 25%*. Mounted on a compact rack, the setup is ready for use at different experiment places.



# Inhaltsverzeichnis

## Inhaltsverzeichnis

## Abbildungsverzeichnis

## Tabellenverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Elektronenstrahlquellen . . . . .	3
2.1.1. Feldemission . . . . .	3
2.1.2. Thermische Emission . . . . .	4
2.1.3. Photokathoden . . . . .	5
2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen . . . . .	5
2.2.1. Spinfilter . . . . .	5
2.2.2. Quellen polarisierter Elektronenstrahlen . . . . .	6
2.2.3. Polarisierte Elektronen aus Festkörpern . . . . .	7
2.2.4. GaAs als Quelle spinpolarisierter Elektronen . . . . .	7
2.2.5. Erhöhung des Polarisationsgrads . . . . .	10
2.3. Negative Elektronenaffinität . . . . .	12
2.4. Spinpolarimetrie mittels Mott-Streuung . . . . .	14
<b>3. Der experimentelle Aufbau</b>	<b>19</b>
3.1. Anforderungen und Konzepte . . . . .	19
3.1.1. Elektronenstrahl . . . . .	19
3.1.2. Vakuum . . . . .	20
3.2. Kammersystem . . . . .	23
3.2.1. Extraktionskammer . . . . .	24

---

3.2.2.	Präparationskammer . . . . .	27
3.2.3.	Diagnosekammer . . . . .	31
3.3.	Diodenlaser . . . . .	33
3.4.	Mott-Detektor . . . . .	35
3.5.	Experimentsteuerung . . . . .	37
3.5.1.	Experimenthardware . . . . .	37
3.5.2.	Kontrollsoftware . . . . .	38
<b>4.</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>43</b>
4.1.	Kathodenherstellung . . . . .	43
4.2.	Säurereinigung und Vakuumeinbringung . . . . .	44
4.3.	Kathodenpräparation . . . . .	45
4.4.	Strahleigenschaften . . . . .	48
4.4.1.	Strahlprofil . . . . .	48
4.4.2.	Kathodenlebensdauer . . . . .	49
4.4.3.	Strahlpolarisation . . . . .	50
4.4.4.	Wellenlängenabhängigkeit . . . . .	51
4.5.	Zusammenfassende Bewertung . . . . .	53
<b>5.</b>	<b>Ausblick</b>	<b>55</b>
5.1.	Chiralität . . . . .	55
5.1.1.	Homochiralität . . . . .	55
5.1.2.	Elektron-optischer Dichroismus . . . . .	55
5.2.	Dissoziative Rekombination . . . . .	57
5.2.1.	Dissoziative Rekombination von $H_3^+$ . . . . .	57
5.2.2.	Dissoziative Rekombination organischer Moleküle . . . . .	57
5.3.	Polarisationstransfer . . . . .	58
5.3.1.	Bremsstrahlung . . . . .	58
5.3.2.	Kernspin . . . . .	58
5.4.	Weiterentwicklung . . . . .	59
	<b>Index</b>	<b>61</b>

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>63</b>
<b>A. Restgasspektren</b>	<b>i</b>
<b>B. Strahlprofile</b>	<b>iii</b>
<b>C. Blockschaltbilder</b>	<b>vii</b>
<b>D. Kontrollsoftware GUI</b>	<b>xi</b>
<b>Danksagung</b>	
<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	



## Abbildungsverzeichnis

1.1.	Gegenüberstellung der Strukturformeln der beiden Carvon-Enantiomere. . . . .	2
2.1.	Schematischer Potentialverlauf an einer Festkörperoberfläche. . . . .	4
2.2.	Vereinfachte Bandstruktur von Galliumarsenid bei Raumtemperatur. . . . .	7
2.3.	Veranschaulichung spinpolarisierender Übergänge in Galliumarsenid. . . . .	8
2.4.	Illustration des <i>Strainings</i> . . . . .	10
2.5.	Beispielhafter Aufbau einer Superlattice-Kathode. . . . .	11
2.6.	Spinpolarisierende Übergänge in Galliumarsenid nach Entartungsaufhebung. . .	12
2.7.	Potentialverhältnisse an Galliumarsenidoberflächen. . . . .	13
2.8.	Schematische Darstellung der Mott-Streuung eines Elektrons. . . . .	15
2.9.	Exemplarisches Beispiel einer Asymmetriemessung. . . . .	17
3.1.	Querschnitt des Versuchsaufbaus. . . . .	19
3.2.	Schematische Übersicht über das Vakuumkammersystem. . . . .	21
3.3.	Vergleich Massenspektren vor und nach des Ausheizens. . . . .	22
3.4.	Aufsicht der Extraktionskammer. . . . .	23
3.5.	Querschnitt durch die Extraktions- und Beschleunigungsstruktur. . . . .	24
3.6.	Schematische Frontansicht des Spannungsteilers. . . . .	25
3.7.	Querschnitt der Ablenkerkammer. . . . .	26
3.8.	Explosionszeichnung des 3D-Modells der Präparationskammer. . . . .	27
3.9.	Kathodentransferstange mit angebrachtem kupfernen Kathodenhalter. . . . .	28
3.10.	Modell des kommerziellen 2'' Heizelements. . . . .	28
3.11.	Plots des Temperaturverhaltens der Kathode während eines Heizzyklus. . . . .	29
3.12.	Kathodenabkühlungsdauer für verschiedene Anfangstemperaturen. . . . .	30
3.13.	Schnitt durch das 3D-Modell der Diagnosekammer. . . . .	31
3.14.	3D-Modell der Einzellinse. . . . .	32
3.15.	Fotografie des mechanischen XYZ-Manipulators. . . . .	32

---

3.16. Detailaufnahmen des Faraday-Bechers sowie des Chromox-Schirms. . . . .	33
3.17. Schema und Aufbau des Infrarotlasers. . . . .	34
3.18. Verwendete Verstärkungsschaltung zur Messung der Diodenlaserleistung. . . . .	35
3.19. Schematischer Aufbau des verwendeten Mott-Detektors. . . . .	35
3.20. Zuordnung der Pinbelegung des Detektors zu den Detektorbestandteilen. . . . .	36
4.1. Die als Photokathode verwendeten Galliumarsenidwafer. . . . .	44
4.2. Die zum Zerteilen der Wafer eingesetzten Klingentypen. . . . .	44
4.3. Handschuhbox zur Kathodenreinigung. . . . .	45
4.4. Beispielhafte Präparationszyklen. . . . .	47
4.5. Vergleich verschiedener Strahlprofile. . . . .	48
4.6. Exemplarische Lebensdauerkurven der Photokathode. . . . .	49
4.7. Übersichtsplot der gemessenen Strahlpolarisationen. . . . .	50
4.8. Messwerte der effektiven Sherman-Funktion. . . . .	52
4.9. Veränderung des Polarisationsgrads in Abhängigkeit der Laserwellenlänge. . . . .	52
4.10. Quadrupolektrodensimulation. . . . .	53
5.1. Skizze eines Systems zur Wasserstoffreinigung. . . . .	60
A.1. Massenspektrum mit gefittetem Summengauß vor des Ausheizens. . . . .	i
A.2. Massenspektrum mit gefittetem Summengauß nach des Ausheizens. . . . .	ii
B.1. Falschfarbendarstellung einer typischen Elektronenstrahlintensitätsverteilung. . . . .	iii
B.2. Falschfarbendarstellung nierenförmiger Strahl. . . . .	iv
B.3. Falschfarbendarstellung Strahl mit Ausläufer. . . . .	v
C.1. Blockschaltbild der elektrischen Potentiale. . . . .	vii
C.2. Blockschaltbild der elektrischen Verbindungen des PEGASUS Aufbaus. . . . .	viii
C.3. Blockschaltbild des Spannungsteilers. . . . .	ix
D.1. Reiter zur Änderung wichtiger Parameter zur Laufzeit. . . . .	xi
D.2. Reiter zur Übersicht des Betriebszustands der einzelnen CAN-Module. . . . .	xii
D.3. Reiter zum Betrachten und Aufnehmen des Chromox-Szintillatorschirms. . . . .	xiii
D.4. Reiter zur Steuerung der Extraktionsspannungen. . . . .	xiv

D.5. Reiter zur Polarisationsmessung mittels Mott-Detektor. . . . .	xv
D.6. Reiter zur Übersicht des zeitlichen Verlaufs der Vakuumdruckwerte. . . . .	xvi
D.7. Reiter zur Einstellung und Diagnose die Laserdiode betreffend. . . . .	xvii
D.8. Reiter aller Funktionen die Kathode betreffend. . . . .	xviii
D.9. Reiter zum Öffnen und Schließen der Vakuumventile. . . . .	xix
D.10. Reiter zum Bearbeiten zeitlich planbarer Aktionen. . . . .	xx
D.11. Reiter zur Diagnose der cDAQ-Module. . . . .	xxi
D.12. Reiter zur Überwachung der cDAQ-Module. . . . .	xxii
D.13. Reiter zum Konfigurieren des Protokollierens. . . . .	xxiii



## Tabellenverzeichnis

3.1. Designparameter des Experimentaufbaus. . . . .	20
3.2. Partialgase in der Präparationskammer vor und nach des Ausheizens. . . . .	23
4.1. Daten der verwendeten Galliumarsenidwafer. . . . .	43

## 1. Einleitung

Mit dem bereits von Compton (1921) vorgeschlagenen und davon unabhängig von Uhlenbeck und Goudsmit eingeführten Elektronenspin (Uhlenbeck u. Goudsmit, 1925, 1926) gelang Anfang des letzten Jahrhunderts die Erklärung bis dahin ungelöster Probleme, wie z. B. des Zeeman-Effekts (Zeeman, 1896). Bereits kurze Zeit später wurden erste Aufbauten entwickelt, welche gezielt Elektronenstrahlen mit bevorzugter Spinausrichtung erzeugten (Mott, 1929). Spätestens mit dem Aufkommen der auf Halbleitern basierenden spinpolarisierten Photoelektronenquellen (Pierce u. a., 1975) sind diese ein vielfältig in der Physik und angrenzenden Gebieten eingesetztes Arbeitsmittel. Auch in der Atom- und Molekülphysik (Ray u. a., 1999; Rosenberg u. a., 2008) sowie der Kernphysik (Märting u. a., 2012; Bondarevskaya u. a., 2014) werden spinpolarisierte Elektronen als Sonden zur Analyse oder Präparation des zu untersuchenden Systems eingesetzt.

Bereits Mitte des 19. Jahrhunderts wurde die Chiralität von Biomolekülen als herausragendes Merkmal der Chemie irdischen Lebens erkannt (Pasteur, 1860), dessen Ursprung bis heute ungeklärt ist. Chiralität (aus dem Griechischen »Händigkeit«) ist eine Eigenschaft chemischer Systeme, welche zwar aus den gleichen Bestandteilen bestehen, sich aber nicht durch Rotation zur Deckung bringen lassen. Sie besitzen also keine Drehspiegelachse. Dadurch existieren zwei Moleküle gleicher Summenformel, die sog. Enantiomere, welche als R-Enantiomer und S-Enantiomer unterschieden werden. Eine Mischung, welche beide Enantiomere im gleichen Verhältnis enthält, wird Racemat genannt. Besonders in der Biochemie können Enantiomere unterschiedliches chemisches Verhalten zeigen. So ist das in Abbildung 1.1a gezeigte (S)-(+)-Carvon ein farbloses Öl mit charakteristischem Kümmelgeruch, das in Abbildung 1.1b zu sehende (R)-(-)-Carvon riecht jedoch nach Minze. In der Pharmakologie kann die Auswirkung jedoch deutlich fataler sein, wie beim Contergan<sup>®</sup>-Wirkstoff Thalidomid (Eriksson u. a., 2000), wodurch enantiomerelektive Nachweis- und Trennmethode große Bedeutung gewinnen. In der klassischen Chemie wird die Chiralität i. d. R. einzig unter dem Gesichtspunkt der Anordnung der Atomkerne betrachtet. Atomare oder molekulare Eigenschaften wie z. B. die Dynamik des Elektronensystems, die Übertragung der schnellen Elektronendynamik auf das Kerngerüst oder die enantiomerelektive Beeinflussung von Fragmentationskanälen durch polarisierte Strahlung bleiben unbeachtet.

Zur Erforschung dieser Fragestellungen wurde im Rahmen der Landesoffensive zur Entwicklung Wissenschaftlich-ökonomischer Exzellenz<sup>1</sup> (LOEWE) des Landes Hessens ein Forschungsschwerpunkt unter dem Namen Elektronendynamik chiraler Systeme<sup>2</sup> (ELCH) eingerichtet, ein auf

<sup>1</sup><https://wissenschaft.hessen.de/wissenschaft/landesprogramm-loewe/staerkung-der-hessischen-forschungslandschaft>

<sup>2</sup><http://www.uni-kassel.de/fb10/institute/physik/elch/>

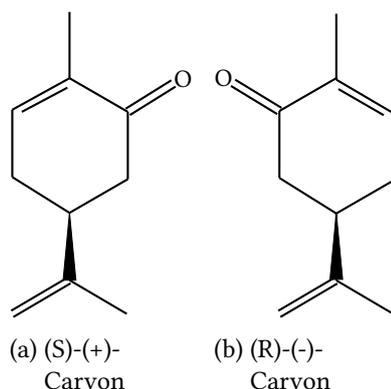


Abbildung 1.1.: Gegenüberstellung der Strukturformeln der beiden Carvon-Enantiomere.

langfristige Zusammenarbeit ausgerichteter Verbund hessischer Forschungsgruppen aus dem Bereich der experimentellen und theoretischen Atom- und Molekülphysik sowie der theoretischen Chemie. Zur Vervollständigung des Inventars nahezu aller in der Natur vorkommender chiraler Sonden fehlte nur eine Quelle spinpolarisierter Elektronen. Diese dient insbesondere zur Ergänzung bereits durchgeführter Elektronenstoßexperimente, mit dem zusätzlichen Freiheitsgrad der Spinpolarisation. In Kombination mit weiteren im Schwerpunkt (weiter-)entwickelten Gerätschaften (Ricz u. a., 2002) kann somit erstmals energie- und winkelaufgelöste Emissionselektronenspektroskopie mit polarisierten Elektronen durchgeführt werden. Im Vergleich zur Elektronentransmissionsspektrometrie (Campbell u. Farago, 1985) und zum dissoziativen Elektreneinfang (Dreiling u. Gay, 2014) erwartet man hier eine größere Effektstärke.

Zur Bereitstellung einer solchen Quelle spinpolarisierter Elektronen wurde der in dieser Arbeit beschriebene Aufbau PEGASUS (Polarisierter Elektronengenaufbau für Spinuntersuchungen an Strahlen) entwickelt. In Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Hintergründe zur Erzeugung und zum Nachweis spinpolarisierter Elektronen erläutert. Anschließend erfolgt in Kapitel 3 die Beschreibung des Aufbaus, wobei ebenso auf die Wahl der Betriebsparameter eingegangen wird. In Kapitel 4 werden die experimentell bestimmten Eigenschaften des Aufbaus dargestellt und mit den erwarteten Werten verglichen. Abschließend erfolgt in Kapitel 5 ein Ausblick auf mögliche und geplante Experimenteinsätze, sowie anschließende Erweiterungen des Aufbaus zur weiteren Leistungssteigerung.

## 2. Physikalische Grundlagen

In den folgenden Abschnitten soll auf die Grundlagen der Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen eingegangen werden. Der PEGASUS Aufbau nutzt Galliumarsenidhalbleiter (GaAs) als Quelle spinpolarisierter Elektronen, welche durch Bestrahlung mit Photonen Elektronen emittieren, die aufgrund der Bandstruktur und der damit verknüpften Übergangswahrscheinlichkeiten bei Photoanregung passender Wellenlänge bereits eine polarisierte Spinverteilung aufweisen. Durch die Behandlung der Oberfläche mit Cäsium (Cs) und Sauerstoff (O<sub>2</sub>) wird der GaAs-Halbleiter in einen Zustand negativer Elektronenaffinität (*negative electron affinity*, NEA) versetzt. Dies steigert zum Einen die Quantenausbeute (*quantum efficiency*, QE) und erlaubt zum Anderen die Verwendung niederenergetischer Photonen im nahinfraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Dadurch wird die Verwendung von Infrarotlasern möglich, welche erheblich geringeren technischen Aufwand als z. B. Ultraviolett laser verlangen.

### 2.1. Elektronenstrahlquellen

Das Herzstück eines jeden Elektronenstrahl experiments ist die Elektronenstrahlquelle, welche üblicherweise ein Metall oder Halbleitermaterial als Emitter einsetzt. Um Elektronen freisetzen zu können, wird meist Energie in Form von Wärme oder Photonen zugeführt, um die sog. Austrittsarbeit  $\Phi$  zu überwinden. Diese beschreibt den Energieunterschied zwischen der Fermi-Energie und der Energie des niedrigsten Kontinuumzustands. Des Weiteren können durch chemische Modifikation oder Potentialdifferenzen die Energieniveaus an der Kathodenoberfläche derart verändert werden, dass bereits bei niedrigen Anregungsenergien ein Durchtunneln der Potentialbarriere an der Kathodenoberfläche möglich ist. Die drei gängigsten Verfahren werden im Folgenden kurz angeführt.

#### 2.1.1. Feldemission

Beginnend mit Feldstärken in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^8 \text{ V m}^{-1}$  kann bei kalten Metallen der Austritt von Elektronen aus der Oberfläche beobachtet werden (Müller, 1936). Hierbei wird, wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt, die Austrittsbarriere derart verformt, dass auch Elektronen niedriger Energie diese durchtunneln können. Da die Verwendung von Spannungen mehrerer Megavolt unpraktikabel ist, werden die hohen Feldgradienten i. d. R. durch dünne Spitzen oder gezielte Strukturierung der Kathodenoberfläche erreicht (Pflug u. a., 2001). Bedingt

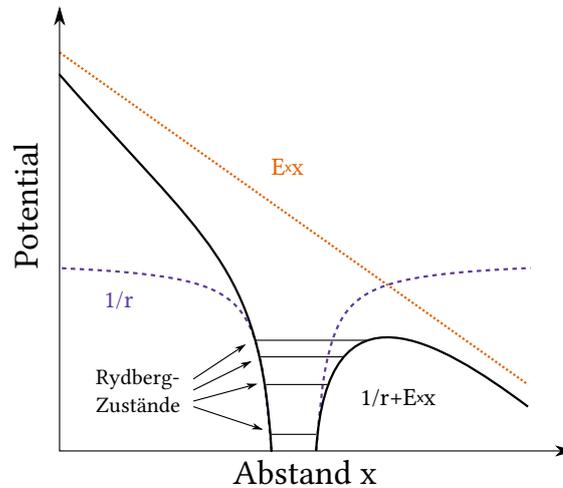


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Potentialverlaufs einer Festkörperoberfläche bei angelegtem elektrischem Feld. Gestrichelt das ungestörte Festkörperpotential, gepunktet das überlagerte und durchgezogen das resultierende Potential.

durch die makroskopisch niedrigen Stromdichten sowie die Degeneration der Oberflächen durch Restgasadsorption und den Emissionsstrom selbst wird Feldemission bei Hochstromgleichstrom-elektronenquellen selten verwendet.

### 2.1.2. Thermische Emission

Um die Ausbeute an Elektronen zu erhöhen, kann man neben der Modifikation des Austrittspotentials die Energie der Kathodenelektronen erhöhen. Die am häufigsten eingesetzte Methode ist hierbei der Betrieb als thermische Kathode durch starkes Heizen über Raumtemperatur. Die Temperatur überträgt sich auf die Elektronen der Kathode, wodurch gemäß der Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung mehr Elektronen Energien oberhalb der Austrittsenergie besitzen und an der Oberfläche austreten können. Nach dem Richardson-Gesetz (Crowell, 1965) lässt sich die Stromdichte  $j$  beschreiben als

$$j = AT^2 e^{\frac{\Phi}{k_B T}} \quad (2.1)$$

mit der materialabhängigen Konstante  $A$ , der Temperatur  $T$ , der Boltzmann-Konstante  $k_B$  sowie der ebenfalls materialabhängigen Austrittsenergie  $\Phi$ . Als Kathodenmaterial wird häufig Wolfram eingesetzt, welches zwar mit ca. 4,5 eV eine recht hohe Austrittsarbeit benötigt, mit über 3900 K aber auch einen sehr hohen Schmelzpunkt besitzt. Durch speziell präparierte Wolframkathoden mit Bariumoxidüberzug kann die Austrittsarbeit auf ungefähr 1 eV verringert werden, wodurch statt 2400 °C bereits Temperaturen um die 700 °C zur Emission ausreichen (Barkhausen, 1965). Nachteilig ist hierbei jedoch, dass die hohe Elektronentemperatur zu einer energetischen Spreizung des Strahls führt, was sich sowohl negativ in Bezug auf die Energieauflösung als auch die Strahlführung auswirkt.

## 2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen

---

### 2.1.3. Photokathoden

Anstatt den Elektronen Energie statistisch über die Erwärmung der Kathode zuzuführen, kann dies auch gezielt über Photonen durchgeführt werden. Absorbiert die Kathode ein Photon dessen Energie  $h\nu$  größer als die benötigte Austrittsarbeit ist, so kann dies zur Emission eines Elektrons der kinetischen Energie  $h\nu - \Phi$  führen (Einstein, 1905). Prinzipiell können reine Metalle bereits als Kathodenmaterial eingesetzt werden, i. d. R. werden aber Halbleitermaterialien wie das in dieser Arbeit verwendete GaAs gewählt. Photokathoden haben den Vorteil, dass durch Verwendung eines entsprechenden Lasers die Photonenenergie so schmalbandig gewählt werden kann, dass die emittierten Photonen nur eine geringe relative Energieabweichung aufweisen und somit eine Quelle für kalte, intensive Elektronenstrahlen darstellen (Alley u. a., 1995; Orlov u. a., 2004; Bar-day, 2007). Des Weiteren können Photokathoden als Quellen spinpolarisierter Elektronen dienen, wie in Abschnitt 2.2.4 detaillierter ausgeführt.

## 2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen

### 2.2.1. Spinfilter

Die in Abschnitt 2.1 angeführten Methoden zur Erzeugung von Elektronenstrahlen liefern zunächst unpolarisierte Strahlen. Fragt man in einem Raum voller Physiker, wie man am Besten einen Strahl spinpolarisierter Elektronen erzeugt, wird früher oder später der Vorschlag »Stern-Gerlach!« kommen. Beim ursprünglichen Stern-Gerlach-Experiment wurde die Aufspaltung eines Silberatomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld aufgrund des Gesamtspins von  $s = \pm 1/2$  des  $^2S_{1/2}$  Grundzustands beobachtet (Gerlach u. Stern, 1922). Bei Elektronen führt die Orts- und Impulsunschärfe des Strahls jedoch über die Lorentzkraft zu einer Strahlaufweitung in gleicher Größenordnung wie die Strahlaufweitung durch den Spin (Mott, 1929). Dieser Effekt ist zur Erzeugung spinpolarisierter Strahlen also ungeeignet (Rutherford u. Grobe, 1998).

Auch die Streuung von Elektronen an Atomen stellt keinen geeigneten Spinfilter dar. Bei der sog. Mott-Streuung (ausführlicher in Abschnitt 2.4 beschrieben) ist zwar der differentielle Wirkungsquerschnitt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung vom Spin des eingehenden Elektrons abhängig (Mott, 1929) und ermöglicht bei geschickter Wahl der Streuparameter hohe Polarisationswerte, allerdings auf Kosten der Strahlintensitäten (Steidl u. a., 1965; Jost u. Kessler, 1966). Ebenso liefert die Spinfilterung mit polarsierten Atomen über Elektronenaustausch bei niedrigen Energien mit Strömen von wenigen Picoampere keine zufriedenstellenden Resultate (Kriščiokaitis u. Tsai, 1970; Campbell u. a., 1971).

Ein weiteres Konzept baut auf dem Spinaustausch zwischen unpolarisierten Elektronen und optisch gepumptem Rubidium auf. Hierbei werden auf verschiedene Art und Weise unpolarisierte

Elektronen erzeugt und antiparallel zu einem Pumplaser durch eine mit Rubidiumgas und Stickstoff als Puffergas gefüllte Kammer geleitet. Bei den Stößen mit den optisch gepumpten Rubidiumatomen kann ein Spinaustausch stattfinden, so dass am Ende der Kammer ein Strahl polarisierter Elektronen extrahiert wird. Ströme von wenigen Mikroampere bei Polarisationsgraden in der Größenordnung von 20 % (Pirbhai u. a., 2013) sind jedoch nicht konkurrenzfähig zu den aktuellen Quellentypen, welche in Abschnitt 2.2.4 vorgestellt werden.

Erwähnenswert ist noch der auf Selbstpolarisation durch Synchrotronstrahlung basierende Sokolov-Ternov-Effekt gespeicherter Elektronen (Sokolov u. Ternov, 1964). Die transversale Spinkomponente des Elektronenstrahls kann hierbei entweder parallel oder antiparallel zum magnetischen Dipolfeld stehen. Die im Feld emittierte Bremsstrahlung erhält die Spinorientierung hierbei zum größten Teil und die spininvertierenden Strahlungsprozesse bevorzugen einen Endzustand antiparalleler Ausrichtung zum Magnetfeld. Hierdurch baut sich mit der Zeit aus einem zunächst unpolarisierten Elektronenstrahl ein transversal polarisierter Elektronenstrahl mit Polarisationsgraden von maximal 92 % auf, was experimentell nachgewiesen wurde (Mane u. a., 2005). Je nach Strahlenergie dauert der Aufbau der Strahlpolarisation jedoch Minuten bis Stunden, was in der Praxis wenig praktikabel ist.

### 2.2.2. Quellen polarisierter Elektronenstrahlen

Erste Quellen zur direkten Erzeugung spinpolarisierter Elektronen stellten durch magnetische Felder polarisierte Strahlen von Lithiumatomen dar, welche durch unpolarisiertes Licht ionisiert wurden (Hughes u. a., 1972). Diese Quellen lieferten durchaus beachtliche Polarisationsgrade der Elektronen von bis zu 85 %, jedoch nur geringe Intensitäten. Die nächste Stufe stellte die Ausnutzung des Fano-Effekts dar (Fano, 1969). Dieser auf der durch Spin-Bahn-Kopplung elektrischer Kontinuumzustände in Alkaliatomen bedingten Abhängigkeit des Ionisationsquerschnitts beruhende Effekt erlaubt die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Photoionisation unpolarisierter Atome mit polarisiertem Licht. Neben der Vereinfachung des experimentellen Aufbaus gegenüber der zuvor benötigten komplexen Magnetfeldstruktur erlaubt die Ausnutzung des Fano-Effekts theoretisch nahezu vollständige Strahlpolarisation (Weisheit, 1972), in der Praxis werden Polarisationsgrade zwischen 60 % bis 90 % bei Strahlintensitäten im Nanoamperebereich erreicht (Wainwright u. a., 1978; Mollenkamp u. Heinzmann, 1982).

Alternativ zur Photoionisation gibt es auch auf Stoßionisation aufbauende Konzepte. Bei der *flowing helium afterglow*-Methode wird bei einer hochfrequenzstimulierten Gasentladung Helium im metastabilen  $2^3S$ -Zustand erzeugt, also Helium in angeregten Zuständen langer Lebensdauer. Dieses wird durch zirkular polarisiertes Licht selbst polarisiert und durch Stöße mit Kohlenstoffdioxid ionisiert. Der Polarisationsgrad ist hierbei antiproportional zum extrahierten Strahlstrom. Am Mainzer Mikrotron (MAMI) wurden mit dieser Methode Strahlpolarisationen bis 90 % und Ströme bis 100  $\mu\text{eV}$  erzeugt (Rutherford u. a., 1990).

## 2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen

### 2.2.3. Polarisierte Elektronen aus Festkörpern

Neben der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Ausnutzung des Fano-Effekts an Atomstrahlen gab es auch Versuche, diesen an Alkalimetallfestkörpern zu nutzen (Koyama u. Merz, 1975). Aufgrund der erreichten Polarisation von unter 5 % wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt (Heinzmann u. a., 1972).

Vor dem Aufkommen der Halbleitertechnologie wurden Studien zu Photo-/Feldemission spinpolarisierter Elektronen aus magnetisierten Ferromagneten durchgeführt (Busch u. a., 1970; Garwin u. a., 1974; Kisker u. a., 1978). Polarisationsgrade von 60 % bis 85 % waren zwar durchaus konkurrenzfähig, die extrahierten Ströme von maximal 10 nA jedoch nicht, so dass sich die Photoemission von GaAs als Arbeitspferd spinpolarisierter Quellen durchsetzte.

### 2.2.4. GaAs als Quelle spinpolarisierter Elektronen

GaAs ist ein direkter III-V Halbleiter (Hillert, 2000). Eine vereinfachte Bandstruktur ist in Abbildung 2.2 dargestellt (Bergmann u. Schaefer, 1982; Ibach u. Lüth, 1999; Pierce u. Celotta, 2001).

Im Ursprung der Brillouinzone, dem Symmetriepunkt  $\Gamma$ , liegt das Valenzbandmaximum exakt unter dem Leitungsbandminimum, wodurch eine direkte Bandlücke  $E_g$  mit der Energie 1,42 eV

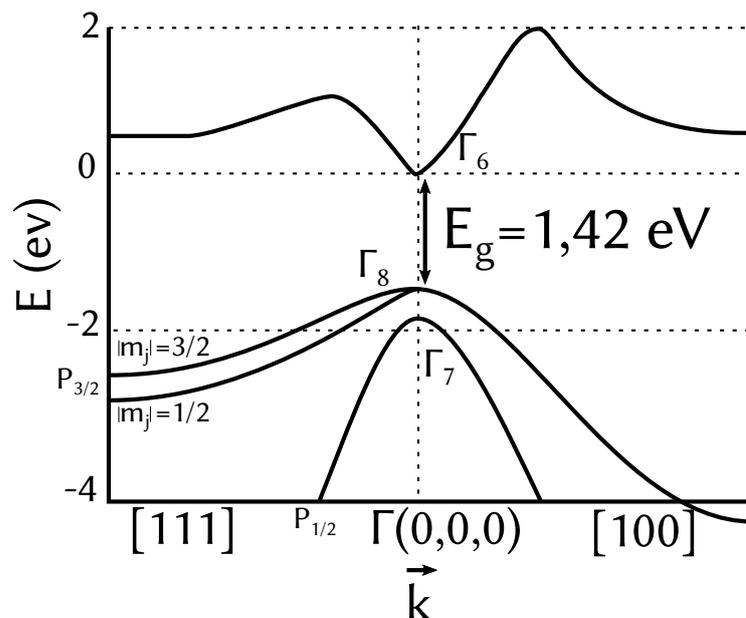


Abbildung 2.2.: Vereinfachte Bandstruktur von GaAs bei Raumtemperatur nahe des Mittelpunkts der Brillouinzone ( $\Gamma$ ). Zu sehen ist die Bandlücke  $E_g$  zwischen dem Leitungsband  $\Gamma_6$  sowie des Valenzbands  $\Gamma_8$  und  $\Gamma_7$ . (Nach Bergmann u. Schaefer (1982); Ibach u. Lüth (1999); Pierce u. Celotta (2001)).

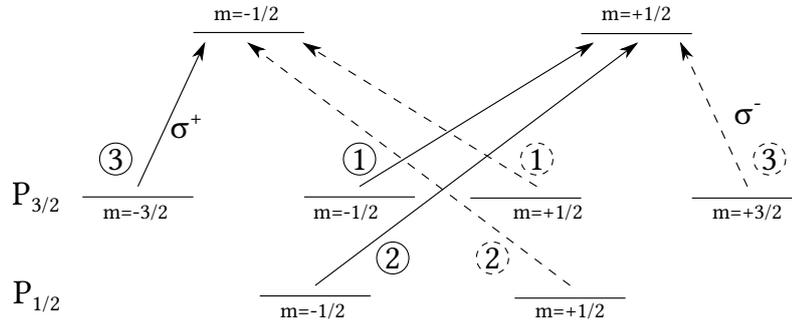


Abbildung 2.3.: Veranschaulichung der spinpolarisierenden Übergänge im GaAs-Leitungsband. Durchgezogene Pfeile stehen für  $\sigma^+$  angeregte Übergänge, gestrichelte Linien entsprechend für  $\sigma^-$  angeregte. Die in den Kreisen gezeigten Zahlen sind die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der entsprechenden durch Pfeile angedeuteten elektromagnetischen Übergänge.

entsteht. Die oberen P-symmetrischen Valenzbänder spalten aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung an dieser Stelle in ein vierfach entartetes  $P_{3/2}$  und ein zweifach entartetes  $P_{1/2}$  Niveau auf, das unterste S-symmetrische Leitungsband ist zweifach entartet (Kane, 1957).

Betrachtet man nun Abbildung 2.3, so erklärt sich leicht, warum GaAs als Kathodenmaterial für spinpolarisierte Elektronenstrahlen verwendet wird. Verwendet man Photonen mit einer Energie nahe der Bandkante, so werden Elektronen aus dem  $P_{3/2}$  Niveau des Valenzbands in das Leitungsband angeregt, ohne jedoch zusätzlich welche aus dem  $P_{1/2}$  anzuregen. Entsprechend der Auswahlregeln muss sich die magnetische Quantenzahl  $m_j$  bei  $\sigma^+$  bzw.  $\sigma^-$  um +1 respektive  $-1$  ändern. Die in Abbildung 2.3 angeführten Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich aus den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten berechnen (Pierce u. Meier, 1976) und führen somit zu einer theoretischen Gesamtpolarisation der emittierten Elektronen von

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0,5 \quad (2.2)$$

für  $\sigma^+$  polarisierte Strahlung und entsprechend +0,5 für  $\sigma^-$  polarisierte Strahlung.  $N_{\uparrow}$  bezeichnet hierbei Übergänge in Zustände mit  $m_j = +1/2$ ,  $N_{\downarrow}$  entsprechend in  $m_j = -1/2$ . Somit lässt sich das Vorzeichen der Spinpolarisation durch Ändern der Helizität der einfallenden Photonen leicht wechseln, ohne weitere Parameter des Strahls zu beeinflussen.

Üblicherweise wird der theoretische Wert von 50 % Polarisationsgrad im Experiment nicht erreicht sondern durch das Zusammenwirken verschiedener Depolarisationsprozesse reduziert (Fiselman u. Lampel, 1977; Zolotarev u. a., 1993):

1. Zunächst durch den *D'Yakonov-Perel-Prozess*, welchem eine spinabhängige Aufspaltung des Leitungsbandes aufgrund der fehlenden Inversionssymmetrie in GaAs zugrunde liegt (Dresselhaus, 1955). Diese Aufspaltung ist äquivalent einem effektiven Magnetfeld, dessen Ausrichtung und Magnitude von der Driftrichtung und -geschwindigkeit des Elektrons abhängen. Bei Stößen im Halbleiter ändert sich somit jedesmal das effektive Magnetfeld

## 2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen

---

für das Elektron, wodurch sich auch der Präzessionsvektor des Spins ändert. Über mehrere Stöße hinweg führt dies zu einer Depolarisation der Elektronen. (Dyakonov u. Perel, 1972).

2. Der *Elliott-Yafet-Prozess* beruht auf der durch Spin-Orbit-Kopplung verursachten Vermischung der Spin-Zustände. Durch Streuung an Störpotentialen wie z. B. phononisch modulierten Gitterschwingungen oder Verunreinigungen kommt es zu einer Spinrelaxation.
3. Als dritter Prozess kommt die *Hyperfein-Wechselwirkung* zum Tragen, also die Kopplung des Elektronenspins mit dem Kernspin der Gitterionen, welche einen Spinflip auslösen kann.
4. Beim *Bir-Aronov-Pikus-Prozess* wechselwirken die Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband, welche ebenfalls einen Drehmomentvektor tragen, so dass dieser Effekt der Hyperfein-Wechselwirkung ähnelt.
5. Als letzter Effekt sei noch das *Radiation-Trapping* erwähnt, bei welchem durch Einfang der Rekombinationsstrahlung ein neues Elektron-Loch-Paar erzeugt wird. Das Elektron wird mit der gleichen Wahrscheinlichkeit wie in Gleichung (2.2) ins Leitungsband angeregt, wobei die Polarisation der Rekombinationsstrahlung vom Emissionswinkel abhängt. Dies führt zu einer »Verunreinigung« in der Polarisation der anregenden Photonen und somit zu einem geringeren Polarisationsgrad der emittierten Elektronen. Dieser Effekt ist besonders bei dicken Kristallen ausgeprägt, welche mindestens eine Dicke im Bereich der Diffusionslänge aufweisen.

Weitergehende Betrachtungen sind in Hartmann (1997) und Aulenbacher (2007) zu finden.

Neben dem Polarisationsgrad  $P$  spielt für Experimente zusätzlich der Strahlstrom  $I$  eine wichtige Rolle. Um beurteilen zu können, ob sich eine Erhöhung des Polarisationsgrads oder des Strahlstroms günstiger auswirkt, lässt sich ein Gütefaktor  $Q$  definieren. Im Allgemeinen lässt sich formulieren, dass bei ansonsten unveränderten experimentellen Umständen einer Erhöhung der Strahlpolarisation mit einer Reduzierung der Strahlintensität einhergeht. Dies ist größtenteils auf die Anregung von Elektronen aus tieferen Kristallschichten geschuldet, welche vermehrt den im obigen Abschnitt beschriebenen Depolarisationsprozessen ausgesetzt sind. Konzentriert man sich zunächst auf den statistische Fehler eines Experiments, so ist leicht ersichtlich, dass der relative Fehler einer nachzuweisenden Asymmetrie umgekehrt proportional zum Polarisationsgrad und umgekehrt proportional zur Wurzel der Experimentstatistik ist, wobei letztere wiederum proportional zum Strahlstrom ist (Kessler, 1985).

$$\frac{\Delta A}{A} \propto \frac{1}{P\sqrt{I}} \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow Q \propto P^2 I \quad (2.4)$$

Im Allgemeinen profitieren Experimente also stärker von einer Erhöhung des Polarisationsgrads als von einer des Strahlstroms, da zudem die systematische Unsicherheit nur von der Polarisierung beeinflusst wird und der statistische Fehler durch Wiederholung reduziert werden kann.

### 2.2.5. Erhöhung des Polarisationsgrads

In Gleichung (2.2) wurde dargestellt, dass der maximale Polarisationsgrad eines Elektronenstrahls aus reinem GaAs 50 % beträgt und in Gleichung (2.4) ist zu erkennen, dass der Polarisationsgrad größeren Einfluss auf die Analysierstärke als auf den Strahlstrom hat. Neben der Vermeidung von Polarisationsverlusten im Kristall, was durch eine möglichst geringe Dicke der emittierenden Schicht zu realisieren ist, ist die Aufhebung der Entartung des  $P_{3/2}$ -Niveaus des in Abbildung 2.2 dargestellten Valenzbandes der Schlüssel zum Erreichen höherer Polarisationsgrade, welche theoretisch ein Maximum von 100 % erreichen können. Im Folgenden werden die verbreitetsten Methoden zur Erreichung dieses Ziels vorgestellt.

Eine in der Festkörperphysik verbreitete Methode zur Manipulation der Bandlücke von Kristallen stellt die Kombination von Materialien unterschiedlicher Gitterkonstante dar. Dies führt zu einer in Abbildung 2.4 illustrierten Deformation des Gitters der auf das Substrat aufgetragenen Dünnschicht.

Auf ein Substrat (orange, bspw.  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ ) wird eine emittierende Schicht mit größerer Gitterkonstante aufgebracht (violett, bspw. GaAs). Es ist wichtig, dass das Substrat eine kleinere Gitterkonstante hat, welche bei gewöhnlichen Halbleitern einer größeren Bandlücke entspricht und in dieser Anordnung sicherstellt, keine Elektronen aus dem Substrat anzuregen. Unter Beibehaltung des Volumens versucht das aufgetragene Material nun seine Gitterabmessungen an die des Substrats anzupassen. Diese Deformation führt zu einer Anhebung der Energie des sog.

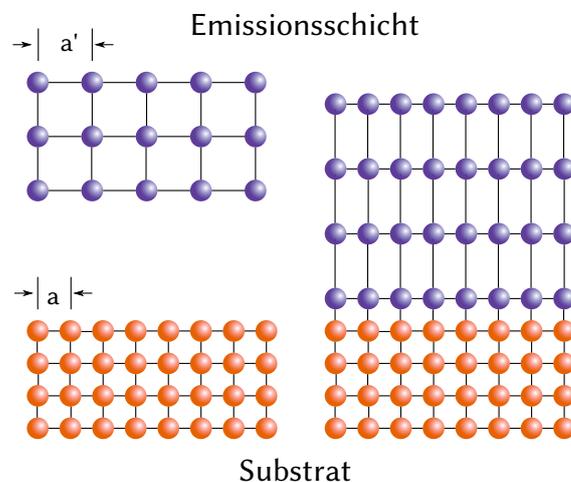


Abbildung 2.4.: Illustrations des sog. *Strainings*, also der Kombination von Materialien unterschiedlicher Gitterkonstanten  $a$  und  $a'$ .

2.2. Spinpolarisierte Elektronenstrahlen

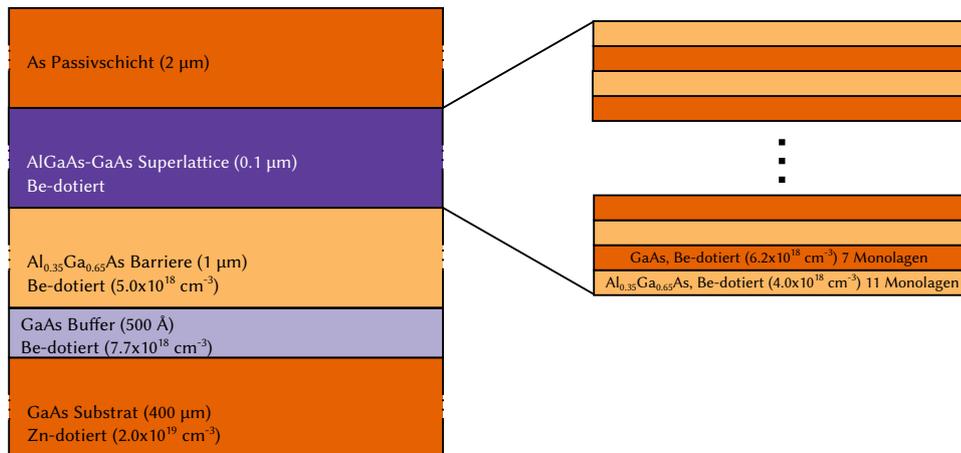


Abbildung 2.5.: Beispielhafter Aufbau einer Superlattice-Kathode (Omori u. a., 1991).

»Heavy-Holes-Band« ( $m_j = \pm 3/2$ ) und einer Absenkung des »Light-Hole-Band« ( $m_j = \pm 1/2$ ) und somit zu einer Aufhebung der Entartung des  $P_{3/2}$ -Bands, wodurch selektiv nur das  $m_j = 3/2$ -Band anregbar ist. Diese sog. *Strained-Layer-Kathoden* erreichen in der Praxis Polarisierungen von maximal 80 % (Maruyama u. a., 1991; Nakanishi u. a., 1991; Drescher u. a., 1996).

Eine weitere Methode stellt die Verwendung mehrerer dünner Schichten gleicher Kristallkonstante aber unterschiedlicher Bandlücke dar (Omori u. a., 1991). Diese als *Superlattice* bezeichneten Strukturen bestehen aus mehreren Schichten, wie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Im Detail unterscheiden sie sich je nach Anwendung und Stand der Forschung, im Prinzip folgen sie aber dem gleichen Schema: Als unterste Schicht fungiert reines GaAs als Substrat, welches die Gitterorientierung vorgibt. Auf dieses wird eine weitere dünne Schicht GaAs aufgebracht, um eine glatte Oberfläche zu erhalten. Darauf folgt eine Schicht eines Halbleiters mit größerer Bandlücke, im Beispiel  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ , um eine Anregung von Elektronen aus dem Substrat zu vermeiden, welche eine niedrigere Polarisierung haben. Hiernach folgt die eigentliche Superlattice-Schicht, bei welcher Halbleiter gleicher Gitterkonstante aber unterschiedlicher Bandlücke kombiniert werden. Zum Schluss wird eine passivierende As-Schicht aufgebracht, welche im Vakuum durch Hitzeeinwirkung entfernt wird und bis dahin schädliche Umwelteinflüsse auf die Superlattice-Schicht abwehrt.

Durch die wechselnden Schichten von Halbleitern verschiedener Bandlücke entsteht eine periodische Quantentopfstruktur, in welcher die leichten und schweren Löcher aufgrund ihrer unterschiedlichen effektiven Masse verschiedene Zustandsniveaus besetzen, was wiederum zu einer Aufhebung der  $P_{3/2}$ -Entartung führt. Solche Kathoden erreichen im Betrieb regelmäßig Polarisationsgrade von 90 %. Zudem erlaubt eine Kombination beider Methoden als *Strained-Layer-Superlattice-Kathode* Polarisationsgrade größer 90 % bei Quanteneffizienzen von 0,5 % (Nishitani u. a., 2005).

Schlussendlich laufen alle Verfahren auf die Aufhebung der Entartung der *Heavy-Hole*- und *Light-Hole*-Bänder hinaus, was zu einer in Abbildung 2.6 skizzierten Verteilung der Energiezu-

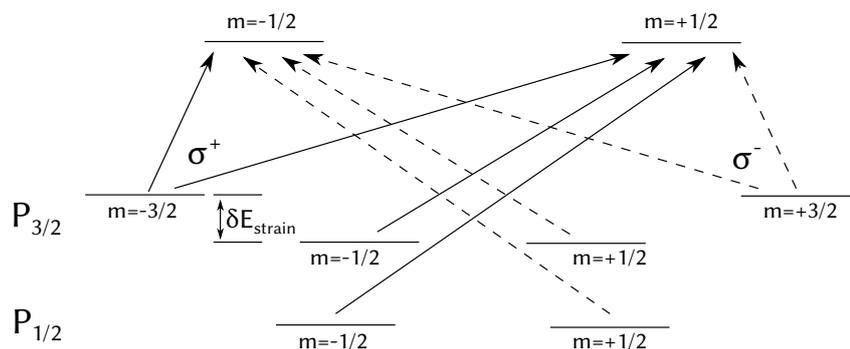


Abbildung 2.6.: Veranschaulichung der spinpolarisierenden Übergänge im GaAs-Leitungsband nach Aufhebung der  $P_{3/2}$  Entartung.

stände führt. Hierbei müssen teils widersprechende Ansprüche unter einen Hut gebracht werden. Zum Einen ist eine hohe Dotierung wünschenswert, um eine starke Bandverbiegung hervorzurufen, was jedoch zu erhöhten Polarisationsverlusten durch Spinflip verursachende Stöße führt. Zum Anderen sollten die Superlattice-Schichten einerseits dick genug sein, um eine das thermische Rauschen übersteigende Energieaufspaltung zu verursachen, jedoch andererseits nicht so dick sein, dass Tunnelübergänge zwischen den einzelnen Schichten verhindert werden (Kurihara u. a., 1990). Zudem sind für viele den Polarisationsgrad erhöhende Effekte eine dünne emittierende Schicht von Vorteil, was wiederum zu deutlich reduzierten Quanteneffizienzen führt. Theoretisch ermöglichen diese Methoden durch Verwendung von Lasern geeigneter Wellenlänge und Energieschärfe Polarisationsgrade von 100 %, in der Praxis verhindern bereits erwähnte Depolarisationseffekte dies aber, so dass üblicherweise Polarisationsgrade um 90 % erreicht werden.

### 2.3. Negative Elektronenaffinität

Gemäß des Absorptionskoeffizienten von GaAs von ungefähr  $7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  (Casey u. Stern, 1976) bei den verwendeten Wellenlängen des Lasers von 810(10) nm ergibt sich eine Halbwertsdicke von

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}} \quad (2.5)$$

$$\approx 1 \mu\text{m} \quad (2.6)$$

Nach dem Dreischrittmodell (Spicer, 1958, 1960) müssen die Elektronen nach der Anregung zunächst zur Oberfläche diffundieren, bevor sie dort aus dem Kristall austreten können (Berglund u. Spicer, 1964a,b). Werden die Elektronen jedoch nur zur Leitungsbandunterkante angeregt, fehlt ihnen die benötigte Energie zur Überwindung der Potentialdifferenz zwischen dieser und dem Vakuumpotential an der Kristalloberfläche. Diese auch Elektronenaffinität  $\chi$  genannte Energie beträgt bei GaAs in etwa 5,2 eV (Madedy u. Yates, 1971).

2.3. Negative Elektronenaffinität

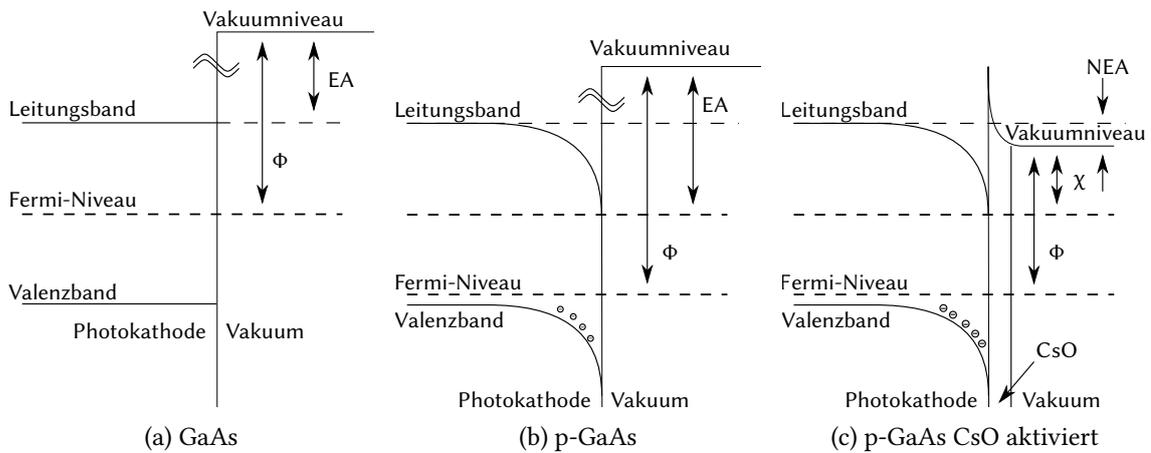


Abbildung 2.7.: Potentialverhältnisse an Galliumarsenidoberflächen.

Um den Elektronen trotzdem den Austritt aus der Oberfläche zu ermöglichen, werden zwei Techniken kombiniert. Zunächst wird ein stark p-dotierter Kristall (im vorliegenden Fall Zink p-dotiert mit einer Trägerkonzentration zwischen  $9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  bis  $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) verwendet. Durch die Dotierung werden Elektronenzustände in der Energielücke knapp über dem Valenzband erzeugt, deren Elektronen in niedrigere Akzeptorzustände wandern. Die Ausbildung einer positiven Raumladungszone führt zu einer Bandverbiegung und Absenkung der Bandkanten an der Oberfläche (Shockley, 1950). Weitere Arbeiten legen jedoch nahe, dass für die Absenkung zusätzlich eine Anlagerung weiterer Alkalistoffe vonnöten ist (Spicer, 1976; Kendelewicz u. a., 1988; Prietsch u. a., 1989). Der Betrag der Absenkung wird dabei unterschiedlich in der Größenordnung von 1 eV angegeben. Der Unterschied der Energieniveaus in der Bändermodell-darstellung zum in Abbildung 2.7a abgebildeten reinen GaAs-Kristall ist schematisch in Abbildung 2.7b dargestellt. Wird die Alkalischiicht nun zusätzlich einem oxidierenden Stoff wie Sauerstoff, Stickstoff oder Fluor ausgesetzt, bildet sich der in Abbildung 2.7c skizzierte Zustand sog. negativer Elektronenaffinität (NEA) aus. Die maximal wenige Atomlagen dicke Schicht führt an der Oberfläche zu einem unter dem Leitungsband liegenden Vakuumniveau, so dass Leitungsbandelektronen durch Durchtunneln der verbliebenen dünnen Potentialbarriere ohne weitere Energiezufuhr den Kristall verlassen können.

Zur Erklärung der Auswirkungen der CsO-Behandlung des Kristalls existieren drei verbreitete Erklärungsmodelle:

- Das *Heteroübergangsmodell* (Sonnenberg, 1969), welches mehrere Cs<sub>2</sub>O-Monolagen auf einer Cäsiummonolage postuliert (Uebbing u. James, 1970; Bell u. Spicer, 1970; Milton u. Baer, 1971; Laubschat u. a., 1989). Hierbei bildet sich ein Heteroübergang zwischen der p-GaAs und der n-CS<sub>2</sub>O-Schicht aus, welcher die in Abbildung 2.7c gezeigte Bandstruktur erzeugt. Studien zur Schichtdicke haben jedoch gezeigt, dass die Schichten teilweise zu dünn sind, um die für Heteroübergänge nötigen Eigenschaften aufzuweisen (Sommer u. a., 1970), so dass das Modell teilweise in Frage zu stellen ist.

- Ein konkurrierender Erklärungsvorschlag ist das *Dipolmodell* (Fisher u. a., 1971; Williams u. Tietjen, 1971; Su u. a., 1983), nach welchem sich auf (mindestens) einer GaAs – O – [Cs]-Monolage eine [Cs]<sup>+</sup>O – 2-Cs<sup>+</sup>-Dipolschicht ausbildet, wobei hier das oxidierte GaAs die Barriere stellt. Die Vorhersagen bezüglich des Emissionsverhaltens beider Modelle ähneln sich jedoch stark, so dass diese schwierig zu unterscheiden sind (Keyes, 2013).
- Erwähnenswert ist zudem das *Cluster-Modell* (Rodway u. Allenson, 1986), welches Cs<sub>11</sub>O<sub>3</sub>-Cluster auf der GaAs-Oberfläche mit einzelnen Cs-Atomen in den Clusterzwischenräumen annimmt.

Weitere Arbeiten haben zudem gezeigt, dass während des Präparationsprozesses eine Veränderung der Oberfläche stattfindet (Hayase u. a., 2013), was komplexere Erklärungsmodelle erfordert. Detailliertere Studien zur Oberflächenstruktur verschiedener Präparationsmodelle sind bei Moré u. a. (2003) zu finden.

## 2.4. Spinpolarimetrie mittels Mott-Streuung

Der Nachweis der Spinpolarisation erfolgte im Rahmen der vorliegenden Arbeit mittels eines kommerziellen Mott-Polarimeters (Burnett u. a., 1994). Weitere Details zu diesem sind in Abschnitt 4.4.3 zu finden. Zum Verständnis werden im Folgenden kurz die Grundlagen der Mott-Streuung erläutert.

Die nach Nevill Francis Mott benannte Mott-Streuung bezeichnet die elastische Streuung punktförmiger Spin-<sup>1/2</sup>-Teilchen an punktförmigen, spinlosen Ladungen. Ein prominentes Beispiel ist z. B. die Streuung von Elektronen an Atomkernen (Kessler, 1985). Sie ähnelt der Rutherford-Streuung, berücksichtigt aber die Spin-Bahn-Wechselwirkung des magnetischen Moments des Elektrons mit dem magnetischen Moment des durch den Bahndrehimpuls der gestreuten Ladung hervorgerufen wird. Im Falle von zwei spinbehafteten Teilchen spräche man von Dirac-Streuung. Das Streupotential  $V$  ergibt sich somit als Summe des elektrostatischen Coulombpotentials  $V_C$  und des Spin-Bahn-Potentials  $V_{LS}$ :

$$V = V_C + V_{LS} \quad (2.7)$$

Das Potential der Spin-Bahn-Wechselwirkung im elektrostatischen Zentralfeld lautet (Haken u. Wolf, 2001)

$$V_{LS} = -\vec{B}_L \vec{\mu}_S \quad (2.8)$$

$$\cong \frac{e}{m_e} \vec{B}_L \vec{S} \quad (2.9)$$

2.4. Spinpolarimetrie mittels Mott-Streuung

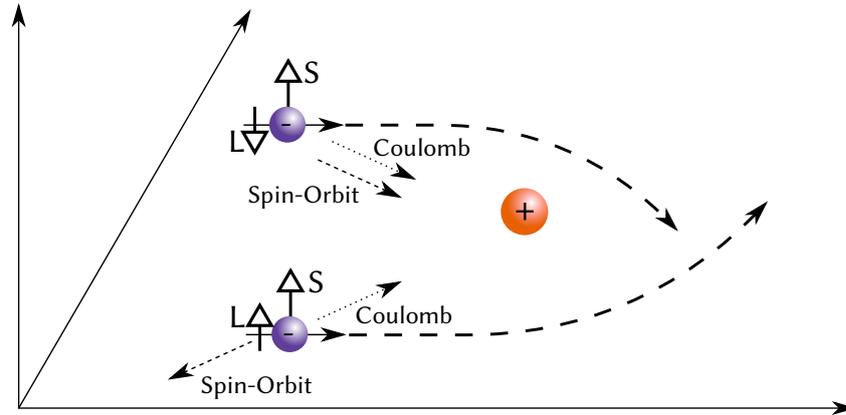


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung der Mott-Streuung eines Elektrons (nach Fritzsche (2011)).

unter Berücksichtigung des magnetischen Moments des Elektrons  $\mu = -\frac{g_s e}{2m_e}$  und  $g_s \approx 2$ . Das Magnetfeld einer bewegten Ladung berechnet sich über Biot-Savart zu

$$\vec{B}_L = \frac{Ze\mu_0}{4\pi r^3 m_0} \vec{L} \quad (2.10)$$

Damit wird Gleichung (2.9) zu

$$V_{LS} = \frac{Ze^2 \mu_0}{4\pi r^3 m_e^2} \vec{L} \vec{S} \quad (2.11)$$

Das Coulombpotential lautet bekanntermaßen

$$V_C = \frac{Ze}{4\pi e_0 r} \quad (2.12)$$

Betrachtet man Abbildung 2.8 wird schnell anschaulich klar, warum die Mott-Streuung zur Spinpolarimetrie nutzbar ist. Gezeigt ist ein Elektron, welches an einem ruhenden Kern in der Ebene einmal nach links und einmal nach rechts gestreut wird. Da das Coulombpotential in Gleichung (2.12) keine Spinabhängigkeit besitzt, wirkt es in beiden Fällen gleich. Gemäß der *rechten-Hand-Regel* ist der Drehimpuls des Elektrons einmal parallel und einmal antiparallel zum Spin des Elektrons. Das Skalarprodukt dieser beiden Vektoren im Spin-Bahn-Potential in Gleichung (2.11) ist somit einmal positiv und einmal negativ, so dass im Bild die Streuung nach links bevorzugt wird. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Mott-Streuung unpolarisierter Strahlen lautet (Mott, 1929; Povh u. a., 2006)

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}} \left( 1 - \beta^2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right)^2 \quad (2.13)$$

Hieraus lässt sich direkt erkennen, dass die Mott-Streuung für den Grenzfall kleiner Energien ( $\beta \ll 1$ ) in die Rutherfordstreuung übergeht und die Rückstreuung mit  $\theta = \pi$ , welche einem Spinflip gleichkäme, stark unterdrückt ist. Zudem werden relativistische Energien mit ausreichend

großem  $\beta$  ( $> 0,25$ ) benötigt, um überhaupt Mott-Streuung zu sehen. Für polarisierte Strahlen muss Gleichung (2.13) noch entsprechend modifiziert werden (Kessler, 1969):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott, pol}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left[1 - S(\theta, E, Z) \vec{P} \vec{n}\right] \quad (2.14)$$

$$\vec{P} \vec{n} = P_{\perp} \sin(\phi) \quad (2.15)$$

Hierbei entspricht  $S(\theta, E, Z)$  der Analysierstärke, auch Sherman-Funktion genannt,  $\theta$  dem Streuwinkel,  $E$  der Elektronenenergie,  $Z$  der Kernladungszahl des Streupartners,  $\vec{n}$  dem Normalenvektor der Streuebene,  $P_{\perp}$  der Polarisationskomponente transversal zur Strahlrichtung und  $\phi$  dem Azimutalwinkel zwischen Polarisation und Streuebene. Die Sherman-Funktion kann zwar theoretisch berechnet werden (Sherman, 1956), jedoch berücksichtigt dies nicht alle experimentellen Faktoren, so dass für diese Arbeit auf gemessene Werte zurückgegriffen wurde (McClelland u. a., 1998). Für Energien bis ungefähr 150 keV besitzt die Shermanfunktion ein Maximum unter einem Streuwinkel von ungefähr  $120^{\circ}$ . Ein Mott-Polarimeter besteht daher i. d. R. aus einer dünnen Streufolie schwerer Elemente (Gold, Thorium, ...) welche zur Nachbeschleunigung auf Hochspannung gelegt werden kann, in diesen Beispiel auf bis zu 29 keV. Dünn deshalb, um Mehrfachstreuung und somit Effizienzverluste zu vermeiden. Rund um die Streufolie werden zwei Paare von Teilchendetektoren unter  $120^{\circ}$  angebracht, um den transversalen Polarisationsgrad in horizontaler wie vertikaler Richtung messen zu können. Trifft nun ein Strahl polarisierter Elektronen auf die Streufolie, werden auf jedem Detektorpaar abweichende Zählraten  $N$  festgestellt, welche als Asymmetrie  $A$  dargestellt werden können:

$$A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta, \phi} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta, \phi+180^{\circ}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta, \phi} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta, \phi+180^{\circ}}} \quad (2.16)$$

$$= \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (2.17)$$

Diese Asymmetrie ist mit der Sherman-Funktion über die transversale Polarisation des Strahls verknüpft:

$$A = P_{\perp} S(\theta, E, Z) \quad (2.18)$$

Durch Messung der Asymmetrie ist bei bekannter Sherman-Funktion somit eine Berechnung der transversalen Polarisation des Strahls möglich. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass neben der Asymmetrie aufgrund der Spinpolarisation auch durch unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten, unterschiedliche abgedeckte Raumwinkel, etc. eine instrumentelle Asymmetrie  $\delta$  vorhanden ist. Um diese zu umgehen, wird jeweils eine zusätzliche Asymmetriemessung bei um  $180^{\circ}$  gedrehtem Polarisationswinkel des Elektronenstrahls durchgeführt, im vorliegenden Fall durch Wechsel der Helizität  $\sigma$  des Photolasers. In Abbildung 2.9 ist das Ergebnis einer solchen Asymmetriemessung dargestellt. Ohne Berücksichtigung der systematischen Asymmetrie würde bei negativer Helizität in diesem Fall eine ungefähr doppelt so hohe horizontale Polarisation ange-

2.4. Spinpolarimetrie mittels Mott-Streuung

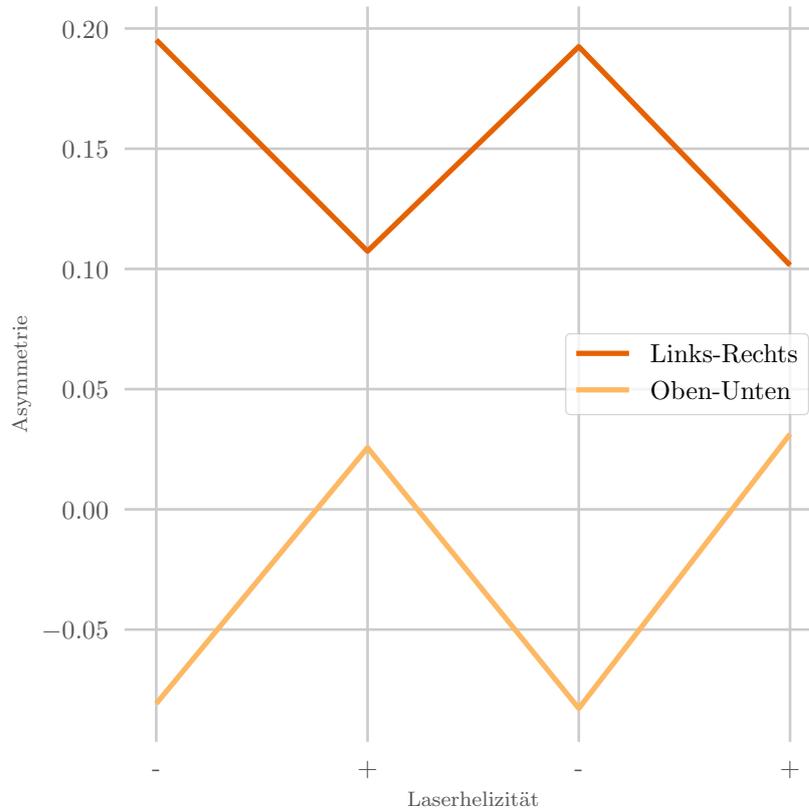


Abbildung 2.9.: Exemplarisches Beispiel einer Asymmetriemessung.

nommen werden. Mit Berücksichtigung dieser ergeben sich folgende Verhältnisse der Zählraten der Detektorpaare:

$$\frac{N_{1,\sigma^+}}{N_{2,\sigma^+}} = \left( \frac{1 + P \cdot S_{\text{eff}}}{1 - P \cdot S_{\text{eff}}} \right) \delta \quad (2.19)$$

$$\frac{N_{1,\sigma^-}}{N_{2,\sigma^-}} = \left( \frac{1 - P \cdot S_{\text{eff}}}{1 + P \cdot S_{\text{eff}}} \right) \delta \quad (2.20)$$

Durch Auflösen beider Gleichungen nach  $\delta$ , Gleichsetzung und anschließender Umstellung nach  $P$  ergibt sich die gesuchte Polarisierung zu

$$P = \frac{1}{S_{\text{eff}}} \frac{\chi - 1}{\chi + 1} \quad (2.21)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{N_{1,\sigma^+} N_{2,\sigma^-}}{N_{2,\sigma^+} N_{1,\sigma^-}}} \quad (2.22)$$

Somit lässt sich jeweils die horizontale und senkrechte Komponente der transversalen Polarisierung bestimmen und durch vektorielle Addition die transversale Gesamtpolarisation berechnen.



### 3. Der experimentelle Aufbau

Im folgenden Kapitel wird der im Rahmen dieser Arbeit realisierte Aufbau vorgestellt. Dabei wird sowohl auf die zugrunde liegenden Konzepte und Anforderungen als auch die konkrete Umsetzung eingegangen.

#### 3.1. Anforderungen und Konzepte

##### 3.1.1. Elektronenstrahl

Die Anforderungen an den Elektronenstrahl ergeben sich zum Einen aus den Anforderungen der Experimente im atomphysikalischen Umfeld und zum Anderen aus den experimentellen Bedingungen zur Erzeugung des Strahls, jeweils unter Berücksichtigung praktischer Aspekte wie finanzieller Ressourcen und Arbeitsaufwand. Die daraus abgeleiteten Parameter sind in Tabelle 3.1 kompakt zusammengefasst und werden im Folgenden detaillierter erörtert.

Die Elektronenenergie sollte regelbar sein, um in unterschiedlichen experimentellen Feldern wie der Elektronenstoßionisation sowohl an lokalen Aufbauten als auch an Ionenspeicherringen oder

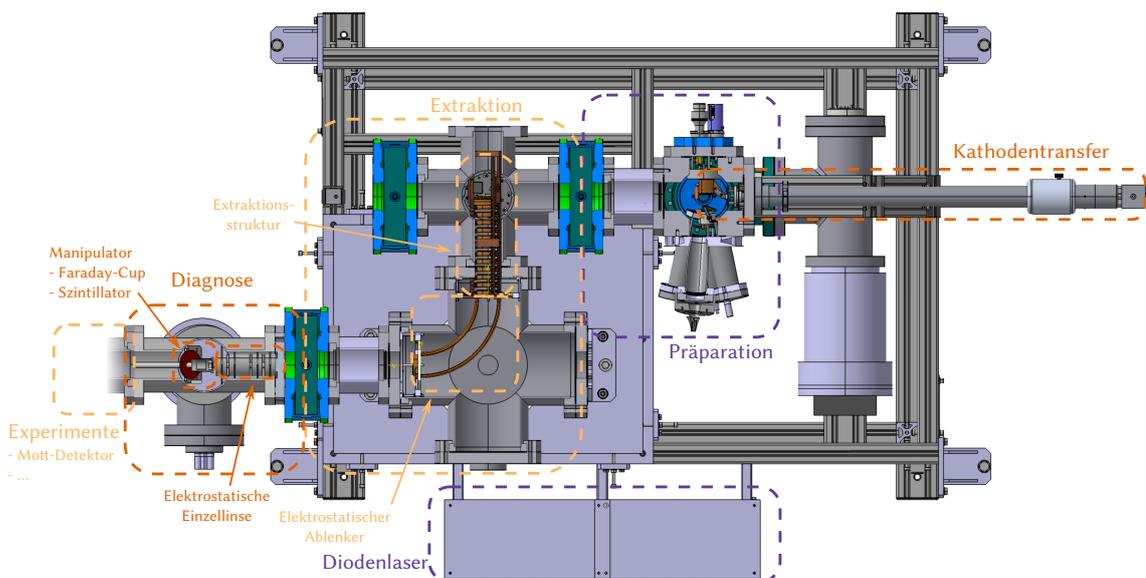


Abbildung 3.1.: Querschnitt durch den Versuchsaufbau. Farblich hervorgehoben sind die einzelnen Kammereinheiten sowie darin befindliche relevante Komponenten.

Tabelle 3.1.: Designparameter des Experimentaufbaus.

Kathodentyp:	p-dotiertes GaAs	Strahlführung:	Elektrisch
Spinausrichtung:	Variabel	Polarisationsgrad:	30 %
Elektronenstrom:	100 $\mu$ A	Elektronendichte:	$1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$
Strahlenergie:	Bis 10 keV	Strahlüberlapp:	Transversal/Parallel
Experimentvakuum:	$1 \cdot 10^{-11}$ mbar	Experimentgröße:	Mobil

Elektroneneinfangexperimenten, verwendet werden zu können. Als maximale Energie wurde hierbei 10 keV gewählt. Die minimale Energie liegt in Abhängigkeit von den experimentellen Umständen bei ca. 100 eV. Der Aufbau ist für einen Elektronenstrahl im Konstantstrommodus gebaut, welcher sich aber durch rotierende Blenden im Laserstrahl oder durch Modulation desselben prinzipiell auch pulsen lässt. Angestrebt wurden Ströme von etwa 100  $\mu$ A, was in etwa  $6 \cdot 10^{14}$  Elektronen/s entspricht. Als größter Strahldurchmesser waren 5 mm angesetzt, nach unten hin lässt der Durchmesser sich durch Blenden im Strahlengang des Lasers sowie des Elektronenstrahls begrenzen. Die Strahlpolarisation sollte prinzipiell so hoch wie möglich sein. Durch die Wahl von reinem p-GaAs als Kathodenmaterial ist diese theoretisch auf 50 %, praktisch auf ungefähr 30 % bis 40 % begrenzt; bei Kristalldicken ab ungefähr 1  $\mu$ m eher auf 30 %. Die Entscheidung für reines GaAs statt z. B. einer Superlattice-Kathode wurde zum Einen aus Gründen der leichteren kommerziellen Verfügbarkeit getroffen, zum Anderen ist dies für erste grundlegende Tests des Aufbaus ausreichend. Der Elektronenstrahl ist nach Verlassen der Kathode zunächst longitudinal polarisiert, wird durch den nachfolgenden elektrostatischen 90°-Ablenker jedoch anschließend horizontal-transversal polarisiert. Die Wahl der Transversalpolarisation ist weniger experimentell als vielmehr praktisch vorgegeben, da der Ablenker benötigt wird, um den Elektronenstrahl aus dem Laserstrahl hinauszubewegen.

### 3.1.2. Vakuum

In Abbildung 3.2 ist eine schematische Übersicht des Vakuumkammersystems gezeigt. Zur schnelleren Übersicht sind funktionell zusammenhängende Teile eingefärbt, violett sind die Kammern der Präparation, hellorange die Extraktion- und Ablenkerkammer und dunkelorange die Diagnose-/Experimentiereinheit. Da letztere je nach experimentellen Umständen stark im Aussehen variiert, ist nur der Diagnoseteil eingezeichnet. Die Einheiten sind wie beschrieben durch Ganzmetallhochvakuumventile voneinander getrennt und können getrennt gepumpt werden.

Im Zustand der negativen Elektronenaffinität präparierte GaAs-Kristalle haben selbst unter Ultrahochvakuumbedingungen eine nur endliche Lebensdauer, welche durch Abnahme der Quanteneffizienz mit der Zeit gekennzeichnet ist. Auslöser ist hierbei eine Verschiebung des Cs:O-Verhältnisses, welche entweder durch Entfernen von Cäsium oder weitere Anlagerung von Sauerstoff verursacht wird (Rodway u. Allenson, 1986). Ausgelöst wird dies hauptsächlich durch die Restgase  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{CO}$  (Wada u. a., 1990; Chanlek u. a., 2014). Bei Partialdrücken dieser Gase in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar lässt sich eine Lebensdauer von ungefähr einem Tag

3.1. Anforderungen und Konzepte

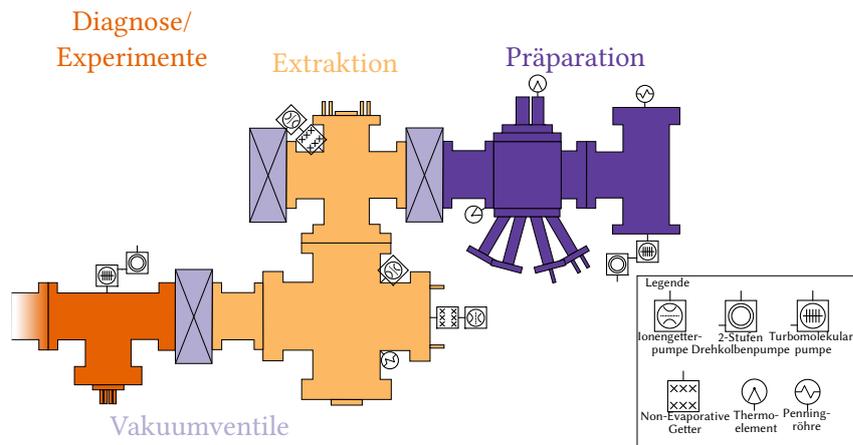


Abbildung 3.2.: Schematische Übersicht über das Vakuumkammersystem sowie die verbauten Vakuumelemente.

erwarten, wobei diese direkt umgekehrt proportional zu den Partialdrücken ist (Wada u. a., 1990; Durek u. a., 1999).

Ein zusätzlich vom Vakuum abhängiger Effekt der Oberflächendegeneration geht auf die Erzeugung positiver Ionen aus dem Restgas zurück (Alley u. a., 1995; Aulenbacher u. a., 1997). Diese können zum Einen durch Stöße des Elektronenstrahls mit Restgasionen, zum Anderen durch Feldeffektionisation entstehen, wobei letzterer Effekt durch Design und Präparation der Elektroden minimiert werden kann. Gemäß der Struktur des Aufbaus, bei welchem die Kathode auf ein negatives Potential gelegt wird, so dass die Elektronen zum Erdpotential hin beschleunigt werden, nehmen die positiven Ionen den umgekehrten Weg und beschleunigen zur Kathode hin. Beim Aufprall können sie so die präparierte Oberflächenschicht beeinflussen, aber auch in den Kristall eindringen und die Quanteneffizienz durch Fehlstellen heruntersetzen.

Aufgrund dieser und weiterer Einflüsse wird ein Gesamtvakuum besser als  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar bei möglichst geringem Anteil o. g. Partialgase angestrebt wird. Des Weiteren ist dies Bedingung, um Experimente an den Speicherringen ESR bzw. CRYRING durchführen zu können, welche UHV-Drücke voraussetzen. Um dies zu erreichen, wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen. Es wurde bei der Auswahl der Materialien auf eine gute Vakuumverträglichkeit und Ausheizbarkeit geachtet. Alle Komponenten bestehen somit entweder aus kohlenstoffarmen Edelmetallen, OFHC-Kupfer, Aluminium, Macorkeramik sowie den Kunststoffen PEEK und Vespel. Die Vakuumkammern sowie die meisten verbauten Stahlteile wurden wasserstoffarm gegläht (Calder u. Lewi, 1967; Ishikawa u. Nemanic, 2003), zudem wurden alle Teile vor Verwendung im Ultraschallbad gereinigt. Einige Kammern wurden außerdem mit einer *non-evaporative-getter*-Beschichtung (NEG) versehen, welche aktiviert als zusätzliche Pumpe fungiert und im gesättigten Zustand weiterhin eine Diffusionsbarriere gegen in der Metallmatrix eingelagerten Wasserstoff darstellt. Das Vakuum wird durch zwei  $300 \text{ l s}^{-1}$  Turbomolekularpumpen, je einer  $100 \text{ l s}^{-1}$  und  $200 \text{ l s}^{-1}$  NEG-Pumpe mit jeweils einer zusätzlichen  $5 \text{ l s}^{-1}$  Rückstrom-Ionen-Getterpumpe sowie einer zusätzlichen  $400 \text{ l s}^{-1}$  Ionengetterpumpe hergestellt und gehalten. Zusätzlich wird jedes der drei

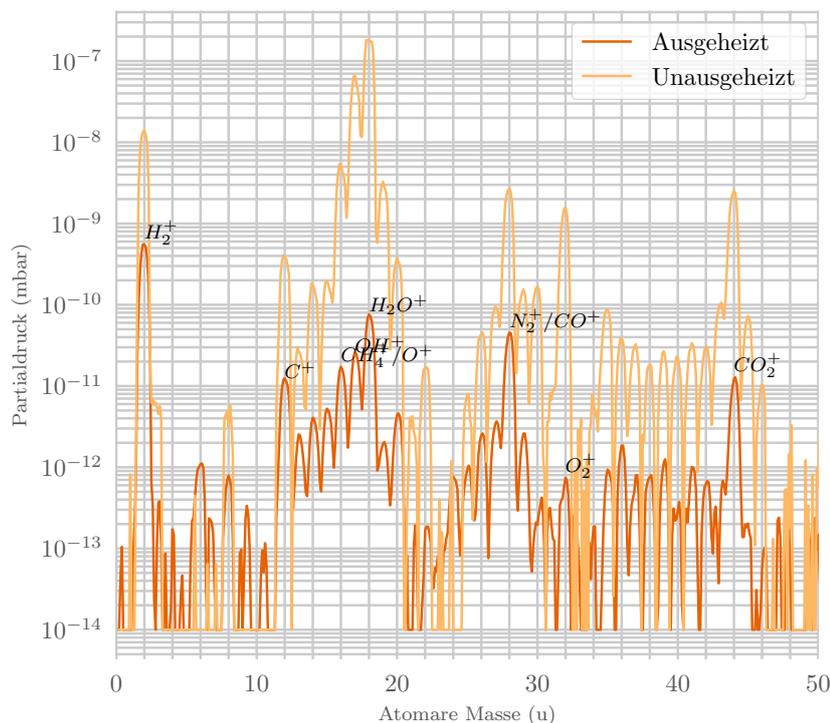


Abbildung 3.3.: Vergleich Massenspektren vor und nach des Ausheizens. Wichtige Restgasbestandteile sind entsprechend benannt.

Experimentkammersysteme vor Betrieb bei einer Temperatur von 250 °C für mindestens 48 h ausgeheizt. Dies ist nötig, um die an den Wänden desorbierten Schichten Wasser zu entfernen, welche aufgrund der stark polaren Natur von Wasser sowohl stark chemisch als auch physikalisch binden (Berman, 1996). Um die Ausheizbarkeit zu gewährleisten, wurden ausschließlich kupfergedichtete CF-Flansche eingesetzt, mit Ausnahme des Vorvakuumsystems, in welchem vitongedichtete KF-Schnellkupplungen zum Einsatz kommen.

In Abbildung 3.3 ist ein Vergleich der Restgaszusammensetzung in der Präparationskammer vor und nach dem ersten Ausheizprozess zu sehen, in den Abbildungen A.1 und A.2 sind zusätzlich die gefitteten Gaußkurven gezeigt. Das verwendete Restgasspektrometer wurde allerdings seit geraumer Zeit nicht mehr kalibriert, so dass den Absolutwerten der Drücke nicht zu viel Bedeutung zugemessen werden sollte. Sehr gut zu sehen ist, wie zum Einen der Gesamtdruck in der Kammer von zuvor  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar auf ungefähr  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar abfällt und zum Anderen sich die Restgaszusammensetzung klar zu  $H_2$  als dominierende Spezies verschiebt, welches aufgrund seiner geringen Masse eine hohe thermische Geschwindigkeit besitzt und somit von Turbomolekularpumpen nur schlecht gepumpt wird. Die Massenspektren wurden mit aufsummierten Gaußkurven gefittet und aus den Fitparametern die Partialdrücke der einzelnen Gase aus der Höhe der Kurve abgeleitet. Diese wurden anschließend auf  $H_2$  normiert und mit gängigen Werten verglichen, um Aussagen über die Qualität des Vakuums treffen zu können (Bellachio, 2016). Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 dargestellt. Es zeigt sich, dass der erste Ausheizprozess noch nicht ausreichend war, um die gewünschte Restgaszusammensetzung zu erreichen, da noch

3.2. Kammersystem

Tabelle 3.2.: Partialgase in der Präparationskammer vor und nach des Ausheizens. Ein ✓ markiert einen akzeptablen Restgasbestand, ein X einen inakzeptablen.

Summenformel	Masse (u)	Akzeptierte Höhe	Unausgeheizt		Ausgeheizt	
			Rel. Höhe	OK	Rel. Höhe	OK
H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2	1	1	✓	1	✓
C <sup>+</sup>	12	0,1	0,0319	✓	0,0247	✓
CH <sub>4</sub> <sup>+</sup> /O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	16	0,1	0,3798	X	0,0306	✓
OH <sup>+</sup>	17	0,1	4,3738	X	0,0463	✓
H <sub>2</sub> O <sup>+</sup>	18	0,1	16,0651	X	0,1426	X
N <sub>2</sub> <sup>+</sup> /CO <sup>+</sup>	28	0,1	0,2004	X	0,0816	✓
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	32	0,005	0,1046	X	0,0013	✓
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	44	0,2	0,1821	X	0,022	✓

zu viel Wasser in der Atmosphäre vorhanden war. Von diesem Zeitpunkt an wurde die Präparationskammer nur noch mit trockenem Stickstoff belüftet, um die Ablagerung von Wasser an den Wänden zu unterdrücken, und nach dem Belüften jedes Mal erneut ausgeheizt. In Verbindung mit dem Reinigungsheizen der Kathode, welches zu Temperaturen zwischen 100 °C und 200 °C an den Außenseiten der Kammern führt, wird nun routinemäßig ein Druck im Bereich von  $1,5 \cdot 10^{-10}$  mbar erreicht, so dass davon auszugehen ist, dass die Restgasverhältnisse, insbesondere Wasser, nun im gewünschten Rahmen sind.

### 3.2. Kammersystem

Das in Abbildung 3.1 abgebildete Kammersystem des Aufbaus besteht in der aktuellen Ausbauphase aus drei konzeptionellen Einheiten, welche jeweils durch ein Ganzmetallschieberventil

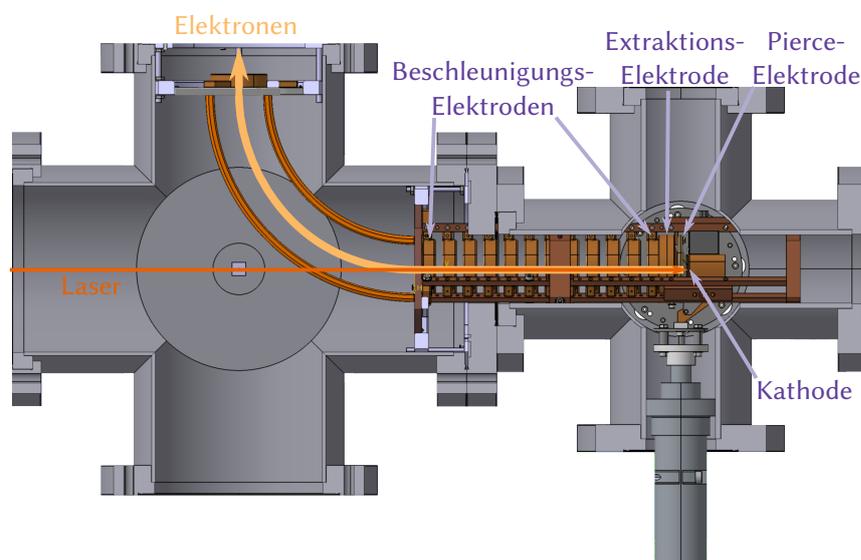


Abbildung 3.4.: Aufsicht des Innenlebens der Extraktionskammer mit eingeschobener Kathode.

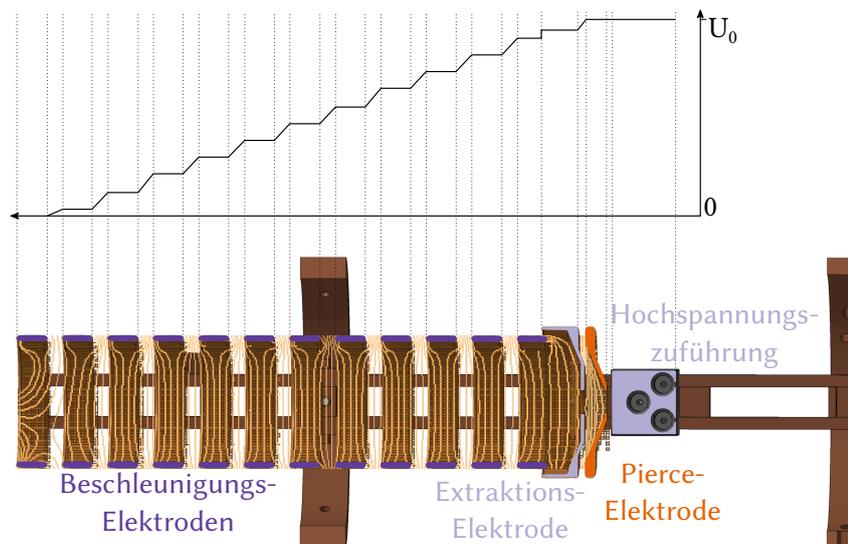


Abbildung 3.5.: Querschnitt durch die ionenoptischen Elemente der Extraktions- und Beschleunigungsstruktur. Ebenso gezeigt sind die simulierten Äquipotentiallinien. Der Graph veranschaulicht die Verhältnisse der angelegten Potentialspannung.

voneinander abtrennbar sind und in Anlehnung an ihre Funktion als zentrale Extraktionseinheit sowie jeweils angrenzend eine Präparations- und Diagnose-/Experimenteinheit bezeichnet sind.

### 3.2.1. Extraktionskammer

In Abbildung 3.4 ist die Extraktionskammer zu sehen, in welcher der spinpolarisierte Elektronenstrahl erzeugt und beschleunigt wird. Die Anregung der Elektronen in der Kathode erfolgt durch einen in Abschnitt 3.3 beschriebenen Nahinfrarotdiodenlaser. Dieser wird von außen durch ein Saphirglasvakuumfenster ins Vakuum eingekoppelt und durch Durchlässe aller im Strahlweg befindlichen optischen Elemente auf die Kathodenoberfläche geführt. Die elektrostatische Extraktionsstruktur ist in Abbildung 3.5 im Detail gezeigt. Die Extraktion der an der Kathodenoberfläche befindlichen Elektronen erfolgt durch eine rotationssymmetrische Extraktionselektrode. Eine davor befindliche Pierce-Elektrode (Pierce, 1940) unterstützt bei der Fokussierung durch Ausgleich des Raumladungspotentials des Elektronenstrahls. An die Extraktionselektrode schließen sich zwölf ringförmige Beschleunigungselektroden an, welche den Elektronenstrahl auf die gewünschte kinetische Energie beschleunigen und den Strahltransport zum elektrostatischen 90°-Ablenker gewährleisten. Dieser erfüllt zwei Aufgaben; zum Einen trennt er den Elektronenstrahl vom antiparallel verlaufenden Laserstrahl, zum Anderen ändert er die Spinorientierung der Elektronen von longitudinal zu transversal (Engwall u. a., 1992). Die Spannungen der Beschleunigungselektroden werden über einen Spannungsteiler als Bruchteile der Spannung an der Kathode erzeugt. Das Blockschaltbild hierzu ist in Abbildung C.3 abgebildet.

In Abbildung 3.6 ist die schematische Seitenansicht der Extraktionsstruktur gezeigt. Farblich markiert sind die üblicherweise belegten Anschlüsse, die zugehörige Spannung der entsprechenden

3.2. *Kammersystem*

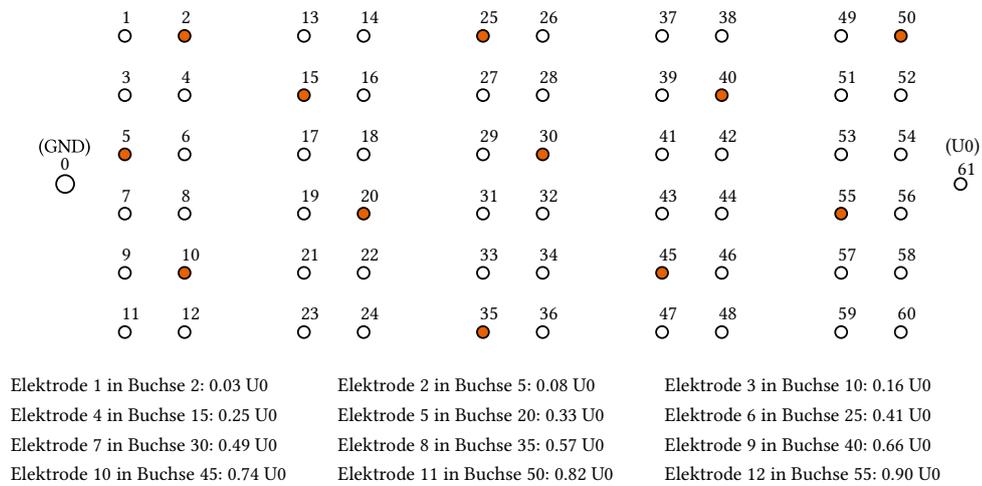


Abbildung 3.6.: Schematische Frontansicht des Spannungsteilers. Die üblicherweise belegten Anschlüsse sind farbig markiert, die dazugehörige Elektrode mit entsprechender Spannung ist am unteren Bildrand vermerkt.

Elektrode ist am unteren Rand vermerkt. Durch Anschließen der Elektroden an alternative Anschlüsse können so verschiedene Beschleunigungsprofile gewählt werden. Die asymmetrische Ausbildung der Feldlinien an der letzten Elektrode ist durch die anschließenden Ablenkerplatten verursacht, welche den Strahl um 90° biegen.

Die Kammer besteht aus einem CF160-Doppelkreuz sowie einem direkt verbundenen CF100-Doppelkreuz. Das CF160-Doppelkreuz enthält den elektrostatischen Ablenker, eine *Vacom BARIO-N® extended*-Bayard-Alpert-Vakuummessröhre, eine *SAES getters NEXTorr® D100-5-NEG*-Pumpe, eine *Leybold IZ 270 Triode* Ionengetterpumpe sowie das Saphirglaseintrittsfenster des Extraktionslasers. Dieses war zu Beginn mit einer reflexionshemmenden Schicht bedampft, um Streuverluste beim Einkoppeln des Lasers zu mindern. Beim ersten Ausheizvorgang löste diese Schicht sich jedoch vollständig zu einem staubigen Belag auf. Dieser wurde anschließend entfernt, so dass davon auszugehen ist, dass das Fenster normale Reflexionseigenschaften zeigt. Um den Eintrag von UV-Photonen, Ionen oder Elektronen aus der Messröhre in die Kammer zu verhindern, ist diese durch eine Blende geschirmt. Das CF100-Doppelkreuz enthält die aus zwölf zylinderförmigen Elektroden, der Extraktionsanode sowie einer Pierce-Elektrode bestehende Extraktions- und Beschleunigungsstruktur, eine *SAES getters NEXTorr® D200-5-NEG*-Pumpe sowie ein Quarzglasaustrittsfenster, welches zur initialen Justierung des Extraktionslasers verwendet wird.

Der in Abbildung 3.7 gezeigte Ablenker ist für parallel eintretende Strahlen doppelt, d.h. in beiden Strahlebenen fokussierend (Kreckel u. a., 2010), was in Abbildung 3.7a anhand des simulierten Strahlverlaufs in rot zu erkennen ist. Die Gestaltung des Ablenkers als unterschiedlich hohe, konzentrische Zylinderplatten anstatt eines klassischen sphärischen Ablenkers wurde aus Gründen der leichteren Fertigung gewählt. Durch die Anordnung ahmt er das Feld eines sphärischen Ablenkers im Bereich des Zentrums annähernd nach und besitzt dadurch ähnliche Ablenkeigenschaften. Die primäre Funktion des Ablenkers ist eine Trennung der bis dahin parallel überlagerten Extraktionslaser und der Elektronenstrahlen. Zusätzlich ändert er die Orientierung der

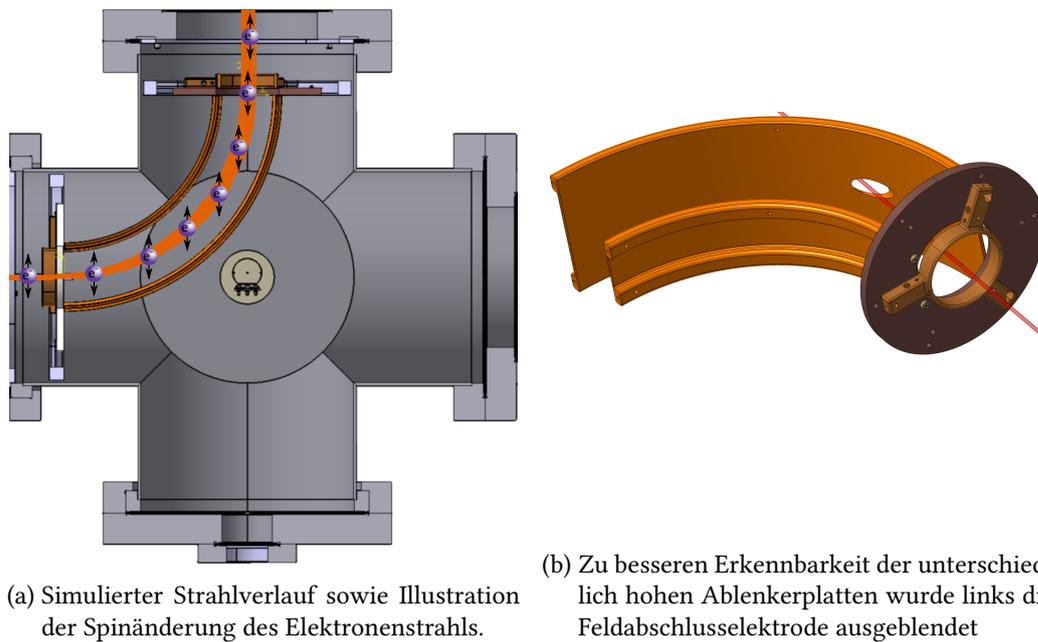


Abbildung 3.7.: Querschnitt durch die Ablenkerkammer (Abbildung 3.7a) sowie das 3D-Modell des Ablenkers (Abbildung 3.7b).

Polarisation relativ zur Bewegungsrichtung des Elektronenstrahls. Nach Austritt aus der Kathode ist der Spinvektor der Elektronen senkrecht zur Kathodenoberfläche orientiert, was durch die Beschleunigung zu einer longitudinalen Polarisation des Strahls führt. Das elektrische Feld des Ablenkers wechselwirkt mit der Ladung, nicht aber dem Spin der Elektronen. Dadurch wird die Trajektorie der Elektronen geändert, die absolute Ausrichtung des Spinvektors jedoch nicht, wie in Abbildung 3.7a illustriert. Durch die Ablenkung um  $90^\circ$  ist der Spinvektor somit nicht mehr parallel sondern senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen, was zu einem in der horizontalen Ebene transversal polarisierten Strahl führt. Der Winkel  $\eta_e$ , um welchen der Elektronenspin bei elektrostatischer Ablenkung des Strahls um den Winkel  $\delta_b$  gedreht wird, berechnet sich unter Berücksichtigung relativistischer Effekte zu (Bargmann u. a., 1959)

$$\eta_e = \left( \frac{g}{2\gamma} - a\gamma \right) \delta_b \quad (3.1)$$

mit der gyromagnetischen Anomalie des Elektrons  $a = \frac{g}{2} - 1$  von 0,002 319 sowie dem Lorentz-Faktor  $\gamma$ , welcher bei 10 keV für Elektronen 1,019 56 beträgt. Damit ergibt sich, dass bei der Maximalenergie der Elektronen von 10 keV der Elektronenspin bei Ablenkung um  $90^\circ$  nur um  $88,15^\circ$  gedreht wird, was einer Abweichung von knapp 2 % entspricht und bei nachfolgenden Experimenten beachtet werden muss.

### 3.2. Kammersystem

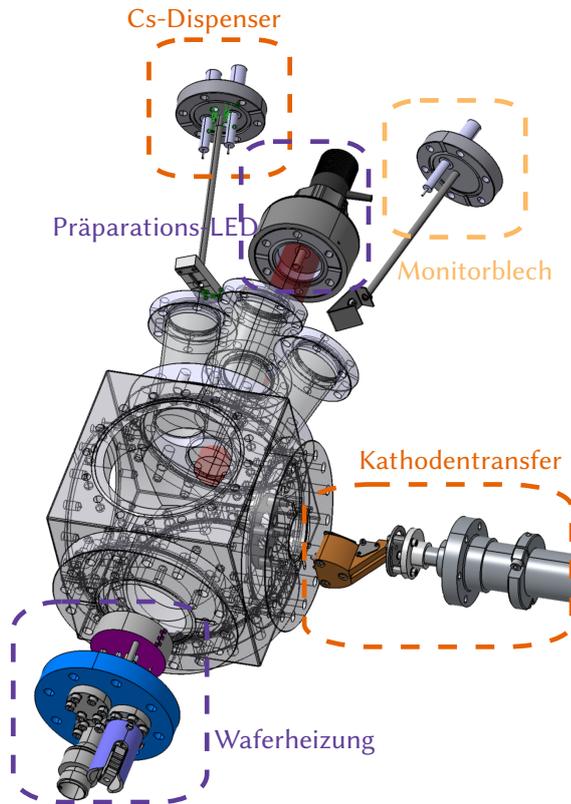


Abbildung 3.8.: Explosionszeichnung des 3D-Modells der Präparationskammer.

#### 3.2.2. Präparationskammer

Die in Abbildung 3.8 dargestellte Präparationskammer stellt in der aktuellen Ausbaustufe des Experiments das einzige Element des Schleusensystems zur Einbringung, Aufbereitung und Bevorratung von Photokathoden ins Vakuum dar. Diese vereinfachende Reduzierung ist dadurch möglich, dass u. a. aus Kostengründen z. Zt. nur eine Photokathode im Vakuum vorgesehen ist. Diese ist fest an der Kathode montiert und auf einer magnetischen Transferstange befestigt, welche den Transport zwischen Präparation und Extraktion bewerkstelligt. In Abbildung 3.9 ist das Modell des Kathodenhalters zu sehen. Kernelement dessen ist ein kupferner Halteblock, in welchen eine der Dicke der Kathode entsprechende Vertiefung eingefräst ist. In diese wird die Kathode eingelegt und von einem U-förmigen, nichtmagnetischen Edelstahlplättchen in Position gehalten. An der Stirnseite befinden sich drei abgerundete Kegel, welche in der Extraktionskammer in entsprechende Vertiefungen eines Anschlags geführt werden und somit die Position der Kathode definieren. Unterhalb ist ein angefrästes Degussit-Röhrchen angebracht, welches als isolierender Abstandshalter einen Kurzschluss zwischen der Kathode und der Pierce-Elektrode verhindert. Der Halter ist über einen Macor-Block thermisch isoliert an einem drehbaren Bayonett verschraubt, um eine Feinjustage zu ermöglichen. Dieses wiederum ist mit der u. g. Macor-Platte verschraubt, welche selbst an der Transferstange befestigt ist. Die Macor-Isolierung sorgt für eine elektrisch isolierende Trennung zwischen der Kathode und der geerdeten Transferstange, so dass der Kathodenhalter mit Hochspannung betrieben werden kann. Die Transferstange bringt

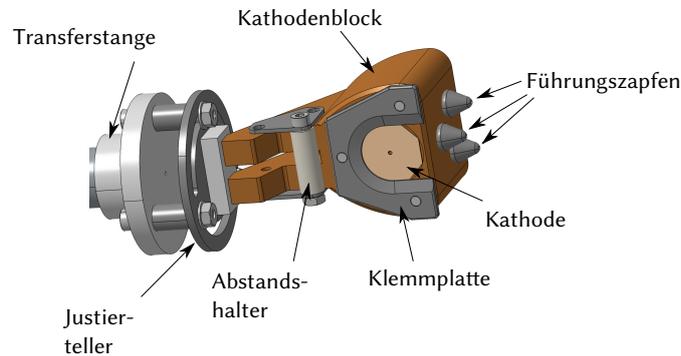
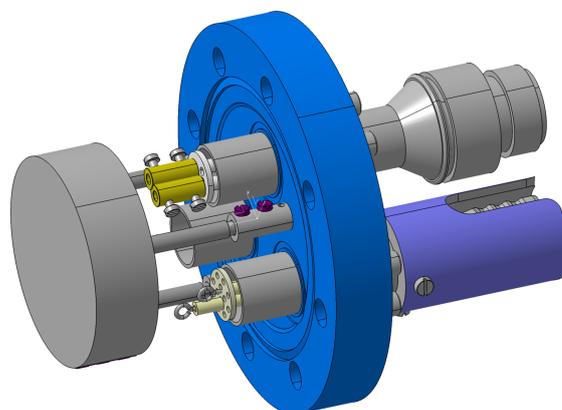


Abbildung 3.9.: Kathodentransferstange mit angebrachtem kupfernen Kathodenhalter.

die Kathode über einen mechanischen Anschlag definiert in Position, welcher sie zusätzlich erdet, so dass der während des Präparationsprozess entstehende Photostrom ausgeglichen wird und keine Aufladung stattfindet. Die Heizreinigung erfolgt über die in Abbildung 3.10 gezeigte kommerzielle Wafer-Heizung des Typs *WH63-2T-Lo75D54* der Firma *Dr. Eberl MBE-Komponenten GmbH*. Hierbei wird die Kathode rückseitig radiativ auf die gewünschte Temperatur geheizt.

In Betrieb wird die Kathodentemperatur nicht überwacht, lediglich die Temperatur des Heizelements selbst. Mit einem temporär angebrachten Thermoelement wurde eine Anpassungskurve der an der Photokathodenseite erreichten Temperatur in Abhängigkeit der Heizungstemperatur aufgenommen. In Abbildung 3.11a ist diese Kurve gezeigt. Der Zusammenhang zwischen Kathoden- und Heizelementtemperatur lässt sich recht akkurat über folgende Formel beschreiben:

$$T_{\text{Kathode}}[\text{°C}] = -37,2(15) \text{°C} + 0,683(3) \times T_{\text{Heizelement}}[\text{°C}] \quad (3.2)$$



© 2015 DR. EBERL MBE-KOMPONENTEN GMBH

Abbildung 3.10.: Modell des kommerziellen 2'' Heizelements.

### 3.2. Kammersystem

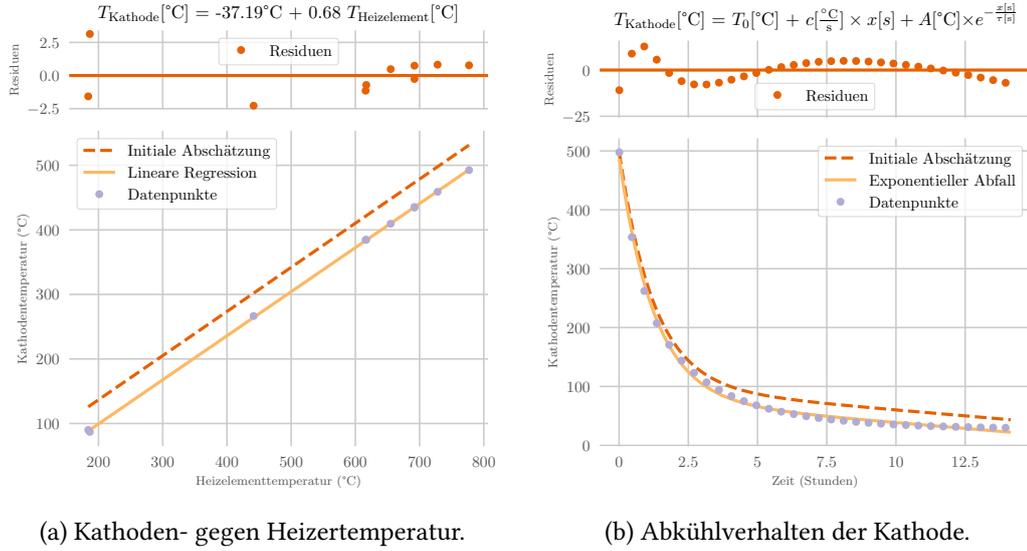


Abbildung 3.11.: Plots des Temperaturverhaltens der Kathode während eines Heizzyklus.

Der lineare Verlauf lässt eine Extrapolation zu höheren Werten hin gültig erscheinen. Bei sich der Raumtemperatur nähernden Werten sind aufgrund des negativen Offsets, welcher dem real sich asymptotisch der Raumtemperatur nähernden Verlaufs widerspricht, immer größer werdende Abweichungen zwischen der realen und berechneten Temperatur zu erwarten. In Abbildung 3.11b ist eine Abkühlkurve der Kathode von einer typischen Oberflächenreinigungstemperatur von 500 °C zu sehen. Die Kurve wurde durch Linearkombination eines linearen Abfalls und eines exponentiellen Abfalls über die Zeit  $t$  angepasst:

$$T_{\text{Kathode}}(t) = T_1 + a \cdot t + A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.3)$$

$$T_1 = 77,73(11) \text{ °C} \quad (3.4)$$

$$a = -9,810(3) \cdot 10^{-4} \text{ °C s}^{-1} \quad (3.5)$$

$$A = 412,1(2) \text{ °C} \approx T_0 - T_1 \quad (3.6)$$

$$\tau = 5056(4) \text{ s} \quad (3.7)$$

Hierbei ist  $T_0$  die Kathodentemperatur zu Beginn des Abkühlens. Ausgehend von Gleichung (3.3) lässt sich unter Anpassung der Amplitude (Gleichung (3.6)) entsprechend der Ausgangstemperatur  $T_0$  die Zeit abschätzen, die zum Erreichen einer gewünschten Temperatur benötigt wird. Löst man Gleichung (3.3) nach der benötigten Zeit  $t$  auf, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$t(T) = b(T) + \tau \cdot W\left(\frac{A}{c} e^{-\frac{b(T)}{c}}\right) \quad (3.8)$$

$$b(T) = \frac{T_1 - T}{a} \quad (3.9)$$

$$c = a \cdot \tau \quad (3.10)$$

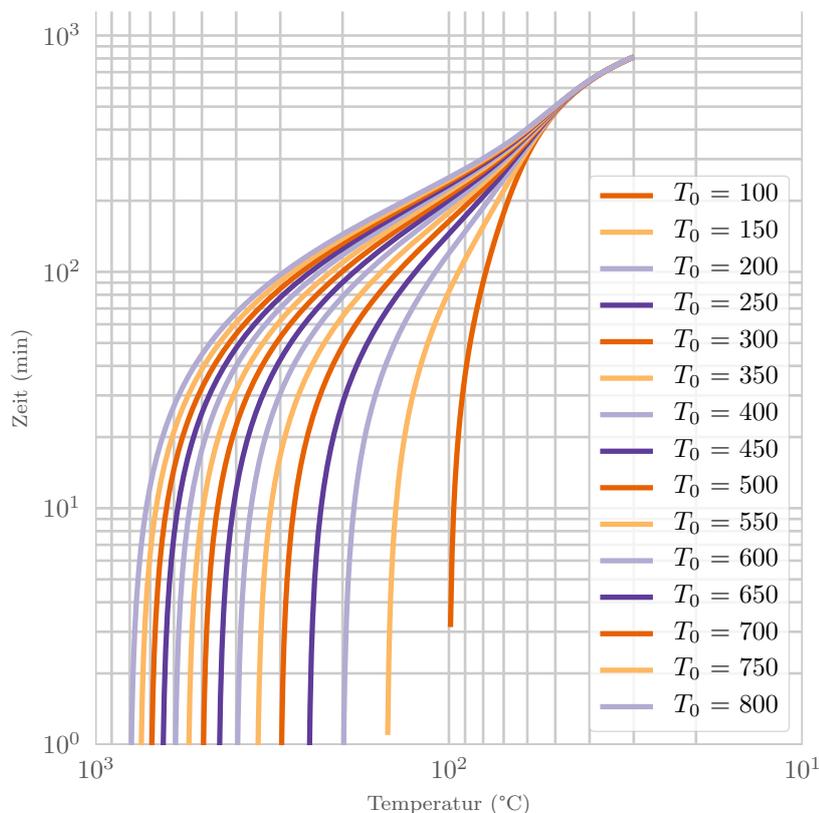


Abbildung 3.12.: Kathodenabkühlungsdauer für verschiedene Anfangstemperaturen. Man sucht sich zunächst die Kurve für die gewünschte Starttemperatur heraus (von links nach rechts fallend). Anschließend auf der Abszisse die gewünschte Endtemperatur. Von dort zieht man gedanklich eine Gerade nach oben, bis diese sich mit der Startkurve schneidet. Danach liest man auf der Ordinate die zugehörige Zeit ab, die es benötigt, um diese Temperatur zu erreichen. Es dauert z. B. ungefähr 90 min, um die Kathode von 100 °C auf 80 °C abkühlen zu lassen.

Dabei wird die lambertsche W-Funktion  $W(z)$  benötigt, welche nicht analytisch sondern ausschließlich numerisch berechnet werden kann (Corless u. a., 1996). Aus diesem Grund ist für eine einfache Abschätzung Gleichung (3.8) für verschiedene Anfangstemperaturen  $T_0$  in Abbildung 3.12 aufgetragen. Nach ungefähr 8 h ( $\sim 500$  min) ist die Kathodentemperatur dabei relativ starttemperaturunabhängig auf annähernd 50 °C gefallen und ein neuer Präparationszyklus kann begonnen werden. Bei einer anstehenden Überarbeitung der Kathodenhalterung für mehrere Kathoden parallel im System sollte auf eine geringere thermische Masse zur schnelleren Abkühlung geachtet werden.

Der Photokathode zugewandt befindet sich ein vierfach-CF<sub>40</sub>-zu-CF<sub>100</sub>-Flansch mit den restlichen zur Präparation benötigten Elementen. Ein Sichtfenster erlaubt die Bestrahlung der Photokathode mit zur Überwachung des Präparationsprozesses benötigten Lichts, welches von einer kollimierten Infrarot-LED des Typs M780L3 der Firma Thorlabs stammt. Das Cäsiumbedampfen erfolgt mittels eines Cäsiumdispensers des Typs Cs/NF/10.8/25/FT 10+10 der Firma SAES getters.

### 3.2. Kammersystem

Die Sauerstoffzufuhr erfolgt durch gasförmigen Sauerstoff der Reinheitsklasse 6,0, dessen Fluss durch ein Piezodosierventil des Typs *PEV-1* der Firma *Key High Vacuum Products, Inc.* geregelt wird. Versuche, den Sauerstoff durch Erhitzen pulverförmigen Bariumperoxids ( $\text{BaO}_2$ ) zur Verfügung zu stellen, scheiterten an der thermischen Trägheit des konstruierten Ofens, welcher die benötigte schnelle Regelung der Sauerstoffmenge nicht zufriedenstellend liefern konnte. Aufgrund dessen konnten keine Versuche zur prinzipiellen Eignung von  $\text{BaO}_2$  als Sauerstoffquelle für den Präparationsprozess durchgeführt werden. Ein angebrachtes Stahlröhrchen leitet den Sauerstoff nah an die Kathodenoberfläche, um einen möglichst geringen und zielgerichteten Sauerstoffeintrag zu gewährleisten. Zuletzt befindet sich noch ein elektrisch isoliert befestigtes Stahlblech in der Kammer, welches während der Präparation auf ein relativ zur Kathode positives Potential gelegt wird und somit die von der LED extrahierten Photoelektronen anzieht und durch Photostrommessung eine Online-Überwachung der Quanteneffizienz ermöglicht. Da weder die Leistung der eingesetzten LED noch die Nachweeffizienz des Bleches hinreichend genau bekannt sind, stellt dies eine ausschließlich qualitative Messung dar, welche für reproduzierbare Ergebnisse jedoch ausreichend ist.

#### 3.2.3. Diagnosekammer

Die in Abbildung 3.13 im Querschnitt gezeigte Diagnosekammer schließt den Versuchsaufbau im aktuellen Ausbaustadium als letzte feste Komponente ab. Sie besteht aus einem CF-100-Kreuz mit untem angeflanschten CF-100-T-Stück und ist durch ein Ganzmetalldruckluftventil von der Extraktionskammer getrennt. Der zum Ventil zeigende Arm des Doppelkreuzes enthält eine in

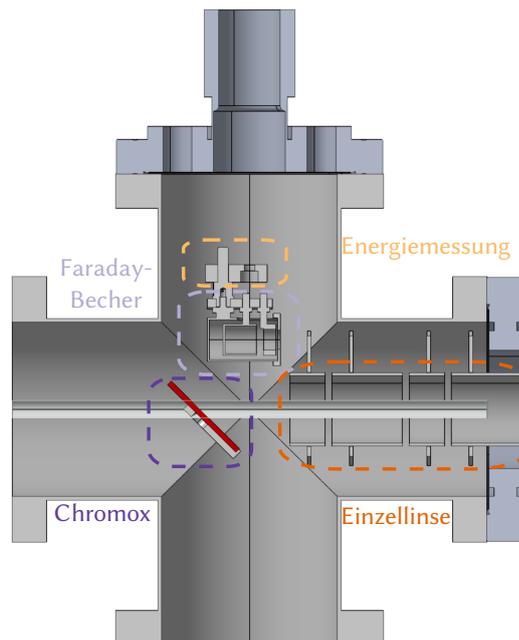


Abbildung 3.13.: Schnitt durch das 3D-Modell der Diagnosekammer und der darin befindlichen Elemente.

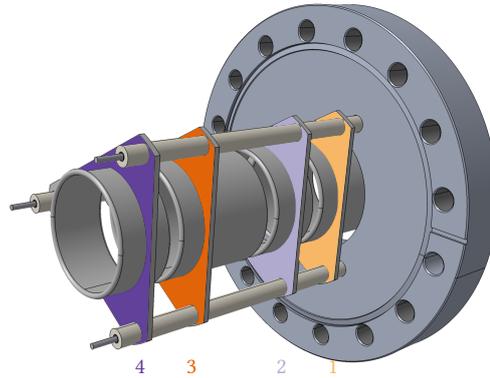


Abbildung 3.14.: 3D-Modell der Einzelleinse. Diese ist fest auf einem Doppelblindflansch mit Durchgangsbohrung montiert. Alle vier Linsenelemente sind über SHV-Anschlüsse nach außen geführt und können mit Spannung belegt werden. Die Linsenelektroden sind gemäß der Reihenfolge nummeriert, in welcher sie vom Elektronenstrahl gesehen werden.

Abbildung 3.14 gezeigte vierelementige elektrostatische Einzelleinse (Kalinin, 2017). Diese besteht aus vier Zylindern mit 40 mm Durchmesser, im Wechsel 40 mm und 20 mm lang, mit je 4 mm Luftspalt. Im Betrieb wird eines der mittleren Elemente mit Spannung versorgt, während die anderen drei geerdet werden. Die Abweichung von der klassischen dreielementigen Bauform ermöglicht wahlweise die Verwendung der Konfiguration lang-kurz-lang oder kurz-lang-kurz, um in verschiedenen Situationen eine passende Abbildungsleistung zu erhalten. Bei Fokussierung des Strahls in den verbauten Faraday-Becher hat sich eine negative Spannung auf dem kurzem Element (der zweiten Elektrode in Richtung des Elektronenstrahls) als optimal erwiesen, wobei die Spannung ungefähr  $(70 \pm 5) \%$  der Beschleunigungsspannung beträgt. Bei den mittleren Flanschen trägt der obere Flansch einen Translationsmanipulator (Abbildung 3.15), welcher zusätzlich in der Flanschebene verfahrbar ist. An diesem sitzen an einer Stange befestigt ein Faraday-Becher (Stiebing, 2017) zur Strahlstrommessung, eine Chromox-Szintillatorplatte zur Strahlprofilmessung sowie ein einfaches Stahlblech, um eine Messung der Strahlenergieverteilung per Gegenfeldmethode durchführen zu können. Der in Abbildung 3.16a zu sehende Faraday-Becher



Abbildung 3.15.: Fotografie des mechanischen XYZ-Manipulators vor dem Einbau. Dieser kann die Diagnosekomponenten zur Strahlstrom- (Abbildung 3.16a), Strahlprofil- (Abbildung 3.16b) und Energieverteilungsmessung in den Elektronenstrahl fahren.

### 3.3. Diodenlaser

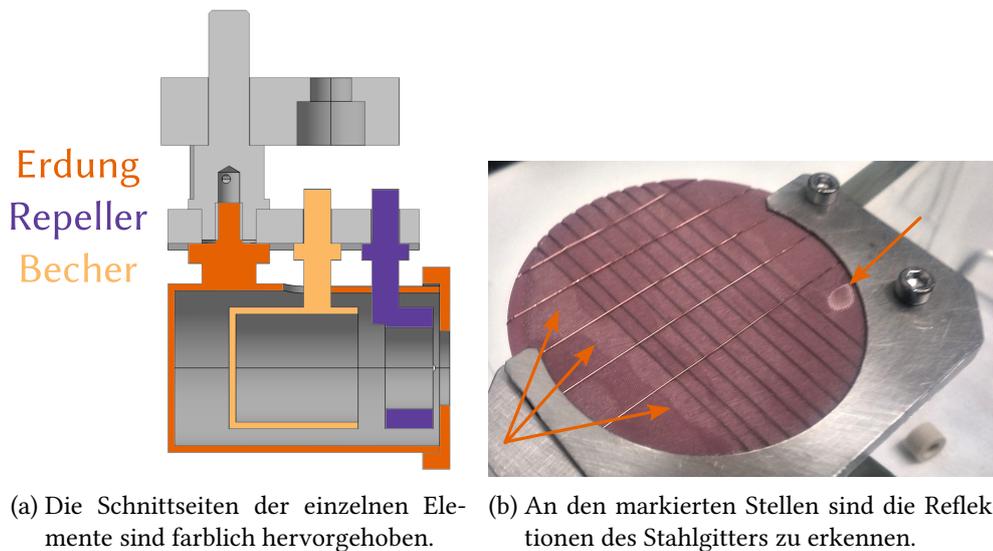
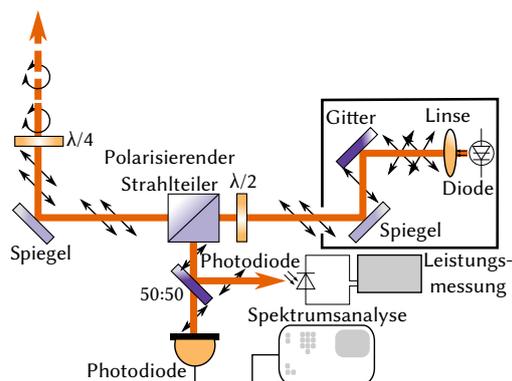


Abbildung 3.16.: Detailaufnahmen des verbauten Faraday-Behers (3.16a) sowie des Chromox-Schirms (3.16b).

besteht aus einem einseitig verschlossenen Hohlzylinder zur Stromaufnahme und einem davor gelegenen Zylinderring als Repellerelektrode zur Unterdrückung von Sekundärelektronenverlusten, eingebettet in ein geerdetes Gehäuse. Obwohl keine weiteren Maßnahmen zu Sekundärelektronenverlusten, wie z. B. eine abgeschrägte Aufprallfläche, getroffen wurden, zeigten sich bei Vergleich des Kathodenstroms mit dem im Faraday-Becher auftreffenden Elektronenstrom bei höheren Strahlenergien keine Intensitätsunterschiede. Der verwendete 3 mm dicke und 27,5 mm im Radius messende Chromox-Schirm ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}$ ) besteht aus zu 0,5 % mit Chrom dotierter Aluminiumkeramik. In Abbildung 3.16b ist eine Fotografie samt Halter und montierter Gitter zu sehen. Beim Auftreffen von Elektronen strahlt der Schirm Photonen von ungefähr 693 nm Wellenlänge ab (McCarthy, 2003), bei einer Lumineszenz von 0,88 Photonen/keV/A (Kube u. Lauth, 2009). Der Schirm wird um  $45^\circ$  geneigt in den Strahl gefahren und das entstehende Licht von oben durch ein CF-16-Sichtfenster von einer CMOS-Kamera des Typs *UI-5240SE-M-GL* des Herstellers *IDS* detektiert. Zwischen Fenster und Kamera kann ein Hochpassfilter geschoben werden, um evtl. auftretende Reflektionen des Extraktionslasers herauszufiltern. Auf dem Schirm wurde ein aus 25  $\mu\text{m}$  dicken Stahldrähten im Abstand von 60  $\mu\text{m}$  bestehendes Gitter befestigt, welches zum Abtransport der Elektronenladung und somit zur Verhinderung von Aufladungseffekten dient. Darüber sind 200  $\mu\text{m}$  dicke Drähte als Markierungen zur Verzerrungskorrektur gespannt, in horizontaler Ebene mit 3 mm Abstand, vertikal mit 7,5 mm.

### 3.3. Diodenlaser

Der Laser zur Erzeugung der Infrarotphotonen zur Anregung der Photoelektronen ist ein nach Krieger (2013) konstruierter Littrow-Diodenlaser, dessen Aufbau in Abbildung 3.17a zu sehen



(a) Schematischer Aufbau des Extraktionslasers



(b) Laserjustiervorrichtung, ohne eingesetzte Diode und ohne Einhausung.

Abbildung 3.17.: Schema und Aufbau des Infrarotlasers.

ist. Als Laserdiode ist eine *Eagleyard Photonics EYP-RWE-0840-06010-1500-SOT02-0000*-Diode verbaut, als Gitter ein *Thorlabs GH13-18V* mit 1800 Linien/mm. Der Aufbau wird mit einem *Thorlabs AD590*-Temperatursensor überwacht und mittels eines *Eureca TEC1H-40-40-98/80-BS*-Peltierelements temperaturstabilisiert. Abbildung 3.17b zeigt den fertigen Aufbau der Justiervorrichtung ohne eingesetzte Laserdiode und ohne die aufgesetzte Einhausung. Der Laser ist über Verstellung des Gitters per Mikrometerschraube im Wellenlängenbereich von ungefähr 790 nm bis 820 nm einzustellen, die Leistung lässt sich bis zu nutzbaren 50(35) mW wählen. Die nutzbare Leistung wird nach oben neben der Leistung der Diode selbst durch die Größe der Durchlässe im Ablenker und der Pierce-Kathode begrenzt. Nach der Auswahl der gewünschten Wellenlänge über ein Gitter und die erste Umlenkung über einen Spiegel, erfolgt eine Teilauskopplung des Strahls durch einen variablen polarisierenden Strahlteiler des Typs *VA5-780/M*. Dieser besteht aus einer drehbaren  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte mit anschließendem polarisierenden Strahlteiler. Durch Drehen der  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte lässt sich das Verhältnis von p- zu s-polarisiertem Licht im Strahl steuern, welches den polarisierenden Strahlteiler entweder passieren kann oder abgelenkt wird. Der abgelenkte Teil wird wiederum durch einen 50:50-Strahlteiler vom Typ *CCM5-BS017/M* in zwei Teilstrahlen geteilt. Einer der Teilstrahlen wird verwendet, um mit der in Abbildung 3.18 gezeigten Schaltung eine Messung der Diodenlaserleistung durchzuführen, wodurch über einen Vergleich mit dem von der Photokathode abfließenden Elektronenstrom die Quanteneffizienz bestimmt wird. Über Auswahl des verwendeten Widerstands lässt sich die Verstärkung regeln, wobei ein größerer Widerstand einer höheren Verstärkung entspricht. Der andere Teilstrahl wird in ein Spektrometer vom Typ *CCS175/M* gelenkt. Über dieses lässt sich die Wellenlänge der aktiven Mode des Diodenlasers bestimmen. Da sich gezeigt hat, dass Erschütterungen und Temperaturschwankungen im Labor und Änderungen im Treiberstrom der Diode ein Springen der Mode herbeiführen können, was mit einer geänderten Wellenlänge des Lasers einhergeht, wurde diese Strahlführung aufgebaut, um alle relevanten Parameter kontinuierlich messen zu können. Vor dem variablen Strahlteiler kann der Strahl noch nach Wunsch durch eine Blende kollimiert und durch einen variablen Graufilter vom Typ *NDC-50C-4M-B* in der Intensität verringert werden, um verschiedenen experimentellen Anforderungen gerecht zu werden.

### 3.4. Mott-Detektor

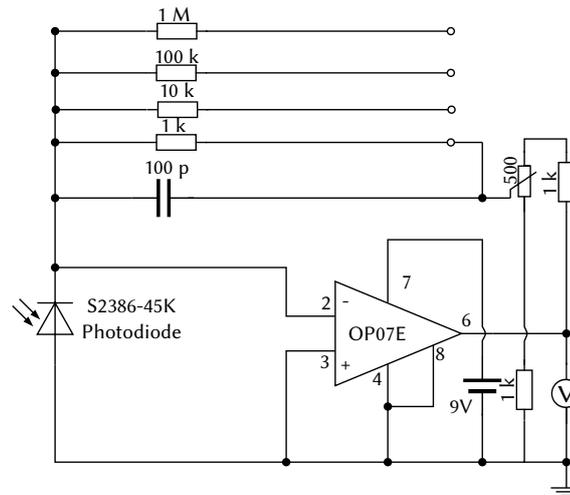


Abbildung 3.18.: Verwendete Verstärkungsschaltung zur Messung der Diodenlaserleistung. Die Zahlen am OpAmp beziehen sich auf dessen Pinnummern. Durch Auswahl der Widerstände lässt sich die Verstärkung einstellen.

### 3.4. Mott-Detektor

Die Messungen zur Polarisation des Elektronenstrahls wurden mit einem kommerziellen Mini-Mott-Detektor der Firma *specs* durchgeführt, welcher dankenswerterweise von der Frankfurter Atomphysikgruppe unter der Leitung von Prof. Dörner als Leihgabe zur Verfügung gestellt wurde. Dieser basiert auf dem in [Burnett u. a. \(1994\)](#) beschriebenen Design. In [Abbildung 3.19](#) ist der schematische Aufbau des Detektors dargestellt. Aus [Gleichung \(2.13\)](#) lässt sich erkennen, dass Mott-Streuung nur für hinreichend große Energien ab ungefähr 20 keV von Bedeutung ist. Um auch an Elektronenstrahlen niedrigerer Energie Spinpolarimetrie betreiben zu können, müssen die Elektronen also nachbeschleunigt werden. In der [Abbildung 3.19](#) befinden sich die hellblau gezeichneten Teile des Detektors auf Erdpotential, wohingegen die hellgelben Teile unter Hoch-

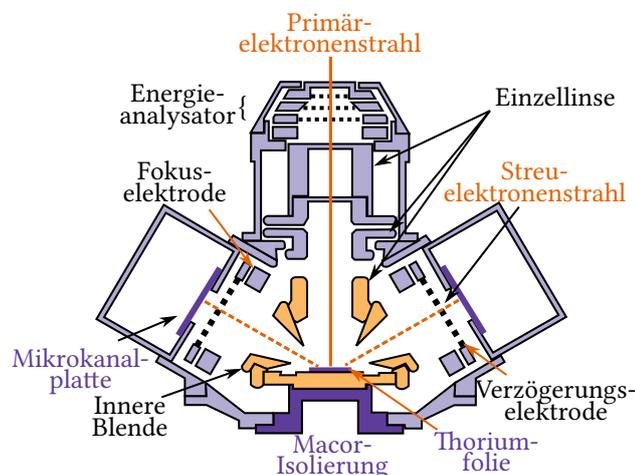


Abbildung 3.19.: Schematischer Aufbau des verwendeten Mott-Detektors.

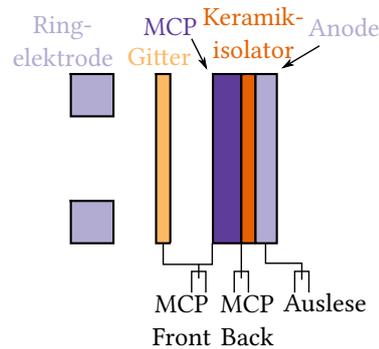


Abbildung 3.20.: Zuordnung der Pinbelegung des Detektors zu den Detektorbestandteilen.

spannung (bis zu 29 kV) stehen. Da der Detektor eigentlich für Polarimetrie von Streuelektronen mit nur wenigen Elektronenvolt Energie konzipiert ist, besitzt er noch einen Energieanalysator, eine Einzellinse und Fokuselektroden, welche für den Betrieb monoenergetischer, fokussierter Strahlen jedoch nicht benötigt werden und somit alle auf Erdpotential gelegt wurden. Die Primärelektronen treten also mit der kinetischen Energie  $E_o$  in den Detektor ein. Passieren sie die innere Blende, gewinnen sie zusätzlich die Energie  $E_{Nach}$  und treffen mit der Gesamtenergie  $E_{Gesamt} = E_o + E_{Nach}$  auf die Thorium-Folie. Dieser Energiewert ist relevant, um der Literatur (Burnett u. a., 1994; McClelland u. a., 1998) den Wert der effektiven Sherman-Funktion entnehmen zu können. Nach der Streuung an der Folie können die unter  $120^\circ$  gestreuten Elektronen durch eine weitere Blende den inneren Teil des Detektors verlassen, wobei sie die Energie  $E_{Nach}$  wieder verlieren und nach Passieren eines Gitters auf eine Mikrokanalplatte (MCP; englisch für *Microchannelplate*) treffen, mittels derer sie detektiert werden. Für die Funktionsweise der MCPs sei auf Lampton (1981) verwiesen. Da bei der Streuung an der Thorium-Folie neben der elastischen Mott-Streuung ebenso inelastische Streuung auftreten kann, wird die effektive Sherman-Funktion in der Literatur gegen ein inelastisches Energieverlustfenster aufgetragen. Legt man an das in den Abbildungen 3.19 und 3.20 gezeigte Gitter vor den MCPs eine Spannung  $-U_{Brems}$  an, so können nur die Elektronen die MCPs erreichen, für die folgende Gleichung gilt:

$$E_o - E_{Inelastisch} > E_{Brems} \quad (3.11)$$

Das inelastische Energieverlustfenster beträgt hierbei  $E_o - E_{Brems}$  mit  $E_{Brems} = U_{Brems} \times e_o$ .

In Abbildung 3.20 ist schematisch der Aufbau des Teils des Detektors gezeigt, welcher für den Nachweis der gestreuten Elektronen zuständig ist. Hierfür sind über Kupferkabel Anschlüsse aus dem Detektor geführt, welche mit »MCP Front« und »MCP Back« bezeichnet sind und alle vier Detektoren parallel bedienen, sowie jeweils vier nummerierte Anschlüsse für die Auslese der einzelnen MCPs. Nachdem die Elektronen das Gitter passiert haben und auf die Vorderseite des MCPs treffen, werden sie durch die Spannungsdifferenz zwischen »MCP Front« und »MCP Back« zur Hinterseite beschleunigt und vervielfacht. Die am Ende austretenden Elektronen erzeugen an der durch eine dünne Keramikisolierung von dem MCP getrennten Anode eine Spiegelladung, welche detektiert werden kann. Durch die Keramik wird eine Trennung der Potentiale

### 3.5. Experimentsteuerung

---

des MCPs und der Ausleseelektronik erreicht. Im Betrieb lagen übliche Verstärkungsspannungen bei 1,9 kV. Soll also die Polarisation eines Elektronenstrahls mit  $E_0 = 1000$  eV bei einem inelastischen Energieverlustfenster von 300 eV gemessen werden, so ist »MCP Front« mit einer negativen Spannung des Betrags  $1000\text{ V} - 300\text{ V} = 700\text{ V}$  zu betreiben. Zum Erreichen der gewünschten Verstärkung muss »MCP Back« mit einer positiven Spannung von  $1900\text{ V} - 700\text{ V} = 1200\text{ V}$  betrieben werden. Die Anodensignale werden anschließend verstärkt, mit Hilfe von Diskriminatoren digitalisiert und durch die Experimentsteuerung gezählt.

## 3.5. Experimentsteuerung

### 3.5.1. Experimenthardware

Da der Experimentaufbau mobil an unterschiedlichen Experimentierstandorten betrieben werden können soll, wurde bei der Auswahl der Komponenten darauf geachtet, dass diese prinzipiell fernsteuerbar sind, da z. B. bei Speicherringexperimenten im Betrieb kein physischer Zugriff möglich ist. Das Herzstück sind zwei *cDAQ-9188*-Chassis des Herstellers *National Instruments*, welche je acht Steckplätze für verschiedene Erweiterungsmodule bereitstellen und über Netzwerk angesprochen werden. Die verwendete Netzwerkinfrastruktur ist sehr einfach gehalten, der Experimentsteuerungsrechner sowie das *cDAQ* im Niederspannungsgestell sind per Ethernet-Kabel an einen Netzwerkschalt angegeschlossen, das *cDAQ* im Hochspannungsschrank per Lichtwellenleiter. Der Steuerungsrechner selbst verfügt über zwei Netzwerkanschlüsse, so dass das Experimentnetzwerk getrennt von der örtlichen Netzwerkinfrastruktur läuft.

Im Gestell ist das *cDAQ* um folgende Module erweitert:

- NI 9205 (16 analoge  $-10\text{ V}$  bis  $10\text{ V}$  Eingänge), zum Auslesen elektronischer Geräte, welche ihren Betriebszustand über einen  $10\text{ V}$ -Ausgang mitteilen
- NI 9264 (16 analoge  $-10\text{ V}$  bis  $10\text{ V}$  Ausgänge), zum Steuern elektronischer Geräte mit einem  $10\text{ V}$  Eingang
- NI 9403 (32 TTL-Ports, je hälftig als Ein- und Ausgang eingerichtet), zum Auslesen und Steuern elektronischer Geräte
- NI 9211 (vier Thermoelementeingänge), zur Überwachung der Temperatur der Raumluft, des Kathodenheizers, der Halterung des Cs-Dispensers sowie der Vakuumkammern während des Ausheizens
- NI 9402 (vier digitale Hochfrequenzports), zum Auslesen und Steuern elektronischer Geräte, welche TTL-Frequenzein-/ausgänge besitzen
- NI 9862 (CAN-Bus-Kommunikation), zur Fernsteuerung einiger Hochspannungsnetzteile

Im Hochspannungsschrank ist das cDAQ um folgende Module erweitert, mit der gleichen Funktion wie bereits beschrieben:

- NI 9205 (16 analoge  $-10$  V bis  $10$  V Eingänge)
- NI 9264 (16 analoge  $-10$  V bis  $10$  V Ausgänge), zusätzlich zur Spannungsregelung der Pierce-Elektrode
- NI 9403 (32 TTL-Ports, je hälftig als Ein- und Ausgang eingerichtet)
- NI 9402 (vier digitale Hochfrequenzports)
- NI 9862 (CAN-Bus-Kommunikation)

Die je 32 analogen und digitalen Ein- und Ausgänge sind hierbei auf BNC-Patchleisten geführt. Ein detailliertes Blockschaltbild der elektrischen Verbindungen des Experimentaufbaus ist in Abbildung C.2 gezeigt.

### 3.5.2. Kontrollsoftware

Die Ansteuerung der Hardware erfolgt über ein im Rahmen der Arbeit entwickeltes und hauptsächlich mit LabView umgesetztes Steuerungsprogramm, welches im Folgenden kurz beschrieben wird.

Das Kontrollprogramm ist grundsätzlich monolithisch angelegt, d. h. Datenaufnahme, -aufbereitung, -anzeige und -speicherung sowie Hardwarekontrolle erfolgen in derselben Anwendung. Eine Trennung in Server-Client-Architektur ist grundsätzlich möglich und wurde testweise implementiert, zugunsten des geringeren Wartungsaufwands allerdings nicht weiter verfolgt.

Unter Verwendung der *Timed Loop*-Funktion von LabView ist die Software in kleinere »Unterprogramme« unterteilt, welche als unabhängige Schleifen parallel ausgeführt werden. Jede Schleife führt dabei eine Aufgabe aus, wie z. B. die CAN-Bus-Kommunikation, die Datenspeicherung, die Verarbeitung von Nutzereingaben oder die Visualisierung von Messwerten. Jede Schleife kann dabei in Priorität und Ausführhäufigkeit eingestellt werden, um auf wechselnde Situationen anpassbar zu sein. Der Datenaustausch zwischen den Schleifen folgt dem Konzept *funktionaler globaler Variablen* (National Instruments, 2015). Mess- und Setzwerte werden im Programm als physikalische Werte verarbeitet, d. h. die vom cDAQ-System gelesenen Rohwerte werden also direkt entsprechend ihrer Bedeutung skaliert. Die graphische Oberfläche ist in 13 Reiter unterteilt, welche in Anhang D gezeigt und im Folgenden kurz vorgestellt werden.

- *Settings* (Abbildung D.1) enthält allgemeine Einstellmöglichkeiten, welche im Betrieb änderbar sein sollen. Statische Einstellungen werden über eine INI-Datei gesetzt und zu Programmstart eingelesen. Die Einstellungsgruppe »PID gains Faraday Current« regelt dabei die Sensitivität auf Schwankungen, wenn der Strom im Faraday-Becher über Regelung der Laserdiodenleistung konstant gehalten werden soll. Unter »Analog Readout« lässt sich

### 3.5. Experimentsteuerung

---

einstellen, wie mit den seit dem letzten Auslesen angefallenen Werten der analogen Datenauslese verfahren werden soll. Es besteht die Möglichkeit, diese zu mitteln oder alternativ den letzten Wert auszugeben. »Frequency Period« ist die Zeit in ms, über welche die cDAQ-Frequenzmodule Ereignisse zählen sollen, um daraus eine Frequenz zu berechnen. Die »CAN Poll Period« ist die Zeit in ms, welche zwischen dem Auslesen von CAN-Datenpaketen gewartet werden soll. Diese Zeit sollte immer größer als das Doppelte der »CAN Read Period« sein, welche den Zeitabstand in ms bestimmt, mit welcher die CAN-Netzteile zur Ausgabe ihres Status angefragt werden. Die »Camera ID« sollte üblicherweise 0 (Null) sein, da nur eine Kamera zur Aufnahme des Leuchtens des Chromox-Schirms im System installiert ist. Sollten die Speicherpfade der verschiedenen Konfigurationsdateien nicht lesbar sein, so fragt das Programm beim Start nach einem gültigen Pfad.

- *X-NET Devices* (Abbildung D.2) fasst die Statusmeldungen der über CAN-Bus kommunizierenden Netzteile zusammen. Neben Informationen zu eventuell auftretenden Fehlerzuständen ist hier auch der allgemeine Status der einzelnen Kanäle zu sehen, mit Informationen zur Polarität, zum Kill-Schalter, usw.
- *Chromox* (Abbildung D.3) zeigt das Bild der auf den Chromox-Szintillator gerichteten Kamera. Zusätzlich ist ein Helligkeitshistogramm des Bilds zu sehen. Unter »Pfad« kann man den Speicherort auswählen, an welchen durch Klick auf »Save Image« ein Standbild der Aufnahme gespeichert wird.
- *Platform* (Abbildung D.4) enthält die meisten die Extraktion des Elektronenstrahls betreffenden Einstellungen. Die Felder »Platform Voltage« und »Platform Current« bestimmen maximale Spannung bzw. Stromstärke des Hochspannungsnetzteils, welches das Potential des Hochspannungsschranks und somit die Energie des extrahierten Elektronenstrahls bestimmt. Während der Präparation ist das Netzteil über einen physischen Schalter auf eine positive Spannungsausgabe zu stellen. In diesem Fall bestimmen die Felder den Wert der Spannung, mit welcher die Photoelektronen gesammelt werden. Die vom Netzteil ausgegebenen Werte werden direkt daneben angezeigt. »Pierce Voltage« und »Extraction Voltage« legen die Spannung der Pierce- respektive Extraktionselektrode fest. Die Felder »Bender Inside« und »Bender Outside« definieren die Ablenkspannungen des elektrostatischen Ablenkens. Sie werden bei Änderungen der Beschleunigungsspannung programmatisch mitgeführt, können aber getrennt voneinander nachjustiert werden. Mit dem Feld »Set Current FC« und dem Knopf »Current Control« kann der Strom auf dem Faraday-Becher in der Diagnosesektion über die PID-geregelte Leistung des Extraktionslasers stabilisiert werden. Somit kann eine Messung bei konstantem Strom unter Ausgleich der nachlassenden Quanteneffizienz durch nachgeregelter Laserleistung durchgeführt werden. Statt des Stroms im Faraday-Becher können prinzipiell auch z. B. der Kathodenstrom oder andere Messwerte stabilisiert werden. Hierzu muss das Programm an den entsprechenden Stellen angepasst bzw. erweitert werden. Die PID-Parameter können im Betrieb unter dem Reiter *Settings* angepasst werden. Hierbei ist darauf zu achten, dass mit Variation der Laserleistung ei-

ne Änderung der Lasermode und somit der Wellenlänge einhergehen kann, so dass diese Funktion mit Bedacht einzusetzen ist.

- *MOTT* (Abbildung D.5) enthält die Schaltflächen zur Polarisationsmessung mittels des Mott-Detektors. Zentral hierfür sind die Zählraten der vier MCP-Detektoren sowie die Verhältnisse zwischen oben-unten und links-rechts. Die den Zählraten zugeordneten Zahlen (Beispiel »3/top«) beziehen sich hierbei auf die Nummerierung der Ausgänge am Mott-Detektor. Die »MCP Voltage« ist die an der Rückseite der MCPs angelegte Verstärkungsspannung. Über den Schalter »MCP HV« kann diese langsam an- bzw. ausgeschaltet werden.
- *Vacuum* (Abbildung D.6) enthält einen Plot der Messwerte aller Vakuummessröhren. Der dargestellte Zeitraum ist anpassbar, genauso wie einzelne Messröhren aus-/eingebledet werden und die Aktualisierungsfrequenz verändert werden können. Der jeweils aktuelle Wert aller Röhren wird im oberen Bereich separat ausgegeben. Durch Klick in das Diagramm können Zeit-Druck-Wertepaare gezielt ausgelesen werden.
- *Laser Control* (Abbildung D.7) enthält alle den Extraktionslaser betreffenden Anzeigen und Einstellungen. Hier können die Betriebstemperatur und der Diodenstrom sowie der Betriebszustand des Lasers gesetzt und die angezeigten Betriebswerte überprüft werden. Ein Graph zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur an. Auch hier kann der Anzeigzeitraum eingestellt werden. Wenn im Reiter *Platform* »Current Control« aktiv ist, wird der unter »Diode Current« gesetzte Wert ignoriert, bis »Current Control« wieder deaktiviert wird. Der untere Graph zeigt ein Spektrum der Intensitätsverteilung über die Wellenlänge der Diode. Über die *Integration Time* (s) wird hierbei geregelt, wie lange pro Spektrum gemessen werden soll. Hierbei ist in Abhängigkeit der Diodenleistung die Zeit so zu wählen, dass das Maximum nahe einer Intensität von 1 liegt. Übliche Zeiten liegen im Bereich von 200  $\mu$ s. Durch *Spectrum Readout* (ms) wird gesteuert, wie häufig ein neues Spektrum aufgenommen werden soll. Die Wellenlänge mit höchster Intensität wird unter *Max* (nm) angezeigt. Um die *Laser Power* (mW) korrekt ermitteln zu können, muss der eingestellte Winkel des variablen Strahlteilers im Strahlengang der Laserdiode unter *VBS Angle* gesetzt werden.
- *Cathode Preparation* (Abbildung D.8) fasst alle die Präparation der GaAs-Kathode betreffenden Funktionen zusammen. Unter »Cleaning Heater« lässt sich die Temperatur der Kathodenheizung einstellen. Aufgrund des großen Abstands zwischen Heizung und Kathode ist die Temperatur an der Kathodenoberfläche deutlich geringer als die Heiztemperatur, der Zusammenhang ist in Abbildung 3.11a dargestellt. Neben der einzustellenden Temperatur muss das zugehörige Netzteil über den Knopf »Activate« eingeschaltet werden. Zur Vermeidung großer Temperatursprünge des Heizelements sollte das Netzteil erst ausgeschaltet werden, wenn die ausgegebene Spannung nahe Null liegt. Über den Knopf »PID« wird die Heiztemperatur exakt auf den eingestellten Wert geregelt. Ohne diese Regelung wird eine festprogrammierte Spannungs-Temperatur-Kurve angewandt, welche i. d. R. eine bis

### 3.5. Experimentsteuerung

---

zu maximal 5 % vom eingestellten Wert abweichende Temperatur ergibt. Möchte man die Temperatur schnell senken, sollte die PID-Regelung deaktiviert werden, da diese manchmal zu verlangsamtem Abkühlen führt. »CS Dispenser« steuert die Cs-Evaporation über fest vorgegebene Heizströme (»Low«, »Medium« und »High«), welche über das Feld »FineTune« individuell angepasst werden können. »Degas« dient zum Einen dazu, nach dem Belüften adsorbierte Gase aus der Dispensermatrix auszudampfen und zum Anderen, um den Dispenser vor jedem Präparationslauf gleichmäßig vorzuheizen und somit eine schnelle und reproduzierbare Evaporation zu gewährleisten. Unter »Power Monitor-LED« wird die Leistung der LED geregelt, welche während der Präparation einen Photostrom induziert. Die Werteskala 0 % bis 100 % bezieht sich dabei auf den Durchlassstrom der LED. 100 % entsprechen 700 mA, bei maximal zulässigen 800 mA, wobei der Zusammenhang zwischen Durchlassstrom und Photonenintensität nichtlinear ist. Die Grafik im rechten Bereich des Reiters zeigt den zeitlichen Verlauf zweier gemessener Ströme, welche als »Preparation« und »FaradayCup« bezeichnet sind. Letzterer bezieht sich auf den in der Diagnosesektion gemessenen Elektronenstrom. Erster bezeichnet während der Präparation den durch die LED induzierten Photostrom, welcher bei konstanter LED-Leistung proportional zur Quanteneffizienz ist und im Experimentbetrieb den Kathodenstrom, also den Strom, der von der Kathode abfließt. Die zur Messung der Ströme verwendeten Netzteile lassen sich in ihrer Anzeigeskala umstellen, danach müssen zur Umrechnung der Messwerte in physikalischen Strom die Konversionsfaktoren rechts neben der Stromanzeige entsprechend angepasst werden.

- *Valves* (Abbildung D.9) enthält die Steuerung der druckluftbetriebenen Vakuumventile. Da die Ventile z. Zt. allerdings per Hand betrieben werden, sind die Schalter in diesem Reiter bisweilen ohne Funktion.
- *Timed Actions* (Abbildung D.10) ermöglicht es, gewisse Teile der Experimentsteuerung zu einem bestimmten Zeitpunkt ausführen zu lassen. Man stellt unter »Time Stamp« Datum und Uhrzeit ein, an welchen ein bestimmter Wert gesetzt werden soll, wählt unter »Action« die auszuführende Aktion aus und stellt den entsprechenden Wert (Numerisch, Boolean, etc. ) ein. Nach dem Drücken von »Add« wird die Aktion übernommen und erscheint in der Liste der »Planned Actions«. Hier kann diese durch Auswahl und einen Druck auf »Delete« auch wieder entfernt werden. Wichtig ist zu beachten, dass geplante Aktionen mit einer Unterbrechung des Programms gelöscht werden und nach dem Starten erneut programmiert werden müssen.
- *Diagnosis* (Abbildung D.11) zeigt alle Rohwerte an, welche von den Modulen der beiden cDAQs ausgelesen werden und in diesen gesetzt sind. Temperatur und Frequenzen werden zusätzlich gegen die Zeit als Plot aufgetragen. Es ist auch möglich, analoge und digitale Ausgänge, welche nicht in der zentralen INI-Datei für eine Funktion reserviert sind, händisch auf einen gewünschten Wert zu setzen.

- *DAQ Module Status* (Abbildung D.12) sammelt den Fehlerzustand aller cDAQ-Module, um Probleme mit diesen identifizieren zu können.
- *Logging* (Abbildung D.13) enthält alle das Protokollieren der Mess- und Setzwerte betreffenden Funktionen. Der Pfad zum Speichern der Datei wird unter »Logging Path« gesetzt. »Log Frequency« ist die Häufigkeit in ms, mit der die aktuellen Werte gespeichert werden sollen. »Disk Buffer Time« hingegen bezeichnet die Häufigkeit, mit der diese zunächst intern gespeicherten Werte in die Protokolldatei auf der Festplatte geschrieben werden sollen. Die restlichen Anzeigen dienen zur Anzeige der Dauer des Durchlaufs der einzelnen Schleifen des Zeitpunkts der Beendigung des letzten Durchlaufs.

## 4. Ergebnisse

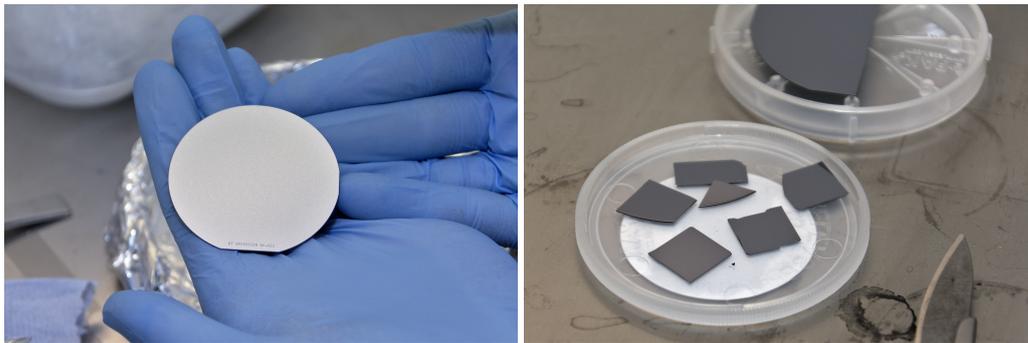
Nach dem in den vorhergehenden Kapiteln die experimentellen Grundlagen erläutert und die verschiedenen Komponenten des Versuchsaufbaus vorgestellt wurden, werden abschließend erste Ergebnisse des Betriebs vorgestellt. Neben Erkenntnissen die Kathodenpräparation betreffend sind dies vor allem Daten zu Polarisation und Profil des Strahls sowie der Kathodenlebensdauer. Abschließend folgt eine kurze Einordnung der Ergebnisse in Hinblick auf gestellte Ziele sowie durch Vergleich mit ähnlichen Aufbauten.

### 4.1. Kathodenherstellung

Die verwendeten GaAs-Kathoden wurden aus kommerziellen 2"-Waferscheiben der Firma *Wafer Technology Ltd., UK* hergestellt. Die Daten der Wafer sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Von diesen wurde einer mithilfe eines Skalpells unter einem Chemieabzug in mehrere Teilstücke zerteilt, welche die eigentlichen Kathoden darstellen. Dazu wurde der Wafer zwischen zwei durchscheinende Blätter Millimeterpapier gelegt, wodurch ein hinreichend genaues Abmessen der Schnittpunkte möglich war. Zunächst wurde ein Skalpell mit einer wie in Abbildung 4.2a zu sehenden abgerundeten Klinge eingesetzt. Die Wafer wurden weniger zerschnitten, sondern durch gezielten punktuellen Druck entlang der Kristallachse zum Springen gebracht. Dies gestaltete sich mit der runden Klinge als schwierig, da diese auf einer größeren Länge aufsetzte und den Druck somit auf mehrere Punkte verteilte, was gezieltes Spalten erschwerte. Eine wie in Abbildung 4.2b gezeigte Klinge mit gerader Schneide und einer Kante an dieser erwies sich als besser geeignet. Setzt man den rot umkreisten Punkt an die Seitenkante des Wafers an der Stelle, an der dieser springen soll und übt sachte steigenden Druck aus, lassen sich gut reproduzierbare, gerade Schnittkanten erzielen. Von den 5 erworbenen Wafern wurde einer in Kathodenstücke geteilt. Hierbei wurde eine Ausbeute von 15 Kathoden erzielt.

Tabelle 4.1.: Daten der verwendeten Galliumarsenidwafer.

Material:	GaAs	Typ:	Einkristall (fcc)
Dotierung:	Zn p-dotiert	Form:	Einseitig poliert
Orientierung:	(100) ± 0,1°	Durchmesser:	50,5(5) mm
Größte gestreckte Länge:	16(2) mm in (011)	Dicke:	350(25) µm
kleinste gestreckte Länge:	8(1) mm in (011)	Trägerkonzentration:	9,5(5) · 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>

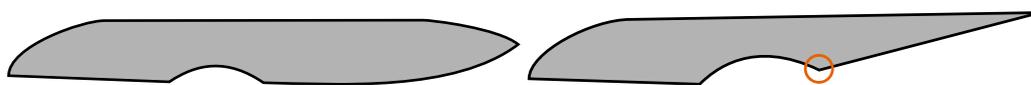


(a) Der Grundwafer, zu sehen ist die nichtmetallisierende matte Seite. (b) Mehrere aus dem in Abbildung 4.1a gezeigten Wafer erstellte Photokathoden.

Abbildung 4.1.: Die als Photokathode verwendeten Galliumarsenidwafer.

## 4.2. Säurereinigung und Vakuumeinbringung

Die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Wafer werden ab Werk mit einer passivierenden As-Schicht überzogen, so dass keine besonderen Vorkehrungen zur Aufbewahrung getroffen werden müssen. Diese Schicht muss vor Einbringen in das Vakuumsystem zunächst entfernt werden. Ebenso zeigte sich, dass Reinigung durch Ausheizen alleine langfristig nicht ausreicht, um eine hinreichend saubere Oberfläche zu erzeugen, so dass sich ein regelmäßiges chemisches Reinigen der Kathodenoberfläche entsprechend der angestrebten Leistungsfähigkeit empfiehlt. Hierzu wird um den die Lineardurchführung enthaltenden Flansch der Extraktionskammer zunächst eine Handschuhbox aufgebaut. Nach dem Belüften der Kammer mit trockenem Stickstoff und Öffnen des Flansches wird ein kontinuierlicher Stickstoffstrom aufrecht gehalten. Dadurch wird zum Einen das Eindringen feuchter oder anderweitig verunreinigter Atmosphärenluft in die Extraktionskammer vermindert, was das nachfolgende Abpumpen beschleunigt und zum Anderen eine stickstoffreiche Atmosphäre in der Handschuhbox erzeugt, welche eine Oxidation der Kathodenoberfläche vermeidet. Die gesamte Durchführung samt Flansch wird in der Box auf einem Schienensystem zurück gezogen und gedreht, so dass der Kathodenhalter frei zugänglich ist. Zur Entfernung der passivierenden Schutzschicht bzw. regelmäßiger Reinigung von Oxidresten auf der Oberfläche, welche durch die Kathodenheizung nicht zuverlässig entfernt werden können, wird die Kathode für wenige Minuten in einer Mischung aus HCl in 2-Propanol der Molarität 3 geschwenkt. Hierdurch werden Verunreinigungen entfernt und nur eine dünne Schicht von Galliumchloriden zurückgelassen, welche bei Temperaturen von maximal 400 °C im Folgenden



(a) Klinge Typ #26, eingeschränkt geeignet. Unsaubere Schnittkanten durch flächiges Anpressen. (b) Klinge Typ #24, gut geeignet. Die umkreiste Stelle sollte zum Zerteilen der Wafer eingesetzt werden.

Abbildung 4.2.: Die zum Zerteilen der Wafer eingesetzten Klingentypen.

### 4.3. Kathodenpräparation

---

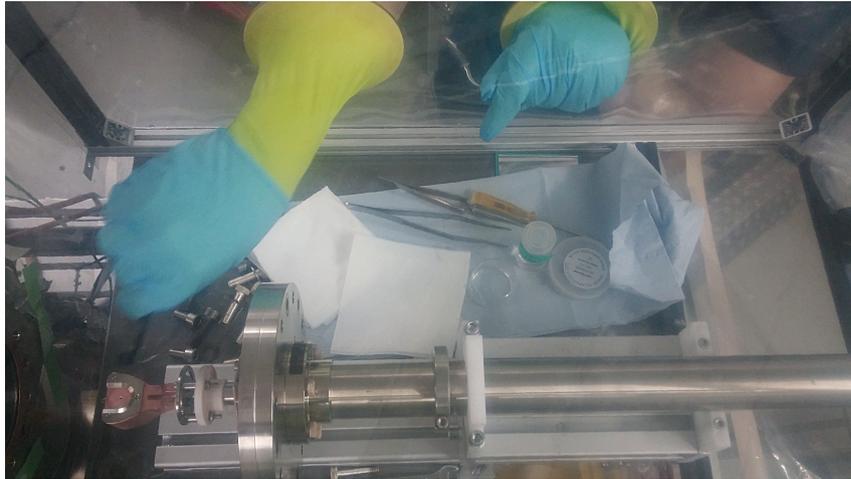


Abbildung 4.3.: Aufsicht der Handschuhbox, welche zur Säurereinigung unter  $N_2$ -Schutzatmosphäre der Kathoden um die in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Lineardurchführung aufgebaut wird.

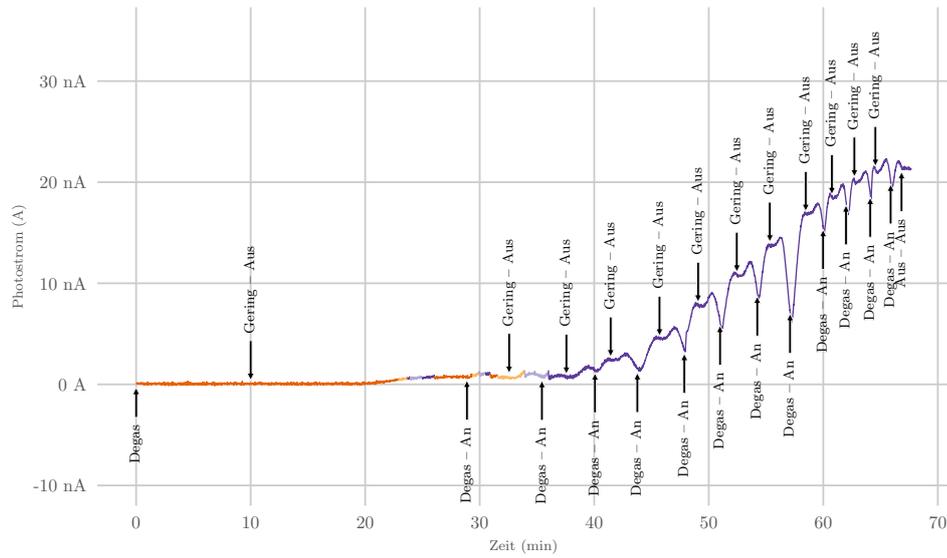
abgedampft werden können (Krantz, 2009). Danach kann die Kathode mit minimalem Anpressdruck am Halter befestigt werden. Hierbei ist darauf zu achten, genug Druck auszuüben, um ein Kippen bzw. Verrutschen der Kathode zu verhindern, ohne diese springen zu lassen. Nach Wiederanbringen des Flansches kann die Extraktionskammer abgepumpt werden und muss entsprechend ausgeheizt werden. Hierbei sollte zum Einen darauf geachtet werden, dass die Kathode auf höheren Temperaturen als die Kammerwände gehalten wird, um eine Ablagerung von Verunreinigungen zu vermeiden und zum Anderen, dass der Cäsiumdispenser bei einem Strom von ungefähr 2,5 A ebenfalls gesondert ausgeheizt wird, um bei Inbetriebnahme ein Ausgasen von Gasen zu verhindern, die während des Belüftens vom Dispenser sorbiert wurden.

### 4.3. Kathodenpräparation

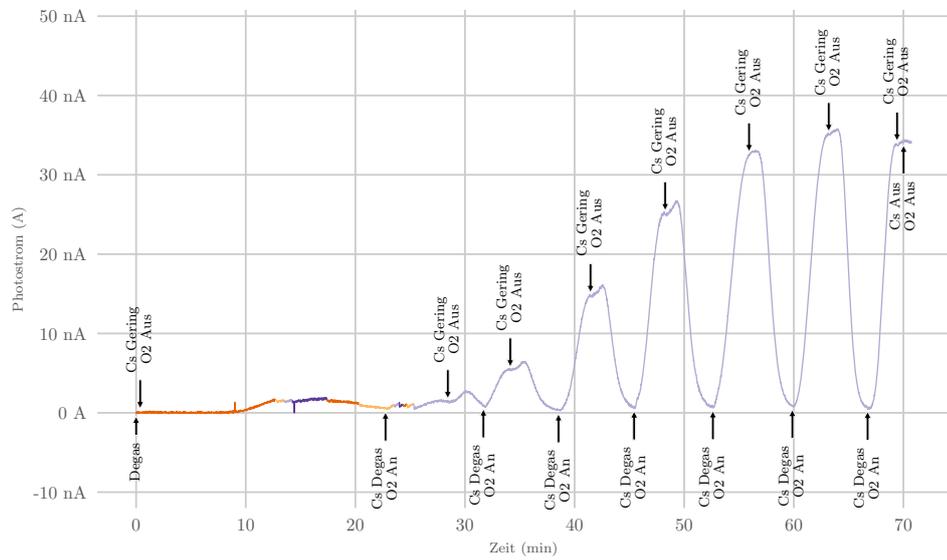
Nach Reinigung und Ausheizen der Kathode muss die Oberfläche neu präpariert werden, um den Zustand negativer Elektronenaffinität zu erzeugen. Auch eine bereits präparierte, aber durch Betrieb degenerierte Kathode kann ohne Ausheizen erneut präpariert werden, wobei dies zu Lasten der Lebensdauer der präparierten Oberfläche geht. Somit ist i. A. eine vorhergehende Reinigung durch Heizen zu empfehlen. Bei der Präparation ist darauf zu achten, dass der Kathodenhalter vollkommen zurückgezogen ist, um eine Erdung über den Anschlag zu gewährleisten und ein Aufladen der Kathode zu verhindern. Auch sollte die Kathode kalt sein, maximal eine Temperatur von 30 °C hat sich als sinnvoll erwiesen. Die LED zur Erzeugung von Photoelektroden zur Echtzeitüberwachung der (relativen) Quanteneffizienz wurde üblicherweise zu Beginn mit 100 % Leistung betrieben und mit Beginn der Photoemission auf 5 % gedrosselt, um die Oberfläche zu schonen. Das Blech zum Einsammeln der Photoelektronen wurde i. d. R. mit einer positiven Spannung gegenüber der geerdeten Kathode von 40 V betrieben.

Zur Präparation werden, wie in Abschnitt 3.2.2 bereits erwähnt, Sauerstoff und Cäsium nach einem bestimmten Muster in die Kammer gelassen. Hierbei wurde zu Beginn der Arbeit hauptsächlich die sog. YoYo-Methode (Pierce u. a., 1980; Spicer u. Herrera-Gómez, 1993) verwendet, gegen Ende primär die sog. Nagoya-Methode (Togawa u. a., 1998). Eine detailliertere Übersicht zu den verschiedenen verbreiteten Präparationsmethoden ist in Kurichyanil (2017) nachzulesen. Beiden Methoden ist gemein, dass der Cs-Dispenser zunächst nach einer mindestens 15 minütigen Aufheizphase auf Emissionstemperatur gebracht wird. Hierbei wurden Leistungen zwischen 2,6 W bis 3,9 W verwendet. In der Abbildung 4.4 entspricht dies der Anmerkung (Cs) Gering. Nach üblicherweise 10 min bis 20 min bei voller Leistung der Überwachungs-LED beginnt die Photoemission. In dieser Phase wird schrittweise die LED-Leistung auf 5 % verringert, in den Abbildungen 4.4a und 4.4b durch unterschiedliche Farben des Graphens dargestellt. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Photoemission hierbei nicht gänzlich durch zu schnelles Absenken zu unterbinden. Hierdurch kann es vonnöten sein, das Absenken noch bis in den ersten Sauerstoffzyklus zu strecken. Die Cäsiumemission wird aufrecht erhalten, bis der Photostrom ein Maximum erreicht und danach wieder bis auf nahezu Null absinkt oder ein Plateau erreicht. Anschließend werden jeweils im Wechsel Sauerstoff bzw. Cäsium eingelassen, bis der Photostrom bei konstanter LED-Leistung nicht weiter steigt. Bei der YoYo-Methode erfolgt das Umschalten hierbei immer kurz nach einem Maximum der Emission (Abbildung 4.4a), bei der Nagoya-Methode nach einem Maximum bei Sauerstoffeinlass und nach einem Minimum (idealerweise nahe Null) bei Cäsiumeinlass (Abbildung 4.4b). Die Gesamtdauer eines Präparationszyklus liegt zwischen 60 min und 90 min und ist erfahrungsgemäß für beide Methoden vergleichbar. Die Nagoya-Methode kommt jedoch i. d. R. mit weniger Umschalten aus und erreicht höhere Quanteneffizienzen und wurde deshalb gegen Ende der Arbeit die Standardmethode. Mit frisch gereinigten Kathoden wurden auf diese Art und Weise Quanteneffizienzen im Bereich von 0,35 % erreicht, was einem Wert von  $2,34 \mu\text{A mW}^{-1}$  entspricht. In Kombination mit der Laserdiodenleistung aus Abschnitt 3.3 sollten die ursprünglich anvisierten  $100 \mu\text{A}$  somit erreichbar sein. Der größte bisher extrahierte Strom lag bei  $50 \mu\text{A}$ .

4.3. Kathodenpräparation



(a) YoYo-Methode. Wechsel jeweils kurz nach Erreichen des Maximums.



(b) Nagoya-Methode. Wechsel kurz nach Sauerstoffmaximum bzw. Cäsiumminimum.

Abbildung 4.4.: Gegenüberstellung der beiden verwendeten Präparationsmethoden. Bei beiden erfolgt abwechselnd eine Zufuhr von Cäsium bzw. Sauerstoff, der Unterschied liegt im Zeitpunkt des Wechsels.

## 4.4. Strahleigenschaften

Ein besonderes Augenmerk bei einer Strahlquelle liegt natürlich auf den Eigenschaften des produzierten Strahls. Auf die Ergebnisse der Messungen einiger Eigenschaften, wie Strahlprofil, Polarisationsgrad oder Lebensdauer der Kathodenoberfläche wird in den folgenden Unterabschnitten eingegangen.

### 4.4.1. Strahlprofil

Wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, kann ein Szintillatorschirm in den Strahl gefahren werden, um durch optische Messung des emittierten Lichts Rückschlüsse auf Größe sowie Intensitätsverteilung des Strahls schließen zu können. In Abbildung 4.5 sind Aufnahmen des Chromox-Schirms mit verschiedenen Strahlprofilen zu sehen, links ein typisches Strahlprofil, in der Mitte und rechts Profile bei ungünstigen Einstellungen der strahlführenden Elemente. In Anhang B sind zusätzlich Falschfarbendarstellungen mit Histogrammen der Intensitätsverteilung gezeigt. Abbildung B.1 zeigt eine Falschfarbendarstellung eines typischen Strahlprofils. Zusätzlich wurden die Intensitäten horizontal bzw. vertikal addiert und diese Intensitätsverteilung mit einer Gaußkurve gefittet, um eine bessere Aussage über die Strahlbreite treffen zu können. In diesem Beispiel konzentriert sich also 68 % des Strahls auf einen ungefähr 1,6 mm mal 2,4 mm großen Bereich. Dies sind übliche bei Messungen erreichte Strahlgrößen. Der Durchmesser des Diodenlasers hat verständlicherweise bei optimalen Einstellungen der ionenoptischen Elemente den größten Einfluss auf den Elektronenstrahldurchmesser. Höhere Elektronenstrahlenergien oder niedrigere Elektronenstrahlintensitäten führen i. A. ebenfalls zu kleineren Strahlen. Ungünstige Wertepaare, wie z. B. im Betrag stark unterschiedliche Spannungen am elektrostatischen Ablenker führen zu nicht-gaußförmigen Strahlprofilen, wie in Abbildung B.2 oder Abbildung B.3 exemplarisch zu sehen. Der Strahl kann dabei von oval über nierenförmig bis hin zu S-förmig

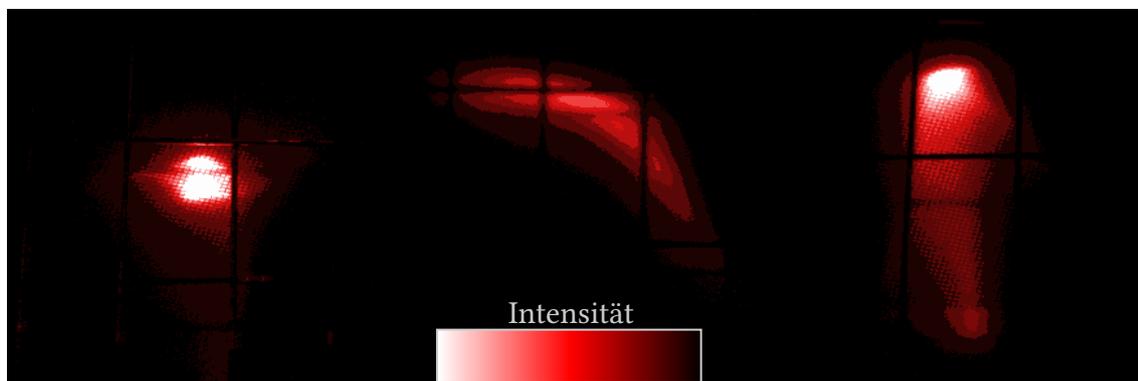
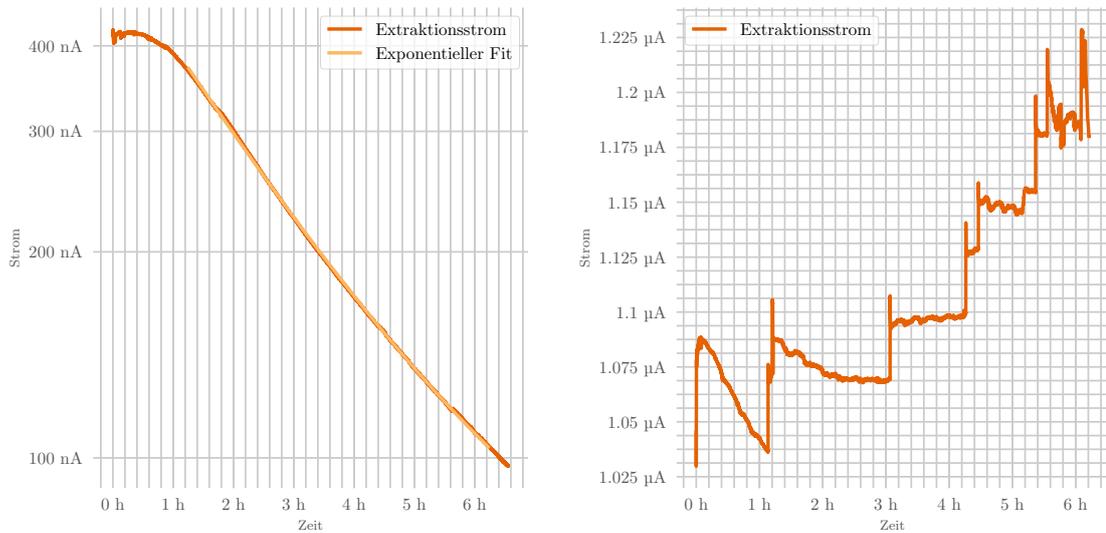


Abbildung 4.5.: Vergleich verschiedener Strahlprofile. Die Aufnahmen wurden zur Veranschaulichung entsprechend der Intensität rot gefärbt. Links ist ein typisches Strahlprofil zu sehen, in der Mitte und rechts ein Strahl bei ungünstigen Einstellungen der strahlführenden Elemente.

#### 4.4. Strahleigenschaften



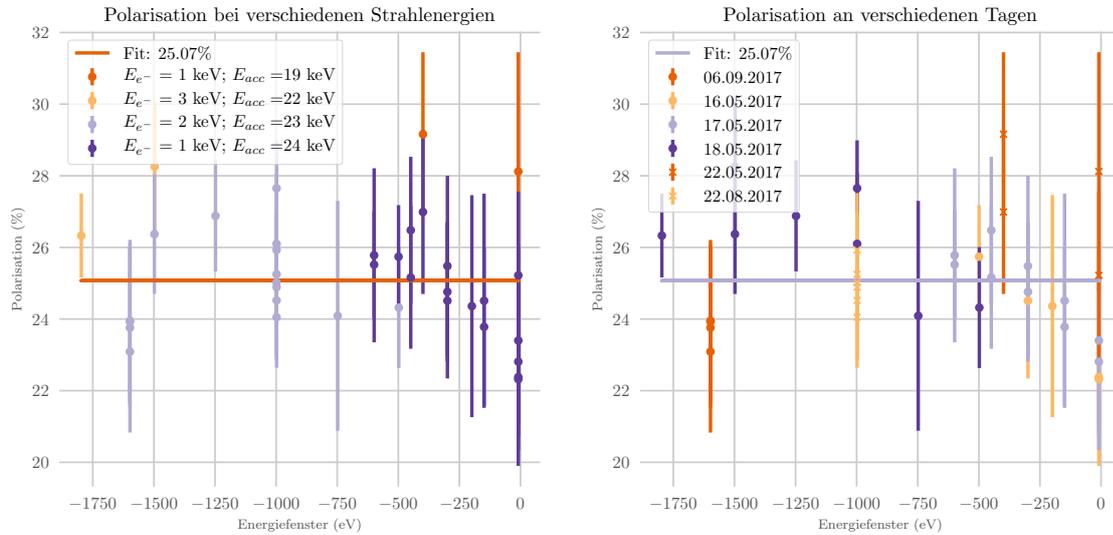
- (a) Typische Lebensdauerkurve der Photokathode. Nach einer kurzen Aklimatisierungsphase degradiert die Kathode mit einer Halbwertszeit  $\tau$  von ungefähr 3 h.
- (b) Atypische Lebensdauerkurve der Photokathode. Statt des zu erwartenden Stromabfalls sind zusätzlich mehrere, teils sprunghafte Stromanstiege zu sehen.

Abbildung 4.6.: Exemplarische Lebensdauerkurven der Photokathode, ohne (Abbildung 4.6a) bzw. mit (Abbildung 4.6b) Auffälligkeiten in der Elektronenstromentwicklung.

verschiedene Formen annehmen. Auch die Einstellung der Einzellinse hat einen großen Einfluss auf das Strahlprofil. So ist es möglich, den Strahl wie in Abbildung B.1 auf eine kleine Fläche zu konzentrieren, oder wie in Abbildung B.2 stark aufzuweiten und zu verformen.

#### 4.4.2. Kathodenlebensdauer

Wie in Abschnitt 3.1.2 bereits ausgeführt, ist die Oberflächenbeschichtung der Kathode besonders im Betrieb einer kontinuierlichen Degeneration unterworfen, welche bei konstanter Diodenlaserleistung einem stetig sinkenden Elektronenstrom entspricht. Bei kleinen Laserstrahldurchmessern ist es möglich, durch Verstellen der Spiegel im Strahlengang des Laser einen anderen Punkt der Kathode zu bestrahlen, welcher noch nicht so stark degeneriert ist und somit wieder höhere Ströme zu erzielen. Dies geht jedoch mit einer Nachjustierung des Ablenkers und der Einzellinse einher, um wieder die gewünschte Strahlführung zu erreichen. Alternativ kann die Kathode ohne vorhergehende Reinigung erneut aktiviert werden. Diese Beschichtungen haben jedoch eine geringere Haltbarkeit als auf einer gereinigten Oberfläche und sind somit nur eine begrenzt wirksame Methode. Um möglichst lange Messungen bei möglichst hohem bzw. konstantem Elektronenstrom durchführen zu können, ist eine saubere Präparation und ein Betrieb bei möglichst gutem Vakuum unabdingbar. Zur Messung der Lebensdauer wurde eine frisch gereinigte Kathodenoberfläche präpariert, in die Extraktionskammer transferiert und bei konstanter Laserdiodeeinstellung ein Elektronenstrahl extrahiert. In der Abbildung 4.6 sind exemplarisch zwei Lebensdauermessungen gezeigt. In Abbildung 4.6a ist ein normal zu erwartender Verlauf zu



(a) Übersicht der Strahlpolarisation bei verschiedenen Strahlenergien.

(b) Übersicht der Strahlpolarisation an verschiedenen Messtagen.

Abbildung 4.7.: Übersichtsplot der gemessenen Strahlpolarisationen.

sehen. Direkt zu Beginn ist zunächst ein Anstieg im Strom zu sehen, welcher zum Einpendeln des gerade erst angeschalteten Lasers und zum Anderen auf noch nicht abgeschlossene Umordnungsprozesse auf der Kathodenoberfläche zurückzuführen ist. Diese sind üblicherweise direkt nach der Präparation zu beobachten. Im Anschluss setzt die Degeneration der Kathodenoberfläche ein, welche einem exponentiellen Verlauf mit einer Halbwertszeit von  $\tau \approx 3 \text{ h}$  folgt. Die Messung erfolgte bei einem Basisdruck an der Kathode von unter  $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ . Unter diesen Umständen wäre es mit kurzer Unterbrechung für eine erneute Präparation ohne Reinigung möglich, einen Arbeitstag lang Messungen durchzuführen. Eine Wärmereinigung über Nacht mit anschließender ungefähr zweistündiger Präparation wäre aber unumgänglich. Da die Kathode zu diesem Zeitpunkt seit drei Monaten ausschließlich wärmebehandelt wurde, waren bereits zu Beginn der Messung keine hohen Ströme mehr zu extrahieren. In Abbildung 4.6b ist hingegen ein atypischer, wenn auch nicht allzu selten auftretender Elektronenstromverlauf zu sehen. In diesen Fällen sinkt der Strom nicht wie zu erwarten, sondern bleibt über einen längeren Zeitraum konstant oder steigt sogar. Bisher konnte noch nicht identifiziert werden, welche Bedingungen reproduzierbar zu einem solchen Verhalten führen.

### 4.4.3. Strahlpolarisation

Der wichtigste zu bestimmende Strahlparameter des Aufbaus ist die Strahlpolarisation. Die Messung erfolgt nach der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Polarimetrie mittels eines kommerziellen Mini-Mott-Detektors der Firma *specs*. Zur Bestimmung der Polarisation aus den gemessenen Asymmetrien wurden experimentell bestimmte effektive Sherman-Funktionen verwendet (Burnett u. a., 1994). Entsprechend wurden nur Messungen bei einer Gesamtenergie  $E_{kin}$  von 20 keV

#### 4.4. Strahleigenschaften

---

und 25 keV durchgeführt. Die Gesamtenergie setzt sich dabei zusammen aus der Elektronenstrahlenergie  $E_e$  und der Nachbeschleunigung im Mott-Detektor  $E_{acc}$ . Die Vorderseiten der im Mott-Detektor verbauten Mikrokanalplatten (MCP) können zusätzlich mit einer negativen Spannung belegt werden. Dadurch werden Elektronen, welche durch inelastische Stöße Energie verloren haben bzw. durch Sekundärprozesse entstanden sind, daran gehindert auf die MCPs zu treffen und ein Signal zu generieren. Je höher diese Spannung desto geringer die MCP-Zählraten, aber desto größer die effektive Sherman-Funktion, was einer höheren Polarisationsempfindlichkeit entspricht. Die Differenz aus Elektronenstrahlenergie und MCP-Frontspannung entspricht dabei einem Energiefenster, innerhalb dessen Elektronen nachgewiesen werden. In der Abbildung 4.7 ist die gemessene transversale Gesamtpolarisation des Elektronenstrahls über das Energiefenster aufgetragen, jeweils gekennzeichnet nach Gesamtenergien (Abbildung 4.7a) und dem Datum der Messung (Abbildung 4.7b). Der Fehlerbalken setzt sich zusammen aus den statistischen Fehlern der Zählraten sowie einem durch Mittelung verschiedener veröffentlichter Werte der effektiven Sherman-Funktion abgeschätztem Fehler der Sherman-Funktion. Die gemittelte Gesamtpolarisation wurde aus diesen Daten zu 25 % bestimmt und liegt damit im Rahmen dessen, was bei reinem GaAs bei Raumtemperatur zu erwarten ist (Kurichyanil, 2017).

Gemäß Gleichung (2.18) lässt sich bei Kenntnis der Strahlpolarisation durch Messung der Detektorasymmetrien die effektive Sherman-Funktion eines Systems bestimmen. Da die effektive Sherman-Funktion nur für zwei Gesamtenergien sowie einem Energiefenster bis minimal 300 eV experimentell bekannt ist, wurden genau solche Messungen ergänzend durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 mit einer Gegenüberstellung der Literaturwerte gezeigt. Bis auf einen Ausreißer bei einem sehr niedrigen Energiefenster fügen sich die gemessenen Werte gut in die Literaturwerte ein.

#### 4.4.4. Wellenlängenabhängigkeit

In Abbildung 4.9 ist die Veränderung des Polarisationsgrads in Abhängigkeit der Wellenlänge des Diodenlasers gezeigt. Zur besseren Einordnung sind vergleichende Daten aus Pierce u. a. (1975) und Mamaev u. a. (2001) eingefügt. Da beide nur wenige hundert Nanometer dünne GaAs-Kathoden einsetzen, war der absolute Polarisationsgrad in diesen Arbeiten höher, so dass zur Vergleichbarkeit eine Normierung auf den Polarisationsgrad im Bereich des jeweiligen Maximums durchgeführt wurde. An den Vergleichsdaten sieht man, wie die Polarisation bei ungefähr 1,4 eV, also der Energie der Bandkante, recht direkt auf ihr Maximum ansteigt. Danach bildet sich ein Plateau aus, bis sich die zusätzliche Energie dem ungefähr 340 meV höher liegenden  $P_{1/2}$  Niveau nähert und der Polarisationsgrad langsam sinkt. Unsere Messdaten passen sich in dem kleinen variierbaren Energiebereich gut ein. Im Rahmen des Messfehlers variiert der Polarisationsgrad wie erwartet nur geringfügig, mit Tendenz zum Abfallen bei höheren Photonenenergien. Eine Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der Wellenlänge konnte nicht festgestellt werden. Nach Krantz (2009) war dies bei den nur geringfügig möglichen Variationen der Photonenenergie auch nicht zu erwarten.

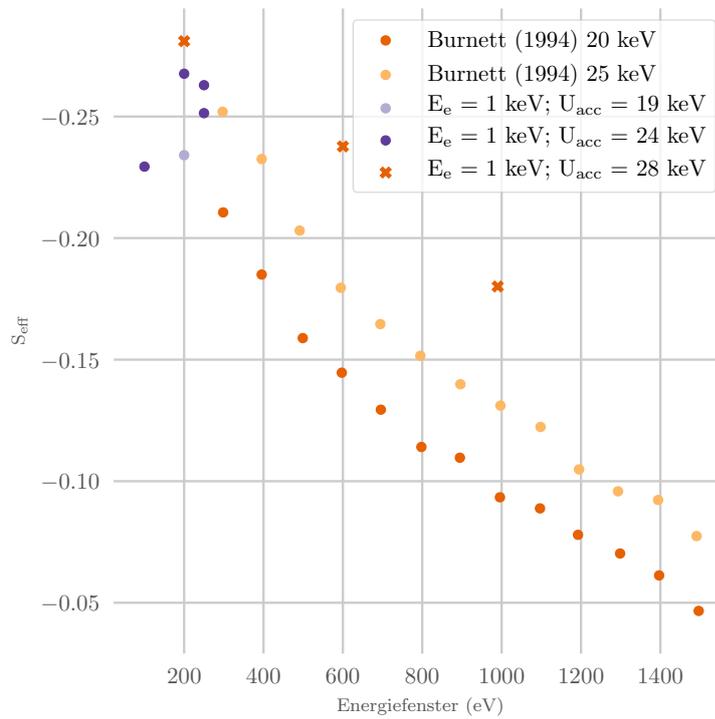


Abbildung 4.8.: Messwerte der effektiven Sherman-Funktion.

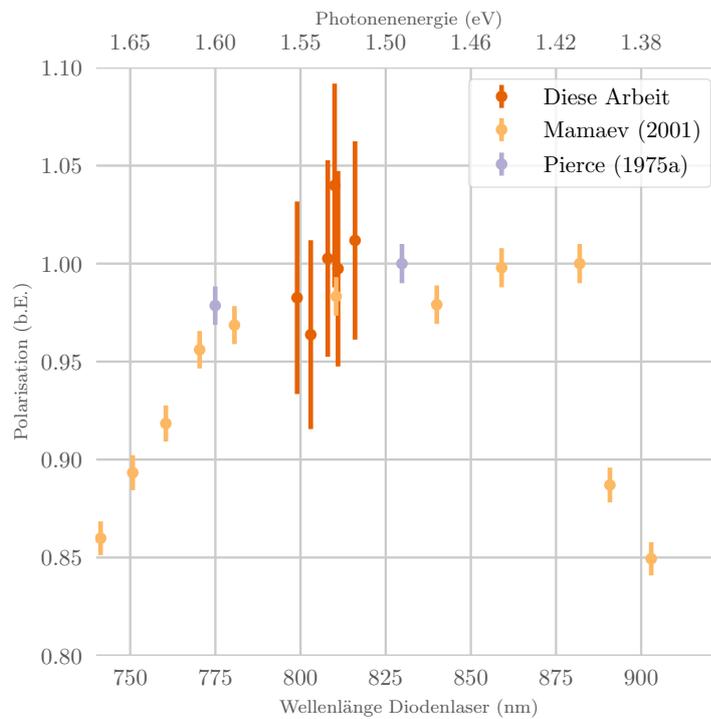


Abbildung 4.9.: Veränderung des Polarisationsgrads in Abhängigkeit der Laserwellenlänge.

## 4.5. Zusammenfassende Bewertung

Abschließend sollen die im vorhergehenden Kapitel aufgeführten Ergebnisse zusammenfassend den in Abschnitt 3.1 formulierten Zielen gegenübergestellt werden, bevor in Abschnitt 5.4 darauf aufbauend die zukünftige Entwicklung des Experimentaufbaus skizziert wird.

Das erklärte Ziel der Arbeit, der Aufbau und die Charakterisierung einer Quelle spinpolarisierter Elektronen mit den in Tabelle 3.1 aufgeführten Parametern wurde verwirklicht. Unter Verwendung reiner GaAs-Kathoden wurde eine rein elektrische Strahlführung entworfen und verwirklicht, welche Elektronenströme von in der Spitze  $50 \mu\text{A}$  bei bis zu  $10 \text{ keV}$  bei einer transversalen Strahlpolarisation von 25 % produziert. Der Polarisationsgrad liegt mit fünf Prozentpunkten dabei nur geringfügig unter den angestrebten 30 %. Die erreichten Spitzenströme liegen z. Zt. einen guten Faktor zwei unter dem Designziel, die Elektronendichte mit ungefähr  $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ebenso. Die Strahlgröße im Wechselwirkungsbereich ist somit in der gewünschten Größenordnung. Die in Abschnitt 4.3 beschriebene Quanteneffizienz in Kombination mit der verfügbaren Laserleistung sollte eigentlich ausreichend sein, um die gewünschten Ströme zu erreichen. Hier gilt es weiter nachzuforschen, wodurch die geringeren Ströme verursacht werden. Der Aufbau enthält bisher keine Elemente, um die Ausrichtung der Spinpolarisation frei zu wählen. Das Vakuum mit Drücken von  $7 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  in der Extraktionskammer und  $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$  in der Präparationskammer ist eine gute Größenordnung höher als geplant. Dies erlaubt zwar bereits Extraktionen von Elektronenströmen, welche jedoch nur eine geringe Lebensdauer von wenigen Stunden haben. Einfache Experimente, welche keinen hohen Anspruch an die Strahlintensität stellen – für die Messung der Polarisation reichen einstellige Nanoampereströme aus – lassen sich somit bereits durchführen. Mit einem Gestell sowie einem 19"-Schrank ist der Aufbau leicht per LKW zu transportieren. Da nur 230 V Wechselstrom, Druckluft sowie eventuell Pumpenabluft als Versor-

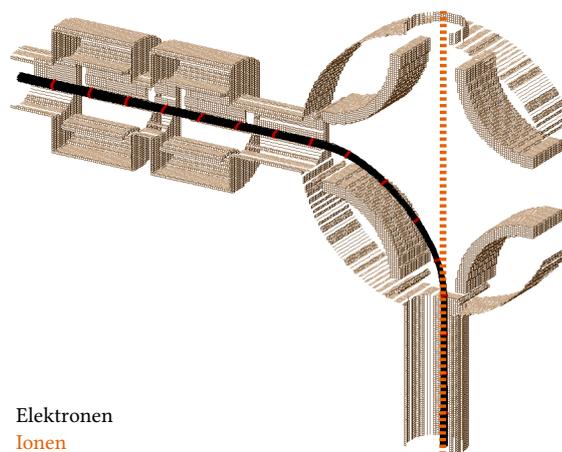


Abbildung 4.10.: Simulation des Strahlverlaufs einer Quadrupolelektrodenanordnung um Elektronen- und Ionenstrahl zum Überlapp zu bringen (Lestinsky, 2013). Der Verlauf des Ionenstrahls ist durch die orange gepunktete Linie angedeutet. Die roten Scheiben im Elektronenstrahl sind zur Diagnose des simulierten Strahls und haben keine physikalische Bedeutung.

gungsleitungen benötigt werden, kann er auch in nahezu jedem Experimentierlabor betrieben werden. Für Experimente mit Ionenstrahlen sind zur Zeit ausschließlich Konfigurationen mit transversalem Strahlüberlapp möglich. Eine Elektrodenanordnung für parallelen Überlapp wurde bereits elektromagnetisch simuliert und ist in Abbildung 4.10 zu sehen, jedoch noch nicht gebaut.

## 5. Ausblick

Nach vorhergehender Beschreibung des Aufbaus und der Charakterisierung des erzeugten Elektronenstrahls soll im Folgenden auf zukünftig mögliche Experimente eingegangen werden. Anschließend folgt ein Ausblick auf künftig umzusetzende Verbesserungen und Erweiterungen des Aufbaus.

### 5.1. Chiralität

#### 5.1.1. Homochiralität

Bereits Mitte des 19. Jhd. wies Pasteur auf die herausragende Bedeutung der Chiralität von Biomolekülen hin, als klare Abgrenzung zwischen der Chemie toter und lebender Materie (Pasteur, 1860). Seit dieser Zeit wird die Chiralität als bedeutender Bestandteil für Leben sowohl auf der Erde (Gause, 1941) als auch im Weltall (Brack u. Spach, 1987) angesehen. Theorien, welche beschreiben, auf welche Art und Weise enantiomerreines Leben entstanden ist, lassen sich zunächst in *biotisch* und *abiotisch* einteilen (Bonner, 1991). Biotische Theorien gehen davon aus, dass das Leben auf der Erde aus einem ursprünglich racematischen Milieu entstanden ist (Morozov, 1979) und sich mehr oder minder zufällig eine Enantiomerform durchgesetzt hat. Abiotische Theorien hingegen basieren auf der Annahme, dass der Entwicklung von Leben auf der Erde eine Entwicklung molekularer Chiralität und chiraler Homogenität vorausgegangen sein muss. Diese Theorien lassen sich hingegen wieder in *zufällige* (Strong, 1898; Secor, 1962; Penzien u. Schmidt, 1969; Karagunis u. Coumouos, 1938; Degens u. a., 1970) und *deterministische* (Bel, 1874; Stevenson u. Verdick, 1968; Moradpour u. a., 1975; Kuhn u. Braun, 1929; Lee u. Yang, 1956; Vester u. a., 1959; Ulbricht, 1959; Bonner u. a., 1979) Theorien unterteilen. Das *Origin of Life*-Experiment (Miller u. Orgel, 1974) begründete zusätzlich die Hypothese, dass Chiralität sowie ein enantiomerreines Milieu eine Voraussetzung für Leben seien, was durch Experimente mit Zuckermolekülen nach heutigem Stand der Forschung als gesichert angesehen wird (Goldanskii u. Kuzmin, 1988).

#### 5.1.2. Elektron-optischer Dichroismus

Zur Erklärung der Existenz der Homochiralität gibt es unter anderem den Ansatz, dass gewisse Prozesse auf links- bzw. rechtshändige Moleküle unterschiedliche Auswirkungen haben. So

wäre es möglich, dass im Weltall z. B. beim Betazerfall entstehende polarisierte Elektronen unterschiedliche Anregungs- oder Dissoziationsquerschnitte haben, je nach Chiralität des Stoßpartners. Auch ist bekannt, dass Elektronen und Photonen bei manchen chemischen Reaktionen katalytisch wirken. Auch hierbei könnte eine Enantiomerabhängigkeit bestehen. Ein auf diese Art und Weise systematisch erzeugter Überschuss eines Enantiomers könnte sich somit durch enantiomerselektive chemische Prozesse immer weiter verstärken und schlussendlich zur Homochiralität führen.

Erste Experimente mit spinpolarisierten Elektronen als Träger der Chiralität bestanden aus der Bestrahlung racemischen kristallinen DL-Leucins mit (anti)parallel polarisierten 120 keV Elektronen (Bonner u. a., 1975). Bei einigen bestrahlten Proben wurde eine von der Polarisationsrichtung abhängige Differenz der Radiolyse von 1 % nachgewiesen, allerdings nicht bei allen Proben und auch nicht bei testweiser Bestrahlung mit 60 keV Elektronen (Bonner u. Kavasmaneck, 1976). Wiederholungen des Experiments (Hodge u. a., 1979; Walker, 1985) zeigten ebenfalls keine Spinabhängigkeit der Radiolyse.

Weitere Experimente setzten statt auf spinabhängige Radiolyse auf Elektronentransmissionsspektrometrie in verschiedenen Energiebereichen. Die Bestrahlung gasförmigen Camphors mit longitudinal polarisierten 5 eV Elektronen zeigte eine polarisations- und enantiomer-abhängige Asymmetrie in der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-3}$  (Campbell u. Farago, 1985). Eine Wiederholung des Experiments (Mayer u. Kessler, 1995) bestätigte diesen Fund für Elektronenenergien zwischen 0,8 eV und 10 eV nicht, fand jedoch eine Asymmetrie von  $1,5 \cdot 10^{-4}$  bei dem camphorähnlichen Molekül  $\text{Yb}(\text{hfc})_3$  (chemische Formel  $\text{C}_{42}\text{H}_{45}\text{F}_{21}\text{O}_6\text{Yb}$ ), ebenso im Bereich von 1 eV bis 10 eV (Trantham u. a., 1996). Die Größenordnung der gefundenen Asymmetrien ist in Übereinstimmung mit theoretischen Arbeiten (Fandreyer u. a., 1990; Musigmann u. a., 1999).

Die Bestrahlung von auf magnetisiertem Mu-Metall adsorbierten Butanol mit Röntgenstrahlung, welche spinpolarisierte niederenergetische Sekundärelektronen erzeugt, zeigte eine Asymmetrie in der Größenordnung von 10 % in der Radiolyse des Adsorbats (Rosenberg u. a., 2008).

In der Gruppe Atom- und Molekülphysik an der JLU Gießen befindet sich ein Elektronenspektrometer vom Typ ESA-22 (Ricz u. a., 2002, 2014), welches gleichzeitig die Winkel- und Energieverteilung von bei Stoßprozessen erzeugten Elektronen messen kann. In Experimenten zur Winkelverteilung von Sekundärelektronen bei Photoionisation (Ricz u. a., 2007, 2014) konnten mit diesem Aufbau bereits Rechts-Links-Asymmetrien nachgewiesen werden. Verbindet man dies mit den experimentellen Ergebnissen der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an chiralen Molekülen, so besteht die Aussicht, bei Kombination des Elektronenspektrometers und Stößen spinpolarisierter Elektronen mit enantiomeren chiralen Moleküle in der Gasphase ebenfalls Rechts-Links-Asymmetrien nachweisen zu können.

## 5.2. Dissoziative Rekombination

### 5.2.1. Dissoziative Rekombination von $H_3^+$

Lange Zeit war die dissoziative Rekombination (DR) von  $H_3^+$ , also der Prozess



bzw.



ein scheinbar einfaches System dreier Protonen und Elektronen – davon ein freies Elektron – Gegenstand intensiver experimenteller sowie theoretischer Forschung. Hierbei gab es große Diskrepanzen der gemessenen Ratenkoeffizienten über vier Größenordnungen (Macdonald u. a., 1984; Canosa u. a., 1992; Smith u. Španěl, 1993; Gougousi u. a., 1995; Laubé u. a., 1998) mit theoretischen Rechnungen, welche keine der Ergebnisse stützten (Orel u. a., 2000). Aus Beobachtungen interstellarer Wolken wurden jedoch Ratenkoeffizienten von ca.  $1 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  erwartet (Geballe, 2000). Erst jahrelange systematische Untersuchungen an den Ionenspeicherringen CRYRING in Stockholm (McCall u. a., 2003, 2004, 2005) und TSR in Heidelberg (Kreckel u. a., 2005) brachten schließlich konsistente Ergebnisse, welche von theoretischen Rechnungen gestützt werden (dos Santos u. a., 2007; Jungen u. Pratt, 2009). Auch wenn das historische Rätsel damit als gelöst gilt, gibt es noch Details zu erforschen (Larsson, 2012). Die dissoziative Rekombination mit spinpolarisierten Elektronen könnte an dieser Stelle dazu beitragen, durch gezielte Verwendung von Para- und Ortho  $H_3^+$  den Einfangquerschnitt gezielter zu verstehen und die noch geringen ausstehenden Unterschiede zwischen den theoretischen Rechnungen und den experimentellen Ergebnisse zu beseitigen.

### 5.2.2. Dissoziative Rekombination organischer Moleküle

Eine Möglichkeit, Antworten auf die in Abschnitt 5.1.1 aufgeworfene Frage nach der Homochiralität organischer Moleküle zu finden, kann die dissoziative Rekombination solcher mit spinpolarisierten Elektronen darstellen. Neben  $H_3^+$ , das als Katalysator der Ion-Atom-Chemie im interstellarem Medium gilt, befinden sich viele weitere organische Moleküle im interstellaren Raum und in planetaren Atmosphären, welche das Interesse der Forschung auf sich gezogen haben (Vigren, 2010). Am CRYRING, einem Speicherring aus Stockholm, welcher als CRYRING@ESR an der GSI in Darmstadt wieder aufgebaut wurde, sind bereits Studien zur DR organischer Moleküle mit unpolarisierten Elektronenstrahlen durchgeführt worden, wodurch wichtige Erkenntnisse zur Stabilität verschiedener Bindungen der Moleküle gewonnen wurden. Eine Ausweitung solcher Messungen auf chirale Moleküle mit spinpolarisierten Elektronen verspricht chiralitätsabhängige Effekte zu finden, wie sie bereits bei der Photolyse (Cerf u. Jorissen, 2000), der elastischen

Elektronenstreuung (Ray u. a., 1999) und der elektroneninduzierten Synthese chiraler Moleküle gefunden wurden (Rosenberg u. a., 2008).

## 5.3. Polarisationstransfer

### 5.3.1. Bremsstrahlung

Einer der wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von Röntgenstrahlung ist die Bremsstrahlung von Elektronen im geschirmten Coulomb-Feld von Atomkernen, welche das Interesse sowohl in der Forschung als auch der Anwendung auf sich gezogen hat (Koch u. Motz, 1957; Birch u. Marshall, 1979; Nakel, 1994; Quarles, 2000). Zum tiefergehenden Verständnis des Bremsstrahlungsprozesses spielt hierbei die Wechselwirkung spinpolarisierter Elektronen mit Atomkernen eine bedeutende Rolle (Fano u. a., 1959; Pratt u. a., 1964), wobei es hier zum Polarisationstransfer vom Elektron auf das Bremsstrahlungsphoton kommt. Wurden zunächst nur Asymmetrien der Bremsstrahlungsemission von polarisierten Elektronen beobachtet (Mergl u. a., 1992), erlaubte die Entwicklung neuartiger Compton-Polarimeter für hochenergetische Röntgenstrahlung (Spillmann u. a., 2008) zum ersten Mal die gleichzeitige Energie-, Winkel- und longitudinale Polarisationsverteilung der abgestrahlten Photonen zu messen (Märting u. a., 2012). Dieser Messung und vergleichenden theoretischen Überlegungen ist gleich, dass das ausgehende ursprüngliche Elektron nicht weiter betrachtet wird (Jakubassa-Amundsen u. Surzhykov, 2011). Mit dem am ESR der GSI in Darmstadt installierten Elektronenspektrometer wäre es somit möglich, erstmals ein kinematisch vollständiges Experiment durchzuführen, bei dem sowohl die beiden Stoßpartner kontrolliert als auch die ausgehenden Produktelektronen, -photonen und -ionen gemessen werden können (Hillenbrand u. a., 2015).

### 5.3.2. Kernspin

Experimente mit polarisierten Teilchen sind eine wichtige Quelle für tiefer gehende Einsicht in die Struktur der Materie. Es existieren Quellen für polarisierte Photonen, Elektronen, Protonen (Alessi u. Department, 1988), Quellen für leichte Ionen befinden sich jedoch noch in der Entwicklung (Zelenski, 2010). Zur Untersuchung fundamentaler Symmetrien wie der Paritätsverletzung (Labzowsky u. a., 2001) sowie der Suche nach einem elektronischen Dipolmoment von Kernen (Khriplovich, 1998, 2000) wurden Experimente mit Strahlen polarisierter hochgeladener Ionen (*Highly Charged Ions*, HCI) vorgeschlagen (Prozorov u. a., 2003; Surzhykov u. a., 2005; Bondarevskaya u. a., 2011). Die Produktion der HCI-Strahlen basiert bei diesen Vorschlägen auf selektiver Anregung von Hyperfeinniveaus in wasserstoffähnlichen Ionen durch Laserstrahlung. Nachteilig ist hierbei, dass sich die Polarisation erst aufbauen und zusätzlich noch durch den Ring bis zum Experimentierpunkt gehalten werden muss, was nicht ohne einigen Aufwand zu bewerkstelligen

#### 5.4. Weiterentwicklung

---

ist. Als Alternative wurde deshalb eine Methode vorgeschlagen, welche auf dem Einfang longitudinal spinpolarisierter Elektronen in wasserstoffähnlichen HCl basiert (Bondarevskaya u. a., 2014), welche bei geeigneten Ionensystemen zu einer instantanen statt langsam aufbauenden Kernspinpolarisation führen soll, wodurch der Aufwand entfällt, die Polarisation im gespeicherten Strahl aufrecht zu erhalten, da bei jedem Umlauf erneut ein Polarisationsprozess des Strahls durchlaufen wird. Es erscheint somit vielversprechend, die in dieser Arbeit entwickelte Quelle für die Durchführung dieses Experiments zu adaptieren.

### 5.4. Weiterentwicklung

Betrachtet man die zusammenfassende Bewertung der Ergebnisse aus Abschnitt 4.5, so gilt es, für die Weiterentwicklung des Aufbaus zwei Kategorien zu betrachten: Zum Einen die Verbesserung bereits vorhandener Komponenten, zum Anderen die Erweiterung um neue Funktionalität. In die erste Kategorie fallen die Verbesserung des Vakuums, Erhöhung des Elektronenstrom und Erhöhung des Polarisationsgrads. Die zweite Kategorie umfasst Elemente zur Auswahl der Spinausrichtung des Strahls, die Ermöglichung wahlweise transversalen oder parallelen Strahlüberlapps, das vorrätig halten mehrerer Kathoden im Vakuum sowie eine verbesserte Reinigungsmöglichkeit im Vakuum, um das Kammer-system nicht mehr öffnen zu müssen. Teilweise ergänzen bzw. bedingen diese Erweiterungen einander noch, so dass nicht immer eine klare Trennung der beiden Kategorien zu vollziehen ist.

Zur Verbesserung der Vakuumbedingungen ist vorrangig auf die Erhöhung der verfügbaren Pumpleistung zu achten. Dies zeigt ein Vergleich mit einem ähnlichen Aufbau der TU Darmstadt (Kurichyanil, 2017): Dieser pumpt die Präparationskammer mit einer  $200 \text{ l s}^{-1}$  Ionengetterpumpe sowie einer  $400 \text{ l s}^{-1}$  NEG-Pumpe, im Vergleich zu lediglich einer  $300 \text{ l s}^{-1}$  Turbomolekularpumpe bei PEGASUS. Die dortige Extraktionskammer enthält eine  $400 \text{ l s}^{-1}$  Ionengetterpumpe, sowie jeweils eine  $400 \text{ l s}^{-1}$  und  $2000 \text{ l s}^{-1}$  NEG-Pumpe, gegenüber einer  $400 \text{ l s}^{-1}$  Ionengetterpumpe und jeweils einer  $100 \text{ l s}^{-1}$  und  $200 \text{ l s}^{-1}$  NEG-Pumpe bei PEGASUS. Zusätzlich empfiehlt es sich, dauerhaft ein Restgasmassenspektrometer zu installieren, um bessere Analysebedingungen zu schaffen.

Eine Verbesserung des Betriebsvakuums würde direkt auch zu einer Verbesserung der Lebensdauer der Kathodenoberfläche führen, sowohl durch geringere Verunreinigung während der Präparation, als auch durch reduzierte Degeneration der Oberfläche durch chemische Reaktionen des Restgas sowie Ionenrückfluss auf die Oberfläche.

Eine weitere Maßnahme, welche ebenso indirekt die Lebensdauer des Strahls beeinflussen würde, wäre eine Umrüstung des Kathodensystems, welche es ermöglicht, mehrere Kathoden parallel im Vakuum zu halten und mit kurzer Betriebsunterbrechung zu tauschen. So wäre es möglich, während des Betriebs von Kathode A Kathode B neu zu präparieren und einen quasi-kontinuierlichen

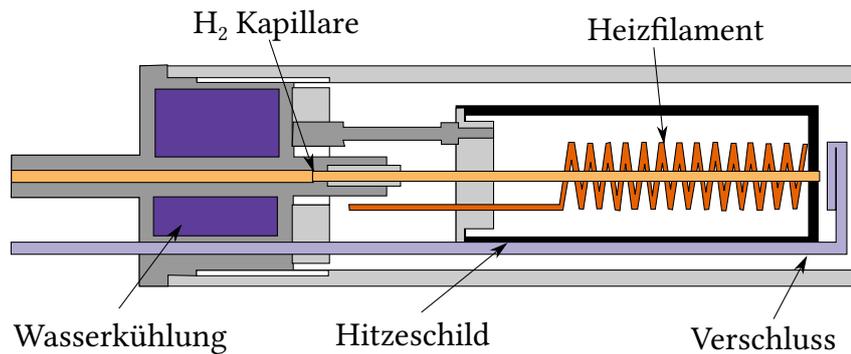


Abbildung 5.1.: Skizze eines Systems zur Wasserstoffreinigung (nach Tschersich u. a. (2008)).

Betrieb zu ermöglichen. Ebenso würde sich hierdurch die Möglichkeit ergeben, Kathoden verschiedener Beschaffenheit im System zu halten, z. B. Hochstromkathoden, Kathoden mit hoher Polarisierung usw.

Im Zuge dessen wäre es auch sinnvoll, das bisherige System der Reinigung der Kathode durch Hitze durch ein System zur Reinigung mit molekularem Wasserstoff zu ergänzen (Goto u. a., 1995). Dadurch müsste man das System nach Einbringen der Kathoden nicht mehr zum chemischen Reinigen öffnen, sondern könnte es dauerhaft geschlossen halten. Zudem ermöglicht die Wasserstoffreinigung eine effektivere Reinigung der Kathodenoberfläche, was Vorteile bei Quanteneffizienz und Lebensdauer mit sich bringt. Eine Skizze eines solchen Systems ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

Ein wichtiges zu ergänzendes Element ist die Möglichkeit zur freien Wahl der Ausrichtung der Spinpolarisation durch zwei Wien-Filter (Wien, 1898; Tioukine u. Aulenbacher, 2006). Ein Wien-Filter besteht aus jeweils einem gekreuzten elektrischen und magnetischen Feld, beide jeweils senkrecht zur Strahlachse. Bei richtigem Verhältnis der Feldstärken heben sich die Effekte der Felder auf die Trajektorie der Elektronen gegenseitig auf, während das Magnetfeld mit dem Elektronenspin koppelt, so dass dieser eine Präzessionsbewegung ausführt. Durch zwei solcher Filterelemente ist es möglich, die Ausrichtung der Polarisation des Elektronenstrahls sowohl in longitudinaler als auch transversaler Ebene frei einzustellen.

Als abschließende Maßnahme gilt es, einen Kooperationspartner zu finden, um den Umstieg von reinen GaAs-Kathoden zu Kathoden mit höherem Polarisationsgrad zu vollziehen. Dazu sollte die Bedienung des Aufbaus gut verstanden sein, um unnötiges Zerstören der ungleich teureren Kathoden zu vermeiden, sei es durch Zerbrechen, Verbrennen oder Zerstörung der Gitterstruktur durch Ionenbeschuss.

# Index

- Abkühldauer, 29
- Austrittsarbeit, 3
- Chromox, 32
- Cluster-Modell, 14
- Depolarisationsprozesse, 8
- Dipolmodell, 14
- Dreischrittmodell, 12
- Einzellinse, 32
- Fano-Effekt, 6
- Flowing Helium Afterglow, 6
- Gütefaktor, 9
- Galliumarsenid, 7
- Heizreinigung, 28
- Heteroübergangmodell, 13
- Mott
  - Detektor, 50
  - Polarimeter, 16
  - streuung, 14
- Mott-Streuung
  - Spin-Filter, 5
- Nagoya-Methode, 46
- Negative Elektronenaffinität, 13
  - Erzeugung, 45
- Origin-of-Life-Experiment, 55
- Reinigungslösung, 44
- Richardson-Gesetz, 4
- Sherman-Funktion, 16
  - Messung, 51
- Sokolov-Ternov-Effekt, 6
- Spannungsteiler, 24
- Spinpolarimetrie, 15
- Spinrotator, 26
- Stern-Gerlach-Experiment, 5
- Straining, 10
- Superlattice, 11
- Wien-Filter, 60
- YoYo-Methode, 46



## Literaturverzeichnis

- [Alessi u. Department 1988] ALESSI, James G. ; DEPARTMENT, AGS: HIGH CURRENT POLARIZED PROTON SOURCES. In: *Proceedings of the 1988 Linear Accelerator Conference, Williamsburg, Virginia, USA*, 1988 5.3.2
- [Alley u. a. 1995] ALLEY, R. ; AOYAGI, H. ; CLENDENIN, J. ; FRISCH, J. ; GARDEN, C. ; HOYT, E. ; KIRBY, R. ; KLAISNER, L. ; KULIKOV, A. ; MILLER, R. ; MULHOLLAN, G. ; PRESCOTT, C. ; SÁEZ, P. ; SCHULTZ, D. ; TANG, H. ; TURNER, J. ; WITTE, K. ; WOODS, M. ; YEREMIAN, A.D. ; ZOLOTOREV, M.: The Stanford linear accelerator polarized electron source. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 365 (1995), S. 1–27. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00450-5](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)00450-5). – DOI 10.1016/0168-9002(95)00450-5 2.1.3, 3.1.2
- [Aulenbacher u. a. 1997] AULENBACHER, K. ; NACHTIGALL, Ch. ; ANDRESEN, H.G. ; BERMUTH, J. ; DOMBO, Th. ; DRESCHER, P. ; EUTENEUER, H. ; FISCHER, H. ; HARRACH, D.v. ; HARTMANN, P. ; HOFFMANN, J. ; JENNEWEIN, P. ; KAISER, K.H. ; KÖBIS, S. ; KREIDEL, H.J. ; LANGBEIN, J. ; PETRIE, M. ; PLÜTZER, S. ; REICHERT, E. ; SCHEMIES, M. ; SCHÖPE, H.-J. ; STEFFENS, K.-H. ; STEIGERWALD, M. ; TRAUTNER, H. ; WEIS, Th.: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nuclear Instru* 391 (1997), S. 498–506. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00528-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00528-7). – DOI 10.1016/S0168-9002(97)00528-7. – ISSN 0168-9002 3.1.2
- [Aulenbacher 2007] AULENBACHER, Kurt: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. 2007 2.2.4
- [Barday 2007] BARDAY, Roman: *Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA- Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher Ströme*, Diss., 2007 2.1.3
- [Bargmann u. a. 1959] BARGMANN, V. ; MICHEL, Louis ; TELEGGI, V.L.: Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field. In: *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959), Nr. 10, S. 435–436 3.2.1
- [Barkhausen 1965] BARKHAUSEN, H.: *Lehrbuch der Elektronenröhren*. 1965 2.1.2
- [Bel 1874] BEL, J.-A. L.: BULLETIN DE LA SOCIÉTÉ CHIMIQUE DE PARIS. In: *Bulletin De La Société Chimique T22* (1874), S. 337–347 5.1.1
- [Bell u. Spicer 1970] BELL, Ronald L. ; SPICER, William E.: 3-5 Compound Photocathodes: A New Family of Photoemitters with Greatly Improved Performance, IEEE, 1970, S. 1788–1802 2.3

- [Bellachioma 2016] BELLACHIOMA, M. C.: *Acceptance criteria: measurement of the residual gas composition*. Private Communication, 2016 3.1.2
- [Berglund u. Spicer 1964a] BERGLUND, C. N. ; SPICER, W. E.: Photoemission Studies of Copper and Silver: Experiment. 136 (1964), S. A1044–A1064. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.136.A1044>. – DOI 10.1103/PhysRev.136.A1044 2.3
- [Berglund u. Spicer 1964b] BERGLUND, C.N. ; SPICER, W.E.: Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory. In: *Phys. Rev.* 136 (1964), Nr. 4A, S. 1030–1044. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.136.A1030>. – DOI 10.1103/PhysRev.136.A1030 2.3
- [Bergmann u. Schaefer 1982] BERGMANN ; SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4*. deGruyter, 1982 2.2.4, 2.2
- [Berman 1996] BERMAN, A.: Water vapor in vacuum systems. In: *Vacuum* 47 (1996), Nr. 4, S. 327–332. [http://dx.doi.org/10.1016/0042-207X\(95\)00246-4](http://dx.doi.org/10.1016/0042-207X(95)00246-4). – DOI 10.1016/0042-207X(95)00246-4. – ISSN 0042-207X 3.1.2
- [Birch u. Marshall 1979] BIRCH, R ; MARSHALL, M: Computation of bremsstrahlung X-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li) detector. In: *Physics in Medicine and Biology* 24 (1979), Nr. 3, S. 505. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/24/3/002>. – DOI 10.1088/0031-9155/24/3/002 5.3.1
- [Bondarevskaya u. a. 2014] BONDAREVSKAYA, A. ; MISTONOVA, E. A. ; LYASHCHENKO, K. N. ; ANDREEV, O. Y. ; SURZHYKOV, A. ; LABZOWSKY, L. N. ; PLUNIEN, G. ; LIESEN, D. ; BOSCH, F. ; STÖHLKER, Th.: Method for the production of highly charged ions with polarized nuclei and zero total electron angular momentum. In: *Physical Review A* 90 (2014), Dezember, Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.90.064701>. – DOI 10.1103/physreva.90.064701. – ISSN 1094-1622 1, 5.3.2
- [Bondarevskaya u. a. 2011] BONDAREVSKAYA, A. ; PROZOROV, A. ; LABZOWSKY, L. ; PLUNIEN, G. ; LIESEN, D. ; BOSCH, F.: Theory of the polarization of highly charged ions in storage rings: Production, preservation, observation and application to the search for a violation of the fundamental symmetries. In: *Physics Reports* 507 (2011), Oktober, Nr. 1, S. 1–42. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2011.06.001>. – DOI 10.1016/j.physrep.2011.06.001. – ISSN 0370-1573 5.3.2
- [Bonner u. a. 1979] BONNER, W.A. ; BLAIR, N.E. ; LEMMON, R.M.: The Radioracemization of Amino Acids by Ionizing Radiation: Geochemical and Cosmochemical Implications. In: *Origins of Life* 9 (1979), September, Nr. 4, S. 279–290. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00926821>. – DOI 10.1007/BF00926821. – ISSN 1573-0875 5.1.1
- [Bonner 1991] BONNER, William: The Origin and Amplifications of Biomolecular Chirality. In: *Origins of Life and Evolution of the Biosphere* 21 (1991). <http://dx.doi.org/10.1007/BF01809580>. – DOI 10.1007/BF01809580 5.1.1

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Bonner u. a. 1975] BONNER, William A. ; DORT, Mark A. v. ; YEARIAN, Mason R.: Asymmetric degradation of DL-leucine with longitudinally polarised electrons. In: *Nature* 258 (1975), S. 419–421. <http://dx.doi.org/10.1038/258419a0>. – DOI 10.1038/258419a0 5.1.2
- [Bonner u. Kavasmaneck 1976] BONNER, William A. ; KAVASMANECK, Percy R.: Asymmetric Adsorption of DL-Alanine Hydrochloride by Quartz. In: *J. Org. Chem.* 41 (1976), Nr. 12, S. 2225–2226. <http://dx.doi.org/10.1021/jo00874a039>. – DOI 10.1021/jo00874a039 5.1.2
- [Brack u. Spach 1987] BRACK, André ; SPACH, Gérard: Search for Chiral Molecules and Optical Activity in Extraterrestrial Systems. Example of Titan. In: *BioSystems* 20 (1987), S. 95–98. [http://dx.doi.org/10.1016/0303-2647\(87\)90024-4](http://dx.doi.org/10.1016/0303-2647(87)90024-4). – DOI 10.1016/0303-2647(87)90024-4. – ISSN 0303-2647 5.1.1
- [Burnett u. a. 1994] BURNETT, G.C. ; MONROE, T.J. ; DUNNING, F.B.: High-efficiency retarding-potential Mott polarization analyzer. In: *Rev. Sci. Instrum.* 65 (1994), Nr. 6, S. 1893–1896. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1144839>. – DOI 10.1063/1.1144839 2.4, 3.4, 4.4.3
- [Busch u. a. 1970] BUSCH, G. ; CAMPAGNA, M. ; SIEGMANN, H. C.: Photoemission of Spin-Polarized Electrons from Ferromagnets. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), März, Nr. 3, S. 1044–1051. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1658809>. – DOI 10.1063/1.1658809. – ISSN 1089-7550 2.2.3
- [Calder u. Lewi 1967] CALDER, R ; LEWI, G: Reduction of stainless-steel outgassing in ultra-high vacuum. In: *British Journal of Applied Physics* 18 (1967), Nr. 10, S. 1459. <http://dx.doi.org/10.1088/0508-3443/18/10/313>. – DOI 10.1088/0508-3443/18/10/313 3.1.2
- [Campbell u. a. 1971] CAMPBELL, D.M. ; BRASH, H.M. ; FARAGO, H.M.: A source of polarized electrons using spin exchange. In: *Physics Letters A* 36 (1971), Nr. 6, S. 449–450. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(71\)90640-2](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(71)90640-2). – DOI 10.1016/0375-9601(71)90640-2. – ISSN 0375-9601 2.2.1
- [Campbell u. Farago 1985] CAMPBELL, D.M. ; FARAGO, P.S.: Spin-dependent electron scattering from optically activa molecules. In: *Nature* 318 (1985), November, Nr. 7, S. 52–53. <http://dx.doi.org/10.1038/318052a0>. – DOI 10.1038/318052a0 1, 5.1.2
- [Canosa u. a. 1992] CANOSA, A. ; GOMET, J. C. ; ROWE, B. R. ; MITCHELL, J. B. A. ; QUEFFELEC, J. L.: Further measurements of the  $H+3(v=0,1,2)$  dissociative recombination rate coefficient. In: *The Journal of Chemical Physics* 97 (1992), Juli, Nr. 2, S. 1028–1037. <http://dx.doi.org/10.1063/1.463282>. – DOI 10.1063/1.463282. – ISSN 1089-7690 5.2.1
- [Casey u. Stern 1976] CASEY, H. C. ; STERN, Frank: Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), Februar, Nr. 2, S. 631–643. <http://dx.doi.org/10.1063/1.322626>. – DOI 10.1063/1.322626. – ISSN 1089-7550 2.3

- [Cerf u. Jorissen 2000] CERF, C. ; JORISSEN, A: Is amino-acid homochirality due to asymmetric photolysis in space? In: *Space Science Reviews* 92 (2000), Nr. 3, S. 603–612. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005248813761>. – DOI 10.1023/A:1005248813761. – ISSN 1572–9672 5.2.2
- [Chanlek u. a. 2014] CHANLEK, N. ; HERBERT, J.D. ; JONES, R.M. ; JONES, L.B. ; MIDDLEMAN, K.J. ; MILITSYN, B.L.: The degradation of quantum efficiency in negative electron affinity GaAs photocathodes under gas exposure. In: *Journal of Physics D*: 47 (2014). <http://dx.doi.org/doi:10.1088/0022-3727/47/5/055110>. – DOI doi:10.1088/0022-3727/47/5/055110 3.1.2
- [Compton 1921] COMPTON, Arthur H.: The Magnetic Electron. In: *Journal of The Franklin Institute* 192 (1921), Nr. 2, S. 145–155. [http://dx.doi.org/10.1016/S0016-0032\(21\)90917-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0016-0032(21)90917-7). – DOI 10.1016/S0016-0032(21)90917-7 1
- [Corless u. a. 1996] CORLESS, R. M. ; GONNET, G. H. ; HARE, D. E. G. ; JEFFREY, D. J. ; KNUTH, D. E.: On the LambertW function. In: *Advances in Computational Mathematics* 5 (1996), Dezember, Nr. 1, S. 329–359. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02124750>. – DOI 10.1007/BF02124750. – ISSN 1572–9044 3.2.2
- [Crowell 1965] CROWELL, C. R.: The Richardson Constant for Thermionic Emission in Schottky Barrier Diodes. In: *Solid-State* 8 (1965), S. 395–399. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(65\)90116-4](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(65)90116-4). – DOI 10.1016/0038-1101(65)90116-4 2.1.2
- [Degens u. a. 1970] DEGENS, Egon T. ; MATHEJA, Johann ; JACKSON, Togwell A.: Template Catalysis: Asymmetric Polymerization of Amino-acids on Clay Minerals. In: *Nature* 227 (1970), S. 492–493. <http://dx.doi.org/10.1038/227492a0>. – DOI 10.1038/227492a0 5.1.1
- [Dreiling u. Gay 2014] DREILING, J.M. ; GAY, T.J.: Chirally Sensitive Electron-Induced Molecular Breakup and the Vester-Ulbricht Hypothesis. In: *Physical Review Letters* 113 (2014), September, Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.113.118103>. – DOI 10.1103/physrevlett.113.118103. – ISSN 1079–7114 1
- [Drescher u. a. 1996] DRESCHER, P. ; ANDRESEN, H. G. ; AULENBACHER, K. ; BERMUTH, J. ; DOMBOL, Th. ; FISCHERZ, H. ; EUTENEUER, H. ; FALEEV, N. N. ; GALAKTIONOV, M. S. ; HARRACH, D. v. ; HARTMANN, P. ; HOFFMANN, J. ; JENNEWEIN, P. ; KAISER, K. H. ; KÖBIS, S. ; KOVALENKOV, O. V. ; KREIDE, H. J. ; LANGBEINE, J. ; MAMAEV, Y. A. ; NACHTIGALL, Ch. ; PETRI, M. ; PLÜTZER, S. ; REICHERTE, E. ; SCHEMIES, M. ; SCHÖPE, H. J. ; STEFFENS, K. H. ; STEIGERWALD, M. ; SUBASHIEV, A. V. ; TRAUTNER, H. ; VINOKUROV, D. A. ; YASHIN, Y. P. ; YAVICH, B. S.: Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP. In: *Applied Physics A* 63 (1996), Nr. 2, S. 203–206. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01567651>. – DOI 10.1007/BF01567651. – ISSN 1432–0630 2.2.5

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Dresselhaus 1955] DRESSELHAUS, G.: Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. In: *Phys. Rev.* 100 (1955), Oktober, S. 580–586. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.100.580>. – DOI 10.1103/PhysRev.100.580 1
- [Durek u. a. 1999] DUREK, D. ; FROMMBERGER, F. ; REICHEL, T. ; WESTERMANN, M.: Degradation of a gallium-arsenide photoemitting NEA surface by water vapour. In: *Applied Surface Science* 143 (1999), S. 319–322. – ISSN 0169–4332 3.1.2
- [Dyakonov u. Perel 1972] DYAKONOV, M.I. ; PEREL, V.I.: Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. In: *Soviet Physics Solid State, Ussr* 13 (1972) 1
- [Einstein 1905] EINSTEIN, Albert: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), S. 132.148. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220607>. – DOI 10.1002/andp.19053220607 2.1.3
- [Engwall u. a. 1992] ENGWALL, D.A. ; DUNHAM, B.M. ; CARDMAN, L.S. ; HEDDLE, D.P. ; SINCLAIR, C.K.: *A Spin Manipulator For Electron Accelerators*. 1992 3.2.1
- [Eriksson u. a. 2000] ERIKSSON, Tommy ; BJÖRKMAN, Sven ; ROTH, Bodil ; HÖGLUND, Peter: Intravenous Formulations of the Enantiomers of Thalidomide: Pharmacokinetic and Initial Pharmacodynamic Characterization in Man. In: *Journal of Pharmacy and Pharmacology* 52 (2000), Nr. 7, S. 807–817. <http://dx.doi.org/10.1211/0022357001774660>. – DOI 10.1211/0022357001774660. – ISSN 2042–7158 1
- [Fandreyer u. a. 1990] FANDREYER, R. ; THOMPSON, T. ; BLUM, K.: Attenuation of longitudinally polarized electron beams by chiral molecules. In: *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 23 (1990), S. 3031–3040. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/23/17/016>. – DOI 10.1088/0953-4075/23/17/016 5.1.2
- [Fano 1969] FANO, U.: Spin Orientation of Photoelectrons Ejected by Circularly Polarized Light. In: *Phys. Rev.* 178 (1969), Februar, S. 131–136. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.178.131>. – DOI 10.1103/PhysRev.178.131 2.2.2
- [Fano u. a. 1959] FANO, U. ; McVOY, K. W. ; ALBERS, James R.: Interference of Orbital and Spin Currents in Bremsstrahlung and Photoelectric Effect. In: *Phys. Rev.* 116 (1959), Dezember, S. 1159–1167. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.116.1159>. – DOI 10.1103/PhysRev.116.1159 5.3.1
- [Fisher u. a. 1971] FISHER, D.G. ; ENSTROM, E. ; ESCHER, J.S. ; WILLIAMS, B.F.: Photoelectron surface escape probability of (Ga,In)As:Cs–O in the 0.9 to 1.6  $\mu\text{m}$  range. In: *Journal of Applied Physics* 43 (1971), Nr. 9, S. 3815–3823. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1661817>. – DOI 10.1063/1.1661817 2.3
- [Fishman u. Lampel 1977] FISHMAN, Guy ; LAMPEL, Georges: Spin relaxation of photoelectrons in *p*-type gallium arsenide. In: *Phys. Rev. B* 16 (1977), Nr. 2. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.16.820>. – DOI 10.1103/PhysRevB.16.820 2.2.4

- [Fritzsche 2011] FRITZSCHE, Yuliya: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Diss., 2011  
2.8
- [Garwin u. a. 1974] GARWIN, E. ; MEIER, F. ; PIERCE, D.T. ; SATTLER, K. ; SIEGMANN, H.-C.: A pulsed source of spin-polarized electrons by photoemission from EuO. In: *Nuclear Instruments and Methods* 120 (1974), Nr. 3, S. 483–488. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(74\)90013-5](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(74)90013-5). – DOI 10.1016/0029-554X(74)90013-5. – ISSN 0029-554X  
2.2.3
- [Gause 1941] GAUSE, G. F.: *Optical Activity and Living Matter*. BIODYNAMICA, 1941. <http://dx.doi.org/10.5962/bhl.title.4523>. <http://dx.doi.org/10.5962/bhl.title.4523> 5.1.1
- [Geballe 2000] GEBALLE, T. R.: H+3 between the stars. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 358 (2000), September, Nr. 1774, S. 2503–2513. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2000.0663>. – DOI 10.1098/rsta.2000.0663. – ISSN 1471-2962 5.2.1
- [Gerlach u. Stern 1922] GERLACH, Walther ; STERN, Otto: Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld. In: *Zeitschrift fuer Physik* 9 (1922), Nr. 1, S. 349–352. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01326983>. – DOI 10.1007/BF01326983 2.2.1
- [Goldanskii u. Kuzmin 1988] GOLDANSKII, V. I. ; KUZMIN, V. V.: Spontaneous mirror symmetry breaking in nature and the origin of life. In: *AIP Conference Proceedings* (1988). <http://dx.doi.org/10.1063/1.37867>. – DOI 10.1063/1.37867. – ISSN 0094-243X 5.1.1
- [Goto u. a. 1995] GOTO, Shigeo ; YAMADA, Masamichi ; NOMURA, Yasuhiko: Surface Cleaning and of Si-Doped/Undoped and GaAs Substrates. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 34 (1995), Nr. 9B, S. 1180–1183. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.34.L1180/meta>. – DOI 10.1143/JJAP.34.L1180/meta 5.4
- [Gougousi u. a. 1995] GOUGOUSI, T. ; JOHNSEN, R. ; GOLDE, M.F.: Recombination of H<sub>3</sub><sup>+</sup> and D<sub>3</sub><sup>+</sup> ions in a flowing afterglow plasma. In: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 149 (1995), S. 131–151. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176\(95\)04248-J](http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176(95)04248-J). – DOI 10.1016/0168-1176(95)04248-J. – ISSN 0168-1176 5.2.1
- [Haken u. Wolf 2001] HAKEN, Hermann ; WOLF, Hans C. ; SPRINGER-VERLAG (Hrsg.): *Atom- und Quantenphysik*. 2001. – ISBN 3-540-67453-5 2.4
- [Hartmann 1997] HARTMANN, Peter: *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*, Diss., 1997 2.2.4
- [Hayase u. a. 2013] HAYASE, Kazuya ; NISHITANI, Tomohiro ; SUZUKI, Katsunari ; IMAI, Hironobu ; HASEGAWA, Jun ichi ; NAMBA, Daiki ; MEGURO, Takashi: In situ Observation of Formation

LITERATURVERZEICHNIS

---

- Process of Negative Electron Affinity Surface of GaAs by Surface Photo-Absorption. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 52 (2013). <http://dx.doi.org/10.7567/JJAP.52.06GG05>. – DOI 10.7567/JJAP.52.06GG05 2.3
- [Heinzmann u. a. 1972] HEINZMANN, Ulrich ; JOST, K. ; KESSLER, J. ; OHNEMUS, B.: Elektronen-Spinpolarisation beim Photoeffekt mit zirkularpolarisiertem Licht an Alkalisichten. In: *Zeitschrift für Physik* 251 (1972), Nr. 4, S. 354–364. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01394640>. – DOI 10.1007/BF01394640. – ISSN 0044–3328 2.2.3
- [Hillenbrand u. a. 2015] HILLENBRAND, P.-M. ; HAGMANN, S. ; JAKUBASSA-AMUNDSEN, D. H. ; MONTI, J. M. ; BANAS, D. ; BLUMENHAGEN, K.-H. ; BRANDAU, C. ; CHEN, W. ; FAINSTEIN, P. D. ; DE FILIPPO, E. ; AL. et: Electron-capture-to-continuum cusp in U88+ + N<sub>2</sub>collisions. In: *Physical Review A* 91 (2015), Februar, Nr. 2. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.91.022705>. – DOI 10.1103/physreva.91.022705. – ISSN 1094–1622 5.3.1
- [Hillert 2000] HILLERT, Wolfgang: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. 2000 2.2.4
- [Hodge u. a. 1979] HODGE, L.A. ; DUNNING, F.B. ; WLATERS, G.K. ; WHITE, R.H. ; JR., G.J. S.: Degradation of DL-Leucine with longitudinally polarised Electrons. In: *Nature* 280 (1979), Juli, S. 250–252. <http://dx.doi.org/10.1038/280250a0>. – DOI 10.1038/280250a0 5.1.2
- [Hughes u. a. 1972] HUGHES, V. W. ; LONG, R. L. ; LUBELL, M. S. ; POSNER, M. ; RAITH, W.: Polarized Electrons from Photoionization of Polarized Alkali Atoms. In: *Phys. Rev. A* 5 (1972), Januar, S. 195–222. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.5.195>. – DOI 10.1103/PhysRevA.5.195 2.2.2
- [Ibach u. Lüth 1999] IBACH, Harald ; LÜTH, Hans: *Festkörperphysik- Einführung in die Grundlagen*. 1999 2.2.4, 2.2
- [Ishikawa u. Nemanic 2003] ISHIKAWA, Yuichi ; NEMANIC, Vincenc: An overview of methods to suppress hydrogen outgassing rate from austenitic stainless steel with reference to {UHV} and {EXV}. In: *Vacuum* 69 (2003), Nr. 4, S. 501 – 512. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00562-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00562-6). – DOI 10.1016/S0042-207X(02)00562-6. – ISSN 0042–207X 3.1.2
- [Jakubassa-Amundsen u. Surzhykov 2011] JAKUBASSA-AMUNDSEN, D. H. ; SURZHYKOV, A.: Polarization correlations in electron-nucleus bremsstrahlung: the short-wavelength limit. In: *The European Physical Journal D* 62 (2011), März, Nr. 2, S. 177–184. <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2011-20053-0>. – DOI 10.1140/epjd/e2011-20053-0. – ISSN 1434–6079 5.3.1
- [Jost u. Kessler 1966] JOST, Klaus ; KESSLER, Joachim: Zur Polarisation langsamer Elektronen durch Streuung an Quecksilber zwischen 180 und 1700 eV. In: *Zeitschrift fuer Physik* 195 (1966), S. 1–12 2.2.1

- [Jungen u. Pratt 2009] JUNGEN, Ch. ; PRATT, S. T.: Jahn-Teller Interactions in the Dissociative Recombination of  $H_3^+$ . In: *Physical Review Letters* 102 (2009), Januar, Nr. 2. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.102.023201>. – DOI 10.1103/physrevlett.102.023201. – ISSN 1079-7114 5.2.1
- [Kalinin 2017] KALININ, Anton: *Elektrostatische vierelementige Einzellinse für Elektronenstrahlen bis 10 keV*. Private Communication, 2017 3.2.3
- [Kane 1957] KANE, Evan O.: Band Structure of Indium Antimonide. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 1 (1957), S. 249–261. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](http://dx.doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6). – DOI 10.1016/0022-3697(57)90013-6 2.2.4
- [Karagunis u. Coumouos 1938] KARAGUNIS, G. ; COUMOUS, G.: A New Method of Resolving a Racemic Compound. In: *Nature* 141 (1938), S. 162–163 5.1.1
- [Kendelewicz u. a. 1988] KENDELEWICZ, T. ; SOUKIASSIAN, P. ; BAKSHI, M.H. ; HURYCH, Z. ; LINDAU, I. ; SPICER, W.E.: Soft-x-ray photoemission study of chemisorption and Fermi-level and pinning and at the  $CsI GaAs(110)$  and  $KI GaAs(110)$  interfaces. In: *Physical Review B* 38 (1988), S. 7568–7575. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.38.7568>. – DOI 10.1103/PhysRevB.38.7568 2.3
- [Kessler 1985] KESSLER, J.: *Polarized Electrons*. Springer Berlin Heidelberg, 1985. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-12721-6>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-12721-6>. – ISBN 978-3-662-12721-6 2.2.4, 2.4
- [Kessler 1969] KESSLER, Joachim: Electron Spin Polarization by Low-Energy Scattering from Unpolarized Targets. In: *Reviews of Modern Physics* 41 (1969), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.41.3>. – DOI 10.1103/RevModPhys.41.3 2.4
- [Keyes 2013] KEYES, R.J. ; MEDIA, Springer Science & B. (Hrsg.): *Optical and Infrared Detectors*. 2013. – ISBN 9783540373780 2.3
- [Khriplovich 1998] KHRIPLOVICH, I.B.: Feasibility of search for nuclear electric dipole moments at ion storage rings. In: *Physics Letters B* 444 (1998), Nr. 1-2, S. 98–102. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)01353-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01353-7). – DOI 10.1016/S0370-2693(98)01353-7. – ISSN 0370-2693 5.3.2
- [Khriplovich 2000] KHRIPLOVICH, I.B.: Nuclear electric dipole moments at ion storage rings. In: *Hyperfine Interactions* 127 (2000), Nr. 1, S. 365–371. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1012697113139>. – DOI 10.1023/A:1012697113139. – ISSN 1572-9540 5.3.2
- [Kisker u. a. 1978] KISKER, E. ; BAUM, G. ; MAHAN, A. H. ; RAITH, W. ; REIHL, B.: Electron field emission from ferromagnetic europium sulfide on tungsten. In: *Phys. Rev. B* 18 (1978), September, S. 2256–2275. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.18.2256>. – DOI 10.1103/PhysRevB.18.2256 2.2.3

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Koch u. Motz 1957] KOCH, H.W. ; MOTZ, J.W.: Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. In: *Rev. Mod. Phys.* 31 (1957), Oktober, S. 920–955. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.31.920>. – DOI 10.1103/RevModPhys.31.920 5.3.1
- [Koyama u. Merz 1975] KOYAMA, K. ; MERZ, H.: Spin polarization of photoelectrons from solid cesium by circularly polarized light. In: *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 20 (1975), Nr. 1, S. 131–136. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01313923>, . – DOI 10.1007/BF01313923", 2.2.3
- [Krantz 2009] KRANTZ, Claude: *Intense Electron Beams from GaAs Photocathodes as a Tool for Molecular and Atomic Physics*, Diss., 2009 4.2, 4.4.4
- [Kreckel u. a. 2010] KRECKEL, H. ; BRUHNS, H. ; MILLER, K.A. ; WAHLIN, E. ; DAVIS, A. ; HÖCKH, S. ; SAVIN, D.W.: A simple double-focusing electrostatic ion beam deflector. In: *Review of Scientific Instruments* 81 (2010), Nr. 6, S. 063304. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3433485>. – DOI 10.1063/1.3433485. – ISSN 0034–6748 3.2.1
- [Kreckel u. a. 2005] KRECKEL, H. ; MOTSCH, M. ; MIKOSCH, J. ; GLOSÍK, J. ; PLAŠIL, R. ; ALTEVOGT, S. ; ANDRIANARIJAONA, V. ; BUHR, H. ; HOFFMANN, J. ; LAMMICH, L. ; AL. et: High-Resolution Dissociative Recombination of ColdH<sub>3</sub><sup>+</sup> and First Evidence for Nuclear Spin Effects. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), Dezember, Nr. 26. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.95.263201>. – DOI 10.1103/physrevlett.95.263201. – ISSN 1079–7114 5.2.1
- [Krieger 2013] KRIEGER, Andreas: *A simple Littrow-Configuration Laser setup*. Private Communication, 2013 3.3
- [Kriščiokaitis u. Tsai 1970] KRIŠČIOKAITIS, R.J. ; TSAI, Wu-Yang: Theoretical consideration of a spin-polarized electron source based on elastic electron-hydrogen spin-exchange collisions. In: *Nuclear Instruments and Methods* 83 (1970), Nr. 1, S. 45–57. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(70\)90532-X](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(70)90532-X). – DOI 10.1016/0029-554X(70)90532-X. – ISSN 0029–554X 2.2.1
- [Kube u. Lauth 2009] KUBE, G. ; LAUTH, W.: Investigations of the light yield of luminescent screens for high energy and high brilliant electron beams. In: *Proceedings of DIPAC09, 2009* 3.2.3
- [Kuhn u. Braun 1929] KUHN, Werner ; BRAUN, E.: Photochemische Erzeugung optisch aktiver Stoffe. In: *Naturwissenschaften* 17 (1929), Nr. 14, S. 227–228. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01506782>. – DOI 10.1007/BF01506782. – ISSN 1432–1904 5.1.1
- [Kurichyanil 2017] KURICHIYANIL, Neeraj: *Design and construction of a test stand for photocathode research and experiments*, Diss., 2017 4.3, 4.4.3, 5.4
- [Kurihara u. a. 1990] KURIHARA, Y. ; OMORI, T. ; TAKEUCHI, Y. ; YOSHIOKA, M. ; LTOGA, K. ; NAKANISHI, T. ; AOYAGI, H. ; TSUBATA, M.: DEVELOPMENT OF POLARIZED ELECTRON SOURCE

- USING GaAs-A<sub>1</sub>GaAs SUPERLATTICE. In: *Proceedings of the Linear Accelerator Conference 1990, Albuquerque, New Mexico, USA*, 1990 2.2.5
- [Labzowsky u. a. 2001] LABZOWSKY, L. N. ; NEFIODOV, A. V. ; PLUNIEN, G. ; SOFF, G. ; MARRUS, R. ; LIESEN, D.: Parity-violation effect in heliumlike gadolinium and europium. In: *Physical Review A* 63 (2001), April, Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.63.054105>. – DOI 10.1103/physreva.63.054105. – ISSN 1094-1622 5.3.2
- [Lampton 1981] LAMPTON, Michael: The Microchannel Image Intensifier. In: *Scientific American* 245 (1981), November, S. 62-72. <http://dx.doi.org/10.1038/scientificamerican1181-62>. – DOI 10.1038/scientificamerican1181-62 3.4
- [Larsson 2012] LARSSON, M.: Dissociative recombination of H<sub>2</sub><sup>+</sup>: 10 years in retrospect. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 370 (2012), Oktober, Nr. 1978, S. 5118-5129. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2012.0020>. – DOI 10.1098/rsta.2012.0020. – ISSN 1471-2962 5.2.1
- [Laubé u. a. 1998] LAUBÉ, S. ; PADELLEC, A. L. ; SIDKO, O. ; REBRION-ROWE, C. ; MITCHELL, J. B. A. ; ROWE, B. R.: New FALP-MS measurements of H<sub>3</sub><sup>+</sup>, D<sub>3</sub><sup>+</sup> and HCO<sup>+</sup> dissociative recombination. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 31 (1998), Nr. 9, S. 2111. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/31/9/023>. – DOI 10.1088/0953-4075/31/9/023 5.2.1
- [Laubschat u. a. 1989] LAUBSCHAT, C. ; PRIETSCH, M. ; DOMKE, M. ; WESCHKE, E. ; REMMERS, G. ; MANDEL, T. ; ORTEGA, J. E. ; KAINDL, G.: Switching of Band Bending at the Nonreactive CsOx/GaAs(110) Interface. In: *Physical Review Letters* 62 (1989), Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1306>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.62.1306 2.3
- [Lee u. Yang 1956] LEE, T. D. ; YANG, C. N.: Question of Parity Conservation in Weak Interactions. In: *Phys. Rev.* 104 (1956), S. 254-258. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.104.254>. – DOI 10.1103/PhysRev.104.254 5.1.1
- [Lestinsky 2013] LESTINSKY, Michael: *Elektromagnetische Simulation einer Quadrupolanordnung zum transversalen Überlapp eines Elektronenstrahls mit einem Ionenstrahl*. Private Communication, 2013 4.10
- [Macdonald u. a. 1984] MACDONALD, Jeffrey A. ; BIONDI, Manfred A. ; JOHNSEN, Rainer: Recombination of electrons with H<sub>3</sub><sup>+</sup> and H<sub>5</sub><sup>+</sup> ions. In: *Planetary and Space Science* 32 (1984), Nr. 5, S. 651-654. [http://dx.doi.org/10.1016/0032-0633\(84\)90117-X](http://dx.doi.org/10.1016/0032-0633(84)90117-X). – DOI 10.1016/0032-0633(84)90117-X. – ISSN 0032-0633 5.2.1
- [Madey u. Yates 1971] MADEY, Theodore E. ; YATES, John T.: Electron-Stimulated Desorption and Work Function Studies of Clean and Cesium (110) GaAs. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 8 (1971), Januar, Nr. 1, S. 39-44. <http://dx.doi.org/10.1116/1.1316348>. – DOI 10.1116/1.1316348. – ISSN 0022-5355 2.3

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Mamaev u. a. 2001] MAMAEV, Yuri A. ; YASHIN, Yuri P. ; SUBASHIEV, Arsen V. ; AMBRAJEI, Anton N. ; ROCHANSKY, Alexander V.: Polarized electron photoemission studies of spin relaxation in thin GaAs epitaxial films. In: *9th Int. Symp. »Nanostructures: Physics and Technology«*, 2001, S. 234–237 [4.4.4](#)
- [Mane u. a. 2005] MANE, S R. ; SHATUNOV, Yu M. ; YOKOYA, K: Spin-polarized charged particle beams in high-energy accelerators. In: *Reports on Progress in Physics* 68 (2005), August, Nr. 9, S. 1997–2265. <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/68/9/r01>. – DOI 10.1088/0034-4885/68/9/r01. – ISSN 1361-6633 [2.2.1](#)
- [Märting u. a. 2012] MÄRTIN, R. ; WEBER, G. ; BARDAY, R. ; FRITZSCHE, Y. ; SPILLMANN, U. ; CHEN, W. ; DUBOIS, R. D. ; ENDERS, J. ; HEGEWALD, M. ; HESS, S. ; AL. et: Polarization Transfer of Bremsstrahlung Arising from Spin-Polarized Electrons. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), Juni, Nr. 26, S. 264801. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.108.264801>. – DOI 10.1103/physrevlett.108.264801. – ISSN 1079-7114 [1, 5.3.1](#)
- [Maruyama u. a. 1991] MARUYAMA, T. ; GARWIN, E. L. ; PREPOST, R. ; ZAPALAC, G. H. ; SMITH, J. S. ; WALKER, J. D.: Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), Mai, S. 2376–2379. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2376>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.66.2376 [2.2.5](#)
- [Mayer u. Kessler 1995] MAYER, Stefan ; KESSLER, Joachim: Experimental Verification of Electron Optic Dichroism. In: *Physical Review Letters* 74 (1995), Juni, Nr. 24, S. 4803–4806. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4803>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.74.4803 [5.1.2](#)
- [McCall u. a. 2003] MCCALL, A. J. B. J.AND Huneycutt H. B. J.AND Huneycutt ; SAYKALLY, R. J. ; GEBALLE, T. R. ; DJURIC, N. ; DUNN, G. H. ; SEMANIAK, J. ; NOVOTNY, O. ; AL-KHALILI, A. ; EHLERDING, A. ; HELLBERG, F. ; KALHORI, S. ; NEAU, A. ; THOMAS, R. ; OSTERDAHL, F. ; LARSSON, M.: An enhanced cosmic-ray flux towards [zeta] Persei inferred from a laboratory study of the H<sub>3</sub>+e<sup>-</sup> recombination rate. In: *Nature* 422 (2003), S. 500–502. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01498>. – DOI 10.1038/nature01498. – ISSN 0028-0836 [5.2.1](#)
- [McCall u. a. 2004] MCCALL, B. J. ; HUNEYCU, A. J. ; SAYKALLY, R. J. ; DJURIC, N. ; DUNN, G. H. ; SEMANIAK, J. ; NOVOTNY, O. ; AL-KHALILI, A. ; EHLERDING, A. ; HELLBERG, F. ; AL. et: Dissociative recombination of rotationally cold H<sub>3</sub><sup>+</sup>. In: *Physical Review A* 70 (2004), November, Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.70.052716>. – DOI 10.1103/physreva.70.052716. – ISSN 1094-1622 [5.2.1](#)
- [McCall u. a. 2005] MCCALL, B J. ; HUNEYCU, A J. ; SAYKALLY, R J. ; DJURIC, N ; DUNN, G H. ; SEMANIAK, J ; NOVOTNY, O ; AL-KHALILI, A ; EHLERDING, A ; HELLBERG, F ; KALHORI, S ; NEAU, A ; THOMAS, R ; PAAL, A ; ÖSTERDAHL, F ; LARSSON, M: Storage ring measurements of the dissociative recombination rate of rotationally cold H<sub>3</sub><sup>+</sup>. In: *Journal of Physics: Conference Series* 4 (2005), Nr. 1, S. 92. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/4/1/012>. – DOI 10.1088/1742-6596/4/1/012 [5.2.1](#)

- [McCarthy 2003] MCCARTHY, K: The response of a chromium doped alumina screen to keV and MeV ions. In: *Journal of Nuclear Materials* 321 (2003), September, Nr. 1, S. 78–83. [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3115\(03\)00208-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3115(03)00208-3). – DOI 10.1016/S0022-3115(03)00208-3. – ISSN 0022-3115 3.2.3
- [McClelland u. a. 1998] MCCLELLAND, J.J. ; SCHEINFELD, M.R. ; PIERCE, D.T.: Use of thorium as a target in electron-spin analyzers. In: *Review of Scientific Instruments* 60 (1998), Nr. 4, S. 683–687. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1140383>. – DOI 10.1063/1.1140383 2.4, 3.4
- [Mergl u. a. 1992] MERGL, E. ; PRINZ, H.-Th. ; SCHRÖTER, C. D. ; NAKEL, W.: Photon emission asymmetry in the elementary process of bremsstrahlung from transversely polarized electrons. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), August, S. 901–904. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.901>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.69.901 5.3.1
- [Miller u. Orgel 1974] MILLER, S. L. ; ORGEL, L. E.: *The Origins of Life on Earth*. 1974 5.1.1
- [Milton u. Baer 1971] MILTON, A. F. ; BAER, A.D.: Interfacial Barrier of Heterojunction Photocathodes. In: *Journal of Applied Physics* 42 (1971), Nr. 12, S. 5095–5101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1659897>. – DOI 10.1063/1.1659897 2.3
- [Mollenkamp u. Heinzmann 1982] MOLLENKAMP, R ; HEINZMANN, U: A source of highly spin-polarised slow electrons based on the 'Fano effect' on caesium atoms. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 15 (1982), Nr. 6, S. 692. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3735/15/6/020>. – DOI 10.1088/0022-3735/15/6/020 2.2.2
- [Moradpour u. a. 1975] MORADPOUR, A. ; KAGAN, H. ; BAES, M. ; MORREN, G. ; MARTIN, R.H.: Photochemistry with circularly polarized light—II. In: *Tetrahedron* 31 (1975), Nr. 17, S. 2139–2143. [http://dx.doi.org/10.1016/0040-4020\(75\)80209-2](http://dx.doi.org/10.1016/0040-4020(75)80209-2). – DOI 10.1016/0040-4020(75)80209-2. – ISSN 0040-4020 5.1.1
- [Moré u. a. 2003] MORÉ, S. ; TANAKA, S. ; TANAKA, S. ; FUJII, Y. ; KAMADA, M.: Interaction of Cs and O with GaAs(1 0 0) at the overlayer–substrate interface during negative electron affinity type activations. In: *Surface Science* 527 (2003). [http://dx.doi.org/10.1016/S0039-6028\(02\)02568-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0039-6028(02)02568-2). – DOI 10.1016/S0039-6028(02)02568-2 2.3
- [Morozov 1979] MOROZOV, Leonid: Mirror Symmetry Breaking in Biochemical Evolution. In: *Origins of Life* 9 (1979), S. 187–217. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00932495>. – DOI 10.1007/BF00932495 5.1.1
- [Mott 1929] MOTT, N.F.: The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 124 (1929), Nr. 794, S. 425–442. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1929.0127>. – DOI 10.1098/rspa.1929.0127. – ISSN 0950-1207 1, 2.2.1, 2.4
- [Müller 1936] MÜLLER, Erwin W.: Die Abhängigkeit der Feldelektronenemission von der Austrittsarbeit. In: *Zeitschrift für Physik* 102 (1936), S. 734–761. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01338540>. – DOI 10.1007/BF01338540 2.1.1

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Musigmann u. a. 1999] MUSIGMANN, M. ; BUSALLA, A. ; BLUM, K. ; THOMPSON, D.G.: Asymmetries in collisions between electrons and oriented chiral molecules. In: *Journal of Physics* 32 (1999), S. 4117–4128. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/32/16/311>. – DOI 10.1088/0953-4075/32/16/311 5.1.2
- [Nakanishi u. a. 1991] NAKANISHI, T. ; AOYAGI, H. ; HORINAKA, H. ; KAMIYA, Y. ; KATO, T. ; NAKAMURA, S. ; SAKA, T. ; TSUBATA, M.: Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer. In: *Physics Letters A* 158 (1991), Nr. 6, S. 345–349. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(91\)90995-K](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(91)90995-K). – DOI 10.1016/0375-9601(91)90995-K. – ISSN 0375-9601 2.2.5
- [Nakel 1994] NAKEL, Werner: The elementary process of bremsstrahlung. In: *Physics Reports* 243 (1994), Nr. 6, S. 317–353. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00068-9](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(94)00068-9). – DOI 10.1016/0370-1573(94)00068-9. – ISSN 0370-1573 5.3.1
- [National Instruments 2015] NATIONAL INSTRUMENTS: *Vorschläge für die Verwendung von Ausführungssystemen und Prioritäten*. 2015 3.5.2
- [Nishitani u. a. 2005] NISHITANI, T. ; NAKANISHI, T. ; YAMAMOTO, M. ; OKUMI, S. ; FURUTA, F. ; MIYAMOTO, M. ; KUWAHARA, M. ; YAMAMOTO, N. ; NANIWA, K. ; WATANABE, O. ; AL. et: Highly polarized electrons from GaAs–GaAsP and InGaAs–AlGaAs strained-layer superlattice photocathodes. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), Mai, Nr. 9, S. 094907. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1886888>. – DOI 10.1063/1.1886888. – ISSN 1089-7550 2.2.5
- [Omori u. a. 1991] OMORI, T. ; KURIHARA, Y. ; NAKANISHI, T. ; AOYAGI, H. ; BABA, T. ; FURUYA, T. ; ITOGA, K. ; MIZUTA, M. ; NAKAMURA, S. ; TAKEUCHI, Y. ; TSUBATA, M. ; YOSHIOKA, M.: Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs–GaAs superlattice. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), Dezember, S. 3294–3297. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3294>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.67.3294 2.5, 2.2.5
- [Orel u. a. 2000] OREL, A. E. ; SCHNEIDER, I. F. ; SUZOR-WEINER, A.: Dissociative recombination of H<sub>3</sub><sup>+</sup>: progress in theory. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 358 (2000), September, Nr. 1774, S. 2445–2456. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2000.0659>. – DOI 10.1098/rsta.2000.0659. – ISSN 1471-2962 5.2.1
- [Orlov u. a. 2004] ORLOV, D.A. ; WEIGEL, U. ; SCHWALM, D. ; TEREKHOV, A.S. ; WOLF, A.: Ultra-cold electron source with a GaAs-photocathode. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A* 532 (2004). <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.06.048>. – DOI 10.1016/j.nima.2004.06.048 2.1.3
- [Pasteur 1860] PASTEUR, Lous ; CLUB, The A. (Hrsg.): *Researches on Molecular Asymmetry of Natural Organic Products*. 1860 1, 5.1.1

- [Penzien u. Schmidt 1969] PENZIEN, K. ; SCHMIDT, G. M. J.: Reactions in Chiral Crystals: An Absolute Asymmetric Synthesis. In: *Angewandte Chemie International Edition in English* 8 (1969), S. 608–609. <http://dx.doi.org/10.1002/anie.196906082>. – DOI 10.1002/anie.196906082. – ISSN 1521.3773 5.1.1
- [Pflug u. a. 2001] PFLUG, David G. ; SCHATTEBURG, Mark ; SMITH, Henry I. ; AKINWANDE, Akintunde I.: Field Emitter Arrays for Low Voltage Applications with sub 100 nm apertures and 200 nm period. In: *Electron Devices Meeting, 2001. IEDM '01. Technical Digest. International, IEEE, 2001* 2.1.1
- [Pierce u. a. 1980] PIERCE, D. T. ; CELOTTA, R. J. ; WANG, G.-C. ; UNERTL, W. N. ; GALEJS, A. ; KUYATT, C. E. ; MIELCZAREK, S. R.: The GaAs spin polarized electron source. In: *Review of Scientific Instruments* 51 (1980), April, Nr. 4, S. 478–499. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1136250>. – DOI 10.1063/1.1136250. – ISSN 1089–7623 4.3
- [Pierce u. Celotta 2001] PIERCE, Daniel T. ; CELOTTA, Robert J.: *Spin-Polarized Electrons*. 2001 2.2.4, 2.2
- [Pierce u. Meier 1976] PIERCE, Daniel T. ; MEIER, Felix: Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. In: *Phys. Rev. B* 13 (1976), Juni, S. 5484–5500. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.13.5484>. – DOI 10.1103/PhysRevB.13.5484 2.2.4
- [Pierce u. a. 1975] PIERCE, D.T. ; MEIER, F. ; ZÜRCHER, P.: Negative electron affinity GaAs: A new source of spin-polarized electrons. In: *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975), Nr. 12, S. 670–672. <http://dx.doi.org/10.1063/1.88030>. – DOI 10.1063/1.88030 1, 4.4.4
- [Pierce 1940] PIERCE, J. R.: Rectilinear Electron Flow in Beams. In: *Journal of Applied Physics* 11 (1940), August, Nr. 8, S. 548–554. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1712815>. – DOI 10.1063/1.1712815. – ISSN 1089–7550 3.2.1
- [Pirbhai u. a. 2013] PIRBHAI, M. ; KNEPPER, J. ; LITAKER, E. T. ; TUPA, D. ; GAY, T. J.: Optically pumped spin-exchange polarized-electron source. In: *Physical Review A* 88 (2013), Dezember, Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.88.060701>. – DOI 10.1103/physreva.88.060701. – ISSN 1094–1622 2.2.1
- [Povh u. a. 2006] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank: *Teilchen und Kerne*. 2006. – ISBN 978–3–540–36685–0 2.4
- [Pratt u. a. 1964] PRATT, R. H. ; LEVEE, Richard D. ; PEXTON, Robert L. ; ARON, Walter: Polarization Correlations in Atomic Photoeffect. In: *Phys. Rev.* 134 (1964), Mai, S. A916–A922. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.134.A916>. – DOI 10.1103/PhysRev.134.A916 5.3.1
- [Prietsch u. a. 1989] PRIETSCH, M. ; DOMKE, M. ; LAUBSCHAT, C. ; MANDEL, T. ; XUE, C. ; KAINDL, G.: Photoemission study of alkali/GaAs(110) interfaces. In: *Zeitschrift für Physik: Condensed Matter* 74 (1989), S. 21–33. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01307236>. – DOI 10.1007/BF01307236 2.3

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Prozorov u. a. 2003] PROZOROV, A. ; LABZOWSKY, L. ; LIESEN, D. ; BOSCH, F.: Schemes for radiative polarization of ion beams in storage rings. In: *Physics Letters B* 574 (2003), November, Nr. 3-4, S. 180–185. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2003.09.025>. – DOI 10.1016/j.physletb.2003.09.025. – ISSN 0370–2693 5.3.2
- [Quarles 2000] QUARLES, C.A: Bremsstrahlung: an experimentalist's personal perspective on the postmodern era. In: *Radiation Physics and Chemistry* 59 (2000), Nr. 2, S. 159–169. [http://dx.doi.org/10.1016/S0969-806X\(00\)00287-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0969-806X(00)00287-5). – DOI 10.1016/S0969-806X(00)00287-5. – ISSN 0969–806X 5.3.1
- [Ray u. a. 1999] RAY, K. ; ANANTHAVEL, S.P. ; WALDECK, D.H. ; NAAMAN, R.: Asymmetric Scattering of Polarized Electrons by Organized Organic Films of Chiral Molecules. In: *Science* 283 (1999), S. 814–816. <http://dx.doi.org/10.1126/science.283.5403.814>. – DOI 10.1126/science.283.5403.814 1, 5.2.2
- [Ricz u. a. 2014] RICZ, S. ; BUHR, T. ; KÖVÉR, Á. ; HOLSTE, K. ; BOROVIK, A. ; SCHIPPERS, S. ; VARGA, D. ; MÜLLER, A.: Experimental investigation of left-right asymmetry in photon-atom interaction. In: *Physical Review A* 90 (2014), Juli, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.90.013410>. – DOI 10.1103/physreva.90.013410. – ISSN 1094–1622 5.1.2
- [Ricz u. a. 2002] RICZ, S. ; KÖVÉR, Á. ; JURVANSUU, M. ; VARGA, D. ; MOLNÁR, J. ; AKSELA, S.: High-resolution photoelectron–Auger-electron coincidence study for the L<sub>23</sub>–M<sub>23</sub>M<sub>23</sub> transitions of argon. In: *Physical Review A* 65 (2002), März, Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.65.042707>. – DOI 10.1103/physreva.65.042707. – ISSN 1094–1622 1, 5.1.2
- [Ricz u. a. 2007] RICZ, S. ; RICSÓKA, T. ; KÖVÉR, Á. ; VARGA, D. ; HUTTULA, M. ; URPELAINEN, S. ; AKSELA, H. ; AKSELA, S.: Experimental observation of left–right asymmetry in outer s-shell photoionization. In: *New Journal of Physics* 9 (2007), Nr. 8, S. 274. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/9/8/274>. – DOI 10.1088/1367-2630/9/8/274 5.1.2
- [Rodway u. Allenson 1986] RODWAY, D. C. ; ALLENSON, M.B.: In situ surface study of the activating layer on GaAs (Cs, O) photocathodes. In: *Journal of Physics D* (1986). <http://dx.doi.org/10.1.1.524.7385>. – DOI 10.1.1.524.7385 2.3, 3.1.2
- [Rosenberg u. a. 2008] ROSENBERG, R. A. ; ABU HAIJA, M. ; RYAN, P. J.: Chiral-Selective Chemistry Induced by Spin-Polarized Secondary Electrons from a Magnetic Substrate. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), Oktober, Nr. 17. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.101.178301>. – DOI 10.1103/physrevlett.101.178301. – ISSN 1079–7114 1, 5.1.2, 5.2.2
- [Rutherford u. a. 1990] RUTHERFORD, G. H. ; RATLIFF, J. M. ; LYNN, J. G. ; DUNNING, F. B. ; WALTERS, G. K.: Improved source of polarized electrons based on a flowing helium afterglow. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Mai, Nr. 5, S. 1460–1463. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1141152>. – DOI 10.1063/1.1141152. – ISSN 1089–7623 2.2.2

- [Rutherford u. Grobe 1998] RUTHERFORD, George H. ; GROBE, Rainer: Comment on “Stern-Gerlach Effect for Electron Beams”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), November, Nr. 21, S. 4772. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4772>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.81.4772 2.2.1
- [dos Santos u. a. 2007] SANTOS, Samantha F. ; KOKOULINE, Viatcheslav ; GREENE, Chris H.: Dissociative recombination of H<sub>3</sub><sup>+</sup> in the ground and excited vibrational states. In: *The Journal of Chemical Physics* 127 (2007), September, Nr. 12, S. 124309. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2784275>. – DOI 10.1063/1.2784275. – ISSN 1089-7690 5.2.1
- [Secor 1962] SECOR, Robert M.: Resolution of Optical Isomers by Crystalliation Procedures. In: *Chem. Rev.* 63 (1962), S. 297–309. <http://dx.doi.org/10.1021/cr60223a006>. – DOI 10.1021/cr60223a006 5.1.1
- [Sherman 1956] SHERMAN, Noah: Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Point Nuclei. In: *Physical Review* 103 (1956), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.103.1601>. – DOI 10.1103/PhysRev.103.1601 2.4
- [Shockley 1950] SHOCKLEY, William: *Electrons and Holes in Semiconductors*. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950. – 576 S. 2.3
- [Smith u. Španěl 1993] SMITH, David ; ŠPANĚL, Patrik: Dissociative recombination of H<sub>3</sub><sup>+</sup> and some other interstellar ions: a controversy resolved. In: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* 129 (1993), S. 163–182. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176\(93\)87040-Y](http://dx.doi.org/10.1016/0168-1176(93)87040-Y). – DOI 10.1016/0168-1176(93)87040-Y 5.2.1
- [Sokolov u. Ternov 1964] SOKOLOV, A. A. ; TERNOV, I. M.: On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation. In: *Soviet Physics Doklady* 8 (1964), Juni, S. 1203 2.2.1
- [Sommer u. a. 1970] SOMMER, A.H. ; WHITAKER, H.H. ; WILLIAMS, B.F.: Thickness of Cs and Cs-O Films on GaAs(Cs) and GaAs(Cs-O) Photocathodes. In: *Applied Physics Letters* 17 (1970), Nr. 7, S. 273–274. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1653398>. – DOI 10.1063/1.1653398 2.3
- [Sonnenberg 1969] SONNENBERG, H.: Low-Work-Function Surface For Negative-Electron-Affinity Photoemitters. In: *Applied Physics Letters* 14 (1969), Nr. 9, S. 289–291. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1652819>. – DOI 10.1063/1.1652819 2.3
- [Spicer 1958] SPICER, W. E.: Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Study of Alkali-Antimony Compounds. In: *Phys. Rev.* 112 (1958), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.112.114>. – DOI 10.1103/PhysRev.112.114 2.3
- [Spicer 1976] SPICER, W. E.: Negative Affinity 3-5 Photocathodes: Their Physics and Technology. In: *Appl. Phys.* 12 (1976), S. 115–130. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00896137>. – DOI 10.1007/BF00896137 2.3

- [Spicer u. Herrera-Gómez 1993] SPICER, W.E. ; HERRERA-GÓMEZ, A.: Modern Theory and Applications of Photocathodes. In: *Proc. SPIE 2022*, 1993 4.3
- [Spicer 1960] SPICER, William E.: Photoemission and Related Properties of the Alkali-Antimonides. In: *Journal of Applied Physics* 31 (1960), Dezember, Nr. 12, S. 2077–2084. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1735505>. – DOI 10.1063/1.1735505. – ISSN 1089–7550 2.3
- [Spillmann u. a. 2008] SPILLMANN, U. ; BRÄUNING, H. ; HESS, S. ; BEYER, H. ; STÖHLKER, Th. ; DOUSSE, J.-Cl. ; PROTIC, D. ; KRINGS, T.: Performance of a Ge-microstrip imaging detector and polarimeter. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (2008), August, Nr. 8, S. 083101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2963046>. – DOI 10.1063/1.2963046. – ISSN 1089–7623 5.3.1
- [Steidl u. a. 1965] STEIDL, H. ; REICHERT, E. ; DEICHSEL, H.: Herstellung eines teilweise polarisierten elektronenstrahles mit dem polarisationsgrad  $P = 17$  strahlstromstärke durch elastische streuung von 300 eV – elektronen an einem Hg – atomstrahl. In: *Physics Letters* 17 (1965), Nr. 1, S. 31–32. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(65\)90635-9](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(65)90635-9). – DOI 10.1016/0031-9163(65)90635-9. – ISSN 0031–9163 2.2.1
- [Stevenson u. Verdieck 1968] STEVENSON, Kenneth L. ; VERDIECK, James F.: Partial photoresolution. Preliminary studies on some oxalato complexes of chromium(III). In: *Journal of the American Chemical Society* 90 (1968), Nr. 11, S. 2974–2975. <http://dx.doi.org/10.1021/ja01013a050>. – DOI 10.1021/ja01013a050 5.1.1
- [Stiebing 2017] STIEBING, Kurt: *Multi purpose Faraday Cup*. Private Communication, 2017 3.2.3
- [Strong 1898] STRONG, W. M.: Stereochemistry and Vitalism. In: *Nature* 59 (1898), S. 53–54 5.1.1
- [Su u. a. 1983] SU, C. Y. ; SPICER, W. E. ; LINDAU, I.: Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces. In: *Journal of Applied Physics* 54 (1983), März, Nr. 3, S. 1413–1422. <http://dx.doi.org/10.1063/1.332166>. – DOI 10.1063/1.332166. – ISSN 1089–7550 2.3
- [Surzhykov u. a. 2005] SURZHYKOV, A. ; FRITZSCHE, S. ; SEPP, W.-D. ; STÖHLKER, Th. ; MUTHIG, A. O.: Polarization and alignment transfer in heavy hydrogen-like ions following radiative electron capture. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 235 (2005), Juli, Nr. 1–4, S. 276–279. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2005.03.189>. – DOI 10.1016/j.nimb.2005.03.189. – ISSN 0168–583X 5.3.2
- [Tioukine u. Aulenbacher 2006] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K.: Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A* 568 (2006), S. 537–542. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.08.022>. – DOI 10.1016/j.nima.2006.08.022 5.4

- [Togawa u. a. 1998] TOGAWA, K ; NAKANISHI, T ; BABA, T ; FURUTA, F ; HORINAKA, H ; IDA, T ; KURIHARA, Y ; MATSUMOTO, H ; MATSUYAMA, T ; MIZUTA, M ; OKUMI, S ; OMORI, T ; SUZUKI, C ; TAKEUCHI, Y ; WADA, K ; WADA, K ; YOSHIOKA, M: Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes of polarized electron source. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 414 (1998), Nr. 2, S. 431–445. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00552-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00552-X). – DOI 10.1016/S0168-9002(98)00552-X. – ISSN 0168-9002 4.3
- [Trantham u. a. 1996] TRANTHAM, K.W. ; JOHNSTON, M.E. ; GAY, T.J.: Failure to observe electron circular dichroism in camphor. In: *Can. J. Phys.* 74 (1996), S. 925–928. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/28/17/004>. – DOI 10.1088/0953-4075/28/17/004 5.1.2
- [Tschersich u. a. 2008] TSCHERSICH, K.G. ; FLEISCHHAUER, J.P. ; SCHULER, H.: Design and characterization of a thermal hydrogen atom source. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), August. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2963956>. – DOI 10.1063/1.2963956 5.1
- [Uebbing u. James 1970] UEBBING, J. J. ; JAMES, L. W.: Behavior of Cesium Oxide as a Low Work-Function Coating. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), Oktober, Nr. 11, S. 4505–4516. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1658489>. – DOI 10.1063/1.1658489. – ISSN 1089-7550 2.3
- [Uhlenbeck u. Goudsmit 1925] UHLENBECK, G.E. ; GOUDSMIT, S.: Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons. In: *Naturwissenschaften* 13 (1925), Nr. 47, S. 953–954. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01558878>. – DOI 10.1007/BF01558878 1
- [Uhlenbeck u. Goudsmit 1926] UHLENBECK, G.E. ; GOUDSMIT, S.: Spinning Electrons and the Structure of Spectra. In: *Nature* 117 (1926), Nr. 2938, S. 264–265. <http://dx.doi.org/10.1038/117264a0>. – DOI 10.1038/117264a0 1
- [Ulbricht 1959] ULBRICHT, T. L. V.: Asymmetry: the non-conservation of parity and optical activity. In: *Q. Rev. Chem. Soc.* 13 (1959), S. 48–60. <http://dx.doi.org/10.1039/QR9591300048>. – DOI 10.1039/QR9591300048 5.1.1
- [Vester u. a. 1959] VESTER, F. ; ULBRICHT, T. L. V. ; KRAUCH, H.: Optische Aktivität und die Paritätsverletzung im  $\beta$ -Zerfall. In: *Naturwissenschaften* 46 (1959), Nr. 2, S. 68–68. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00599091>. – DOI 10.1007/BF00599091. – ISSN 1432-1904 5.1.1
- [Vigren 2010] VIGREN, Erik: *Dissociative recombination of organic molecular ions of relevance for interstellar clouds and Titan's upper atmosphere*, Diss., 2010 5.2.2
- [Wada u. a. 1990] WADA, Tatsuaki ; NITTA, Toshiyuki ; NOMURA, Takashi ; MIYAO, Masahio ; HAGINO, Minoru: Influence of Exposure to CO, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O on the Stability of GaAs Photocathodes. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 29 (1990), Nr. 10, S. 2087–2091. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.29.2087>. – DOI 10.1143/JJAP.29.2087 3.1.2

LITERATURVERZEICHNIS

---

- [Wainwright u. a. 1978] WAINWRIGHT, P. F. ; ALGUARD, M. J. ; BAUM, G. ; LUBELL, M. S.: Application of a dc Fano effect polarized electron source to low-energy electron-atom scattering. In: *Review of Scientific Instruments* 49 (1978), Mai, Nr. 5, S. 571–585. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1135467>. – DOI 10.1063/1.1135467. – ISSN 1089-7623 2.2.2
- [Walker 1985] WALKER, David C.: Leptons in chemistry. In: *Accounts* 18 (1985), Nr. 6, S. 167–173. <http://dx.doi.org/10.1021/ar00114a002>. – DOI 10.1021/ar00114a002 5.1.2
- [Weisheit 1972] WEISHEIT, Jon C.: Photoabsorption by Ground-State Alkali-Metal Atoms. In: *Phys. Rev. A* 5 (1972), April, S. 1621–1630. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.5.1621>. – DOI 10.1103/PhysRevA.5.1621 2.2.2
- [Wien 1898] WIEN, Wilhelm Carl Werner Otto Fritz F.: Untersuchungen über die elektrische Entladung in verdünnten Gase. 301 (1898), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18983010618>. – DOI 10.1002/andp.18983010618. – ISSN 1521-3889 5.4
- [Williams u. Tietjen 1971] WILLIAMS, Brown F. ; TIETJEN, J.J.: Current Status of Negative Electron Affinity Devices. In: *Proceedings of the IEEE* Bd. 59, IEEE, Oktober 1971 2.3
- [Zeeman 1896] ZEEMAN, P.: Ueber einen Einfluss der Magnetisierung(sic!) auf die Natur des von einer Substanz emittierten(sic!) Lichtes. In: *Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin* (1896), Nr. 7, S. 128–130 1
- [Zelenski 2010] ZELENSKI, A.: Review of polarized ion sources (invited). In: *Review of Scientific Instruments* 81 (2010), Februar, Nr. 2, S. 02B308. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3266140>. – DOI 10.1063/1.3266140. – ISSN 1089-7623 5.3.2
- [Zolotarev u. a. 1993] ZOLOTAREV, M. ; KULIKOV, A. ; CLENDENIN, J.E.: Effect of Radiation Trapping on Polarization of Photoelectrons from Semiconductors. In: *Proceedings of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources for Accelerators*, 1993, S. 436–444 2.2.4

## A. Restgasspektren

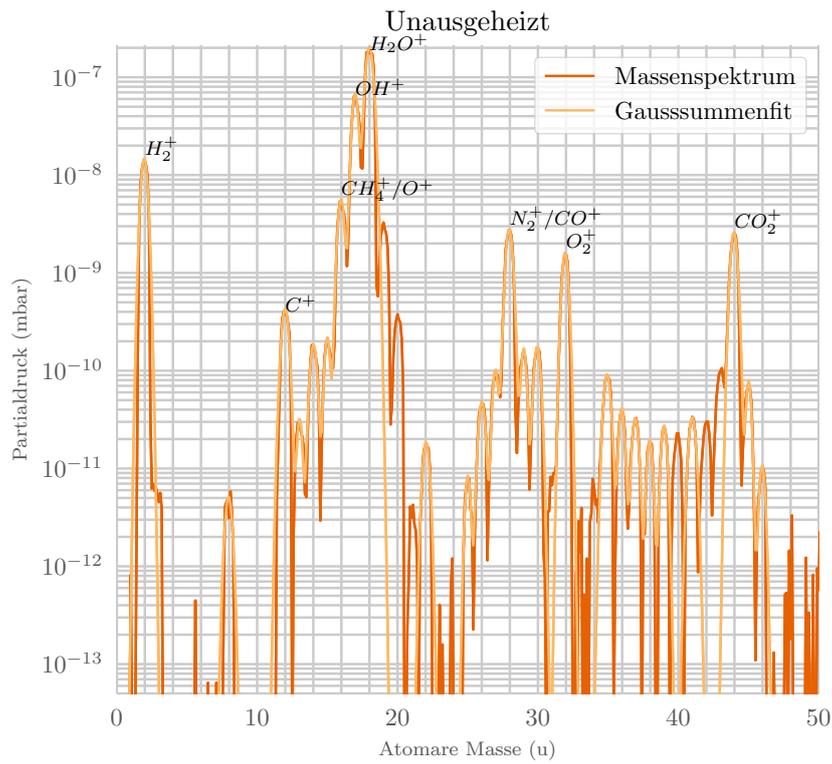


Abbildung A.1.: Massenspektrum mit gefittetem Summengauß vor des Ausheizens.

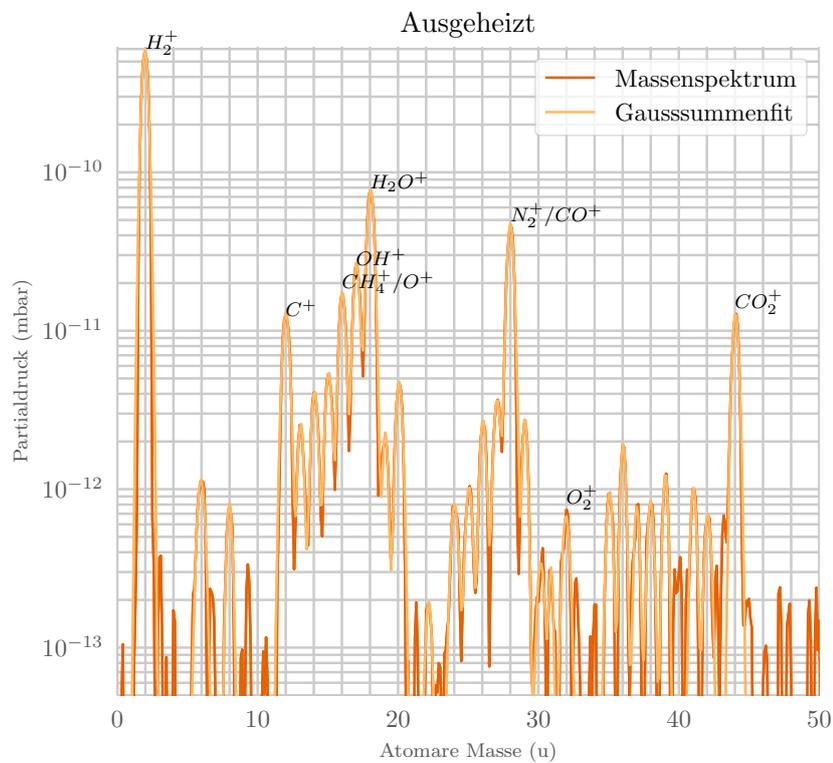


Abbildung A.2.: Massenspektrum mit gefittetem Summengauß nach des Ausheizens.

## B. Strahlprofile

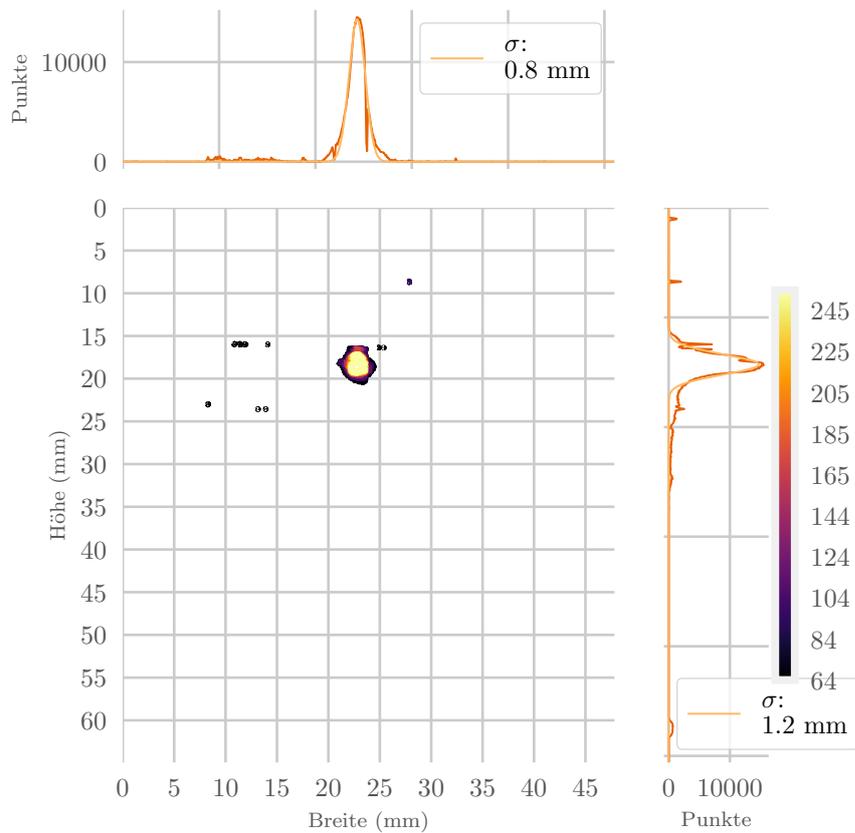


Abbildung B.1.: Falschfarbendarstellung einer typischen Elektronenstrahlintensitätsverteilung sowie aufsummierte horizontale bzw. vertikale Intensitätsverteilung. Die schmalen Täler und Erhebungen sind durch Reflexionen des Lasers am Stahlgitter bzw. der Abschattung der Lumineszenz durch ebendieses verursacht.

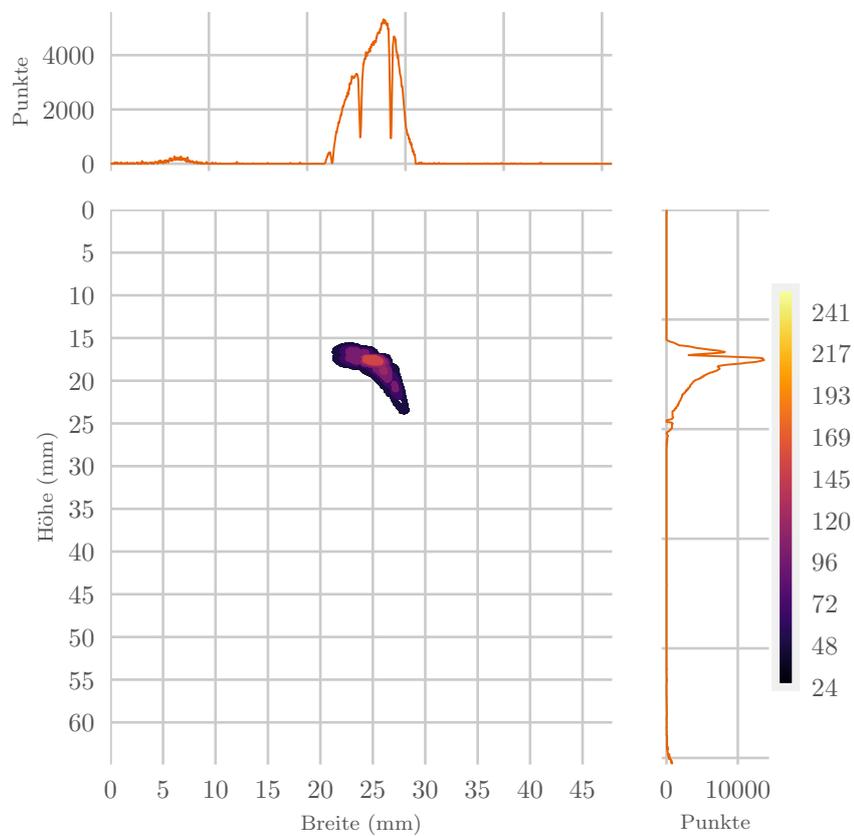


Abbildung B.2.: Falschfarbendarstellung ungünstiger Ablenkerspannungen. Der Strahlfleck erscheint hier nicht rund, sondern ist nierenförmig aufgefächert.

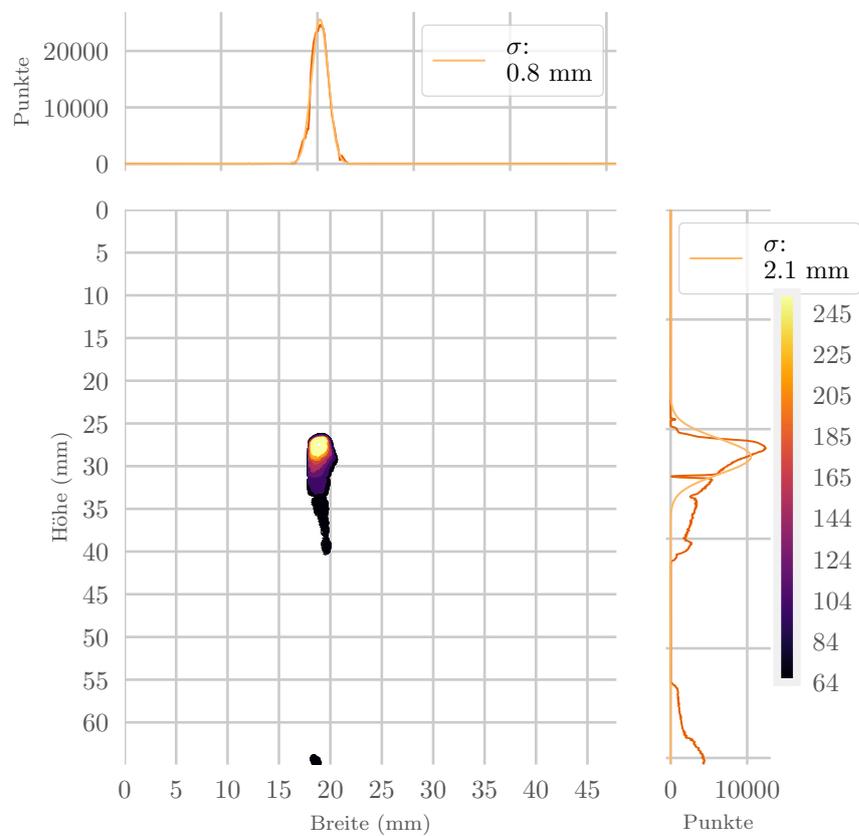


Abbildung B.3.: Falschfarbendarstellung ungünstiger Ablenkervoltagen. Der Elektronenstrahl zeigt hierbei einen vertikalen Ausläufer.



## C. Blockschaltbilder

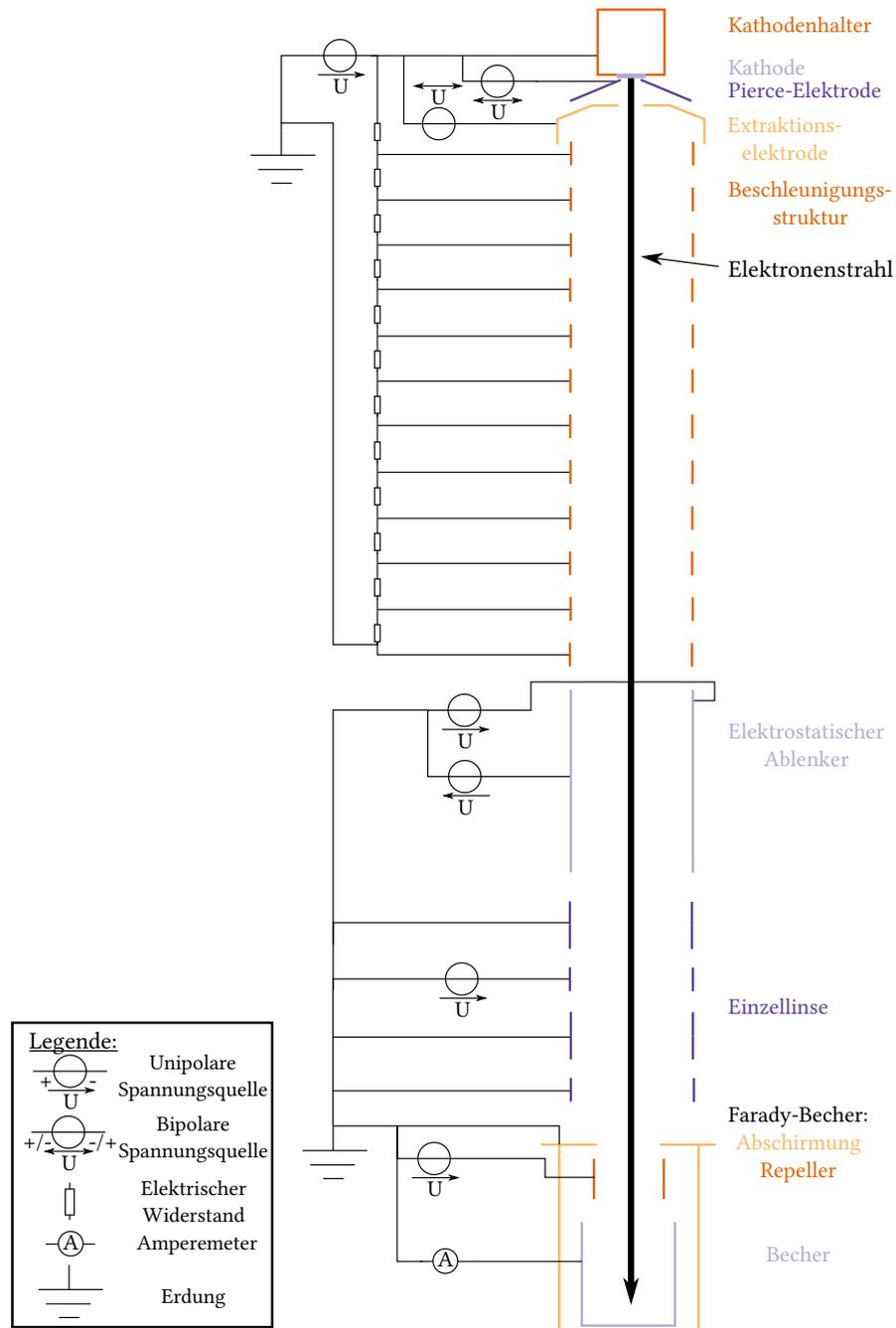


Abbildung C.1.: Blockschaltbild der elektrischen Potentiale, welche der Elektronenstrahl passiert.

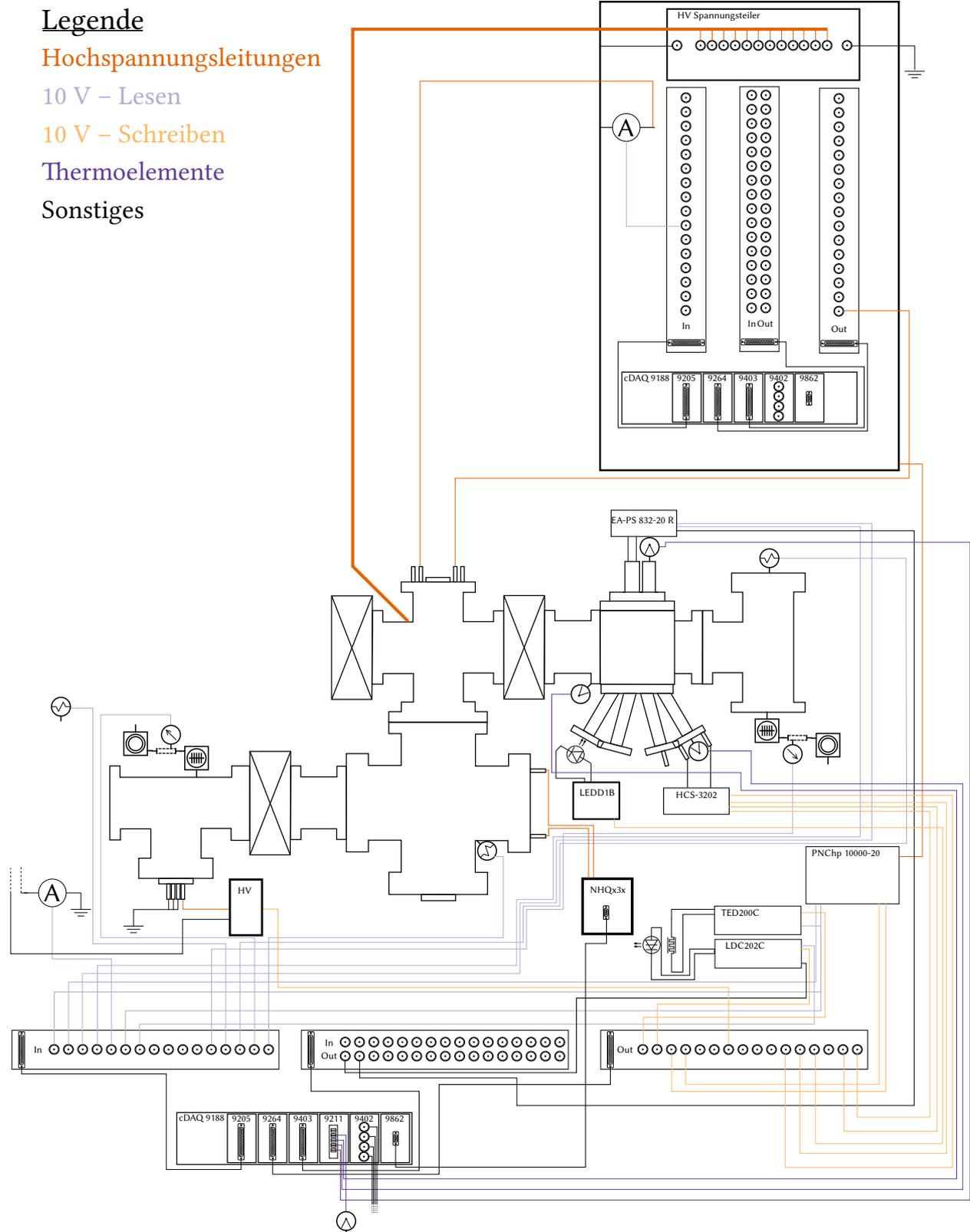
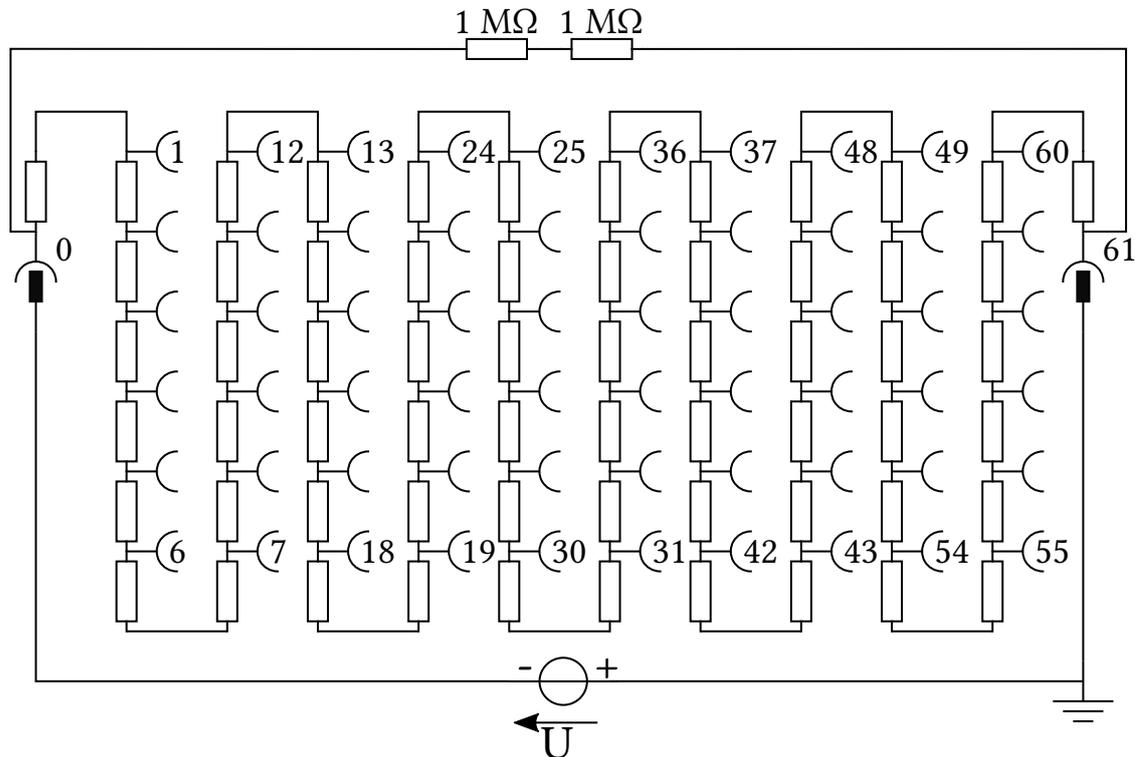


Abbildung C.2.: Blockschaltbild der elektrischen Verbindungen des PEGASUS Aufbaus.



### Legende

$\square$  Widerstand ( $2\text{ M}\Omega$ )   
  $\text{---}(\text{---})$  Buchse   
  $\blacksquare$  Stecker   
  $\text{---}\bigcirc\pm$  Spannungsquelle  
 $\leftarrow U$

Abbildung C.3.: Blockschaltbild des Spannungsteilers zur Bereitstellung der abgestuften Beschleunigungsspannungen. Die parallelen  $1\text{ M}\Omega$  Leistungswiderstände dienen der Laststabilisierung des Hochspannungsnetzteils bei niedrigen Spannungen.



## D. Kontrollsoftware GUI

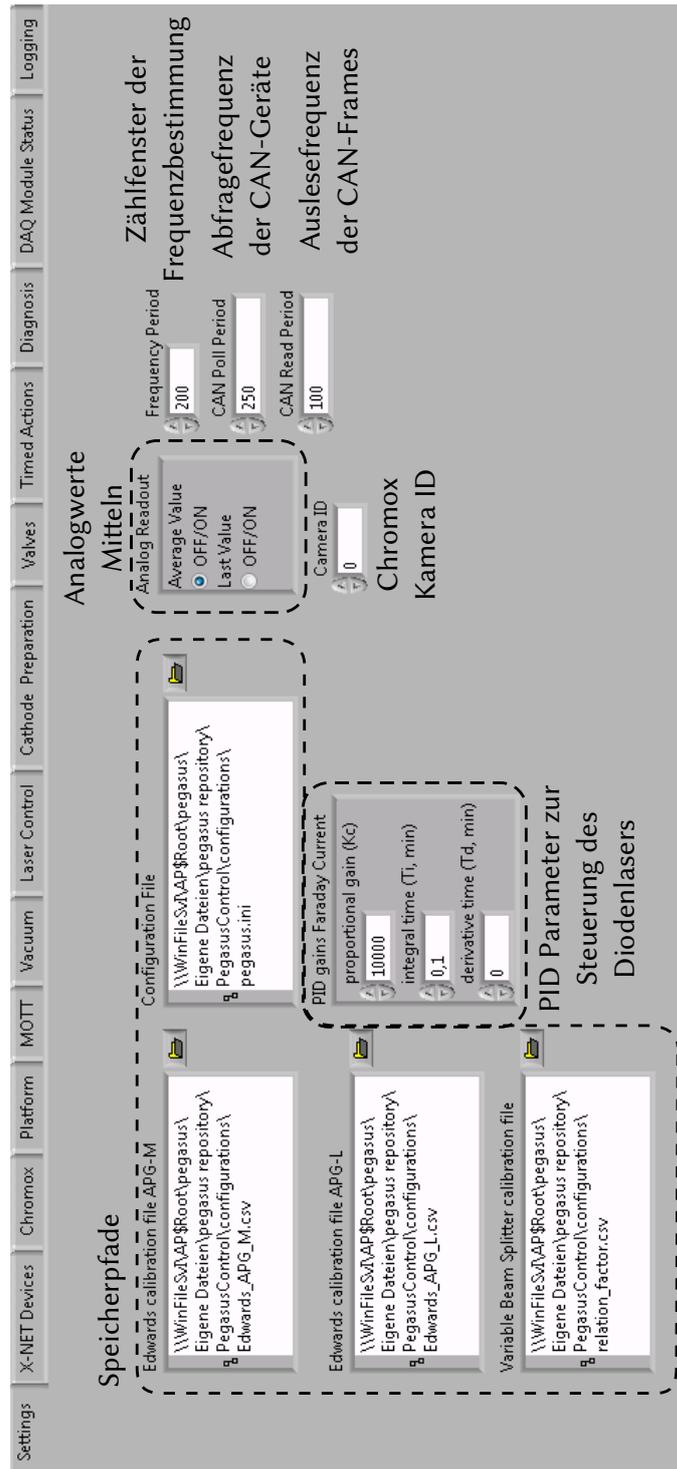


Abbildung D.1.: Reiter zur Änderung wichtiger Parameter zur Laufzeit.

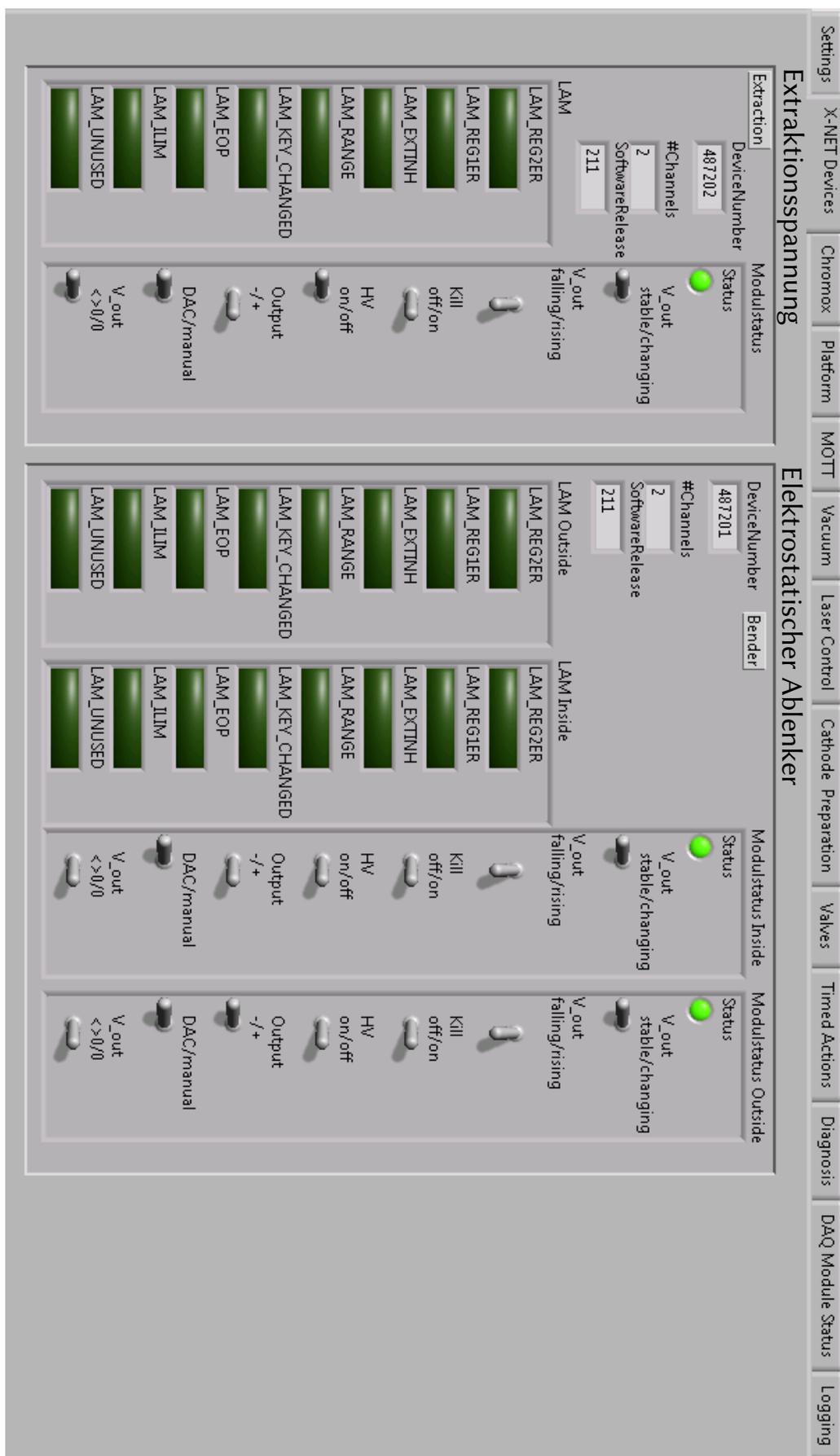


Abbildung D.2.: Reiter zur Übersicht des Betriebszustands der einzelnen Module der über CAN-Bus kommunizierenden Netzteile.

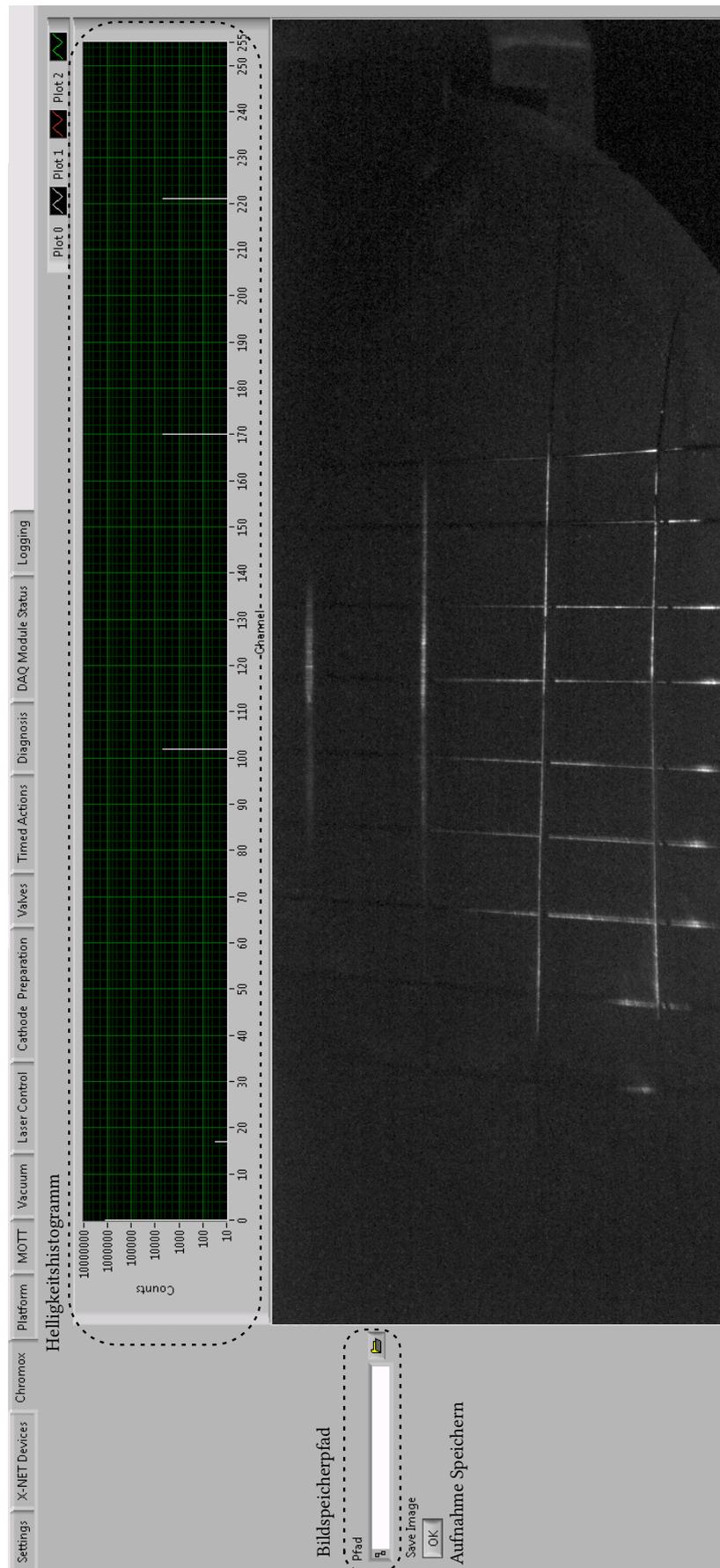


Abbildung D.3.: Reiter zum Betrachten und Aufnahmen des Chromox-Szintillatorschirms.

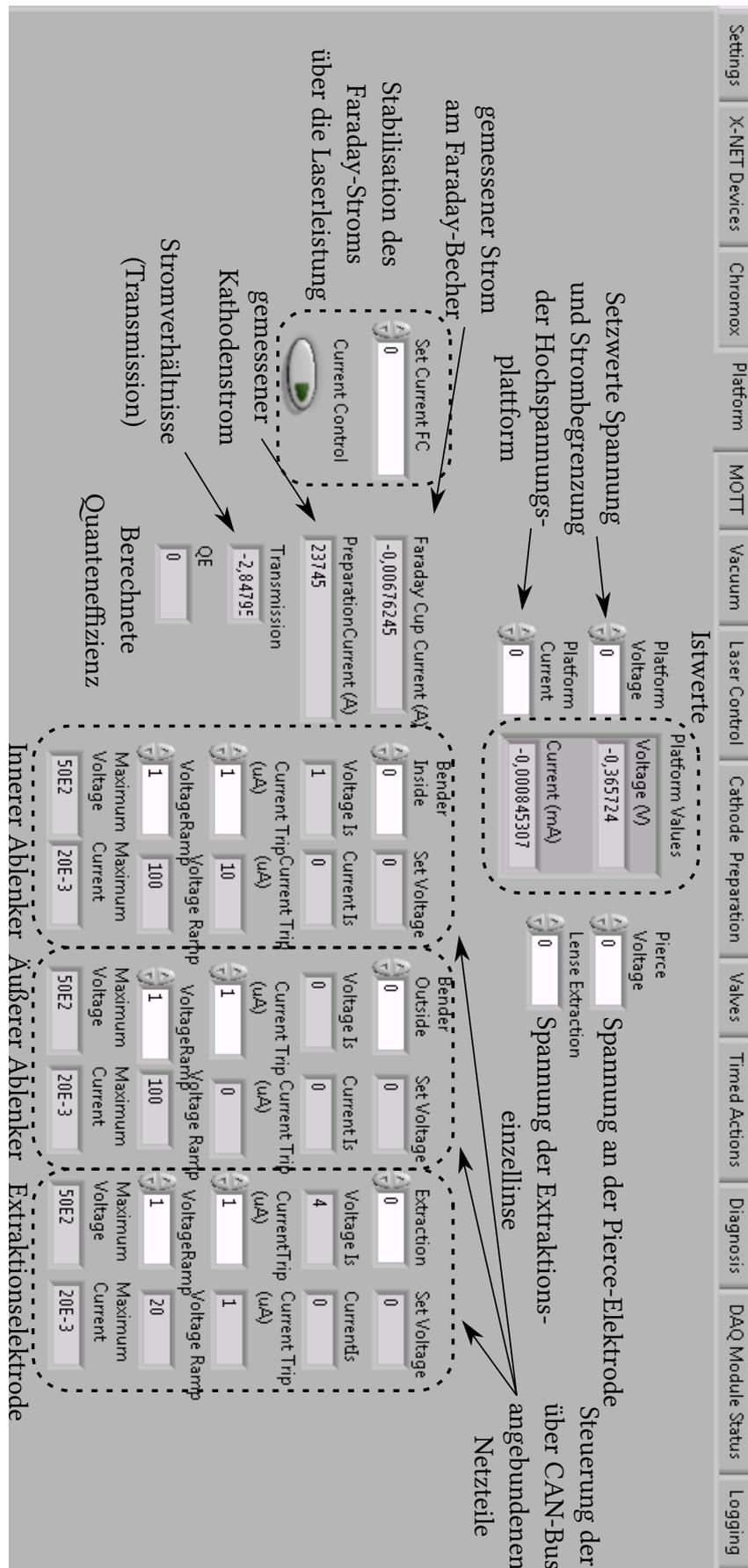


Abbildung D.4.: Reiter zur Steuerung der Spannungen die Elektronenstrahlextraktion betreffend.

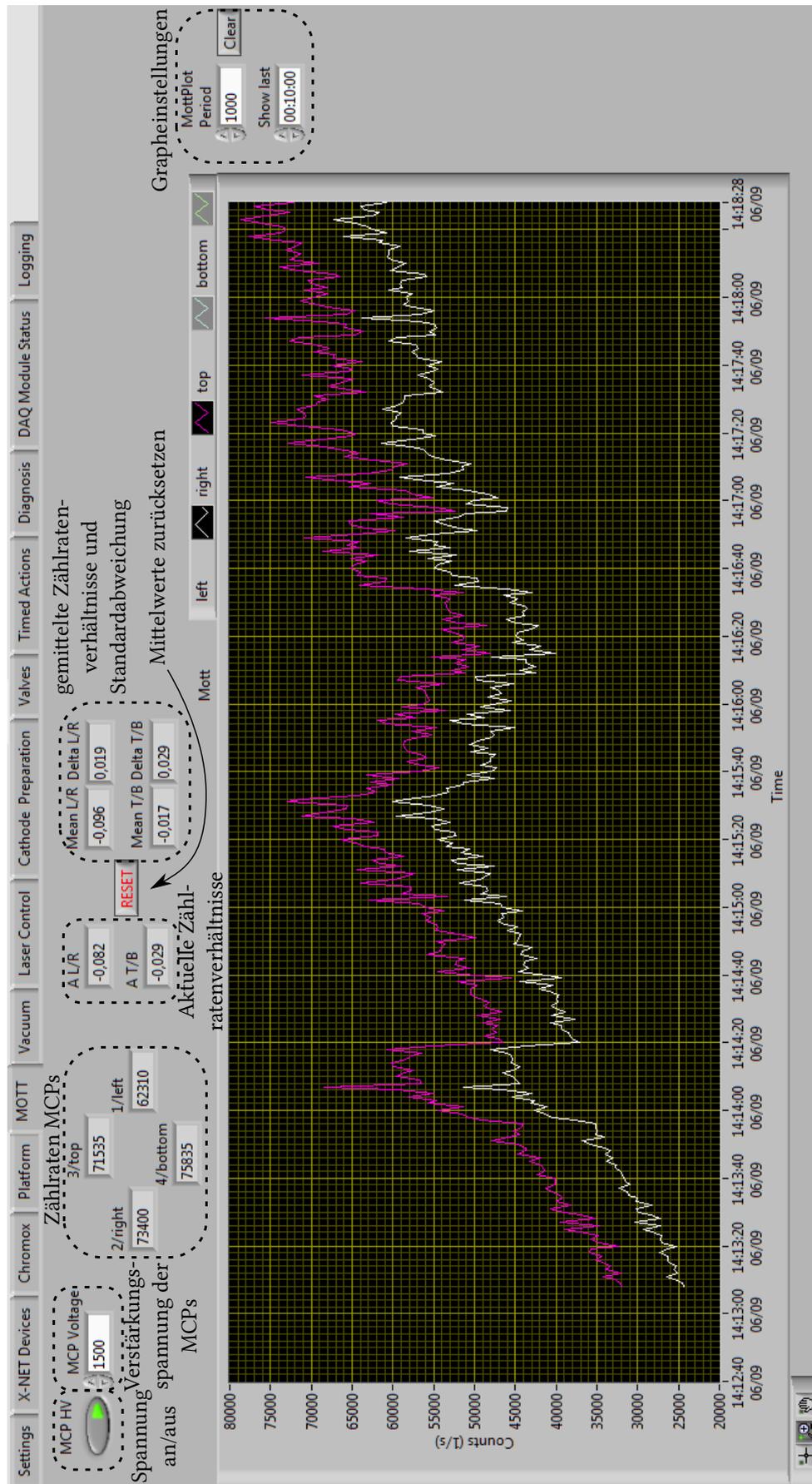


Abbildung D.5.: Reiter zur Polarisationsmessung mittels Mott-Detektor.

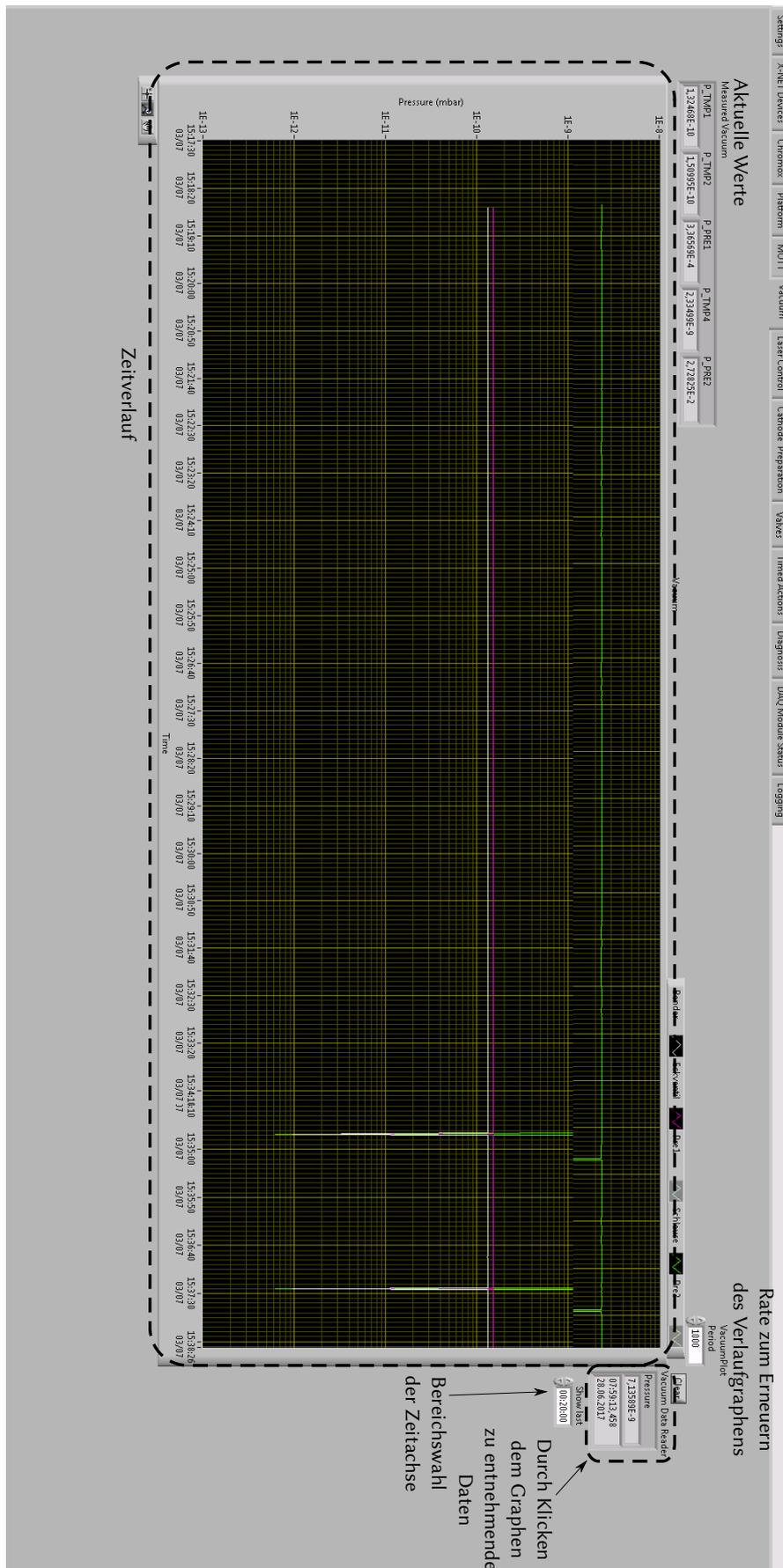


Abbildung D.6.: Reiter zur Übersicht des zeitlichen Verlaufs der Vakuumdruckwerte.



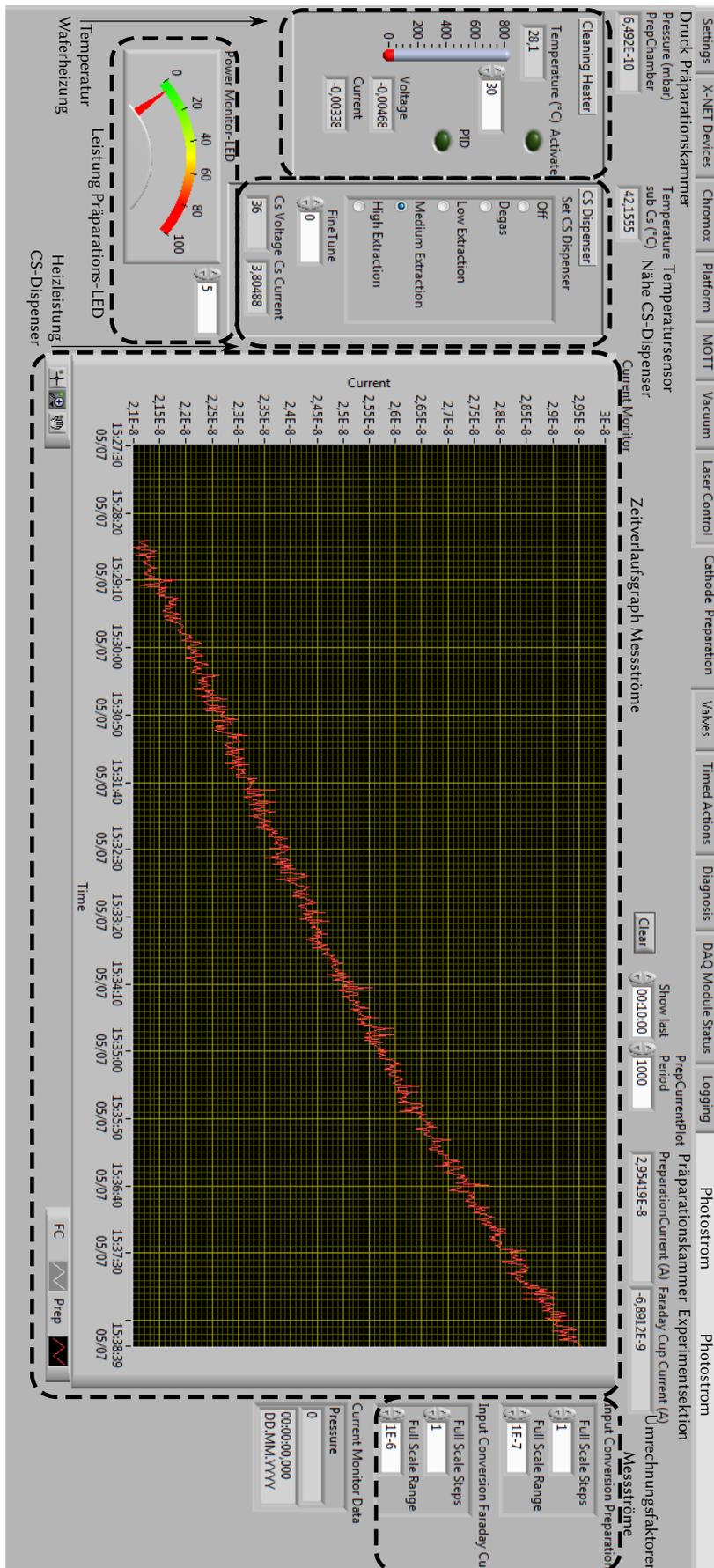


Abbildung D.8.: Reiter alle Funktionen zur NEA-Präparation einer Kathode sowie der Reinigung durch Heizen betreffend. Der Graph zeigt neben des zeitlichen Verlaufs des Kathodenstroms ebenso den des Stroms im Faraday-Becher an.

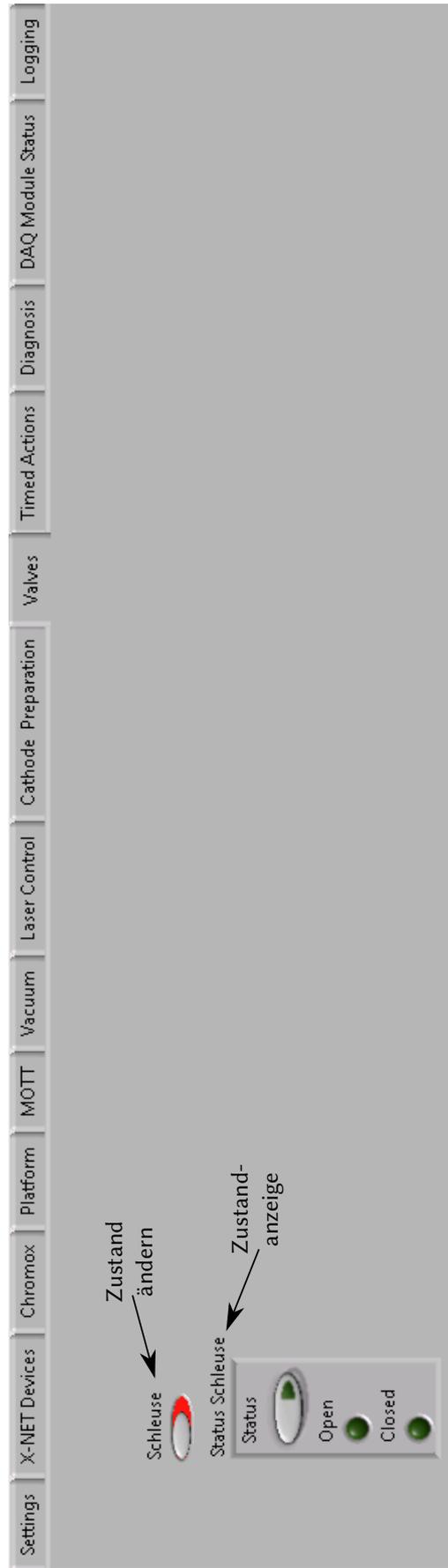


Abbildung D.9.: Reiter zum ferngesteuerten Öffnen und Schließen der druckluftgesteuerten Vakuumventile. Mangels redundanter Stromausfallsicherung, welche Beschädigung der Ventile und Teile des Experimentaufbaus verhindern kann, zur Zeit funktionslos.

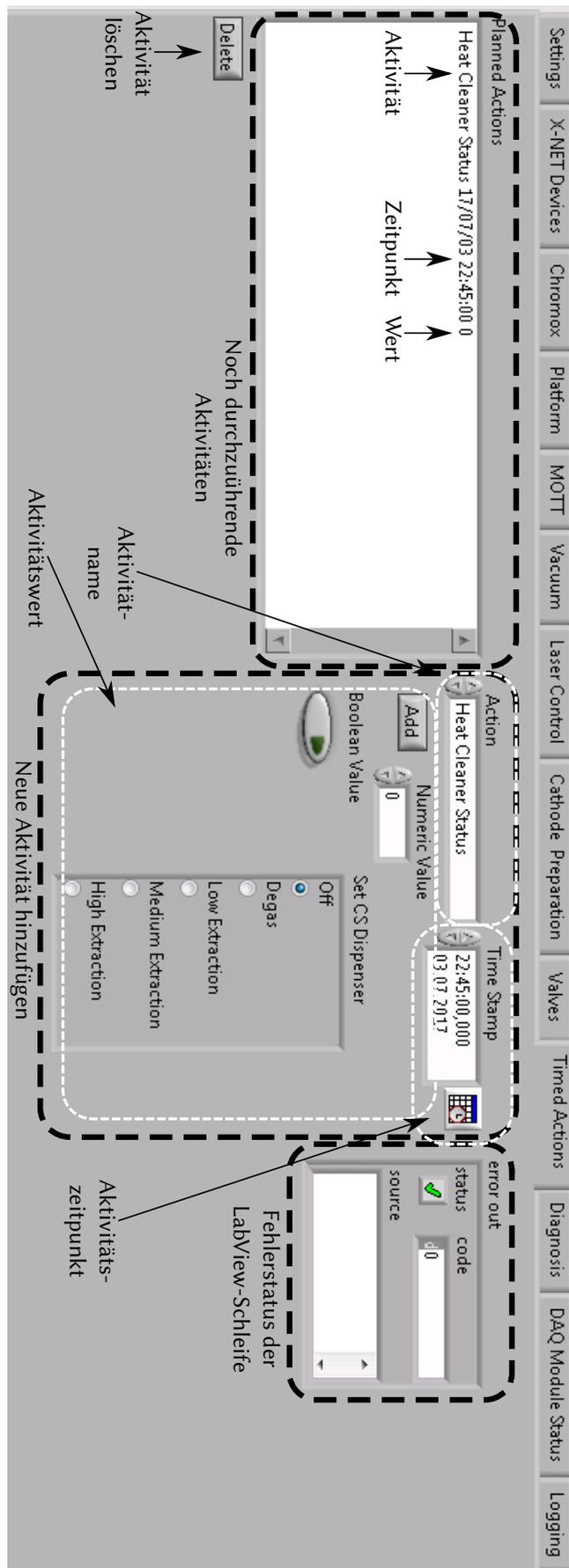


Abbildung D.10.: Reiter zum Bearbeiten zeitlich planbarer Aktionen zur unüberwachten Fernsteuerung des Experiments.

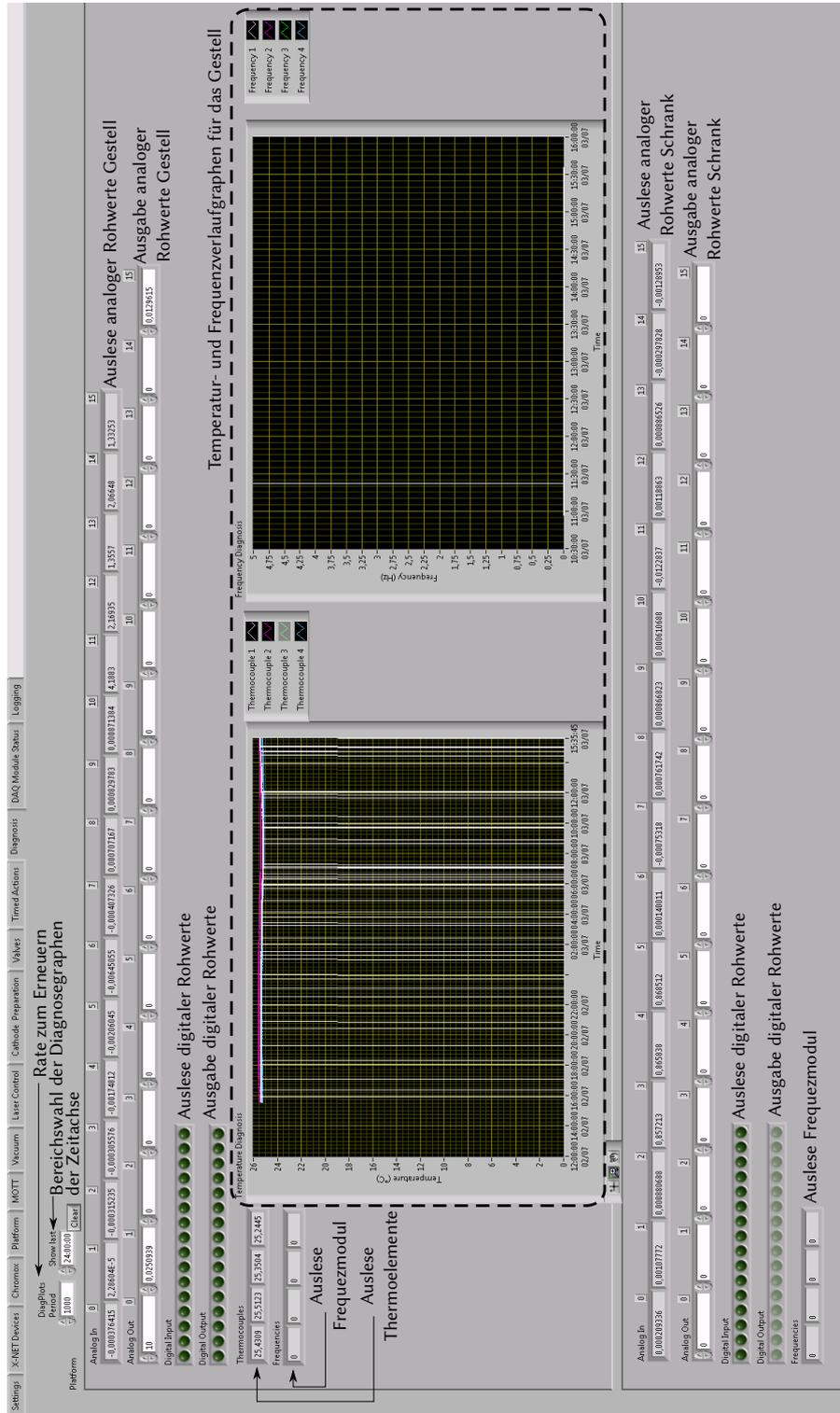


Abbildung D.1.1.: Reiter mit verschiedenen Elementen zur Diagnose der cDAQ-Module. Es werden zum Einen die Rohwerte der lesenden Module gezeigt, zum Anderen ist ein manuelles Setzen von unbesetzten Ausgängen der schreibenden Module möglich.

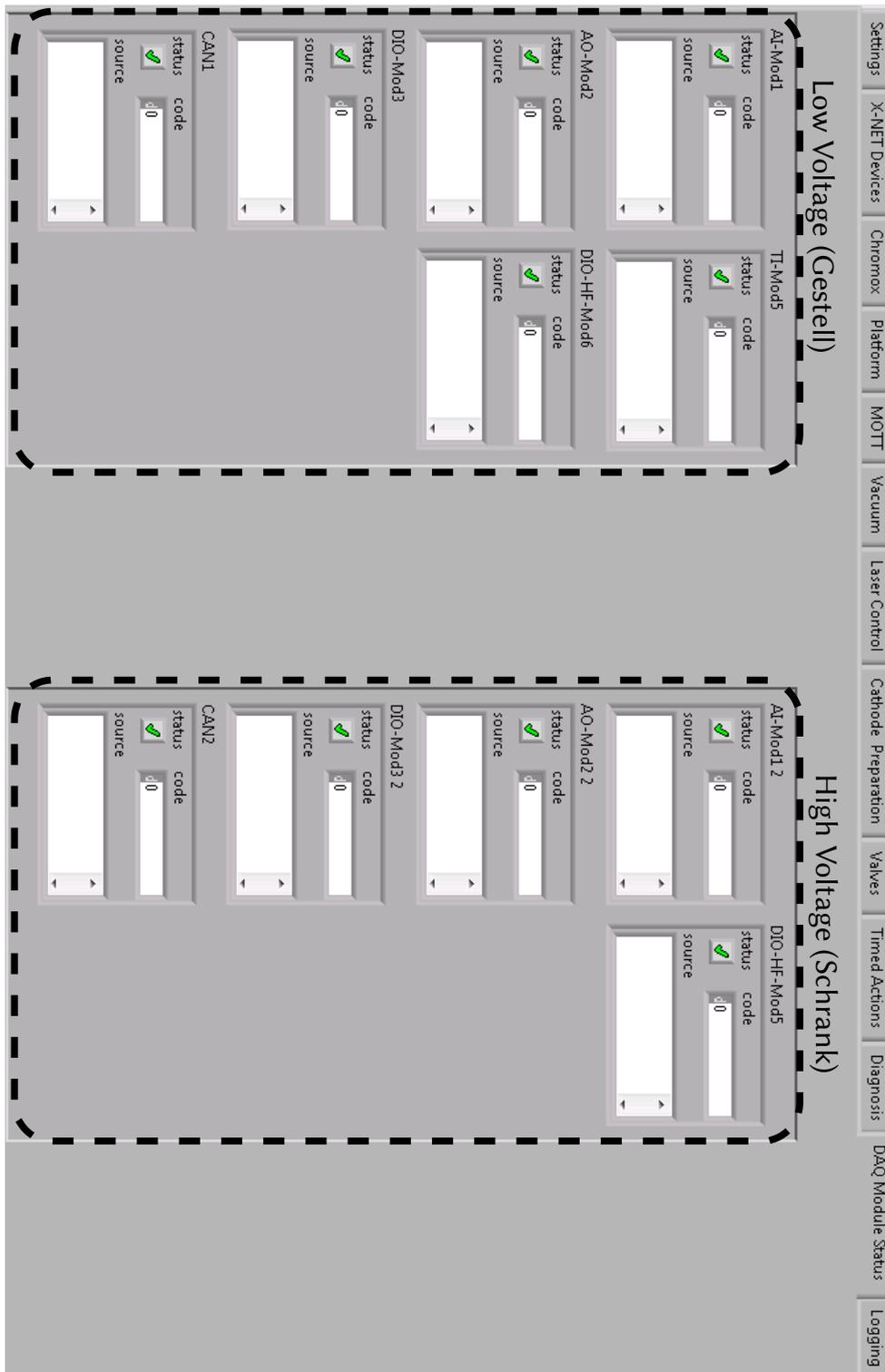


Abbildung D.1.2.: Dieser Reiter zeigt eine Übersicht der Fehlerzustände der einzelnen cDAQ-Module.

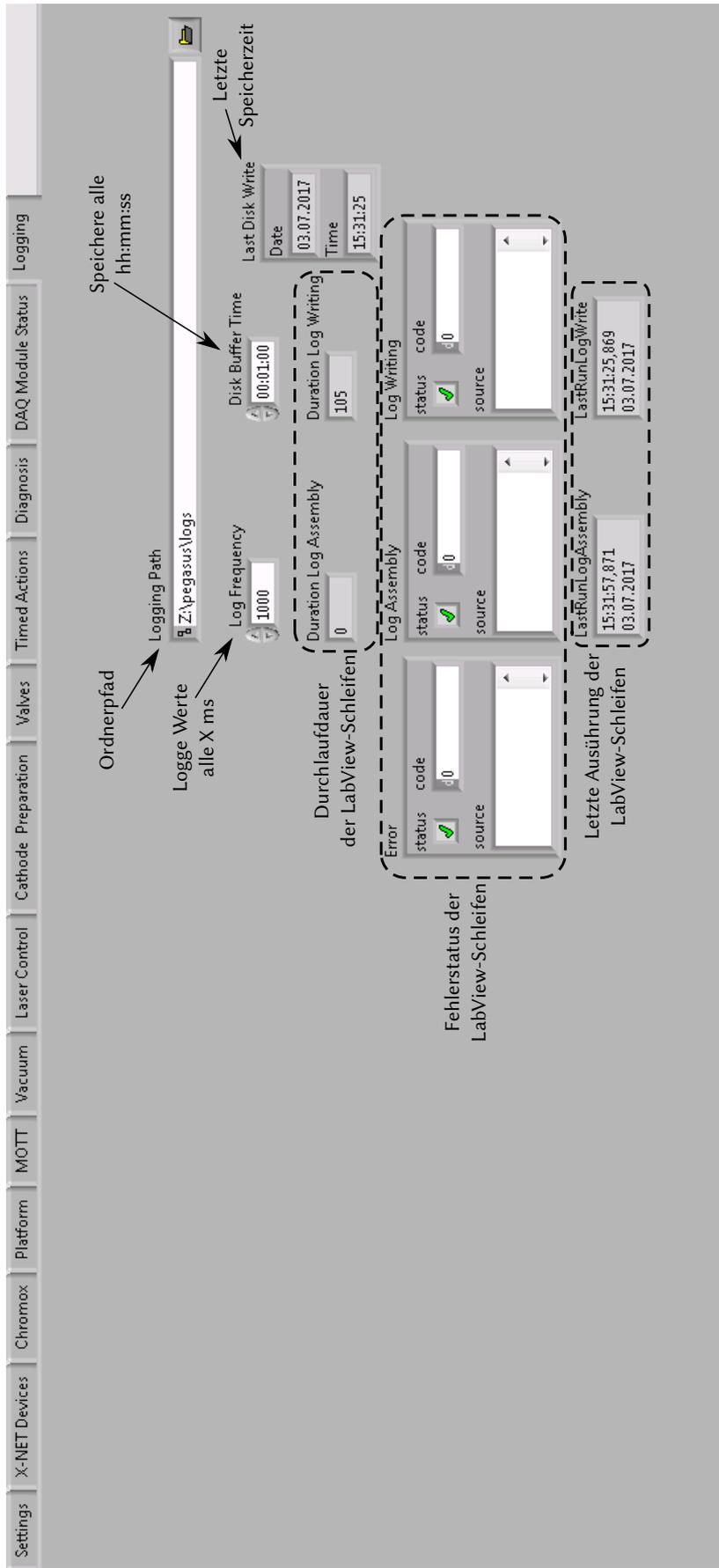


Abbildung D.13.: In diesem Reiter kann konfiguriert werden, wohin und mit welcher Häufigkeit die Experimentdaten gespeichert werden sollen. Zusätzlich sind Informationen zum Status des Protokollierens gezeigt.

## Danksagung

Abschließend möchte ich noch kurz die Gelegenheit ergreifen, mich bei denjenigen zu bedanken, ohne derer diese Arbeit nicht oder nur schwerlich möglich gewesen wäre.

Dies wären zunächst mein direkter Betreuer an der GSI, *Dr. Michael Lestinsky*. Diesem gebührt mein Dank nicht nur dafür, mir die Möglichkeit zur Promotion an diesem spannenden Projekt zu ermöglichen, sondern dieses auch durch Unterstützung und Hilfestellungen verschiedener Art erfolgreich zu beenden. Sei es durch – manchmal auch intensive – Diskussion von Fragestellungen, durch Herstellung der richtigen Kontakte oder Anstoßen von Denkprozessen. So durfte ich meine eigenen Fehler machen (welchen Schmelzpunkt hat noch mal Peek?) und eigene Schwerpunkte setzen, wurde im Zweifel aber immer auf die richtige Bahn gelenkt. Im Wissen, nicht immer einfach zu sein (Sicherheitsdatenblatt? Welches Sicherheitsdatenblatt?) freut es mich umso mehr, bis zum Ende der Arbeit ein Büro teilen zu können.

Ebenso danke ich meinem Betreuer an der JLU, *Prof. Stefan Schippers*. Trotz meiner meist physischen Abwesenheit im Strahlencentrum konnte ich jederzeit auf Unterstützung zählen, sowohl bei fachlichen Fragen als auch in finanziellen Dingen, wie der Übernahme der Werkstattkosten an der JLU, der kurzfristigen Aushilfe mit einem Stipendium zum Ende der Promotion oder der Bereitstellung eines Arbeitsplatz bei meinen Aufenthalten in Gießen. Es freut mich, den Kontakt zu meiner »alten« Arbeitsgruppe so aufrecht erhalten zu haben. Dies gilt in erweiterter Form für die gesamte Arbeitsgruppe am IAMP, in welcher ich unter *Prof. Alfred Müller* als Bachelor-Student startete und die mir bis heute immer Unterstützung zukommen ließ.

Weiterer Dank gilt *Prof. Thomas Stöhlker* sowie dem gesamten GSI-Atomphysikkollegium, die mich in ihre Reihen aufgenommen haben, wobei besonders *Dr. Pierre-Michel Hillenbrand* und *Dr. Anton Kalinin* hervorzuheben sind. Pierre-Michel, wie ich ebenfalls Exil-Gießener, hat mich besonders zu Beginn in die Gepflogenheiten und Eigenheiten der GSI eingeführt und stand darüber hinaus immer für fruchtbare Gespräche zur Verfügung, auch bei Themen abseits der Beschleuniger-/Atomphysik. Ohne Antons vielfältige Hilfe wäre das Projekt nicht in diesem Zeitrahmen verwirklicht worden. Ob beim Durchsprechen von Konstruktionsideen, deren Umsetzung oder der kompletten Auslagerung von zu erledigenden Aufgaben, seine stete Verfügbarkeit und sein Pragmatismus waren eine große Stütze. Weitere Erwähnung verdienen *Prof. Siegbert Hagmann*, *Dr. Sergey Trotsenko* und *Dr. Uwe Spillmann*, welche bei aufkommenden Fragen im Labor immer mit Rat, Tat und Material zur Seite standen. Auch *Dr. Zoran Andjelkovic* und *Dr. Gleb Vorobjev* möchte ich dafür danken, immer ein offenes Ohr für meine Anliegen gehabt zu haben. Ohne z. B. die geliehenen Heizjacken wäre das Ausheizen deutlich erschwert worden.

Großer Dank gilt auch *Prof. Yuri Litvinov* und seiner Gruppe, welche nach Auslaufen des Drittmittelprojekts meine Finanzierung übernahm und mich herzlichst in ihre Gruppe aufnahmen.

Besonderer Dank gilt hierbei *Dr. Rodolfo Sanchez*, der immer wieder für Antworten zu Laseraufbauten zur Verfügung stand.

Ohne die Arbeit vieler Personen in den einzelnen Fachgruppen wäre eine solche konstruktionslastige Arbeit nicht zu verwirklichen gewesen. Stellvertretend für die mechanische Werkstatt und Schlosserei der GSI danke ich Herrn *Markus Romig*, welcher dafür sorgte, dass trotz meiner laienhaften Skizzen am Ende alle Teile ineinander passten und so funktionierten, wie sie sollten. Stellvertretend für die feinmechanische Werkstatt an der JLU Gießen danke ich Frau *Yvonne Kluckert*. Auch hier durfte ich Bauteile auf gewohnt hohem Niveau abholen und verbauen.  *Davide Racano* und  *Christoph Bruske* möchte ich dafür danken, mir zumindest die Grundlagen der Arbeit in der Experimentierwerkstatt nahezubringen, bzw. im Zweifelsfall auch schnell mal ein Teil für mich zu drehen oder zu fräsen. Diese unkomplizierten Abkürzungen der Werkstattarbeit haben enorm viel Zeitgewinn erbracht.  *Thomas Köhler* von der Uni Jena möchte ich dafür danken, einen Großteil der von mir entworfenen Anlagenteile vom 3D-Modell in professionelle technische Zeichnungen umzusetzen.  *Lukas Urban* und  *Edgar Renz* aus der Vakuumabteilung gilt mein Dank, trotz des Großprojekts FAIR im Nacken immer noch die Zeit gefunden zu haben, auch bei einem kleinen Promotionsprojekt Hilfe leisten zu können.  *Dr. Bettina Lommel* und das Targetlabor finden dankenswerte Erwähnung für ihre Unterstützung bei Fragen zur Handhabung verschiedener Chemikalien sowie zur freundlichen Anmischung und Aufbewahrung der verwendeten Reinigungslösung.

Herzlichst danken möchte ich auch  *Dr. Tatiana Litvinova*, Frau  *Stefanie Kröh*, Frau  *Lea Wunderlich* und Frau  *Diana Lang*. Ohne die unermüdliche Unterstützung bei allen bürokratischen Fallstricken wäre vieles nicht so reibungslos über die Bühne gegangen.

Stellvertretend für alle an der Durchführung der Graduiertenschule HGS-HIRE beteiligten Personen möchte ich noch  *Dr. Sascha Vogel* und  *Dr. Gerhard Bureau* danken. Ihnen ist es unter anderem zu verdanken, dass die Graduiertenschule keine »Pflichtveranstaltung« ist, sondern ein wertvoller Bestandteil der Promotion wurde, sowohl durch die hervorragenden Lecture Weeks und Soft-Skill-Kurse als auch durch die hierdurch geknüpften Kontakte.

All jene, welche Erwähnung verdient hätten, jedoch hier nicht aufgeführt sind, sei gesagt: Das liegt weniger an mangelnder Geringschätzung als mehr an meiner Vergesslichkeit.

Zuletzt möchte ich an dieser Stelle noch meiner Verlobten und meiner Familie danken. In der glücklichen Situation zu sein, vorbehaltlosen Rückhalt zu haben, kann gar nicht hoch genug geschätzt werden. Danke dafür.

## Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der »Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis« niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, Deutschland, den 19. Oktober 2017

---

DANIEL SCHURY