

Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

M.Sc. Simon Friederich
geboren in Mainz

Mainz, den 5. August 2019



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Zusammenfassung

Die Anforderung hoher Strahlströme spinpolarisierter Elektronen in energierückgewinnenden Linearbeschleunigern (ERL) wie MESA treibt die Entwicklung von Gleichstrom-Photoemissionsquellen zu hohen Extraktionsfeldern und Beschleunigungsspannungen weiter an. Dabei gilt es, kollektive Effekte wie die im Niederenergiebereich dominante Raumladungskraft zu unterdrücken, sodass eine außerordentlich hohe Strahlqualität für Hochpräzisionsexperimente, z. B. die Suche nach Evidenzen Dunkler Materie oder Tests des Standardmodells durch Beobachtung paritätsverletzender Streuprozesse, zur Verfügung steht. Gleichzeitig erfordert der spinpolarisierte Betrieb den herausfordernden Einsatz von GaAs-basierten Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität (NEA) in einer Ultrahochvakuumumgebung (UHV). Um eine hohe Betriebsbereitschaft für Langzeitexperimente wie P2 zu gewährleisten, gilt es, lebensdauerermindernde Effekte, u. a. die Wechselwirkung von Restgas mit der Photokathode, zu minimieren.

Die vorliegende Arbeit umfasst die Entwicklung der 200 kV-Photoemissionsquelle STEAM basierend auf den spinpolarisierten MAMI-Quellen und dem am JLab erfolgreich etablierten Prinzip des invertierten Isolators, das es erlaubt, eine kompakte Hochspannungs- und Ultrahochvakuumapparatur zu bauen. Mit Hilfe von Computersimulationen wurde das Design dahingehend angepasst, dass ein Extraktionsfeld von bis zu 5 MV m^{-1} an der Photokathodenoberfläche anliegt, während das maximale elektrische Feld in der Quelle 8 MV m^{-1} nicht überschreitet. Damit soll parasitäre Feldemission, die die Lebensdauer einer GaAs-Photokathode massiv beeinflusst, unterdrückt werden. Particle-in-Cell-Simulationen zeigen, dass die STEAM mit ihrem hohen elektrischen Feld die Emission hoher Bunchladungen in der für MESA geforderten Strahlqualität, d. h. mit normierten transversalen Emittanzen $< 1 \text{ mm mrad}$ und relativen Energiebreiten $< 10^{-4}$, erlaubt.

Die Inbetriebnahme der STEAM an der Niederenergiestrahlführung MELBA wurde dazu genutzt, Erkenntnisse und Erfahrungen im Umgang mit der invertierten Isolatorgeometrie zu sammeln. Diese Arbeit stellt die Ergebnisse zusammen, die beim Hochspannungskonditionieren im Zusammenhang mit Feldemissionsuntersuchungen gewonnen werden konnten. Aus dem ersten Strahlbetrieb mit bis zu 150 kV wurden u. a. die Strahldivergenz gemessen und Quanteneffizienzverläufe aufgezeichnet, anhand derer die negativen Einflüsse des Strahlbetriebs auf die Lebensdauer der Photokathode diskutiert werden. Es konnten viele hundert Mikrosekunden lange Pulse mit mehr als 10 mA aus den GaAs-Photokathoden extrahiert werden. Die hohen Ströme boten eine Möglichkeit, Erkenntnisse bezüglich der negativen Elektronenaffinität und des bei NEA-Photokathoden auftretenden Oberflächenladungslimits abzuleiten.

Abstract

The requirement for high-intensity spin-polarized electron beams in energy-recovery linear accelerators (ERL) like MESA pushes on the further development of DC photoemission sources with high extracting fields and accelerating voltages. Hence, collective effects like the space charge force, which dominates the low-energy beam operation, have to be suppressed in order to provide an exceptionally high beam quality for high precision experiments, e.g. the search for evidences of dark matter or tests of the standard model by observations of parity-violating scattering processes. At the same time, the spin-polarized operation demands the challenging application of photocathodes based on GaAs with negative electron affinity (NEA) in an ultra-high-vacuum environment (UHV). To guarantee a sufficient operational availability for long-term experiments like P2, it is essential to minimize lifetime-reducing effects i. a. the interaction between residual gas and the photocathode.

The present work comprises the development of the 200 kV photoemission electron source STEAM, which is based on the spin-polarized MAMI sources and on the concept of the inverted insulator, which has been successfully established at JLab and which offers the possibility to build a compact high voltage and UHV apparatus. With the aid of computer simulations, the design was adopted so that an extracting field of up to 5 MV m^{-1} is at the photocathode surface while the maximum electric field does not exceed 8 MV m^{-1} in the source. Thereby, parasitic field emission that massively affects the lifetime of the GaAs photocathode is suppressed. Particle-in-cell simulations show that STEAM with its high electric field allows the emission of high bunch charges with the beam quality demanded for MESA, i. e. normalized transverse emittances $< 1 \text{ mm mrad}$ and relative energy spreads $< 10^{-4}$.

The commissioning of STEAM at the low-energy beam transport system MELBA was utilized to gather experience and knowledge in handling the inverted insulator geometry. This work summarizes the results of field emission studies that were carried out during high voltage commissioning. Within the first period of beam operation of up to 150 kV the beam divergence was measured and quantum efficiency trends were traced, by means of which the negative influence of the beam operation on the lifetime of the photocathode is discussed. Long pulses with several hundreds of microseconds and more than 10 mA from GaAs photocathodes could be extracted. These high currents offered the possibility to retrieve insights concerning the negative electron affinity and about the surface charge limit that emerges from the emission from NEA photocathodes.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Der neue ERL und seine Experimente	1
1.3	Experimente an MESA	2
1.3.1	Das P2-Experiment	2
1.3.2	Das MAGIX-Experiment	3
1.4	Die MESA	4
1.5	Aufgabenstellung und Ziel der Arbeit	6
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Das Koordinatensystem und Teilchenkoordinaten	7
2.2	Die Emittanz	8
2.2.1	Zur Beschreibung der Emittanz	8
2.2.2	Emittanzerhaltung und thermische Emittanz	10
2.2.3	Raumladung	12
2.2.4	Die Brillanz einer Photoemissionsquelle	14
2.3	Die Perveanz	14
2.4	Photoemission aus NEA-Galliumarsenid	15
2.4.1	Photoemissionsrelevante Eigenschaften von GaAs	15
2.4.2	Spinpolarisation	18
2.4.3	Negative Elektronenaffinität durch CsO-Adsorption	19
2.4.4	Das Drei-Stufen-Modell der Photoemission nach Spicer	21
2.4.5	Die Quanteneffizienz	22
2.4.6	Die Lebensdauer	22
2.5	Feldemission	26
2.6	Das Oberflächenladungslimit	27
3	Die Hochspannungsquelle	29
3.1	Motivation eines hohen elektrischen Felds	29
3.2	Das Design	31
3.2.1	Der invertierte Isolator	33
3.2.2	Die vertikale Emissionsrichtung	35
3.2.3	Die Kathode und Fahrstuhlmechanik	36
3.2.4	Die Repelleranode	39
3.2.5	Der modifizierte Puck und der GaAs-Kristall	40
3.2.6	Die Vakuumkammer und Vakuumerzeugung	42
3.2.7	Peripherie	45

3.2.8	Zusammenbau im Reinraum	45
3.2.9	Aufbau und Ausrichtung der Quelle	46
3.3	Die Präparationskammer	47
3.3.1	Das Design der Präparationskammer	48
3.3.2	Vorbereitungen für die Präparation	49
3.3.3	Der Präparationsprozess	49
4	CST-Simulationen	53
4.1	Das Simulationsprogramm CST	53
4.2	Elektrostatische Simulationen	55
4.3	Particle-in-Cell-Simulationen	59
4.3.1	Allgemeines	59
4.3.2	Das Emissionsmodell	62
4.3.3	Die Enveloppe	66
4.3.4	Geschlitzte und projizierte Emittanzen	68
4.3.5	Transversale Strahldynamik	70
4.3.6	Longitudinale Strahldynamik	74
4.4	Feldemissionssimulation	81
4.5	Von der Simulation nicht berücksichtigte Aspekte	83
4.5.1	Festkörperphysikalische Aspekte	83
4.5.2	Beschleunigerphysikalische Aspekte	84
5	Der experimentelle Aufbau	85
5.1	Übersicht über die Niederenergiestrahlführung MELBA	85
5.2	Das Lasersystem	89
5.3	Das Kontrollsystem EPICS	95
6	Messergebnisse und Diskussion	97
6.1	Hochspannungskonditionierung	97
6.1.1	Allgemeine Anmerkungen zur Konditionierung	97
6.1.2	Konditionierung bis 165 kV	100
6.1.3	Konditionierung bis 190 kV und Feldemissionsstudien	106
6.2	Experimentelle Bestimmung der Strahldivergenz	112
6.3	Quanteneffizienzmessung und Bestimmung der Vakuumlebensdauer	114
6.4	Experimentelle Bestimmung der negativen Elektronenaffinität	118
6.5	Experimentelle Untersuchungen des Oberflächenladungslimits	121
6.5.1	Messung des Oberflächenladungslimits von NEA-Bulk-GaAs	121
6.5.2	Folgerungen für die Bandbiegungsenergie aus den Ergebnissen des Oberflächenladungslimits	126
6.6	Fehlerquellen	129
6.7	Folgeexperimente mit STEAM und MELBA	132
7	Fazit und Ausblick	135

A Anhang	139
A.1 Bezüglich: RMS-Emittanz	139
A.2 Bezüglich: Wasserstoffionisation	140
A.3 Bezüglich: PIC-Simulationen	140
A.4 Bezüglich: CST-Feldemissionssimulationen	142
A.5 Bezüglich: Einfluss eines konstanten Störmagnetfelds und des elektrischen Felds	143
A.6 Bezüglich: Einfluss des IGP- und Erdmagnetfelds	144
A.7 Bezüglich: Verluste bei der Präparation	145
A.8 Bezüglich: Quanteneffizienz	146
A.9 Bezüglich: Hochspannungskonditionierung	147
A.10 Bezüglich: Feldemission	148
A.11 Bezüglich: Messung des Oberflächenladungslimits	150
Literatur	153

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzung	Bezeichnung
ADC	Analog-Digital-Wandler
CAD	Rechnergestützte Konstruktion, engl. <i>computer aided design</i>
CF	Conflat
CST	Computer Simulation Technology [®]
DAC	Digital-Analog-Wandler
DC	Gleichstrom/-spannung, engl. <i>direct current</i> , oder kontinuierlicher Elektronenstrahl
HF	Hochfrequenz
HV	Hochspannung, engl. <i>high voltage</i>
IGP	Ionengetterpumpe
IOC	Input/Output Controller
PMT	Lichtempfindlicher Sekundärelektronenvervielfacher, engl. <i>photo-multiplier tube</i>
NEA	Negative Elektronenaffinität
NEG	Nicht verdampfbares Gettermaterial, engl. <i>non-evaporable getter</i>
PEA	Positive Elektronenaffinität
PIC	Particle-in-Cell (Simulationen)
SPV	Oberflächenphotospannung, engl. <i>surface photovoltage</i>
SSIGD	Spannungs- und strahlinduzierte Gasdesorption
TRK	Teilchentracking (Simulationen)
VE(-Wasser)	Vollentsalztes Wasser
UHV	Ultrahochvakuum

Akronym	Name
ABACUS	Arduino-Based Control Units
MAMBO	Milli Ampere Booster
MAMI	Mainzer Mikrotron
MESA	Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator
MELBA	MESA Low-energy Beam Apparatus
PKAT 1 2	Polarisierte Kanone Test 1 2
STEAM	Small Thermalized Electron Source At Mainz
RIESLiNG	Rückleseinstrument für Elektronenströme linear in Nanoampere-Genauigkeit [20]

Inhaltsverzeichnis

Symbol	Physikalische Konstante	Werte aus [44, S. 1024f]
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
e	Elementarladung	$1,602\,177 \cdot 10^{-19}\text{ A s}$
h	Plancksche Konstante	$6,626\,070 \cdot 10^{-34}\text{ J s}$ $4,135\,668 \cdot 10^{-15}\text{ eV s}$
\hbar	$h/2\pi$	$1,054\,572 \cdot 10^{-34}\text{ J s}$ $6,582\,120 \cdot 10^{-16}\text{ eV s}$
m	Ruhemasse des Elektrons	$0,510\,999\text{ MeV}/c^2$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	$8,854\,188 \cdot 10^{-12}\text{ A s V}^{-1}\text{ m}^{-1}$ $5,526\,348 \cdot 10^7\text{ eV m}^{-1}$
k_{B}	Boltzmann-Konstante	$1,380\,648\,52 \cdot 10^{-23}\text{ J K}^{-1}$ $8,617\,330\,34 \cdot 10^{-5}\text{ eV K}^{-1}$

1 Motivation und Einleitung

1.1 Motivation

Die Suche nach *Dunkler Materie* und *Tests des Standardmodells der Physik* durch hochpräzise, paritätsverletzende Experimente bei niedrigen Impulsüberträgen stellen zwei der zahlreichen Grundlagenforschungsthemen dar, die das Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität aktuell in den Fokus setzt [17, 35]. Mit dem Mainzer Mikrotron (MAMI) [51] besitzt das Institut einen Beschleuniger, an dem seit Jahrzehnten erfolgreich Experimente mit spinpolarisierten Elektronenstrahlen hoher Intensität mit Energien bis zu 1,6 GeV bei hervorragender Energieschärfe stattfinden. Elektronen sind Elementarteilchen des Standardmodells und stellen aufgrund ihrer rein elektroschwachen Wechselwirkung ein präzises Diagnosewerkzeug dar [67].

Die statistische Effizienz einer Messung wird u. a. durch die *Luminosität* \mathcal{L} charakterisiert. Sie ist ein von den experimentellen und beschleunigerspezifischen Randbedingungen wie z. B. Targetdichte und Elektronenstrom abhängiger Proportionalitätsfaktor, aus dem die Ereignisrate R eines Streuprozesses mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{streu}}/d\Omega$ innerhalb des Raumwinkelements $\Delta\Omega$ abgeschätzt werden kann [81, S. 49]:

$$R = \frac{dN_{\text{ereignis}}}{dt} = \mathcal{L} \frac{d\sigma_{\text{streu}}}{d\Omega} \Delta\Omega. \quad (1.1)$$

Die Energie ultra-relativistischer Teilchen E_T wird ihnen vom Beschleuniger aufgeprägt, der wie ein Mikroskop für die zu untersuchende Probe¹ – das sogenannte *Target* – mit der De-Broglie-Wellenlänge $\lambda \propto 1/E_T$ fungiert. Die teilchen- und kernphysikalischen Experimente legen eine Endenergie fest, bei der die Reaktionen stattfinden sollen. In der Regel gibt die Natur einen Mindestwert für die Energie vor, bei dem die zu untersuchende Reaktion oder Wechselwirkung erst stattfinden kann. Wird sie zu hoch gewählt, kann dies für das Experiment störende Untergrundreaktionen auslösen.

1.2 Der neue ERL und seine Experimente

Am Institut findet der Aufbau eines energierückgewinnenden Linearbeschleunigers (ERL), des *Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator* (MESA) [60],

¹Auch ein anderer Teilchenstrahl kann als Target dienen. Dies wird als *Collider* bezeichnet.

1 Motivation und Einleitung

statt. Er umfasst bis zu drei Rezirkulationen und stellt in zwei Betriebsmodi Experimentierplätze für drei Experimente zur Verfügung.

Im Externer-Strahl-Modus, engl. *external-beam mode* (EB), beschleunigt MESA einen longitudinal spinpolarisierten 150 μA -Elektronenstrahl auf eine Energie von 155 MeV und leitet ihn auf das *P2-Experiment* [17] und den Strahlfänger. Die dort eventuell entstehenden Dunkle Materie-Teilchen können im *Beam Dump Experiment* (BDX) [37] weiter untersucht werden.

Im energierückgewinnenden Modus, engl. *energy-recovery mode* (ER), hingegen wird der mittlere Strahlstrom auf 1 mA intensiviert und in einer weiteren Ausbaustufe der MESA noch einmal auf 10 mA verzehnfacht, was dem 100-fachen der maximalen MAMI-Intensität entspricht. In zwei Rezirkulationen wird die Strahlenergie hier auf 105 MeV gehoben und durch das *MESA Gas Internal target experiment* (MAGIX) [35, 37] geleitet. Anschließend gibt der Strahl den Großteil seiner Energie an den Beschleuniger zurück und wird mit seiner Injektionsenergie von 5 MeV in einem weiteren Strahlfänger gestoppt.

1.3 Experimente an MESA

Die Experimente an MESA motivieren die Anforderungen an den Beschleuniger und insbesondere an die Teilchenquelle. Die wesentlichen Aspekte sollen in dem folgenden Abschnitt am Beispiel von P2 und MAGIX kurz motiviert werden.

1.3.1 Das P2-Experiment

Das P2-Experiment [17] stellt mit seinen Untersuchungen der Streuung spinpolarisierter Elektronen an flüssigem Wasserstoff ein paritätsverletzendes Experiment und damit einen Test für das Standardmodell der Physik dar. Das Ziel des Experiments ist die Hochpräzisionsbestimmung des schwachen Mischungswinkels $\sin^2(\theta_W)$, der auch als *Weinberg-Winkel* bezeichnet wird.

Die Anforderung an den Beschleuniger MESA ist das Erzeugen eines 150 μA -Elektronenstrahls, der eine hohe longitudinale Spinpolarisation² von 85 % besitzt. Damit wird die Art der Elektronenquelle alternativlos auf eine *Photoemissionsquelle* mit *Galliumarsenid*-basierten Verbindungen als Photokathodenmaterial festgelegt. In der Quelle werden die Elektronen aus dem Halbleiter mittels Bestrahlung durch zirkularpolarisiertes Laserlicht angeregt und auf mindestens 100 kV beschleunigt.

Abbildung 1.1 skizziert das Prinzip der Messung am P2-Experiment. Der auf 155 MeV beschleunigte Elektronenstrahl wird auf ein Target aus unpolarisiertem flüssigem Wasserstoff gerichtet. Der Großteil des Strahls führt zu keinen Streueignissen und wird im Strahlfänger aufgefangen. Der andere Teil wird elastisch am Kernpotential gestreut, wobei sowohl die elektromagnetische als auch die schwache Wechselwirkung interferierend auftreten. Das Mischungsverhältnis der beiden Wechselwirkungen wird durch den Weinberg-Winkel beschrieben.

²Die genaue Definition einer *Polarisation* folgt im Grundlagenkapitel 2.

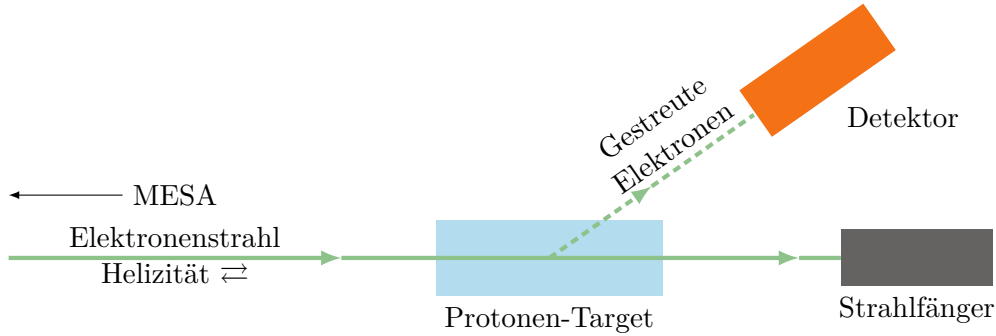


Abbildung 1.1: Prinzipskizze des P2-Experiments, angepasst aus [17].

Die Detektoren registrieren die gestreuten Elektronen, deren Einfallrate von der Helizität³ abhängt. Die Helizität h des Elektronenstrahls ist die Projektion des Spinvektors \mathbf{s} auf sein Impulsvektor \mathbf{p} . Sie wechselt das Vorzeichen durch das Umschalten der Zirkularpolarisation des Laserlichts, das an der Photoemissionsquelle verwendet wird. Damit ist im P2-Experiment $-0,85 \lesssim h \equiv \mathbf{s} \cdot \mathbf{p}/|\mathbf{s}||\mathbf{p}| \lesssim +0,85$.

Es werden sehr niedrige Asymmetrien erwartet und gleichzeitig hohe Präzisionen angestrebt, was u. a. auch durch den Wechsel des Targetmaterials von flüssigem Wasserstoff auf Grafit geplant ist [17]. Neben vielen experimentellen Neuerungen, die das P2-Experiment bieten wird, folgt damit die Forderung einer hohen Verfügbarkeit des Elektronenstrahls und vieler tausend Stunden Strahlzeit. Für eine Photoemissionsquelle bedeutet dies eine lange Lebensdauer der Photokathode sowie das Minimieren aller Betriebsrisiken, die das Arbeiten mit Hochspannungsapparaturen birgt.

1.3.2 Das MAGIX-Experiment

Das MAGIX-Experiment [37] verfolgt ein reichhaltiges Physikprogramm, das u. a. die Suche nach dem *Dunklen Photon* γ' als eine mögliche Evidenz für Dunkle Materie beinhaltet. Die Annahme dieses Experiments beruht auf der Kopplung des Dunklen Photons an Teilchen des Standardmodells über die Erzeugung in Bremsstrahlungs-ähnlichen Streuungen $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma'$ an schweren Kernen der Kernladungszahl Z und über anschließende Zerfälle, z. B. $\gamma' \rightarrow e^+ + e^-$. Der Nachweis erfolgt über Koinzidenzmessungen in zwei hochauflösenden Spektrometern [67].

Als Target dient ein Gasfluss, engl. *gas jet*, der in den Rezirkulationsbogen der MESA integriert wird. Ein massives Target birgt den Nachteil, dass es den Elektronenstrahl im energierückgewinnenden Modus stark beeinflusst. Ein Gas-Jet-Target hingegen benötigt kein Fenster, durch das die Elektronen fliegen müssen, und außerdem kann die Targetdichte durch das Verändern des Gasflusses angepasst werden. Um dennoch eine ausreichend hohe Zählrate zu erhalten, muss die Luminosität

³Der Elektronenstrahl muss aus diesem Grund spinpolarisiert sein. Je niedriger die Spinpolarisation, desto niedriger sind die detektierten Asymmetrieraten.

1 Motivation und Einleitung

dadurch angehoben werden, dass MESA einen entsprechend hochintensiven Elektronenstrahl von zunächst 1 mA bis später 10 mA zur Verfügung stellt.

MESA wird für MAGIX im ER-Modus betrieben. Dieser erfordert, dass die Emittanz⁴ nach dem Durchfliegen des Gas-Jets möglichst klein bleibt, weil die Energie verlorengender Teilchen nicht zurückgewonnen werden kann. Hierfür muss bereits die durch Raumladungskraft beeinflusste Startemittanz, mit der die Elektronen die Quelle verlassen, insbesondere im Bereich hoher Intensitäten so niedrig wie möglich sein. Eine Elektronenquelle auf Basis von Feldemission könnte keine ausreichend hohe Intensität bereitstellen und die Emittanzen, die eine thermische Quelle hervorbringt, sind zu groß, sodass die Forderung eines *hochintensiven Elektronenstrahls mit niedriger Emittanz* nur durch eine Photoemissionsquelle erfüllt werden kann.

Da das MAGIX-Experiment vorerst keinen spinpolarisierten Elektronenstrahl benötigt, können auch andere photoemissive Materialien wie z. B. die Multi-Alkali-Verbindung⁵ K_2CsSb [15] genutzt werden. Eine weitere Anforderung an die Quelle ist somit die *Flexibilität* in der Wahl des Photokathodenmaterials.

1.4 Die MESA

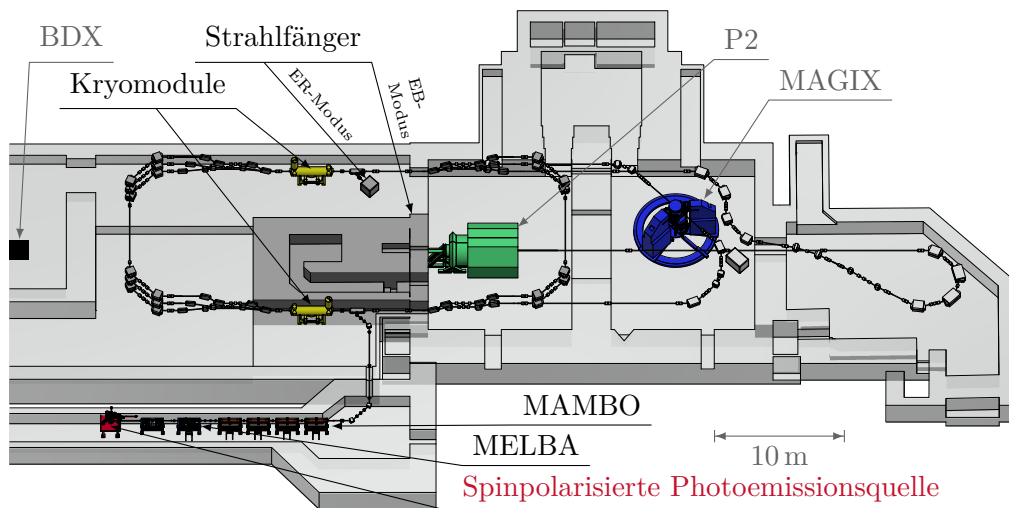


Abbildung 1.2: CAD-Modell des Beschleunigers MESA. Mit freundlicher Genehmigung und angepasst nach einer Vorlage von D. Simon [90].

⁴Die Emittanz ist das Produkt aus Größe und Divergenz des Elektronenstrahls. Verluste treten auf, wenn die maximal zulässige Emittanz des Beschleunigers, die *Akzeptanz*, überschritten wird.

⁵In Kapitel 2 wird gezeigt, dass es bei der Verwendung von GaAs-Photokathoden äußerster Sorgfalt in der Vorbereitung für den Einsatz in der Quelle bedarf. Auch festkörperphysikalische Effekte können dazu führen, dass der für MAGIX geforderte, hohe Strahlstrom damit nicht bereitgestellt werden kann, vergleiche Abschnitt 2.6. Wie in [15] gezeigt, sind diese Nachteile bei den Multi-Alkali-Photokathoden nicht zu erwarten.

Die zugrundeliegende Strahlführung der MESA ist in Abbildung 1.2 veranschaulicht. Die Quelle emittiert den spinpolarisierten Elektronenstrahl in einzelnen Paketen, sogenannten *Bunchen*, in die Niederenergiestrahlführung *MESA Low-energy Beam Apparatus* (MELBA) [65]. Sie beinhaltet u. a. Diagnoseeinheiten zur Messung der Strahleigenschaften wie z. B. der Emittanz, eine Möglichkeit der Spindrehung mittels Wien-Filter [99], sodass der Spin beliebig orientiert werden kann, sowie das Chopper-Buncher-System.

Die Betriebsfrequenz von MESA ist 1,3 GHz, was einer Periodendauer von etwa 770 ps entspricht. Die Bunchlänge wird im Beschleuniger wenige Grad Phase bzw. Pikosekunden betragen. Die aus der Quelle emittierten Bunche sind deutlich länger, um den insbesondere im Niederenergiebereich negativen Einfluss der *Raumladungskraft* klein zu halten. Der Chopper⁶ [16, 19] ist ein Paar normalleitender Hohlraumresonatoren, das den Strahl mit der MESA-Frequenz kreisförmig ab- und anschließend zurücklenkt und so die longitudinale Phase in einen Azimutwinkel transformiert. Ein zwischen den Resonatoren liegender, einstellbarer Kollimator [19, 63] erlaubt so die Auswahl eines durchzulassenden Phasenbereichs, um die langen Quellenbunche zu zerhacken und von ungewolltem Strahlhalo zu trennen.

Der nun etwas kürzere, gechoppte Bunch durchläuft zwei weitere normalleitende Hohlraumresonatoren, die Buncher-Kavitäten [49, 89]. Sie prägen ihm eine longitudinale Geschwindigkeitsmodulation auf, d. h. die Elektronen im hinteren Teil des Bunches werden beschleunigt und die vorderen abgebremst, wodurch die Bunchlänge abnimmt. Die Buncher wirken wie longitudinale Linsen, deren Fokus auf dem Eintritt der nächsten Beschleunigungssektion, dem *Milli Ampere Booster* (MAMBO) [50], liegt.

Die Bunche werden von den normalleitenden Hochfrequenzstrukturen des MAMBO auf eine Injektionsenergie von 5 MeV beschleunigt und über den Injektionsbogen in den Hauptbeschleuniger geleitet. Dessen Herzstücke sind die zwei supraleitenden Hochfrequenzstrukturen, die Kryomodule [95], von denen jedes für einen weiteren Energiehub von 25 MeV pro Durchlauf sorgt. Für das P2- und BDX-Experiment durchlaufen die Bunche jedes Modul dreimal. Der Strahl wird danach mit seiner gesamten Energie im Strahlfänger gestoppt.

Im ER-Modus ist der durch MAGIX führende Teil der Strahlführung gerade so lang, dass er einem ungeradzahligen Vielfachen der halben HF-Wellenlänge⁷ entspricht. Die zurücklaufenden Bunche erfahren in den Kryomodulen damit eine Entschleunigung. Ihre abgegebene kinetische – und dadurch vom Beschleuniger *zurückgewonnene* – Energie steht dem Modul für die Beschleunigung neuer Bunche wieder zur Verfügung.

In Tabelle 1.1 sind noch einmal die wichtigsten Parameter der MESA für die beiden Betriebsmodi und Ausbaustufe 2 zusammengefasst.

⁶Der Begriff *Chopper* kommt aus dem Englischen von *to chop* = zerhacken.

⁷Die HF-Wellenlänge der MESA beträgt etwa $\lambda_{\text{HF}} = c/1,3 \text{ GHz} \approx 23 \text{ cm}$.

Parameter	External Beam (EB)	Energy-Recovery (ER)
Bunchladung in pC	0,12	0,77 (7,7)
Mittlerer Strahlstrom	150 μ A	1 mA (10 mA)
Energie	155 MeV	105 MeV
Normierte Emittanz in mm mrad	0,1	< 1
Spinpolarisation	> 85 %	Keine
Rezirkulationen	3	2
Strahlleistung am Experiment in kW	22,5	105 (1050)
Energierückgewinnung	Nein	Ja

Tabelle 1.1: Parameter der beiden Betriebsmodi der MESA und ihrer Experimente [5]. Die Werte in Klammern sind die Designparameter für die zweite Ausbaustufe der MESA. Die Betriebsfrequenz von MESA ist 1,3 GHz.

1.5 Aufgabenstellung und Ziel der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit waren die Konzeption, die Inbetriebnahme und die Untersuchung einer neuen Elektronenquelle für die Erzeugung hoher Bunchladungen, wie sie für die aufgezeigten Anforderungen der Experimente an MESA benötigt werden.

Kapitel 2 stellt hierfür die wesentlichen beschleuniger- wie auch festkörperphysikalischen Grundlagen vor, die für eine Photoemissionsquelle mit Galliumarsenid gebraucht werden. Das Design einer solchen Quelle, das auch der Forderung nach Flexibilität Rechnung tragen muss, und die zusätzlich benötigten Komponenten werden in Kapitel 3 vorgestellt. Die elektrostatische Beschleunigung auf mindestens 100 keV bedingt ein hohes elektrisches Feld, das zusammen mit strahldynamischen Betrachtungen hinsichtlich Raumladungseffekten im Simulations-Kapitel 4 diskutiert wird. Kapitel 5 stellt den ersten Teil der MELBA, das Laser- und Kontrollsystem vor, an dem die in Kapitel 6 vorgestellten experimentellen Ergebnisse bezüglich der Inbetriebnahme der Quelle, der Lebensdauer der Photokathode und festkörperphysikalischer Phänomene bei der Erzeugung hoher Elektronenströme erzielt wurden.

2 Physikalische Grundlagen

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit beitragen sollen. Es beginnt mit der Definition des verwendeten Koordinatensystems und geht über in die Grundlagen der Beschleunigerphysik. Dabei beschränkt es sich auf die für die Elektronenquelle entscheidenden Größen Emittanz, Brillanz und Perveanz. Der nächste Abschnitt stellt dann die festkörperphysikalischen Grundlagen der Photoemission aus Galliumarsenid vor, die einen entscheidenden Aspekt der Elektronenquelle darstellt. Auch wenn in dieser Arbeit nicht weiter thematisiert, soll auch kurz der Mechanismus der Polarisation erläutert werden, weil er den Einsatz von Galliumarsenid als Photokathodenmaterial für MAMI und MESA erfordert. Darüber hinaus werden die Grundlagen der Feldemission vorgestellt, die sowohl die Photoemission als auch die Betriebsstabilität der Quelle beeinflusst. Abschließend folgt die Erklärung des Oberflächenladungslimits, das ein festkörperphysikalisches Pendant zur Perveanz bei der Photoemission darstellt.

2.1 Das Koordinatensystem und Teilchenkoordinaten

Für die weiteren Überlegungen und Abschnitte wird ein kartesisches Koordinatensystem definiert, das in Abbildung 2.1 illustriert ist. Dabei ist die primäre Flugrichtung der Elektronen entlang der z -Achse.

Wie in der Beschleunigerphysik üblich, erfolgt die Diskussion der transversalen Impulse p_x und p_y über die gestrichenen Koordinaten x' und y' . Dabei gilt in guter Näherung

$$x' = \frac{dx}{dz} \approx \frac{p_x}{\langle p_z \rangle} \quad \text{und} \quad y' = \frac{dy}{dz} \approx \frac{p_y}{\langle p_z \rangle}. \quad (2.1)$$

Im Allgemeinen ist der longitudinale Impuls p_z der Elektronen – ganz im Gegensatz z. B. zu einem kalten Plasma – nach der Beschleunigung deutlich größer¹ als die transversalen Komponenten p_x und p_y . Die hier auftretenden Strahlgrößen treten dabei im Millimeter- und die als Winkel interpretierbaren Größen x' und y' im Milliradianbereich auf. Der Strahl kann daher als *paraxial* bezeichnet werden.

Statt des Orts-Impuls-Raums wird der longitudinale Phasenraum in dieser Arbeit im Orts-Energie-Raum (z, E) beschrieben. Er kann mittels der relativistischen

¹Dieser Prozess wird in Analogie zur Mechanik als *adiabatische Dämpfung* bezeichnet, weil sich $x' = p_x / \langle p_z \rangle$ durch das Anwachsen von $\langle p_z \rangle$ und nicht durch eine tatsächliche Abnahme von p_x verkleinert. Tatsächlich findet aber keine aktive Dämpfung statt.

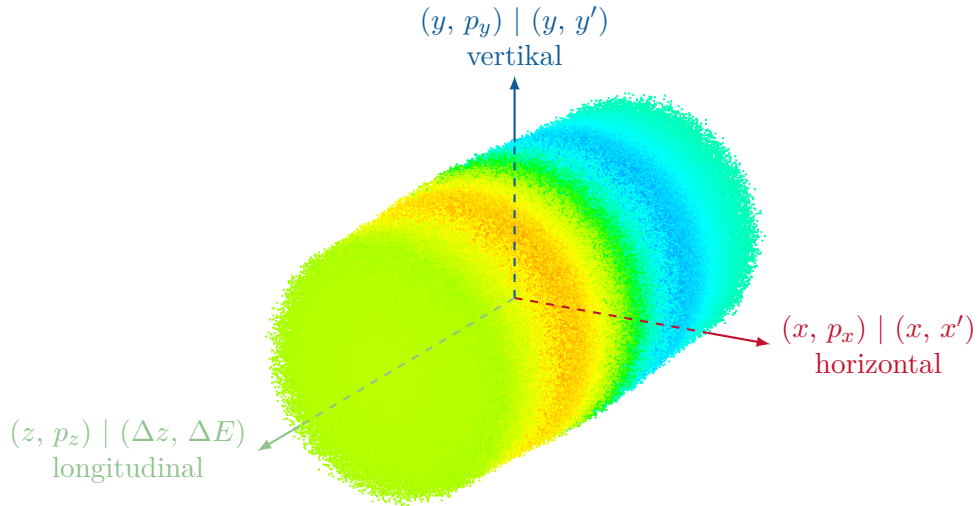


Abbildung 2.1: Das verwendete Koordinatensystem. Die primäre Flugrichtung ist entlang der z -Achse. Die vertikale und horizontale Richtung werden i. d. R. als *transversal* zusammengefasst.

Geschwindigkeit $\beta = \langle v_z \rangle / c$ und der Hochfrequenzwellenlänge λ_{HF} über

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\beta\lambda_{\text{HF}}}\Delta z \quad (2.2)$$

in den für den Beschleuniger üblichen Phasen-Energie-Raum überführt werden. Hier bezeichnet $E_{\text{T}} = \gamma mc^2 = eU + mc^2$ die Gesamtenergie eines Elektrons Beschleunigung durch die Spannung U mit der Elektronenmasse m , dem relativistischen Parameter $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c .

2.2 Die Emittanz

Die Beschreibung vieler Elektronen als Ensemble erlaubt eine semi-klassische Behandlung der Thematik. Die *Emittanz* ist das sechsdimensionale Volumen, das dieses Elektronenensemble – gelegentlich auch als *Bunch* bezeichnet – im Phasenraum einnimmt, und ist einer der wichtigsten Parameter eines Beschleunigers. Die folgenden Erläuterungen folgen den Erklärungen aus [57, 84, 107].

2.2.1 Zur Beschreibung der Emittanz

Abbildung 2.2 zeigt beispielhaft die Projektion der Phasenraumellipse auf die x - x' -Ebene und die Zusammenhänge zwischen der Emittanz ε und den *Twiss*- oder auch *Courant-Snyder*-Parametern β_{T} , α_{T} und γ_{T} , die durch die Elektronenoptik der Quelle und des Beschleunigers vorgegeben werden. Die Bewegung des i -ten Ensembleteilchens wird durch eine vom Ort des Teilchens abhängige Schwingung,

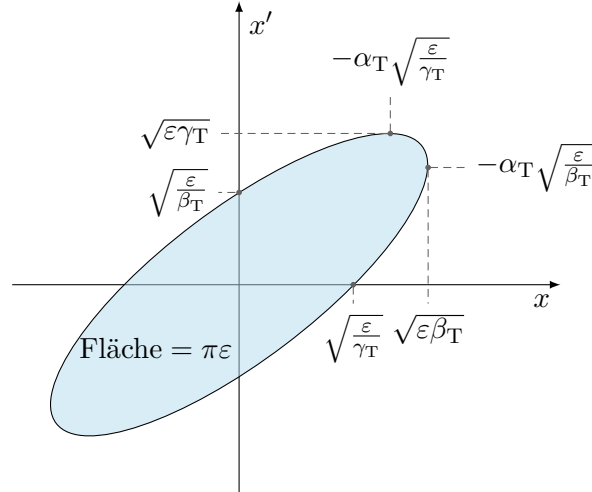


Abbildung 2.2: Projektion der Phasenraumellipse auf die x - x' -Ebene mit den Zusammenhängen der Twissparameter $\beta_T, \alpha_T, \gamma_T$ und der Emittanz ε . Dieses Beispiel entspricht dem Phasenraum eines in x -Richtung divergenten Elektronenstrahls.

die sogenannte *Betatronschiwingung* [107, S. 88], im Phasenraum beschrieben, die Gleichung (2.3) genügt [57, Gl. (6.34)].

$$\varepsilon_{x,i} = \gamma_x x_i^2 + 2\alpha_x x_i x_i' + \beta_x x_i'^2 \quad (2.3)$$

Die Beschreibung des Phasenraums erfolgt durch die Abweichungen der Teilchenpositionen und -winkel zum Sollteilchen $(x_0, x_0', y_0, y_0', z_0, E_{0,\text{kin}})$, so gilt z. B. für die x -Komponente $\Delta x = x - x_0$. Die im Folgenden beschriebene Quelle ist zylindersymmetrisch und die Sollposition daher auf der z -Achse. Auch die transversalen Sollwinkel sind null. Damit gilt $\Delta x = x$, $\Delta x' = x'$, $\Delta y = y$ und $\Delta y' = y'$.

Für die Beschreibung des longitudinalen Phasenraums gilt $z_0 = \langle z \rangle$ und $E_{0,\text{kin}} = \langle E_{\text{kin}} \rangle$ an der Position entlang der z -Achse, an der die Emittanz berechnet wird. Hier ist $\langle z \rangle = 1/N \sum_{i=1}^N z_i$ der Mittelwert über alle N Teilchen des Ensembles.

Die Qualität eines Strahls wird in der Praxis besser durch die Emittanz beschrieben, die sich aus der Beschreibung der transversalen und longitudinalen Phasenräume durch ihre zweiten Momente berechnet [84]. Die als *RMS-Emittanz*², engl. *root mean square*, bezeichnete Größe ist in Gleichung (2.4) dargestellt. Alle Emittanzen in dieser Arbeit beschreiben die für Elektronenbeschleuniger übliche 1σ -Umgebung des Elektronenensembles.

²Da bei der Berechnung der Varianz auch die Differenz zum Mittelwert berücksichtigt wird, werden in dieser Arbeit streng genommen die *Standardabweichungen* und nicht die RMS-Werte berechnet, d. h. es gilt z. B. für die x -Komponente $\sigma_{\text{std}}^2 = \sigma_{\text{rms}}^2 - \langle x \rangle^2$. Für die transversalen Komponenten gilt in der Regel allerdings $\langle x \rangle = \langle y \rangle = 0$. Die Bezeichnung *RMS* folgt somit der Nomenklatur der einschlägigen Fachliteratur.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{x,n,\text{rms}} &= \langle \beta_z \rangle \langle \gamma \rangle \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \\ \varepsilon_{z,n,\text{rms}} &= \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle \langle \Delta E^2 \rangle - \langle \Delta z \Delta E \rangle^2}\end{aligned}\tag{2.4}$$

Zwischen der RMS- und der durch die Twiss-Parameter beschriebenen Emittanz gilt der Zusammenhang [57, S. 252] $\varepsilon_{x,\text{rms}} = \sum_{i=1}^N \varepsilon_{x,i} / N$.

Die *Normierung* der transversalen Emittanz auf die Teilchensollenergie durch den Faktor $\langle \beta_z \rangle \langle \gamma \rangle$ entspricht einer Lorentztransformation in Flugrichtung der Teilchen. Sie erlaubt es, die Emittanz für unterschiedliche Energien zu vergleichen, so z. B. nach der Beschleunigung auf 100 keV und 200 keV. Gleichung (2.5) stellt am Beispiel der x -Komponente die Formeln zur Berechnung der zweiten Momente, d. h. der Varianzen $\langle x^2 \rangle$ und $\langle x'^2 \rangle$, der N Teilchen eines Ensembles dar. Die ersten Momente, also die Mittelwerte, $\langle x \rangle$ und $\langle x' \rangle$ berechnen sich ganz analog zu $\langle z \rangle$.

$$\begin{aligned}\langle x^2 \rangle &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \\ \langle x'^2 \rangle &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x'_i - \langle x' \rangle)^2 \\ \langle xx' \rangle &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)(x'_i - \langle x' \rangle)\end{aligned}\tag{2.5}$$

Die Unterphasenräume (x, x') , (y, y') und $(\Delta z, \Delta E)$ werden für die Diskussionen in dieser Arbeit als entkoppelt angesehen. Deshalb – und aufgrund der Zylindersymmetrie der Quelle – wird in Kapitel 4 auf die Diskussion des vertikalen Phasenraums ganz verzichtet. Sie kann ganz analog zum horizontalen Fall geführt werden.

2.2.2 Emittanzerhaltung und thermische Emittanz

Gemäß dem Liouville'schen Theorem ist das von einem Teilchenensemble eingenommene sechsdimensionale Phasenraumvolumen, d. h. die Emittanz, eine Erhaltungsgröße, wenn sie nur dem Einfluss von Kräften ausgesetzt ist, die aus einer Hamiltonfunktion abgeleitet werden können [57, S. 341f]. Dies gilt insbesondere für die in dieser Arbeit vorkommenden äußeren, konservativen, elektrischen Felder der Quelle, die das Elektronensemble beschleunigen. Die für den Beschleunigerbetrieb relevanten RMS-Emittanzen hingegen erfahren durch nichtlineare Kräfte – u. a. ausgelöst durch Raumladung – eine Vergrößerung, siehe Abbildung A.1.1. Eine Konsequenz des Liouville'schen Theorems ist, dass die durch die Quelle festgelegte Emittanz, mit der die Elektronen aus der Photokathode emittiert werden, eine untere Grenze für die Emittanz des Beschleunigers festlegt³.

³Emittanzverkleinernde Maßnahmen wie z. B. die Elektronenkühlung sind hierbei ausgeschlossen, ebenso der emittanzverkleinernde Effekt der Synchrotronstrahlung, weil sich die hier geführte Diskussion auf Linearbeschleuniger wie MESA beschränkt.

Die normierte thermische Emittanz der Photoemission kann unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Elektronen aus der RMS-Laserspotgröße σ_{\perp} berechnet werden über [38, Gl. (8)]

$$\varepsilon_{\perp,n,\text{rms}} = \sigma_{\perp} \sqrt{\frac{MTE}{mc^2}}. \quad (2.6)$$

Hier ist *MTE* die *mittlere transversale Energie* der nicht-relativistischen Elektronen, die sie nach der Anregung mit Laserlicht und dem Prozess der *Thermalisierung*, siehe Abschnitt 2.4.4, beim Austritt aus dem Kristall besitzen. Thermalisierung bezeichnet den Verlust eines Teils der Anregungsenergie, den die Elektronen vor der Emission an den Kristall über Streuprozesse mit optischen Phononen oder anderen Elektronen abgeben.

Erfolgt die Anregung mit nahe-infrarotem, niederenergetischem Laserlicht, nähert sich die mittlere transversale Energie der Elektronen etwa der thermischen Energie des Kristalls an:

$$MTE(\lambda_L) \rightarrow k_B T_{\text{Kristall}} = 26 \text{ meV} \quad \text{mit } \lambda_L \gtrsim 800 \text{ nm} \quad (2.7)$$

Abbildung 2.3 zeigt, dass die experimentellen Untersuchungen von Bazarov et al. [13] die oben getroffenen Annahmen bestätigen. Die im experimentellen Teil dieser Arbeit verwendete Laserenergie von 1,53 eV ist dort zusätzlich eingezeichnet.

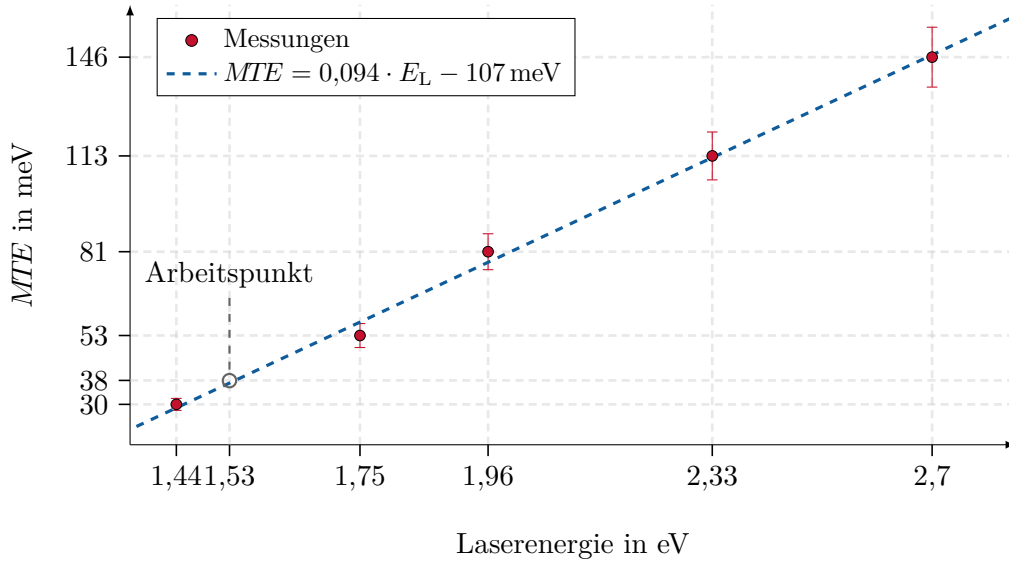


Abbildung 2.3: Mittlere transversale Energie gemessen für verschiedene Laserenergien, Daten aus [13]. Der eingezeichnete Arbeitspunkt entspricht der Laserenergie, die in dieser Arbeit zum Einsatz kam.

2.2.3 Raumladung

Steigt die Zahl geladener Elektronen in einem Bunch (Bunchladung), so wirkt die resultierende Coulomb-Abstoßung defokussierend. Je schneller die Elektronen sind, desto größer wird die der Coulomb-Abstoßung entgegenwirkende magnetische Kraftkomponente. Der Effekt der *Raumladung* ist somit ein Problem der Niederenergiestrahlführung und insbesondere der Quelle, weil die Teilchen dort mit einer Geschwindigkeit von quasi null starten.

Für einen zylinderförmigen Strahl mit Radius r_s kann diese als *Raumladungskraft* bezeichnete Wirkung, die in radialer Richtung auf ein Testteilchen der Ladung q_t wirkt, analytisch bestimmt werden. Eine Herleitung findet sich z. B. in [22, 57].

$$F_r = q_t E_r (1 - \beta^2) = \frac{q_t}{2\pi\epsilon_0 c} \frac{I_e}{\beta\gamma^2} f(r) \quad \text{mit } f(r) = \begin{cases} \frac{r}{r_s^2} & \text{für } r \leq r_s \\ \frac{1}{r} & \text{für } r > r_s \end{cases} \quad (2.8)$$

Die Abhängigkeit der Raumladung von der Teilchengeschwindigkeit bzw. -energie in Gleichung (2.8) zeigt, dass der Bunch so schnell wie möglich auf relativistische Energien ($\beta \approx 1$, $\gamma \gg 1$) zu beschleunigen ist, damit die Wirkung der Raumladung vernachlässigbar wird.

Reiser unterteilt die Raumladungskraft – die gelegentlich auch als *Selbstfeld*, engl. *self field*, bezeichnet wird – zunächst qualitativ in zwei Anteile [84, S. 163f]:

1. Der *kollidierende*, engl. *collisional*, Teil beschreibt die Nächster-Nachbar-Wechselwirkung einzelner Elektronen in einem Bunch, siehe u. a. *Boersch-Effekt* [18]. Der Einfluss einer externen Kraft kann auf diesen Anteil wirken. In der Regel wirkt dieser Teil emittanzvergrößernd.
2. Der *reibungslose*, engl. *smooth*, Teil hingegen ist eine Beschreibung kollektiver Effekte bzw. ähnelt einer Fernfeldbetrachtung. Die Wirkung auf ein einzelnes Elektron rückt in den Hintergrund und es wird die Wechselwirkung des gesamten Ensembles betrachtet.

Für eine quantitativere Unterscheidung bietet sich die aus der Plasmaphysik bekannte *Debye-Länge* λ_D an: Wird eine Testladung in eine neutrales Plasma gebracht, so wird das zusätzlich eingebrachte Potential der Testladung innerhalb dieser charakteristischen Länge abgeschirmt⁴. Für ein relativistisches Elektronenensemble mit Teilchendichte n_e und einer transversalen Temperatur T_\perp wird die Debye-Länge im Laborsystem definiert über

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \gamma^2 k_B T_\perp}{e^2 n_e}}. \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) zeigt, dass für eine konstante Energie $\gamma = E_T/mc^2$ und eine konstante Temperatur T_\perp die Debye-Länge sich antiproportional zur Wurzel der

⁴Mathematisch betrachtet [84, Gl. (5.231)] fällt das radialsymmetrische Potential der Testladung $\phi(r) = \phi_0/r \exp(-\sqrt{2}r/\lambda_D)$ auf etwa 24% seiner Amplitude bei $r = \lambda_D$ ab.

Ensembledichte $\lambda_D \propto 1/\sqrt{n_e}$ verhält, d. h. sie ist umso kleiner, je dichter die Bunchladung verteilt ist.

Beispiel: Ein ellipsoidförmiger Elektronenbunch, der mit einer transversalen Energie von $k_B T_\perp = 150$ meV emittiert und auf 100 kV ($\gamma \approx 1,2$, $\beta \approx 0,55$) beschleunigt wurde, habe eine longitudinale RMS-Ausdehnung⁵ von $\sigma_z = 15$ mm, eine transversale von $\sigma_x = \sigma_y = 1$ mm und trage eine RMS-Bunchladung von 10 pC. Das entspricht mehr als 62 Millionen Elektronen innerhalb des RMS-Volumens $4/3\pi\sigma_x\sigma_y\sigma_z = 63$ mm³ und damit einer RMS-Elektronendichte von $n_e = 10^7$ mm⁻³. Die Debye-Länge dieses Bunches beträgt $\lambda_D \approx 0,1$ mm.

Ist die Debye-Länge groß gegenüber der Bunchausdehnung, ist die abschirmende Wirkung damit quasi nicht vorhanden und die einzelnen Elektronen werden durch externe Felder direkt beeinflusst. Der für diese Arbeit wichtige Fall tritt ein, wenn die Debye-Länge sehr klein gegenüber der Bunchausdehnung ist, siehe obiges Beispiel. Es müssen den Erklärungen Reisers [84, S. 166f] folgend zwei weitere Unterscheidung getroffen werden. Dazu bezeichne l_p die Zwischenteilchendistanz:

- $\lambda_D \gg l_p$: Innerhalb des Ensembles können Zwischenteilchenkollisionen vernachlässigt werden. Die reibungslose Anteil der Raumladung dominiert und wirkt wie eine externe Kraft, die nach dem Satz von Liouville das Phasenraumvolumen konstant lässt. Die normierte RMS-Emittanz bleibt allerdings nur erhalten, solange die Kräfte linear wirken.
- $\lambda_D \lesssim l_p$: Dieser Fall tritt bei Teilchenensembles extrem niedriger Temperaturen und/oder hoher Ladungsdichten auf, so z. B. kurz nach dem Austritt vieler Elektronen aus einer Photokathode, erzeugt durch hohe Intensität, aber kleine Laserspotgrößen und niedrige Laserenergien. Die Zwischenteilchenkollisionen können nicht mehr vernachlässigt werden und dominieren die Raumladung. Die Emittanz vergrößert sich.

Der dominante Mechanismus, der nicht dem Liouville'schen Satz folgt und zu einem RMS-Emittanzwachstum führt, ist in dieser Arbeit der nichtlineare Teil der Raumladung. Der Strahl dehnt sich so weit aus, bis der Gleichgewichtszustand erreicht ist, d. h. die Coulomb-Abstoßung durch die magnetischen Fokussierung aufgehoben wird. Allerdings gibt die Beschleunigerakzeptanz – also die für den Betrieb des Beschleunigers maximal zulässige Emittanz – eine obere Grenze⁶ vor.

Die Energieabhängigkeit $\lambda_D \propto \gamma$ zeigt, dass die Debye-Länge mit steigender Energie des Ensembles immer größer wird und der negative Einfluss der Raumladungskräfte reduziert werden kann. Wie in Abschnitt 3.1 zu sehen sein wird, ist das Erhöhen der Betriebsspannung und des elektrischen Beschleunigungsfelds daher zwei der Designkriterien der neuen Quelle.

⁵Eine zeitliche RMS-Bunchlänge von 100 ps entspricht gemäß Gleichung (4.10) 15 mm.

⁶Die Emittanz des Strahls sollte in der Regel aber deutlich kleiner als die Akzeptanz des Beschleunigers sein, sonst würden kleine Änderungen bereits Strahlverluste hervorrufen, die die Betriebssicherheit gefährden.

2.2.4 Die Brillanz einer Photoemissionsquelle

Die *Brillanz* B , engl. *brightness*, definiert ein Maß für die Güte einer Teilchenquelle. Sie ist gegeben aus dem Verhältnis der Bunchladung q_b , die innerhalb der Pulslänge Δt_b emittiert wird, zu den transversalen Phasenräumen $\varepsilon_{x,n,rms}$ und $\varepsilon_{y,n,rms}$ sowie dem longitudinalen Phasenraum, der charakterisiert ist durch die kinetische Energie- $\Delta E_{kin}/E_{kin}$ bzw. Impulsunschärfe $\Delta p/p$.

$$B = \frac{q_b / \Delta t_b}{\varepsilon_{x,n,rms} \varepsilon_{y,n,rms} \frac{\Delta E_{kin}}{E_{kin}}} \quad (2.10)$$

Für eine Photoemissionsquelle lässt sich die aus [57, S. 115] angepasste Gleichung (2.10) mittels der thermischen Emittanz (2.6), unter der Annahme eines kreisrunden Laserspots $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_\perp$, umschreiben zu

$$B_{pe} = \frac{q_b / \Delta t_b}{\sigma_\perp^2 \frac{MTE}{mc^2} \frac{\Delta E_{kin}}{E_{kin}}} \quad (2.11)$$

Beispiel: Eine Photoemissionsquelle emittiere einen 150 μA -Elektronenstrahl mit der mittleren thermischen Energie von $MTE = 30 \text{ meV}$ aus einer Fläche mit dem RMS-Radius $\sigma_\perp = 0,5 \text{ mm}$. Unter Vernachlässigung der Raumladung ist die transversale Emittanz durch Gleichung (2.6) gegeben und beträgt $\varepsilon_{\perp,n,rms} = 0,12 \text{ mm mrad}$. Die Energieunschärfe sei dominiert durch die Stabilität des Hochspannungsnetzteils und betrage $\Delta E_{kin}/E_{kin} = 10^{-5}$. Die Brillanz einer solchen Photoquelle ist demnach $B_{pe} \approx 1 \text{ kA mm}^{-2} \text{ mrad}^{-2}$.

2.3 Die Perveanz

Das Child-Langmuir-Gesetz (2.12) beschreibt die durch Raumladung limitierte, maximale Elektronenstromdichte j_{CL} , die aus einer Kathode emittiert werden kann, wenn sich diese im Abstand d_{ka} zu einer Anode befindet. Dabei bezeichnet U die Potentialdifferenz zwischen den beiden – als unendlich ausgedehnt und planparallel angenommenen – Elektroden und P die *Perveanz* [25]. Der Parameter ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante.

$$j_{CL} = P \frac{U^{3/2}}{d_{ka}^2} \quad \text{mit} \quad P = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} = 2,334 \cdot 10^{-6} \text{ AV}^{-3/2} \quad (2.12)$$

Abbildung 2.4 stellt exemplarisch die Elektronenströme $I = A_L j_{CL}$ dar, wie sie für die in Kapitel 4 simulierten Photoemissionsquellen mit $d_{ka} = 36,6 \text{ mm}$ und 150 mm zu erwarten sind. Dabei entspricht $A_L = \pi r^2 \approx 0,8 \text{ mm}^2$ der Anregungsfläche des Laserspots mit Radius $r = 0,5 \text{ mm}$ auf der Photokathodenoberfläche.

Für die Emission und Beschleunigung von geladenen Teilchen aus einer Quelle stellt das eindimensionale Child-Langmuir-Gesetz eine obere Grenze für den extrahierbaren Strom dar, die aus der klassischen Elektrodynamik hergeleitet wurde.

Bei der Photoemission von Elektronen aus einem Material mit negativer Elektronenaffinität kann aber noch zusätzlich das festkörperphysikalische Phänomen der Oberflächenladungslimitierung auftreten, das in Abschnitt 2.6 erklärt wird.

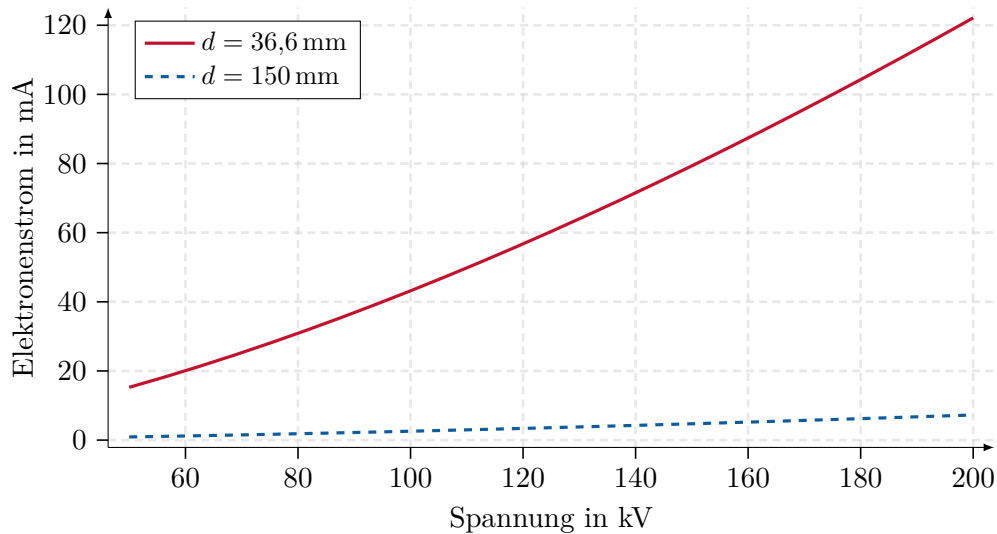


Abbildung 2.4: Raumladungslimitierung nach dem eindimensionalen Child-Langmuir-Gesetz für zwei verschiedene Kathoden-Anoden-Abstände.

2.4 Photoemission aus NEA-Galliumarsenid

In dieser Arbeit wurde mit dem Halbleitermaterial Galliumarsenid (GaAs) aus der III-V-Hauptgruppe als Photokathodenmaterial gearbeitet. Für den Einsatz in der Photoemissionsquelle muss es, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, aktiviert werden, um eine *negative Elektronenaffinität* (NEA) herzustellen. Weil die Dicke der verwendeten Photokathode mit $500\ \mu\text{m}$ deutlich größer als die Absorptionslänge der Anregungswellenlänge im sichtbaren bis infraroten Bereich von $400\text{--}880\ \text{nm}$ ist, wird sie als *Bulk-GaAs* bezeichnet.

Der folgende Abschnitt beschreibt kurz die physikalischen Aspekte, die für die Emission spinpolarisierter Elektronen aus NEA-GaAs benötigt werden. Detaillierte Beschreibungen der genannten Aspekte finden sich z. B. bei Aulenbacher [3], Pierce und Meier [78] oder in den an entsprechender Stelle angegebenen Literaturen.

2.4.1 Photoemissionsrelevante Eigenschaften von GaAs

Galliumarsenid besitzt eine Zinkblendenstruktur, wie sie in Abbildung 2.5 links dargestellt ist. Die Ga- und As-Atome bilden jeweils kubisch flächenzentrierte, engl. *face-centered cubic* (fcc), Gitter, die um ein Viertel der Raumdiagonale gegeneinander versetzt sind. Für die weitere Betrachtung wird das Gitter über eine

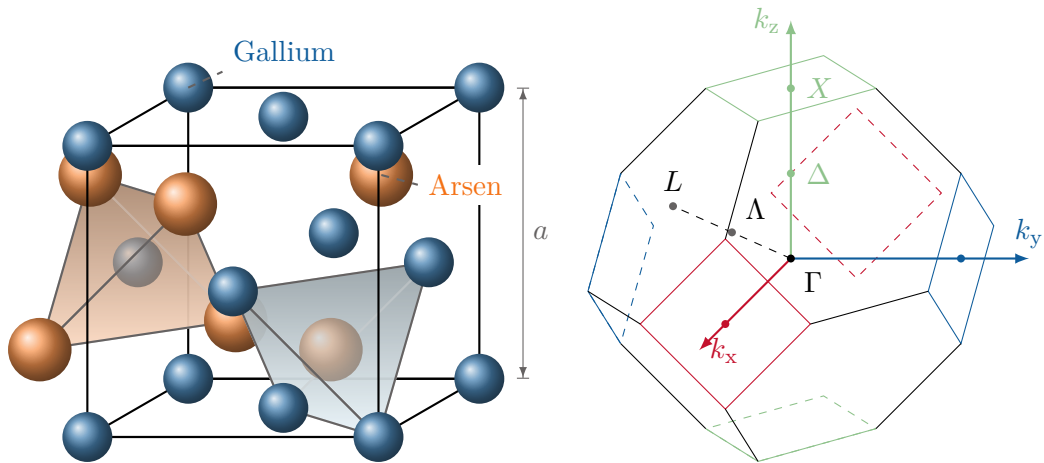


Abbildung 2.5: Links: Zinkblendenstruktur von GaAs, angepasst aus [44]. Rechts: Erste Brillouin-Zone eines kubisch flächenzentrierten Gitters, angepasst aus [114].

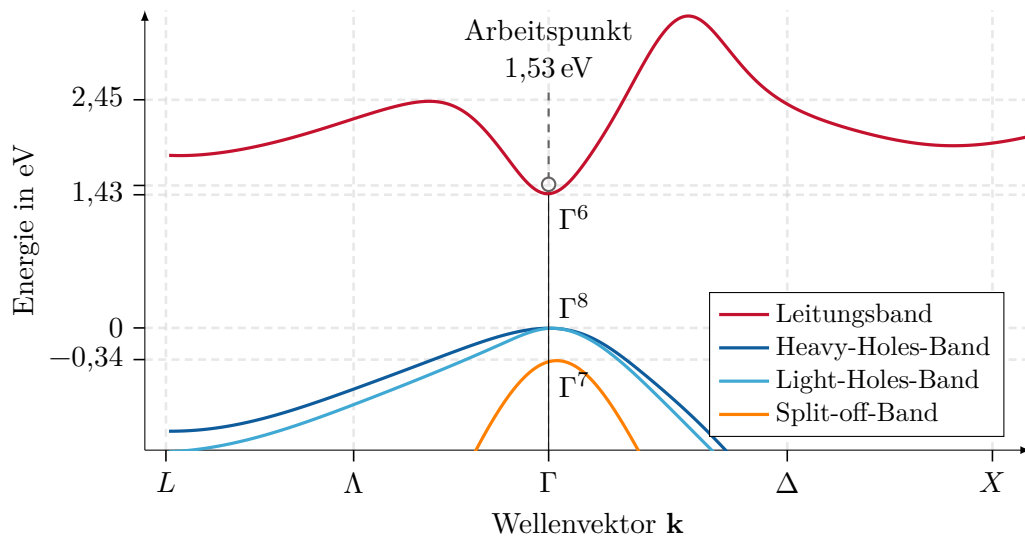


Abbildung 2.6: Ausschnitt aus der Dispersionsrelation von GaAs, Daten aus [23]. Die Anregung in dieser Arbeit erfolgt mit nahe-infrarotem Laserlicht $E_L = 1,53$ eV, weshalb der eingezeichnete Bereich um den Γ -Punkt entscheidend ist.

Fourier-Analyse in den reziproken Raum überführt. Beschreibt die Matrix A_{fcc} das von den primitiven Gittervektoren \mathbf{a}_i des fcc-Gitters aufgespannte Koordinatensystem, so können die Basisvektoren des reziproken Raumes \mathbf{b}_i in die Matrix B_{fcc} überführt werden [44, S. 57f]:

$$\mathbf{b}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad \forall i, j \in \{1, 2, 3\} \quad \Leftrightarrow \quad A_{\text{fcc}}^T B_{\text{fcc}} = 2\pi \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$A_{\text{fcc}} = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad B_{\text{fcc}} = \frac{2\pi}{a} \begin{pmatrix} -1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 \end{pmatrix}$$

Hier ist $a = 5,65 \text{ \AA}$ die Gitterkonstante für GaAs und δ_{ij} das Kronecker-Delta.

Die primitiven Gittervektoren \mathbf{b}_i spannen eine Einheitszelle im reziproken Raum auf, die *erste Brillouin-Zone*. Sie ist mit einer kleinen Auswahl exemplarischer Gitterpunkte in Abbildung 2.5 rechts dargestellt. Unter Zuhilfenahme des Bloch-Theorems, das die Gitterperiodizität berücksichtigt, und der Annäherung des Coulomb-Potentials in Kernnähe durch ein effektives Potential (Pseudopotential-Methode), kann die Schrödinger-Gleichung für GaAs numerisch berechnet werden. Abbildung 2.6 zeigt einen Ausschnitt der Lösungen $E(\mathbf{k})$, der *Dispersionsrelationen*. Hier ist \mathbf{k} der Wellenvektor, dessen Betrag $|\mathbf{k}|(\lambda_L) = 2\pi/\lambda_L$ von der Wellenlänge des anregenden Laserlichts abhängt. Für die typischen Laserwellenlängen im sichtbaren Bereich ist $|\mathbf{k}|(\lambda_L) \ll |\mathbf{k}|_{\text{Brillouin}} = 2\pi/a$, weshalb sich die Anregung auf den für den Photoemissionsprozess wichtigen Unterbereich unmittelbar um den Γ -Punkt, das Zentrum der Brillouin-Zone, beschränkt⁷.

GaAs ist ein *direkter Halbleiter*. Das Minimum des Leitungsbandes, das als Γ^6 -Punkt bezeichnet wird, liegt über dem Maximum des obersten Valenzbands, dem Γ^8 -Punkt. Dort ist das Valenzband sechsfach entartet, d. h. es gibt mehrere Elektronenzustände desselben Energieniveaus. Die *Spin-Bahn-Kopplung* führt zu der Aufhebung⁸ des entarteten p -Zustandes⁹ in den $p_{3/2}$ - und den $p_{1/2}$ - Zustand. Die Aufspaltung ist in Abbildung 2.6 mit *Spin-Off-Band* benannt und auch in Abbildung 2.7 eingezeichnet.

Abseits des Γ^8 -Punktes werden die Entartungen weiter aufgehoben. Mit der zum einen stärker und zum anderen schwächer gekrümmten Dispersionsrelation wird eine effektive Masse der Löcher¹⁰ in den Bändern assoziiert. Sie werden sinngemäß

⁷Der in dieser Arbeit verwendete GaAs-Kristall wird in (100)-Richtung mit Laserlicht bestrahlt. In Abbildung 2.5 rechts entsprechen nach [114] die [100]-Richtungen Γ - Δ - X .

⁸Die Aufhebung der Entartung durch die Spin-Bahn-Kopplung wird auch als *Feinstrukturaufspaltung* bezeichnet.

⁹Der p -Zustand entspricht der Bahndrehimpulsquantenzahl $l = 1$. Durch die Spin-Bahn-Kopplung ist der Gesamtdrehimpuls $j = l + s$ mit der Spinquantenzahl $s \in \{-1/2, +1/2\}$ (in Einheiten von \hbar). Die magnetische Quantenzahl kann hier die Werte $m_j \in \{-j, -j+1, \dots, j\}$ annehmen, sodass z. B. für den Zustand $p_{3/2}$ gilt: $m_j \in \{-3/2, -1/2, 1/2, 3/2\}$.

¹⁰Freie Elektronenzustände werden in der Festkörperphysik als *Löcher* bezeichnet.

2 Physikalische Grundlagen

als *schwere Löcher*, engl. *heavy hole* (hh), und *leichte Löcher*, engl. *light hole* (lh), bezeichnet.

In dem oben genannten Übergang trennt eine Bandlücke der Energie E_G von 1,43 eV bei Raumtemperatur die Valenzenergiebänder von dem Leitungsband.

2.4.2 Spinpolarisation

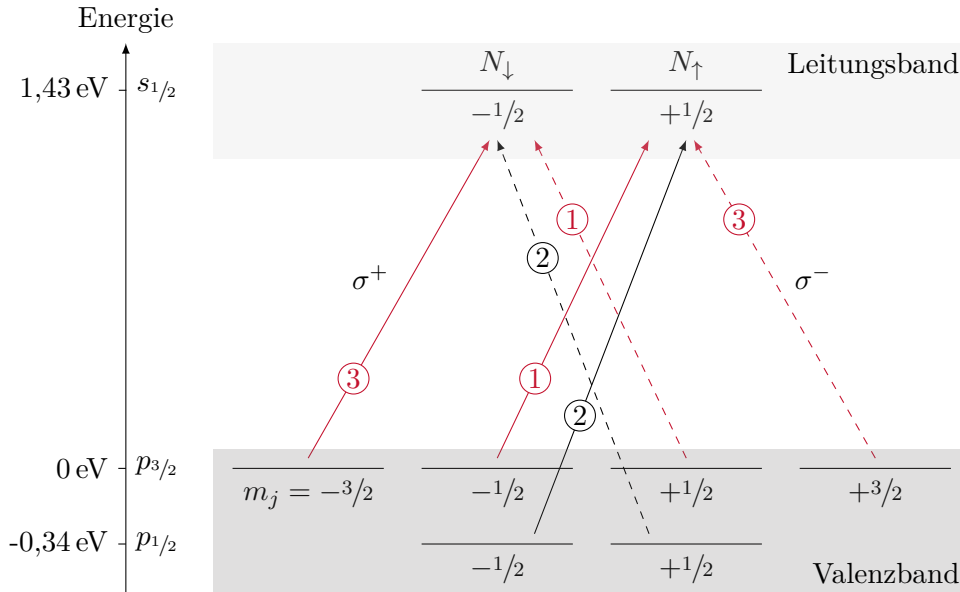


Abbildung 2.7: Energieniveaus im Γ^8 -Punkt für Bulk-GaAs. Dargestellt sind die Übergangsregeln und -verhältnisse durch Anregung rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Lichts σ^+ bzw. σ^- , aus [78, Fig. 2]. Ist die Photonenenergie größer als 1,43 eV und kleiner als 1,43 eV + 0,34 eV, findet nur eine Anregung aus dem $p_{3/2}$ -Zustand statt. Die Polarisation berechnet sich damit aus den Übergangswahrscheinlichkeiten in Vorzugsrichtung zu $P_{\sigma^+} = (1 - 3)/(1 + 3) = -50\%$.

Durch die Anregung von Laserwellenlängen im infraroten Bereich ist die Emission *spinpolarisierter* Elektronen aus NEA-GaAs möglich [79], weil die Spin-Bahn-Kopplung vollständige Entartung des Valenzbands aufhebt. Abbildung 2.7 zeigt die Zustände des Leitungsbands und der entarteten Valenzbänder im Γ^8 - und Γ^6 -Punkt, wie sie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben wurden.

Die Polarisation ist eine vektorielle Größe, die durch die Summe aller Spins in einem Elektronenensemble bezüglich der Helizitätsachse des einfallenden Photons gebildet wird. Dazu muss das Laserlicht vollständig rechts- (σ^+) oder linkszirkular (σ^-) polarisiert sein, weil dann ausschließlich die Dipolübergänge $\Delta m_j = \pm 1$ erlaubt sind.

Die höchste Polarisation wird erreicht, wenn die Energie des anregenden Lichts kleiner als die Bandkantenenergie zuzüglich der Feinstrukturenergie 0,34 eV ist. Dies verhindert, dass Elektronen aus dem $p_{1/2}$ -Zustand angeregt werden, und es ergibt sich z. B. für rechtszirkular polarisiertes Licht anhand der *Übergangswahrscheinlichkeiten*, die in Abbildung 2.7 eingezeichnet sind, eine Spinpolarisation von

$$P_{\sigma^+} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -50\%. \quad (2.14)$$

Hier bezeichnet N_{\uparrow} und N_{\downarrow} die Anzahl der Elektronen, deren Spins parallel bzw. antiparallel zur Einfallrichtung des Lichts ausgerichtet sind. In Gleichung (2.14) wurden *Depolarisationseffekte*, wie z. B. die Spinaustauschstreuung an Löchern in Kristallen hoher Dotierung [3, S. 163], nicht berücksichtigt. In der Realität reduzieren diese Effekte die erreichbare Polarisation unter 50%. Höhere Polarisationen $\geq 80\%$ können mit speziellen NEA-GaAs-Photokathoden¹¹ erreicht werden.

2.4.3 Negative Elektronenaffinität durch CsO-Adsorption

Für die Photoemission ist es nötig, die *Austrittsarbeit* und damit auch die *Elektronenaffinität* der GaAs-Photokathode so weit abzusenken, dass die Elektronen auch durch Anregung von Laserlicht im infraroten Bereich den Kristall verlassen können. Dies wird durch das Einbringen einer hohen Fremdatomkonzentration in den Halbleiter (p-Dotierung) und die Coadsorption des Alkalimetalls Cäsium und Sauerstoff an der Oberfläche erreicht [101].

Abbildung 2.8 zeigt diesen Prozess schematisch anhand der Energieniveauübergänge zwischen Kristall und Vakuum. Dabei ist die thermische Austrittsarbeit ϕ_{th} definiert durch die Differenz zwischen Vakuum- und Fermi-Energie¹², sowie die Elektronenaffinität χ durch die Differenz zwischen Vakuum- und Leitungsbandenergie, siehe Abbildung 2.8 (a).

Durch die p-Dotierung wird ein Akzeptorniveau nahe dem Valenzband eingebracht, das die Fermi-Energie im Innern des Kristalls fast auf das Niveau der Valenzbandenergie herabsetzt. An der Oberfläche hingegen wird sie durch die dortigen Zustände fixiert, siehe *Fermi-Level-Pinning* in [114, S. 460f] und Abbildung 2.8 (b).

Es bildet sich eine Raumladungszone, die die Bänder im Innern des Kristalls zur Oberfläche hin absinken lässt. Dieser als *Bandbiegungszone* (BBZ) bezeichnete Bereich führt zu einer ersten Reduzierung der *effektiven Elektronenaffinität* χ_{eff} . Sie ist – in Analogie zur Elektronenaffinität des undotierten Kristalls – definiert über

¹¹*Strained-GaAs* [72] ist ein entlang einer Achse gestreckter GaAs Kristall. Diese Symmetriebrechung hebt die Entartung von Heavy- und Light-Hole-Band auf, wodurch bei der Wahl einer geeignet niedrigen Laserenergie theoretisch 100% Polarisation erreicht werden können.

Superlattice-GaAs [75] besteht aus vielen dünnen Schichten mit besonderen Eigenschaften, sodass – neben der Entartungsaufhebung der Heavy- und Light-Hole-Bänder – noch ein resonatorartiger Mechanismus dafür sorgt, dass das einfallende Licht mehrmals durch den Kristall geleitet wird und die Elektronenausbeute erheblich verbessert.

¹²Für $T = 0$ K sind alle Elektronenzustände unterhalb der Fermi-Energie vollständig besetzt.

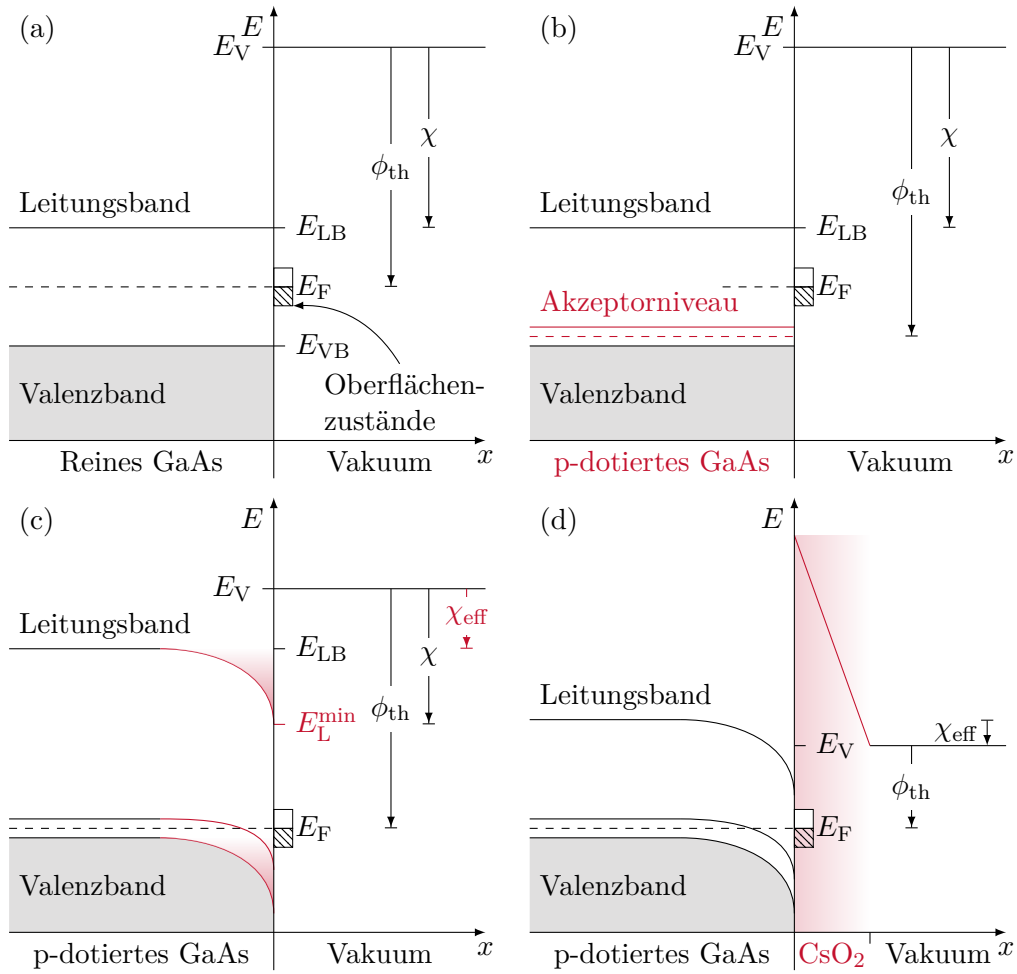


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Energieniveaus an der Oberfläche von GaAs, angelehnt an [88, S. 190, Fig. 1.]. Detaillierte Beschreibung im Text. (a) Reines GaAs: Thermische Austrittsarbeit $\phi_{\text{th}} = E_{\text{V}} - E_{\text{F}} = 5,5 \text{ eV}$ und Elektronenaffinität $\chi = E_{\text{V}} - E_{\text{LB}} = 4,1 \text{ eV}$. (b) (Zwischenzustand) p-dotiertes GaAs: Zusätzliches Akzeptorniveau reduziert Fermi-Energie im Kristall. Fermi-Level-Pinning durch Oberflächenzustände. (c) (Gleichgewicht) Bildung der Bandbiegungszone durch Herabsetzen der Fermi-Energie und Reduzierung des Vakuumniveaus. Definition der *effektiven* Elektronenaffinität. (d) CsO-Schicht auf der Oberfläche: Weitere Herabsenkung der Austrittsarbeit. Die effektive Elektronenaffinität sinkt unter das Leitungsbandniveau und nimmt einen negativen Wert an, die sogenannte *negative Elektronenaffinität*. Schematische Darstellung der Potentialspitze der Dipolschicht basierend auf dem *Doppel-Dipol-Modell* nach [96].

die Differenz zwischen Vakuumenergie und der nicht-abgesenkten Leitungsbandunterkante, siehe Abbildung 2.8 (c).

Die Breite der Bandbiegungszone w kann aus der Dielektrizitätskonstante von GaAs $\epsilon_s \approx 13$ [44, Tab. 11.2], der Dotierungsdichte $n_p = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und der Bandbiegungsenergie $eU_{\text{BBZ}} \approx 0,7 \text{ eV}$ abgeschätzt werden zu [3, S. 80f]

$$w = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2\pi e^2} \frac{eU_{\text{BBZ}}}{n_p}} \approx 2,8 \text{ nm.} \quad (2.15)$$

Das Aufbringen einer monoatomaren Lage von Cäsiumoxid auf die Kristalloberfläche führt aufgrund der niedrigen Ionisierungsenergie von Cäsium zu der Bildung einer Dipolschicht und dem weiteren Absinken der Austrittsarbeit. Die effektive Elektronenaffinität χ_{eff} wird dadurch soweit herabgesetzt, dass sie einen negativen Wert erreicht. Dies wird als *negative Elektronenaffinität* (NEA) bezeichnet.

Die technische Realisierung des *Präparationsprozesses* und Details über den verwendeten Kristall werden in Abschnitt 3.3 beschrieben.

2.4.4 Das Drei-Stufen-Modell der Photoemission nach Spicer

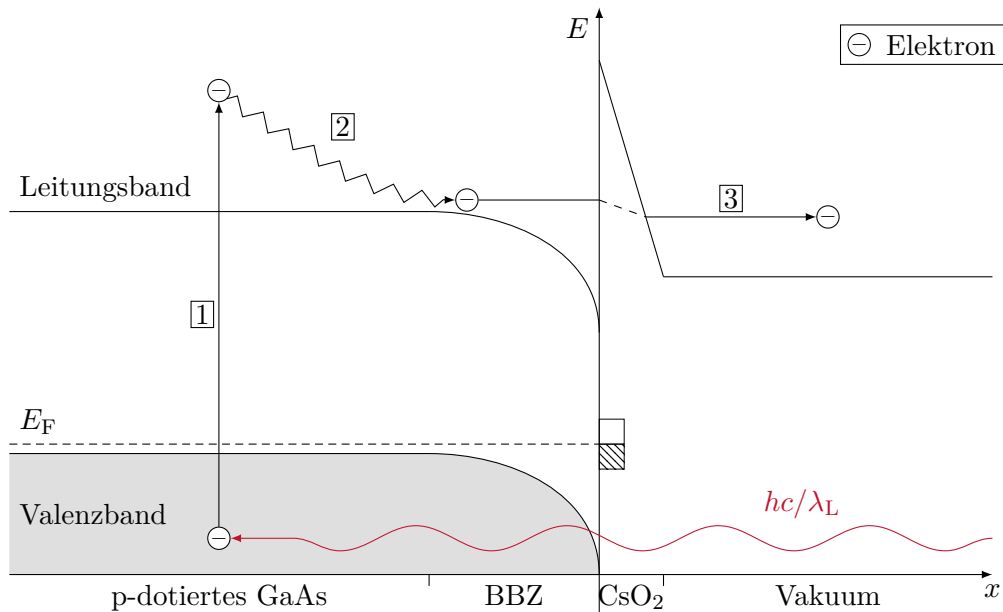


Abbildung 2.9: Schema des Drei-Stufen-Modells der Photoemission nach Spicer.

Der Prozess der Photoemission kann in dem von Spicer [92] entwickeltem Drei-Stufen-Modell anschaulich anhand Abbildung 2.9 erklärt werden:

- 1] Anregung: Einfallende Photonen dringen in den Kristall ein und regen dort ein Elektron aus dem Valenz- ins Leitungsband an.

- [2] Transport zur Oberfläche: Die angeregten Elektronen diffundieren aus dem Kristallinneren zur Oberfläche. Dabei geben sie einen Teil ihrer Energie über die Streuung an optischen Phononen (Gitterschwingungen) oder anderen Elektronen an den Kristall ab (Thermalisierung). Es kann auch zu Rekombinationen mit Löchern kommen.
- [3] Emission: Die Elektronen, die die Oberfläche erreichen, tunneln mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit durch die Oberflächenbarriere ins Vakuum. Dort werden sie durch das elektrische Feld der Quelle abgezogen.

2.4.5 Die Quanteneffizienz

Die *Quanteneffizienz* (QE) ist eine charakteristische Größe für die Beschreibung einer Photokathode. Eine praktische Darstellung ist gegeben durch das Verhältnis der emittierten Elektronen pro einfallendem Photon und errechnet sich über

$$QE = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{hc}{e\lambda_L} S = 1,24 \frac{\text{W nm}}{\text{mA}} \frac{I_e}{P_L \lambda_L} \quad (2.16)$$

aus dem Elektronenstrom I_e , der Laserleistung P_L und der Laserwellenlänge λ_L . Das Verhältnis $S = I_e/P_L$ wird als *Photosensitivität* bezeichnet. Gleichung (2.16) dient dem Operateur als Maß dafür, wie viel Strom bei welcher Laserleistung aus der Photokathode zu erwarten ist.

Beispiel: Ein typischer Wert für die Quanteneffizienz einer Bulk-GaAs-Photokathode bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 808 \text{ nm}$ ist $QE = 1 \%$. Dies entspricht einer Photosensitivität von $S = 6,5 \text{ mA W}^{-1}$. Aus diesem Grund bezeichnet der Begriff *Hochstrom* in dieser Arbeit den mittleren Photoemissionstrom im niedrigen Milliamperebereich.

Für die Hochstromemission aus NEA-Photokathoden einer Dotierungsdichte $\leq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gilt allerdings eine Beschränkung, sodass der Elektronenstrom gemäß Gleichung (2.16) für hohe Laserleistungen nicht mehr linear ansteigt. Dieser Effekt wird in Abschnitt 2.6 erklärt.

2.4.6 Die Lebensdauer

Die Quanteneffizienz ist eine zeitabhängige Größe. Im Anschluss an die Präparation ist nach einer gewissen Zeit eine exponentielle Abnahme der Form (2.17) zu beobachten.

$$QE(t) = QE_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.17)$$

Die *Lebensdauer* τ einer Photokathode ist die Zeitspanne, innerhalb derer die Quanteneffizienz auf circa 37 % ihres Anfangswertes QE_0 abgefallen ist. Sie dient als eine mögliche Größe für die Beschreibung der Betriebsstabilität einer Photoemissionsquelle, weil die Photokathode dort verschiedenen negativen Einflüssen ausgesetzt ist. Für die Beschreibung der *effektiven* Lebensdauer τ_{eff} können die einzelnen

Einflüsse reziprok aufaddiert werden (analog zu parallel geschalteten Widerständen eines elektrischen Schaltkreises)

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_V} + \frac{1}{\tau_{\text{FE}}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{\Gamma}}. \quad (2.18)$$

Eine detaillierte Untersuchung ist in [3, S.42f] gegeben und soll hier in Kürze wiedergegeben werden:

Vakuumlebensdauer

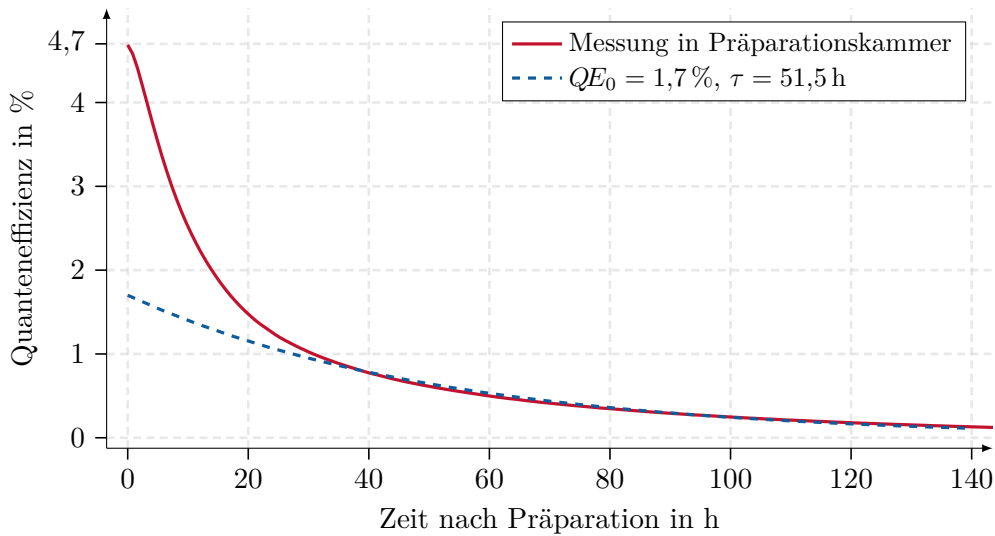


Abbildung 2.10: Messung der Quanteneffizienz in der Präparationskammer als Beispiel für die Vakuumlebensdauer $\tau = \tau_V = 51,5$ h bei etwa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der Photoemissionsstrom wurde alle 10 min gemessen und über 15 s gemittelt. Die Quanteneffizienz berechnet sich über Formel (2.16) mit $P_L = 100 \mu\text{W}$ und $\lambda_L = 635$ nm.

Das Restgas in der Vakuumkammer reagiert mit der Cäsiumoxidschicht an der Oberfläche der Photokathode, ohne dass Experimente mit der Photokathode durchgeführt werden, d. h. die Hochspannung ist ausgeschaltet und das Ventil zur Strahlführung geschlossen. Die effektive Lebensdauer ist damit gleich der Vakuumlebensdauer τ_V . Abbildung 2.10 zeigt die gemessene Vakuumlebensdauer von 51,5 h bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar der ersten Photokathodenpräparation. Dies soll verdeutlichen, dass in der Quellenkammer ein Vakuum im niedrigen UHV-Bereich angestrebt werden muss, um eine für den Experimentierbetrieb brauchbare Lebensdauer zu erzielen. Wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wird, ist die Vakuumlebensdauer in der Elektronenquelle, deren Basisdruck $5 \cdot 10^{-12}$ mbar beträgt, 60 Mal länger.

Rückströmung und Feldemission

Für die Betriebsbereitschaft der Quelle sind zwei Schritte nötig, die einen lebensdauervermindernden Effekt haben. Sie sind in Gleichung (2.18) mit τ_{FE} bezeichnet. Dabei führt zum einen das Öffnen des Ventils zur Strahlführung zu Rückströmungen von Restgas in die Quellenkammer, weil der Druck in der Strahlführung im Allgemeinen um mehr als eine Größenordnung schlechter ist als in der Quelle. Zum anderen kann das (vorsichtige) Einschalten der Hochspannung zu Feldemission führen, d. h. die von der Photokathode oder von Verunreinigungen auf der Kathode parasitär ausgelösten Feldemissionselektronen werden auf die Vakuumkammerwände beschleunigt. Dabei können sie Restgas ionisieren, das vom Kathodenpotential angezogen wird, oder beim Aufschlag Röntgenstrahlung erzeugen.

Gasdesorption und Ionen-Rückbombardement

Die Emission und Beschleunigung von Photoelektronen aus der Quelle und der Transport durch die Strahlführung führen zu einer stark stromstärken- und transmissionsabhängigen Abnahme der Quanteneffizienz, bezeichnet mit τ_I . Ungewollte Strahlverluste, die z. B. an Engstellen in der Strahlführung wie der differentiellen Pumpstufe, siehe Abschnitt 5.1, auftreten können, sowie unvermeidbare Strahlverluste, wie z. B. das Stoppen des Elektronenstrahls im Strahlfänger oder das Zerkleinern langer Elektronenpulse oder des DC-Strahls im Chopper-Buncher-System, lösen schädliche Gasmoleküle, die das Vakuum um mehrere Größenordnungen verschlechtern, aus den Kammerwänden. Ein Beispiel hierfür ist in Tabelle 5.1 gezeigt.

Das erhöhte Vakuumniveau durch die negativen Folgen des Strahlbetriebs verstärkt die bereits genannten Effekte. Aber auch bei guten Vakuumverhältnissen kann der primäre Elektronenstrahl – ganz analog zu den o. g. parasitären Feldemissionselektronen – das Restgas ionisieren, wodurch es zum *Ionen-Rückbombardement*, engl. *ion back-bombardment* (IBB), kommt.

Thermische Effekte

Die auf die Photokathode eingestrahlte Laserleistung wird fast vollständig in Wärme umgesetzt. Der Wärmewiderstand der Kathode zum Photokathodenhalter, siehe Abbildung 3.6, wurde von Winkler [108] zu $0,4 \text{ }^\circ\text{C mW}^{-1}$ bestimmt und Riehn [86, S. 69f] maß einen exponentiellen Abfall der Lebensdauer mit der Temperatur. Die thermische Lebenszeit τ_T betrug lediglich 10 h bei der Bestrahlung mit 250 mW. Dies entspricht einem Elektronenstrom von etwa 2 mA bei dem o. g. Beispiel und ist u. a. ein Grund dafür, dass die Hochstromexperimente in Kapitel 6 mit einer geringen Pulsrepetitionrate durchgeführt werden mussten.

Maßnahmen gegen die lebensdauervermindernden Effekte

Um nun eine möglichst hohe Betriebsfähigkeit der Quelle zu gewährleisten, müssen die lebensdauervermindernden Effekte möglichst klein gehalten werden. Eine

vielfersprechende Maßnahme ist das Erzeugen eines sehr guten Vakuums, das bedeutet einen Basisdruck im niedrigen Ultrahochvakuumbereich $p \lesssim 10^{-11}$ mbar, weil es eine positive Auswirkung auf alle hier genannten Effekte hat. Eine differentielle Pumpstufe muss das sehr niedrige Quellenvakuum vom Druck im Beschleuniger, der i. d. R. deutlich höher ist als in der Quelle, und möglichen Rückströmungen von desorbiertem Gas trennen.

Insbesondere Transmissionsverluste, die zu strahlinduzierter Gasdesorption aus den Kammerwänden der Strahlführung führen, müssen auf ein Minimum reduziert werden, was insbesondere für hohe Bunchladungen aufgrund der Raumladung problematisch ist, vergleiche [65]. Eine weitere Maßnahme ist die Anwendung der Maskentechnik, die die aktive Fläche der Photokathode einschränkt und damit die Verluste nahe der Quelle um mehrere Größenordnungen reduziert [3, Abschnitt 1.5.7].

Das Ionen-Rückbombardement kann durch das Anlegen eines zusätzlichen Potentials auf der Anode reduziert werden, weil es die langsamen Ionen, die in der Strahlführung entstehen, davon abhält die Kathode zu erreichen. Experimente mit der als *Repeller* bezeichneten Anode wurde durch von Barday [8, Abb. 51] durchgeführt, siehe Abbildung 2.11.

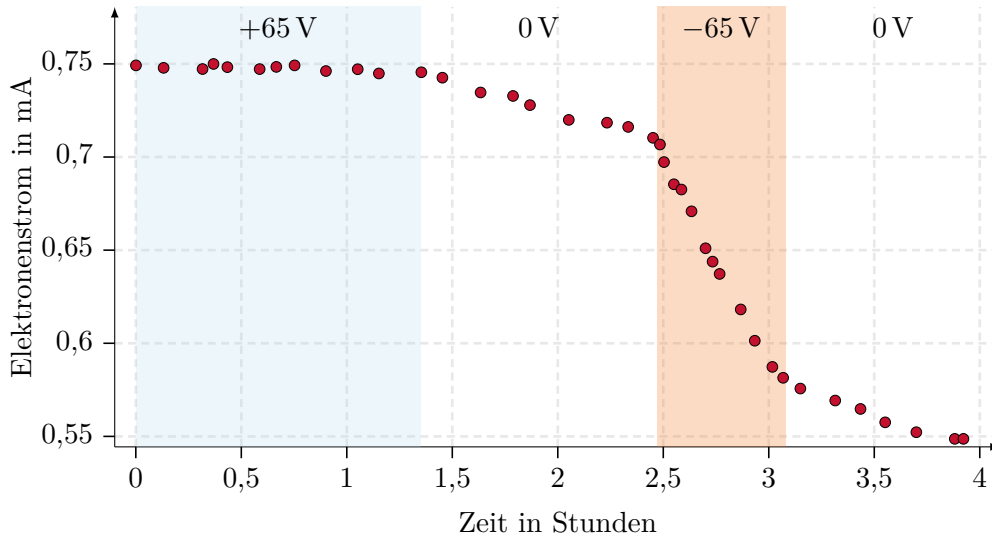


Abbildung 2.11: Lebensdauerermessung unter Einfluss der Spannung der Repelleranode der PKA2, gemessen von Barday [8].

Für die Verbesserung der thermischen Leitfähigkeit wurden weitere Untersuchungen durchgeführt [55], in denen die Photokathode mit Indium auf einen Kupfer- und Molybdänzylinder gelötet und eine erhebliche Verlängerung der Lebensdauer unter dem Einfluss hoher Laserleistungen erzielt werden konnte. Hierzu muss allerdings auch ein thermisch gut leitender Kontakt zwischen der Photokathode und der Atmosphärenseite gewährleistet sein. Dies konnte in der in Kapitel 3.2 beschriebenen Konstruktion noch nicht berücksichtigt werden. In weiteren Überlegungen kommt

das aktive Kühlen der Vakuumkammer zum Tragen [4], das nicht nur eine Verbesserung der Lebensdauer durch eine bessere Wärmeabfuhr durch thermische Strahlung verspricht, sondern gleichzeitig auch das Quellenvakuum verbessern würde.

Die möglichen Maßnahmen gegen das Einsetzen von Feldemission werden im folgenden Abschnitt 2.5 vorgestellt.

2.5 Feldemission

Die Elektronen eines Körpers können diesen verlassen, sofern sie eine endliche thermische Energie besitzen, indem sie durch die Potentialbarriere tunneln. Wird der Körper dem Einfluss eines sehr hohen elektrischen Felds ausgesetzt, setzt dieses die Austrittsarbeit des Materials herab und verringert somit die Höhe der Potentialbarriere. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass die Elektronen aus dem Material ins Vakuum tunneln. Eine experimentelle Anwendung dieses nach *W. Schottky* benannten Effekts findet sich in Abschnitt 6.4.

Die Elektronenstromdichte, die bei diesem Prozess erzeugt wird, wurde von Fowler und Nordheim [41] berechnet. Für einen Emitter der Fläche A_e , an den das elektrische Feld der Stärke E angreift, kann eine praktische Form der *Fowler-Nordheim-Gleichung* z. B. aus [62, S. 119f] entnommen werden:

$$I_{\text{FN}} = A_e j_{\text{FN}} = A_e C_1 \beta_{\text{fe}}^2 E^2 e^{-C_2/\beta_{\text{fe}} E} \quad (2.19)$$

In Gleichung (2.19) sind $C_1(\phi)$ und $C_2(\phi)$ zwei von der Austrittsarbeit¹³ ϕ des Materials abhängige Größen, die in Gleichung (6.2) explizit dargestellt sind.

Unreinheiten oder Unebenheiten auf dem Körper im Mikrometerbereich führen zu einer lokalen Feldverstärkung. Der Faktor β_{fe} beschreibt den Feldverstärkungsfaktor, engl. *field enhancement factor*, der gegeben ist als das Verhältnis aus mikroskopischem zu makroskopischem Feld $E_m = \beta_{\text{fe}} E$. Dabei kann β_{fe} für großflächige Elektroden, die aus Edelstahl ($\phi = 4,5 \text{ eV}$) gefertigt und poliert wurden, Werte von $\sim 100 - 1000$ [10, 74] annehmen. Dadurch können bereits Elektronenströme bei kleinen elektrischen Feldern auftreten, die – sollten sie weiter ansteigen – einen Hochspannungsdurchschlag mit sich führen können. Sie werden daher auch als *Vordurchschlags-Ströme*, engl. *pre-breakdown currents*, bezeichnet. Vorbeugende und unverzichtbare Maßnahmen gegen das Einsetzen von Feldemission sind das Polieren der Elektroden auf Hochglanz, die Vermeidung von scharfen Kanten und der Eintrag von Fremdpartikeln in das elektrische Feld, z. B. durch das Zusammenbauen im Reinraum, und eine geeignete Materialwahl¹⁴. Es können auch Prozessierungstechniken mit Edelgasen dazu verwendet werden, die Feldemission nach der Inbetriebnahme zu reduzieren [11].

¹³Die Austrittsarbeit ist ihrerseits wieder eine von der Temperatur abhängige Größe. Die in dieser Arbeit beschriebene Feldemission fand bei Raumtemperatur statt, sodass dieser Aspekt für die weitere Diskussion nicht berücksichtigt wird.

¹⁴In [9] wurde z. B. Niob als Elektrodenmaterial untersucht, das eine geringere Feldemission aufwies als Edelstahl.

2.6 Das Oberflächenladungslimit

Die Hochstromelektronenemission ist bei schwach bis mittelstark p-dotierten Halbleitern wie den in dieser Arbeit verwendeten GaAs-Photokathoden durch den Effekt der *Oberflächenladung* limitiert. Er ist das erste Mal in den frühen neunziger Jahren am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) für Bulk- [109], Strained- [98] und später auch für Superlattice- [100] und dünnschichtiges NEA-GaAs [70] beobachtet und untersucht worden. Eine ausführliche Beschreibung der physikalischen Grundlagen des Effekts ist z. B. in [54] und [85] dargestellt. Die folgende Erklärung stellt ein anschauliches und vereinfachtes Modell dar und ist angelehnt an [54, 70, 85]:

Für die Emission vieler Elektronen wird eine entsprechend hohe Lichtintensität gemäß der Quanteneffizienz-Gleichung (2.16) benötigt. Aufgrund der relativ kleinen Austrittswahrscheinlichkeit für Elektronen, die an die Oberfläche diffundieren und dabei ihre Energie durch Stöße mit optischen Phononen abgeben, verbleibt der Rest von ihnen in der Bandbiegungszone. Sie bauen ein Coulomb-Potential auf, das abstoßend auf die nachfolgenden Elektronen wirkt, die Bandbiegungszone abflacht und die NEA reduziert. Bezogen auf das Leitungsbandniveau wird dieses Potential – weil es bei der Photoemission auftritt – als *Oberflächenphotospannung*, engl. *surface photovoltage* (SPV), bezeichnet. Eine detailliertere, mathematische Beschreibung folgt im Zusammenhang mit experimentellen Ergebnissen in Abschnitt 6.5.

3 Die Hochspannungsquelle

Das Design der *Small Thermalized Electron Source at Mainz* (STEAM) wird in diesem Kapitel im Detail vorgestellt. Es beginnt mit der Motivation dieser DC-Photoemissionsquelle. Daran schließt sich das Design mit der Vorstellung der einzelnen Komponenten an. Das Konzept des *invertierten Isolators* bildet die Grundlage für die Neu- bzw. Weiterentwicklung. Dann folgen die HV-Elektroden, die Kathode¹ mit der Photokathodenextraktionsmechanik und die Repelleranode, sowie die Quellenkammer und anschließend die Peripherie. Anmerkungen zum Zusammenbau im Reinraum und der Ausrichtung der Quelle folgend schließt der Abschnitt über die Präparationskammer, die an STEAM angeschlossen ist, das Kapitel ab.

3.1 Motivation eines hohen elektrischen Felds

Das elektrische Feld an der Photokathodenoberfläche besitzt einen großen Einfluss auf die beschleuniger- und festkörperphysikalischen Effekte der Photoemission, die hier kurz aufgezählt werden sollen. Dabei sei vorweg angemerkt, dass die zuerst genannten Vorteile zum einen aus einem kurzen Kathoden-Anoden-Abstand und zum anderen aus einer hohen Beschleunigungsspannung, die die kinetische Endenergie der Elektronen bestimmt, hervorgehen.

- Gemäß Gleichung (2.8) verhält sich die Raumladungskraft proportional zu $1/\beta\gamma^2$. Ein hohes E -Feld beschleunigt die langsamen, thermalisierten Elektronen schneller und reduziert diese Kraft. Eine hohe Beschleunigungsspannung macht den Strahl *steifer* und damit weniger stark beeinflussbar durch äußere Störfelder, wie z. B. das Erdmagnetfeld.
- Im nicht raumladungsdominierten Bereich ist die normierte, transversale thermische RMS-Emittanz proportional zur Größe des Laserspots auf der Photokathode, siehe Gleichung (2.6). Eine untere Grenze – also die *minimal erreichbare Emittanz* – bildet hingegen laut Bazarov et al. [13, Gl. (1)] für kurze Bunchlängen der vom Laserspot unabhängige Zusammenhang

$$\varepsilon_{\perp,n} = \sqrt{\frac{q_b}{4\pi\epsilon_0 E_{\text{acc}}} \frac{MTE}{mc^2}}. \quad (3.1)$$

¹Der Begriff *Kathode* bezieht sich im Folgenden auf den gesamten (Kathoden-)Elektrodenkörper, der auf einem negativen Potential liegt. Die *Photokathode* bezeichnet nach wie vor den GaAs-Kristall. Die *Anode* ist hier i. d. R. definiert als der geerdete Elektrodenkörper, der sich am nächsten zur Kathode befindet.

3 Die Hochspannungsquelle

Dabei ist q_b die Bunchladung, E_{acc} das elektrische Feld an der Photokathodenoberfläche und MTE die mittlere transversale Energie, siehe Abschnitt 2.2.2. Daraus leiten Bazarov et al. in [12] für die *maximal erreichbare, normierte Brillanz* B_n einer Photoquelle ab:

$$\left. \frac{B_n}{f_{\text{rep}}} \right|_{\text{max}} = \frac{mc^2 \epsilon_0}{2\pi} \frac{E_{\text{acc}}}{MTE}. \quad (3.2)$$

Hier ist $f_{\text{rep}} = \langle I \rangle / e$ die Repetitionsrate, mit der der mittlere Elektronenstrom $\langle I \rangle$ extrahiert wird.

- Das äußere elektrische Feld setzt die Potentialbarriere, die die Elektronen bei der Photoemission überwinden müssen, herab. Howorth et al. [58] zeigten, dass die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen und somit die Quanteneffizienz mit dem elektrischen Feld zunimmt, siehe Abschnitt 6.4.
- Das Ionen-Rückbombardement ist abhängig von der Rate R_{H_2} , mit der das Restgas durch den Elektronenstrahl ionisiert wird. In einem ausgeheizten Ultrahochvakuumrezipienten ist der Partialdruck von Wasserstoff um Größenordnungen höher als die restlichen Komponenten des Restgasspektrums [110, S.308]. Die wichtigsten Abhängigkeiten sind

$$R_{\text{H}_2} \propto I_e d_{\text{ka}} N_{\text{H}_2} \sigma_{\text{H}_2}. \quad (3.3)$$

Der Proportionalitätszusammenhang (3.3) verdeutlicht, dass ein kleiner Kathoden-Anoden-Abstand d_{ka} zu bevorzugen ist, um einen hohen Strahlstrom I_e zu emittieren. Das im Folgenden dargestellte neue Design verkürzt d_{ka} um etwas mehr als 75% gegenüber den existierenden Photoemissionsquellen des Instituts. Auch eine möglichst geringe Zahl an Wasserstoffatomen $N_{\text{H}_2}(p)$ ist durch das Erreichen eines sehr niedrigen Vakuumdrucks p unabdingbar, was aber ohnehin schon durch den Betrieb von NEA-GaAs erforderlich ist. Der energieabhängige Wasserstoff-Ionisationsquerschnitt $\sigma_{\text{H}_2}(E_{\text{kin}})$ verringert sich für 200 kV etwa um 1/3 gegenüber 100 kV, siehe Abbildung A.2.2.

Die Nachteile der höheren Betriebsparameter ergeben sich in erster Betrachtung aus technischen Risiken, die eine sorgsame Handhabung der beteiligten HV-Komponenten erfordern.

- Das folgenreichste Risiko stellt ein *Hochspannungsdurchschlag* in der Vakuumkammer dar, der zu irreversiblen Schäden an der Apparatur und damit zu einer mehrwöchigen Betriebsunterbrechung führen kann.
- Dem vorausgehend treten *Feldemissionsströme* auf, deren Emission durch ein hohes elektrisches Feld begünstigt wird und die bereits im Nanoamperebereich die Lebensdauer der Photokathode rapide verkürzen können. Insbesondere bei höheren Betriebsspannungen deponieren die Feldemissionselektronen ihre höhere kinetische Energie in den Kammerwänden und es kommt zu erheblichen Gasdesorptionen.

- Auch in Abwesenheit von Feldemission können hohe Betriebsspannungen zu *spannungsinduzierter Gasdesorption* führen [36, 73], die das Vakuum schlagartig über viele Minuten hinweg verschlechtern kann, vergleiche Abschnitt 6.1.

Eine Erhöhung der DC-Hochspannung ist daher bei einer gegebenen Quelle nur innerhalb gewisser Grenzen möglich, deren Verschiebung erheblichen Aufwand bedingt. Die in dieser Arbeit angestrebte Hochspannung² von 200 kV, die einer Verdopplung der bisher am Institut üblichen Photoquellen-Betriebsspannung entspricht, stellt eine hohe Herausforderung dar, weil sie zusätzlich zu der ohnehin schon anspruchsvollen Handhabung einer Ultrahochvakuumapparatur mit GaAs-Photokathoden hinzukommt. Das Erreichen noch höherer Betriebsspannungen und insbesondere eines stabilen und zuverlässigen Quellenbetriebs mit NEA-GaAs erfordert Maßnahmen, die ihrerseits wieder mit viel Erfahrung und Sorgsamkeit durchgeführt werden müssen, so z. B. [52, 53].

Nicht direkt als Nachteil, sondern vielmehr als Konsequenz der Wahl einer höheren Strahlenergie folgt, dass die Niederenergiestrahlführung MELBA für einen bestimmten Bereich der Betriebsspannung – im diesem Fall ist es 100 kV – optimiert ist und für den Transport bei einer höheren Strahlenergie zum Teil modifiziert werden müsste.

3.2 Das Design

Das Design der neuen 200 keV-Quelle soll die folgenden Bedingungen erfüllen:

1. Der Basisdruck ist im niedrigen Ultrahochvakuumbereich.
2. Bei einer Betriebsspannung von 200 kV beträgt das beschleunigende Feld an der Photokathodenoberfläche 5 MV m^{-1} .
3. Der größte Betrag des elektrischen Felds in der Quellenkammer soll kleiner als 10 MV m^{-1} sein, um parasitäre Feldemission zu unterdrücken [91].
4. Sie besitzt einen Mechanismus für das Ein- und Ausschleusen der Photokathoden sowie eine direkte Verbindung zur Präparationskammer.

Als Ausgangspunkt dienten die Photoelektronenquellen des Instituts für Kernphysik, siehe Abbildung 3.1 (links). Die Quellen wurden über Jahrzehnte hinweg entwickelt [2], verbessert [71, 94] und haben sich bewährt [3, 7]. Sie besitzen ein sehr gutes Vakuumpumpenarrangement sowie eine *Fahrstuhlmechanik*, mit der die Photokathoden in und aus der Quelle transferiert werden können, ohne das Ultrahochvakuum zu brechen. Dieses Arrangement aus dedizierter Präparations- und

²Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die Polarität der Kathode wie für Elektronenquellen üblich *negativ* ist und die Betriebsspannung somit -200 kV beträgt. Weil die Spannung allerdings nur als Synonym für die kinetische Energie der Elektronen fungiert, wird auf das Vorzeichen in der Diskussion verzichtet.

3 Die Hochspannungsquelle

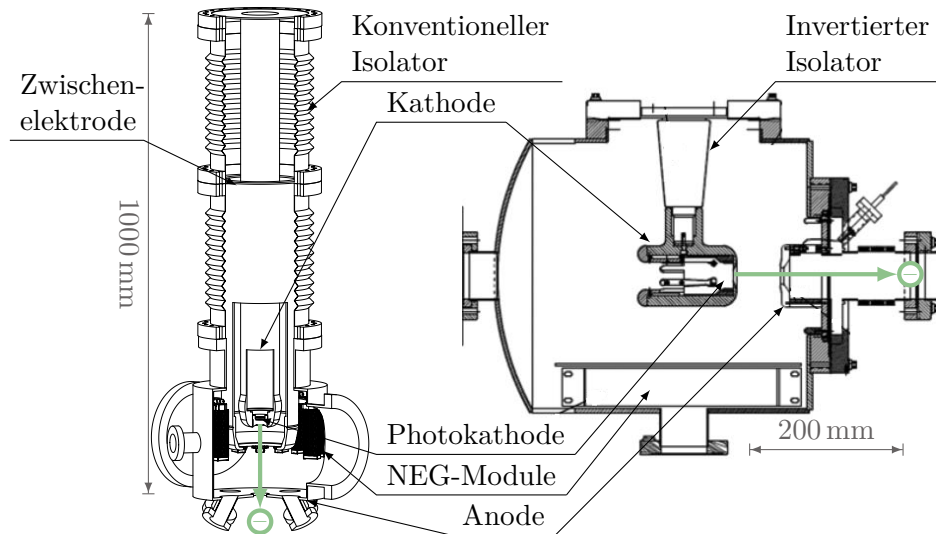


Abbildung 3.1: Links: Teilweise freigelegtes vereinfachtes CAD-Modell der PKA. Rechts: Schnittansicht der invertierten CEBAF-Elektronenquelle am JLab, angepasst aus [80].

Quellenkammer wird als *load-locked* bezeichnet. Die Quellen sind zylindersymmetrisch und besitzen eine Zwischenelektrode, an der das halbe Potential zwischen Kathode und Anode angelegt wird. Sie sind für den Betrieb mit 100 kV und einem Extraktionsfeld von 1 MV m^{-1} bei einem Kathoden-Anoden-Abstand von 150 mm ausgelegt und werden im Folgenden als *Polarisierte Kanonen* (PKA) bezeichnet. Für STEAM wurde insbesondere das verbesserte Vakuumsystem der PKA2 [6] als Vorlage genommen.

Der grundlegende Bestandteil einer Quelle für geladene Teilchen ist der Isolator, an dem die Hochspannung anliegt. Sein Material und seine Geometrie legen eine obere Grenze für die Spannung an der Kathode fest. Weitere Anforderungen für einen sicheren und zuverlässigen Betrieb der Quelle sind:

- Robustheit gegenüber mechanischen Belastungen, bedingt durch das Gewicht der Kathode und Scherkräfte, die z. B. beim Schleusen der Photokathode auftreten.
- Eine geringe Empfindlichkeit gegenüber kleinen Erschütterungen.
- Eine hohe Vakuumtauglichkeit und damit verbunden Ausheizbarkeit, eine niedrige Permeabilität sowie eine gute Verarbeitbarkeit, was die Materialwahl im Wesentlichen auf Edelstahl, Kupfer und Titan einschränkt.
- Die Oberflächen des Isolators und der auf Hochglanz polierten Kathode sollten nur so groß wie nötig sein, um das Auftreten von Feldemission zu unterdrücken, vergleiche Abschnitt 2.5.

Als Isolormaterial wird typischerweise eine Aluminiumoxid-Verbindung verwendet, weil diese hochausheizbar sind [110]. Eine weitere Grenze für die maximal zulässige Spannung ist der Abstand zwischen den Befestigungspunkten von Kathode und Vakuumkammer. An den PKAs wurden je zwei zylinderförmige Isolatoren mit einem Durchmesser von 200 mm und einer Höhe von 320 mm verbaut. An einem ist die Zwischenelektrode und an dem anderen die Kathode befestigt. Diese Zylinderisolatoren erfüllen die o. g. Anforderungen, haben aber zwei Nachteile: Sie sind zum einen sehr teuer und zum anderen haben sie aufgrund ihrer Bauform eine große Innenoberfläche von circa $2 \times 2000 \text{ cm}^2$.

Die STEAM sollte diese Nachteile zusammen mit der höheren Spannung und dem höheren Extraktionsfeld umgehen. Deshalb wurde für das neue Design auf das Prinzip der *invertierten* Photoemissionsquelle zurückgegriffen, wie es u. a. am Jefferson Laboratory (JLab) zum Einsatz kommt [80], siehe Abbildung 3.1 (rechts).

3.2.1 Der invertierte Isolator

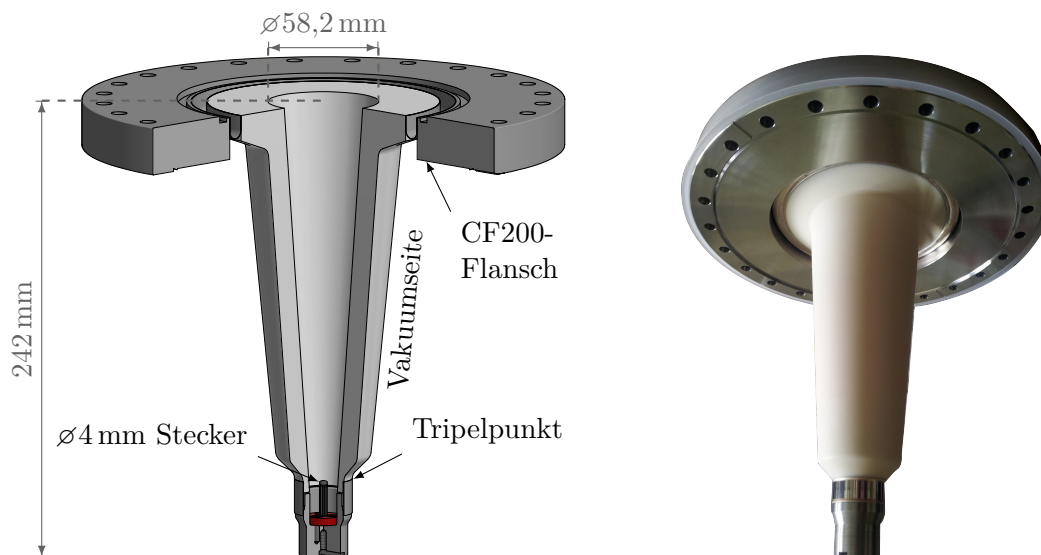


Abbildung 3.2: Links: Teilweise freigelegter Schnitt durch das CAD-Modell. Rechts: Foto des zylindersymmetrischen invertierten Isolators. Die Kriechstrecke beträgt vakuumseitig circa 205 mm und atmosphärenseitig circa 240 mm.

Der Isolator, auf dem das neue Design basiert, besitzt eine konische Form, siehe Abbildung 3.2, und ragt im Gegensatz zu den oben genannten Zylinderisolatoren in die Vakuumkammer hinein. Aus diesem Grund wird diese Form als *invertiert* bezeichnet. Die dem Vakuum zugewandte, innere Oberfläche des Isolators ist mit 430 cm^2 etwa 80 % kleiner als ein konventioneller Zylinderisolator. Diese sehr kom-

3 Die Hochspannungsquelle

pakte Bauform hat zwei Vorteile: Zum einen erlaubt sie eine ebenfalls kompakte Bauform der Vakuumkammer, die dem geforderten Anspruch eines sehr niedrigen Ultrahochvakuums zuträglich ist. Zum anderen reduziert sich damit die Wahrscheinlichkeit parasitärer Feldemission.

Der Hauptkörper des Isolators besteht aus der vom Hersteller³ verwendeten Al_2O_3 -Verbindung *Frialit F99,7*. Zu beiden Enden ist jeweils ein der Konusform angepasstes Verbindungsstück aus einer Nickel-Eisen-Legierung⁴ gelötet. Die Verbindung zur Vakuumkammer erfolgt über einen an das Verbindungsstück des Kopfendes angeschweißten CF200-Flansch aus Edelstahl 1.4307. Die Verbindung zur Kathode geschieht über einen Zylinder aus Molybdän, der in der institutseigenen Werkstatt⁵ gefertigt worden ist. Der elektrische Kontakt wird mit einem $\varnothing 4$ mm-Bananenstecker sicher gestellt, der in das circa 224 mm Innere des Isolators auf den Molybdänkörper geschraubt wird, siehe Abbildung 3.2.

Atmosphärenseitig wird die Verbindung zum Hochspannungsnetzteil⁶ mittels eines 300 kV-Steckers⁷ hergestellt, der in der Industrie unter der Bezeichnung *R30* geführt wird. Die Passform des HV-Steckers ist ebenfalls konisch und wird vor der Verbindung mit dem Isolator mit einer Silikonpaste eingerieben, sodass sich keine Luft mehr im Zwischenraum befindet. Ein Aluminiumzylinder mit Innengewinde wird auf das circa 38 mm dicke HV-Kabel des Steckers mit entsprechendem Gegengewinde gedreht. Der Abstand zwischen dem Aluminiumzylinder und der Vakuumkammer beträgt etwa 1 cm bei eingestecktem R30-Stecker. Mit vier Schrauben wird er gleichmäßig angezogen, sodass der Abstand verschwindet. Dieses Verfahren wird vom Hersteller vorgegeben und übt einen ausreichenden Anpressdruck für eine sichere HV-Verbindung aus.

Die invertierte Geometrie erlaubt des Weiteren eine erhöhte Betriebssicherheit: Sofern der R30-Stecker wie beschrieben verbunden wurde, ist es nicht möglich – ohne dabei eine Flanschverbindung zu lösen und das Vakuum zu brechen oder einen Eingriff in die Hochspannungskaskade des HV-Netzteils durchzuführen – eine spannungsführende Stelle zu berühren.

Ein Nachteil ergibt sich daraus allerdings auch: Ohne einen großen mechanischen und elektrotechnischen Aufwand ist es nicht möglich, ein Strommessgerät in Serie zwischen HV-Netzteil und Quelle zu schalten. Damit ist die Stromrücklese auf die Auslese des Netzteils selbst beschränkt. In Verbindung mit einem 16-bit-ADC, einem Spannungsteiler von 10 V auf 5 V und einem Tiefpassfilter wurde ein Mikrocontroller⁸ mit den entsprechenden Pins an der Steuereinheit des Netzteils verbunden. Er kann alle 100 ms vom Kontrollsystem, siehe Abschnitt 5.3, ausgelesen werden und sendet dabei zwei über 32 Messungen gemittelte Werte für den Strom und die

³Friatec GmbH

⁴Kopfende: Legierung 1.3981, Spitze 1.3917

⁵Die Vorarbeiten für den Isolator wurden von J. Rosche und Dr. M. A. Dehn geleistet.

⁶Typ PNChp 200000-10, Fa. Heinzinger, $U_{\max} = -200$ kV, $I_{\max} = 10$ mA, $\Delta U/U = 10^{-5}$

⁷Kabeltyp C2236, Fa. High Voltage Products

⁸Typ Arduino Leonardo Ethernet, Fa. Arduino mit Adafruit ADS1115 16-bit-ADC, 1 bit ist für das Vorzeichen reserviert

Spannung zurück. Die Werte werden differentiell in Bezug zu der vom Netzteil bereitgestellten Referenzspannung gemessen. Die Auflösung dieser Schaltung beträgt etwa $10 \text{ mA}/32\,768 \approx 0,3 \mu\text{A}$.

Ein weiterer Nachteil des invertierten Designs ist, dass die Photokathode nicht gedreht werden kann, ohne dass hierfür ein weiterer Mechanismus im Inneren der Vakuumkammer vorgesehen ist. In der Regel wird die Photokathode mit einem leichten Versatz gegenüber dem elektrostatischen Zentrum mit Laserlicht beleuchtet, um die durch Ionen-Rückbombardement weniger abgenutzte aktive Fläche zu nutzen. Gleichzeitig kann dieser Versatz so gewählt werden, dass der negative Einfluss von Störmagnetfeldern abgeschwächt oder sogar vollständig kompensiert wird, siehe Anhang A.5. Das Design der PKA-Quellen erlaubt den Einsatz eines höhenverstell- und rotierbaren Manipulators. An dessen vakuumseitigem Ende ist der Fahrstuhl befestigt, der die Photokathode hält und – mit ausgeschalteter Hochspannung – atmosphärenseitig bedient werden kann [7, Abb. 2].

Bei der PKA bedingt die allerdings auch, dass die spannungsführenden Komponenten offen liegen und für die Betriebssicherheit durch einen Koronaschild sowie für die Personensicherheit durch einen geerdeten Metallkäfig eingehaust werden müssen. Beim invertierten Design entfallen diese platzinnehmenden Vorkehrungen.

3.2.2 Die vertikale Emissionsrichtung

Die Photokathode ist in der neuen Quelle so platziert, dass die Elektronen senkrecht nach unten emittiert und mittels eines Alphamagneten in die Beschleunigerebene umgelenkt werden. Dieses Prinzip findet auch in den PKAs Anwendung, während hingegen die JLab-Quelle horizontal emittiert.

Die Vorteile des horizontalen Designs sind offensichtlich: Die Elektronen bewegen sich direkt in der Beschleunigerebene und sind bei geschickter Ausrichtung der Gesamtkonstruktion weniger störenden Einflüssen wie z. B. dem Erdmagnetfeld⁹ ausgesetzt. Daneben erlaubt das horizontale Design eine noch kompaktere Strahlführung, weil z. B. auf den Alphamagnet verzichtet werden kann.

Aber es ergeben sich auch Nachteile: Für eine höchstmögliche Polarisation der Elektronen muss der Laser senkrecht auf die Photokathode auftreffen. Durch einen nicht-senkrechten Einschuss geht ein Teil der Zirkularpolarisation des Lasers für die Polarisation der Elektronen verloren. Aus diesem Grund ist eine Schikane in der Strahlführung nötig. Die Photokathode müsste zudem in horizontaler Richtung in der Kathode gehalten werden, was einen größeren konstruktiven Aufwand bedeutet. Beim Ausschleusen der Photokathode bedarf es aus Kompatibilitätsgründen eines Umgreifmechanismus zwischen der Quelle und dem existierenden Präparationssystem, siehe Abschnitt 3.3. Die Photokathoden werden in vertikaler Lage präpariert und müssten dazu erst aus der horizontalen in die vertikale Lage gedreht werden. In einer Ultrahochvakuum- und gleichzeitig Hochspannungsumgebung birgt jeder mechanische Aufwand einen möglichen Partikeleintrag, den es zu vermeiden gilt.

⁹In Deutschland beträgt das Erdmagnetfeld etwa $50 \mu\text{T}$ [45].

3 Die Hochspannungsquelle

Das vertikale Design wurde aus den folgenden Gründen vorgezogen: Der senkrechte Einschuss des Lasers auf die Photokathode ist hier einfacher zu realisieren, weil ein direkter Sichtkontakt durch ein Vakuumfenster unterhalb des Alphamagneten auf diese vorhanden ist. Die Photokathode befindet sich zudem bereits in der richtigen Ausgangsposition, um in einem Zug in die Präparationskammer transferiert werden zu können. Des Weiteren ist eine konusartige Passform in der Kathode vorgesehen, in der der Photokathodenhalter – der sogenannte *Puck* – durch Schwerkraft gehalten wird, ohne dass es eines aufwändigen Haltemechanismus bedarf¹⁰.

Beschleunigerphysikalisch betrachtet ist der praktischste Vorteil für das gewählte Design, dass die vertikale Ausrichtung eine fast vollständige *Zylindersymmetrie* erlaubt. Dies sorgt zum einen für ein ungestörtes und ebenfalls zylindersymmetrisches *E*-Feld im Bereich zwischen Kathode und Anode. Zum anderen schirmt es die Isolatoroberfläche von der Strahlführung ab. Aus Sicht der Fertigung erlaubt die Zylinderform außerdem eine einfachere mechanische Bearbeitung, die insbesondere bei der Hochglanzpolitur der Elektroden von Vorteil ist.

3.2.3 Die Kathode und Fahrstuhlmechanik

Die Kathode bildet zusammen mit dem Isolator das zentrale Element der Hochspannungsquelle. Das Grundgerüst ist ein ausgedrehter Zylinder mit einem Durchmesser von 140 mm, einer Höhe von 215 mm und einer Oberfläche von 1100 cm², siehe Abbildung 3.3 (links). Er besteht aus niederpermeablem Edelstahl 1.4429 ESU¹¹ und wiegt etwa 5,6 kg. Für den Zusammenbau wurde die Kathode aus drei Teilen gefertigt. Die Zylindersymmetrie wird neben den vernachlässigbar kleinen Durchgangslöchern für die Befestigungsschrauben durch drei weitere Öffnungen gebrochen, was allerdings keinen Einfluss auf das *E*-Feld im Kathoden-Anoden-Bereich hat:

Ein rechteckige Aussparung von circa 50 mm mal 70 mm dient zur Montage der inneren Komponenten und dem Schleusen der Photokathode. Alle Ränder und Ecken wurden mit einer Abrundung von 2 mm versehen, sodass keine spitz zulaufenden Kanten dem elektrischen Feld ausgesetzt sind.

Eine kreisrunde Öffnung mit einem Durchmesser von 25 mm befindet sich im rechten Winkel zum Montagefenster. Sie diente ursprünglich der Überprüfung, ob die Photokathode beim Ausschleusen richtig gegriffen wurde. Bei den bisherigen Schleusenvorgängen war dies allerdings nicht nötig. Stattdessen kann die Öffnung genutzt werden, um den Kathodenelektrodeninnenraum auszuleuchten.

Die dritte und kleinste Öffnung wird ebenfalls für das Schleusen benötigt. Sie bildet einen Teil der Achsenaufhängung für die horizontale Antriebswelle der *Fahrstuhlmechanik*, siehe Abbildung 3.4.

Ein mechanischer Abrieb in einem extrem reinen, ölfreien Ultrahochvakuumsystem führt zu einem Partikeleintrag, der sich auf einer dem elektrischen Feld aus-

¹⁰Zukünftige Kathodendesigns bedürfen aber eines in Hinblick auf Wärmeableitung optimierten Haltemechanismus.

¹¹In dem Elektroschlacke-Umschmelzverfahren (ESU) werden Stähle hoher Reinheit hergestellt. Die genaue Zusammensetzung des hier verwendeten Werkstoffs lautet: X2CrNiMoN17-13-3.

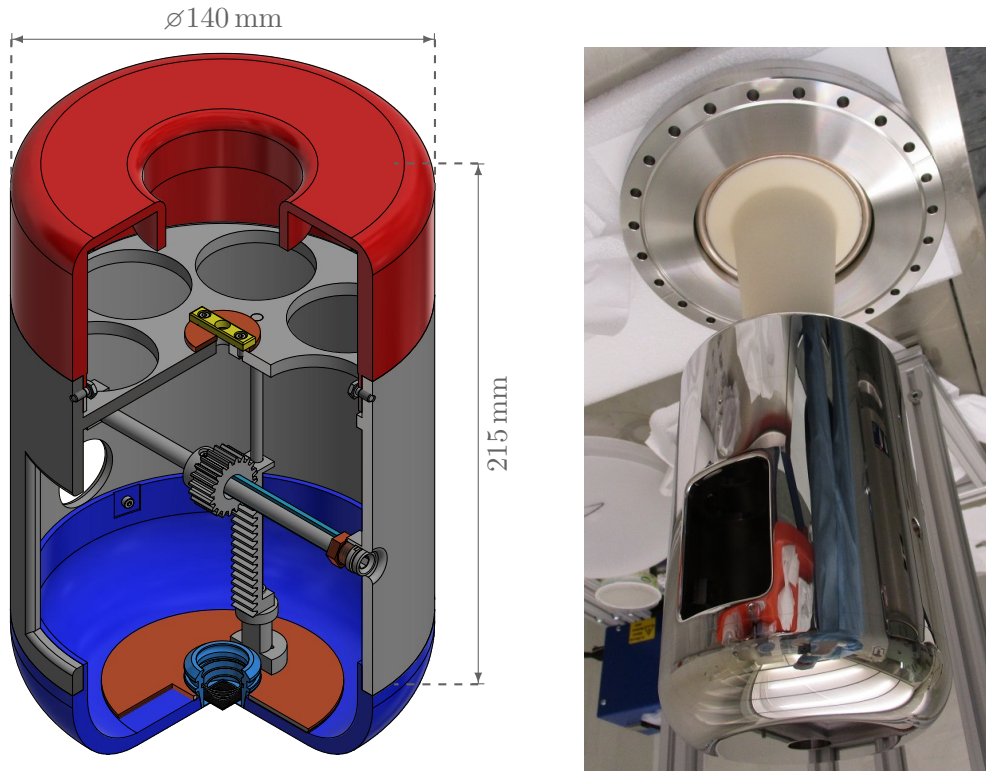


Abbildung 3.3: Links: Teilweise freigelegtes CAD-Modell der Kathode. Rechts: Montage im Reinraum. Foto der auf Hochglanz polierten und auf dem invertierten Isolator montierten Kathode.

gesetzten Oberfläche absetzen kann. Dies bildet eine Grundlage parasitärer Feldemission und muss auf das Nötigste beschränkt werden. In der Quelle gibt es zwei Mechanismen, die einen solchen Partikelabrieb erzeugen und auf die nicht verzichtet werden kann:

Für das Ein- und Ausschleusen einer Photokathode kommt das Prinzip des Fahrstuhls zum Einsatz. Um diesen zu steuern, werden zwei sogenannte *Manipulatoren*¹² benötigt. An der Spitze des ersten Manipulators ist ein gabelförmiger Greifer befestigt, der die Photokathode aufnimmt. Am Kopfende des zweiten Manipulators ist ein 4 mm-Kugelpfbit, der in die o. g. horizontale Welle greift und diese antreibt. Ein Zahnrad, das auf der Welle montiert ist, übersetzt die Rotationsbewegung des Manipulators in eine Translationsbewegung einer Zahnstange. An dieser ist über ein Verbindungsstück eine Kupferplatte befestigt, mit der die Photokathode nach oben oder unten gehoben werden kann. Das Zahnrad wurde aus Titan und die Zahnstange aus Edelstahl 1.4429 ESU gefertigt.

¹²Manipulatoren Edelstahlstäbe in einem UHV-tauglichen Gehäuse, die mit auf der Atmosphärenseite angebrachten Magneten um ihre Achse rotiert und entlang dieser bewegt werden können. Die Stäbe sind in Wälzlagern gelagert, um den Partikelabrieb möglichst gering zu halten.

3 Die Hochspannungsquelle

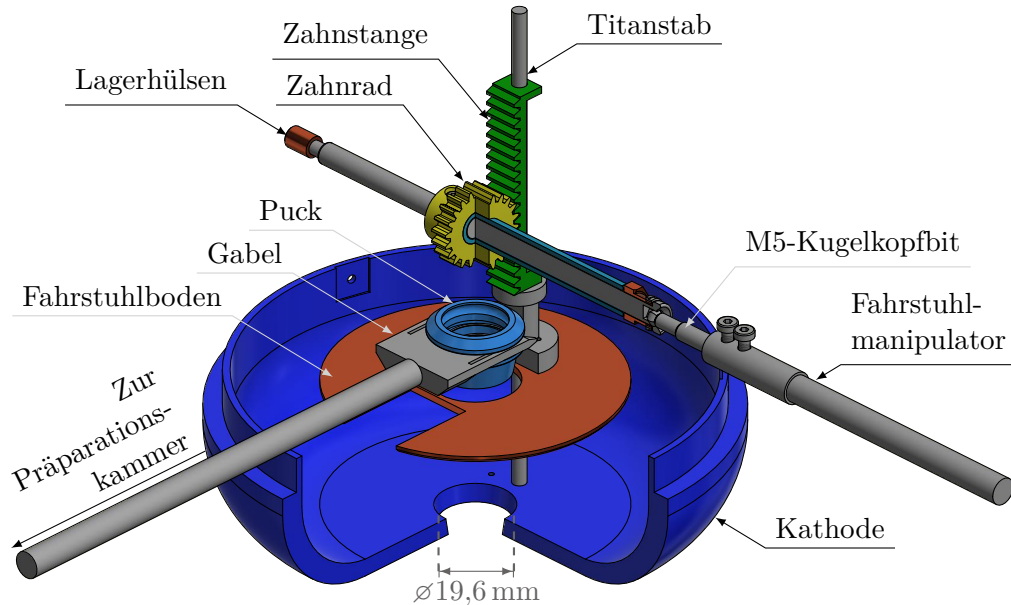


Abbildung 3.4: Teilweise freigelegtes CAD-Modell des Funktionsprinzips der Fahrstuhlmechanik für die Photokathodenextraktion. Der Kathodenkörper ist bis auf die nötigsten Teile ausgeblendet.

Auf die Materialpaarungen und das Spiel der Komponenten wurde besonders Wert gelegt, weil die Mechanik ohne Schmiermittel funktionieren muss und es nicht zu Kaltverschweißungen kommen darf: Die vertikale Fahrstuhlachse ist ein 4 mm Titan- und die horizontale Antriebsachse ein Edelstahlstab, in den ein Innensechskant erodiert wurde. In den Aufhängungspunkten sind Kupferhülsen eingelassen.

Die Komponenten des Fahrstuhls befinden sich im Inneren der Kathode und sind somit nicht dem elektrischen Feld ausgesetzt. In vertikaler Richtung ist der Kathodenkörper so hoch, dass die Photokathode um circa 50 mm für das Schleusen angehoben wird. Diese Höhe ergibt sich u. a. aus der äußeren Abrundung von 30 mm des unteren Teils des Kathodenkörpers, weil die Ecken des Zylinders hohen elektrischen Feldern ausgesetzt sind und sich die Anode in unmittelbarer Nähe befindet. Darin liegt auch begründet, warum bei diesem Quellendesign mit invertiertem Isolator kein externer Fahrstuhlmechanismus, wie er an den PKAs zum Einsatz kommt, genutzt werden kann. Es wäre ein CF200-Justagebalg mit eben mindestens diesem Hubweg von 50 mm nötig gewesen, was den kleinsten Abstand zwischen Kathode und der Vakuumkammer so stark verkleinern würde, dass die Forderung eines globalen elektrischen Felds von $< 10 \text{ MV m}^{-1}$ nicht erfüllt wäre.

Diese Anforderung bestimmt auch den Durchmesser der Kathode am Kopfende, das dem Isolator zugewandt ist. Für Abrundungen an den äußeren, oberen Ecken genügt ein Radius von 10 mm. Ein kleinerer Kathodendurchmesser oder eine größere Abrundung führen zu einer höheren Feldstärke in dieser Region, weil die

effektive Oberfläche, über die sich das elektrische Potential erstreckt, verkleinert wird. Außerdem muss die Kathode so hoch ragen, dass der sogenannte *Tripelpunkt* des Isolators, an dem Kathode, Isolator und Vakuum aufeinander treffen, im feldfreien Raum ist. Das Aufeinandertreffen von Metall, Isolator und Vakuum gilt als besonders anfällig für Hochspannungsdurchschläge, vergleiche dazu [52] und [53].

Das Äußere der Kathode wurde nach der Fertigung mit Schleifpapier poliert¹³. Die Körnung wurde von 340 über 600 auf 7000 erhöht. Letzteres entspricht einer Korngröße¹⁴ von etwa 4 μm . Bei jedem Schritt wurde die Polierrichtung mehrmals gewechselt und es musste mit großer Sorgfalt darauf geachtet werden, dabei keine neuen Kratzer oder Unebenheiten auf die Oberfläche zu bringen. Diese Sorgfalt musste beim Zusammenbau weitergeführt werden und gilt auch für die Anode.

3.2.4 Die Repelleranode

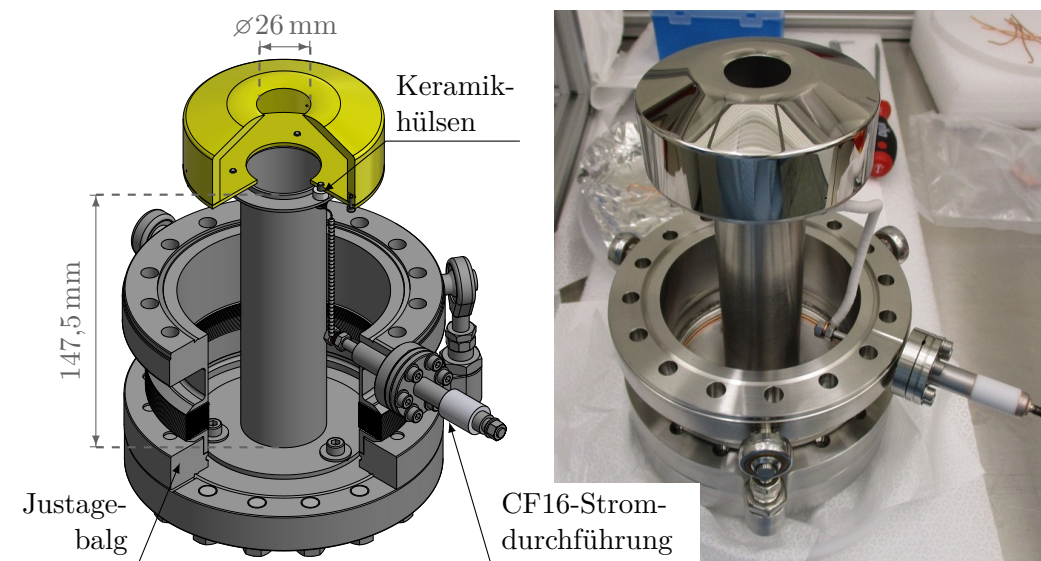


Abbildung 3.5: Links: Teilweise freigelegtes CAD-Modell der Anode. Der potentialfreie Anodenkopf ist in Gelb dargestellt. Er kann über die CF16-Stromdurchführung auf ein zusätzliches Potential gelegt oder über ein Strommessgerät mit der Masse verbunden werden. Rechts: Foto der Repelleranode.

Die Anode ist der Kathode mit einem minimalen Abstand von circa 35 mm am nächsten. Sie ist unter 20° plankonvex geformt, sodass die Anforderung eines Extraktionsfelds von 5 MV m^{-1} bei einer Betriebsspannung von 200 kV an der Pho-

¹³Dies geschah in gewissenhafter und langer Arbeit von Herrn Erhard Jung aus der feinmechanischen Werkstatt des Instituts.

¹⁴Die *Korngröße* errechnet sich aus 25,4 mm/Körnung.

3 Die Hochspannungsquelle

tokathodenoberfläche erfüllt wird. Der Anodenkopf misst eine Öffnung von 26 mm und einen äußeren Durchmesser von 96 mm. Er ist damit 4 mm kleiner als die Öffnung am Boden der Vakuumkammer. Dadurch konnte die Anode als separates Element beim Zusammenbau behandelt werden, was das Risiko, den auf Hochglanz polierten Anodenkopf zu beschädigen, verringerte. Der äußere Durchmesser musste wie im Fall der Kathode möglichst groß gehalten werden, damit die Felder an den Anodenrändern und damit an der Kathodenoberfläche so klein wie möglich blieben.

Der Anodenkopf ist mit 4 mm hohen Keramikabstandhaltern isoliert auf einem Edelstahlrohr verschraubt. Mit Hilfe eines Pikoamperemeters erlaubt dies das Messen von Feldemissionsströmen, die auf die Anode treffen können. Über eine CF16-Stromdurchführung ist der Anodenkopf elektrisch mit der Atmosphärenseite und das Edelstahlrohr über einen CF100-Justagebalg leitend mit der Vakuumkammer verbunden. Der Balg erlaubt eine Ausrichtung der Anode und das Verkürzen oder Verlängern des Kathoden-Anoden-Abstandes um ± 10 mm aus der Sollposition, die durch einen Abstand von 41 mm zwischen den sich gegenüberliegenden Seiten der Endflansche vorgegeben ist.

Der auch aus Edelstahl 1.4429 ESU gefertigte isolierte Anodenkopf hat einen weiteren Vorteil: An ihm kann ein zusätzliches Potential angelegt werden und damit dem Ionen-Rückbombardement entgegenwirken. Restgasatome, die im Bereich nach dem Kathoden-Anoden-Spalt durch den primären Elektronenstrahl oder Feldemission ionisiert werden, haben nur eine geringe Energie. Ein positives Potential von wenigen hundert Volt reicht aus, damit sie nicht zur negativ geladenen Kathode gezogen werden und auf die Photokathode treffen¹⁵. Dieses als *Repeller* bezeichnete Prinzip kommt aufgrund dieser Eigenschaft auch an anderen Photoemissionsquellen zum Einsatz [43].

3.2.5 Der modifizierte Puck und der GaAs-Kristall

Die GaAs-Photokathoden werden von einem 500 μm dicken *Wafer* von circa 50 mm Durchmesser abgespaltet und haben eine Fläche von circa $11 \times 11 \text{ mm}^2$. Das als *Bulk-GaAs* bezeichnete Material liegt als Einkristall mit der Vorzugsrichtung (100) und einer p-Dotierungsdichte mit Zinkatomen von $n_p = 1,6 - 3,9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ vor [105].

Das GaAs-Plättchen wird in einen zylindersymmetrischen Behälter aus Molybdän – den sogenannten *Puck* – gelegt und mit einer Feder aus Wolframdraht gehalten, siehe Abbildung 3.6. Dieses Prinzip kommt an allen Photoemissionsquellen des Instituts zum Einsatz und wird für das Ein- und Ausschleusen aus der Quelle in die Präparationskammer, siehe Abschnitt 3.3, benötigt.

Der Puck hat eine äußere Konusform, die sicherstellt, dass er passend in der Kathode sitzt und eine flächenmäßig große Anbindung besitzt. Die Pucks der PKAs haben einen weiteren Konus an der Unterseite. Dieser formt das elektrische Feld an der Photokathodenoberfläche so, dass die Elektronen fokussiert werden, wenn sie den Kristall verlassen. Auf diesen Innenkonus musste bei den modifizierten Pucks

¹⁵Im Gegensatz dazu erzeugen Feldemissionselektronen beim Auftreffen auf die Kammerwände noch zusätzlich neutrale Atome, die ungehindert zur Kathode strömen können.

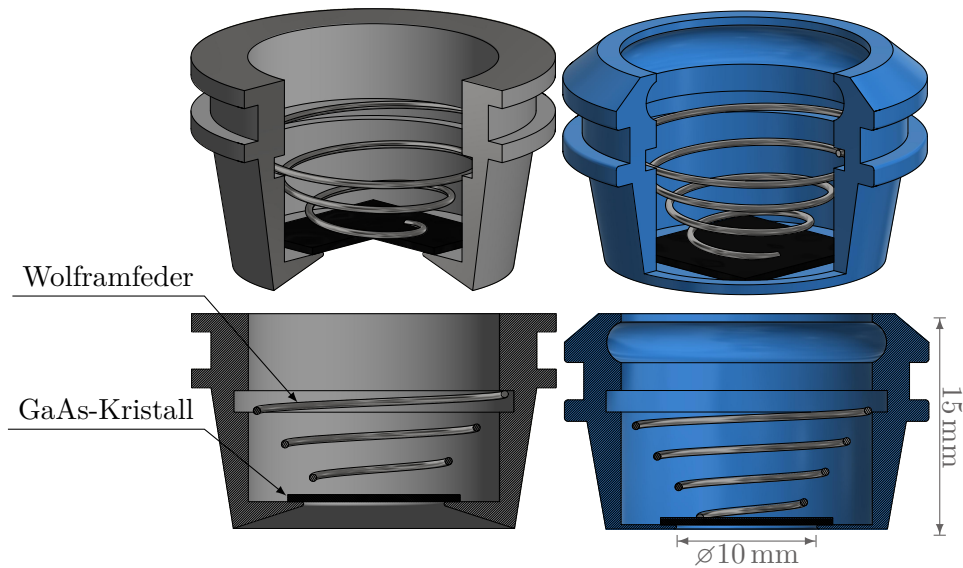


Abbildung 3.6: Teilweise freigelegte CAD-Modelle der Pucks. Links: Das originale Design bei der PKA mit fokussierendem Öffnungswinkel. Rechts: Angepasstes, flaches Puckdesign für STEAM.

der STEAM verzichtet werden. Dies war ein Kompromiss, der zu Gunsten des Ziel-felds von 5 MV m^{-1} an der Photokathodenoberfläche getroffen wurde. Aufgrund der fehlenden Fokussierung verlässt der Strahl die Quelle divergenter als beim PKA-Design, was allerdings elektronenoptisch unter Kontrolle gebracht werden kann. Der Kathoden-Anoden-Abstand von STEAM beträgt $36,6 \text{ mm}$ und hätte bei dem originalen Puckdesign so weit verkleinert werden müssen, dass die Randfelder der Kathode 10 MV m^{-1} überschreiten. Besonders im Kathoden-Anoden-Bereich müssen diese so niedrig wie möglich gehalten werden.

Das neue Puckdesign sieht zwei weitere Änderungen vor, die in Abbildung 3.6 rechts eingezeichnet sind, aber nicht bei STEAM zum Einsatz kommen. Sie sollen hier kurz erwähnt werden. Eine Fase an der Oberseite erlaubt es, den Puck mit einem Federmechanismus in die Konusform der Kathode zu pressen und damit die thermische Leitfähigkeit zu erhöhen. Eine gute Wärmeableitung ist eine essentielle Anforderung, wenn es um die Verlängerung der Lebensdauer einer Photokathode geht, siehe Abschnitt 2.4.6.

Die zweite Änderung ist eine weitere Aussparung an der Innenseite des Pucks. Im Rahmen der BMBF-Verbundprojekte *Photocathode Research For High Brightness Electron Beams* (PCHB) und *Hochbrillante Photoinduzierte Hochfrequenz-Elektronenquellen* (HOPE) [42] wurde u. a. die Möglichkeit eruiert, die GaAs-Photokathoden des Instituts mit anderen Elektronenquellen wie den supraleitenden Hochfrequenzelektronenquellen der Helmholtz-Zentren Dresden-Rossendorf und Berlin zu tauschen. Die genannte Aussparung erlaubt es, die kleineren Pucks der Projektpartner in die PKA-Pucks einzusetzen und in die Quellen einzuschleusen.

3.2.6 Die Vakuumkammer und Vakuumerzeugung

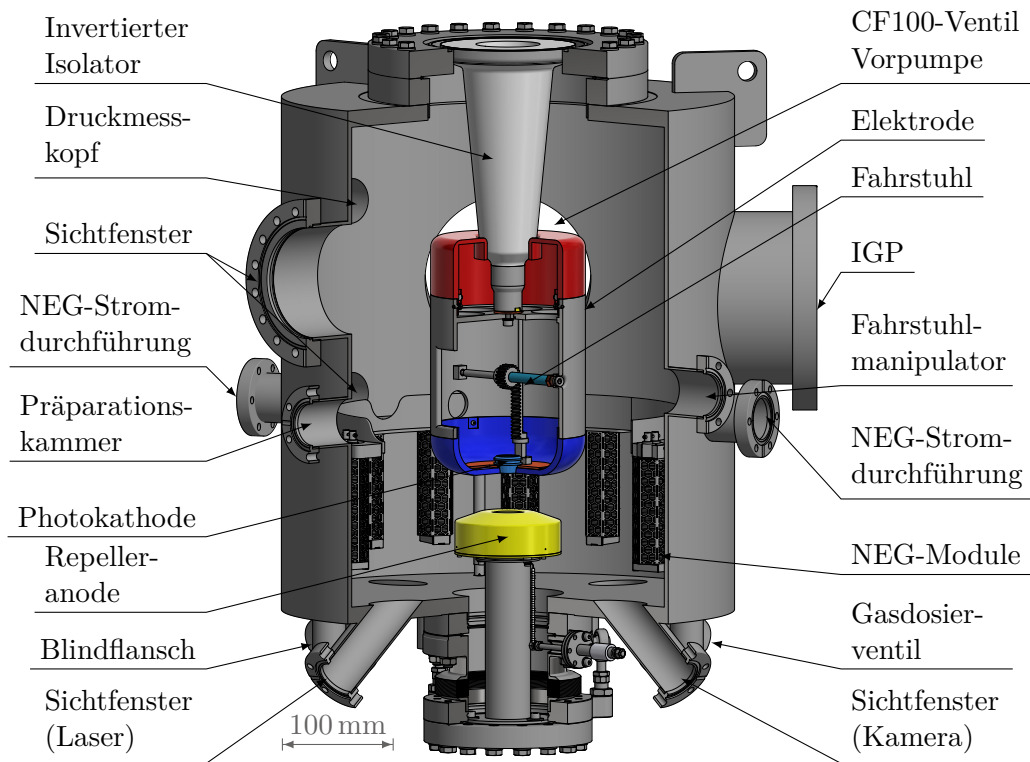


Abbildung 3.7: Teilweise freigelegtes CAD-Modell der Quellenvakuumkammer mit Isolator, Kathode, Anode und NEG-Modulen.

Die Vakuumkammer ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 410 mm und einer Höhe von 466 mm, siehe Abbildung 3.7. Sie wurde aus Edelstahl 1.4404 mit CF-Flanschen aus 1.4429 ESU gefertigt. Die Seitenwandstärke beträgt 5 mm und der Deckel und Boden sind jeweils 10 mm dick. Sie wiegt fast 60 kg und hat zusammen mit den Stützen für die Peripherie eine innere Oberfläche von circa 8800 cm².

Basierend auf dem verbesserten Vakuumsystem der PKA2 des Instituts, kommt für die UHV-Erzeugung eine Kombination aus Ionengetterpumpe (IGP) und nicht verdampfbares Gettermaterial (NEG) zum Einsatz: Zweimal sieben NEG-Module¹⁶ verteilen sich äquidistant auf zwei halbkreisförmigen Edelstahlhalterungen im Inneren der Quelle und umschließen den Kathoden-Anoden-Spalt. Je sieben der eingebauten Heizelemente sind in Serie geschaltet und an zwei Stromdurchführungen angeschlossen. Diese Verbindungen sind mit einem Blech gegenüber der Hochspannung abgeschirmt. Die Module haben ein Saugvermögen von insgesamt 5600 L s⁻¹ für H₂, welches das Restgasspektrum dominiert. Dieses große Saugvermögen im Verhältnis zur kompakten Baugröße ist nicht der einzige Vorteil, der für den Einsatz

¹⁶Typ CapaciTorr D 400-2, Fa. SAES Getters, Gettermaterial: Zr-V-Fe

von NEG-Modulen spricht. Nach der Aktivierung bei 450 °C benötigen die Module in dem erreichten Vakuumbereich i. d. R. keine erneute Aktivierung innerhalb der Betriebszeit der Quelle. Außerdem braucht dieser Pumpentyp kein Magnetfeld, das die Elektronenoptik der Quelle stören könnte.

Die NEG-Module können allerdings keine inerten Gase pumpen. Aus diesem Grund ist an einem der beiden CF160-Flansche eine 150 L s⁻¹-IGP¹⁷ mit der Kammer verbunden. Diese Pumpenart kann auch die inerten Gase wie z. B. Argon und Methan pumpen. In der IGP werden die Restgasatome durch Elektronenbeschuss ionisiert und auf einer titanbeschichteten Oberfläche adsorbiert. Der Ionisationsprozess wird durch ein Magnetfeld verstärkt, das die Weglänge der Elektronen erheblich verlängert und damit die Ionisationsausbeute erhöht. Die Photokathode soll diese Zündladungen nicht sehen, und um den störenden Einfluss der Randfelder des IGP-Magnetfelds auf den Elektronenstrahl der Quelle zu verringern, wurde die Pumpe über einen 90°-Winkel an die Kammer geflanscht. Das Photokathodenzentrum befindet sich mit einer geringen Höhendifferenz von 6 mm fast auf der gleichen Ebene wie die Öffnung der IGP. In horizontaler Richtung sind die Distanzen $\Delta x = \Delta y = 306$ mm. Das Streumagnetfeld wurde an einer baugleichen Pumpe vermessen¹⁸ und auf das hier verwendete Koordinatensystem, vergleiche Abbildung 5.1, übertragen:

$$\mathbf{B}_{\text{IGP}} = \begin{pmatrix} -54 \pm 10 \\ -8 \pm 10 \\ 9 \pm 10 \end{pmatrix} \mu\text{T} \quad \mathbf{B}_{\text{Erde}} = \begin{pmatrix} -5 \pm 2 \\ 17 \pm 2 \\ 33 \pm 2 \end{pmatrix} \mu\text{T} \quad (3.4)$$

Die Korrekturmagnete der Niederenergiestrahlführung können den durch die Störfelder bewirkten Strahlversatz und -winkel kompensieren, allerdings führen Einflüsse wie z. B. die Multipolterme solcher Magnete zu einer Verzerrung des Phasenraums und insbesondere zum RMS-Emittanzwachstum. In [47] werden Korrekturmagnete mit optimierten Geometrien vorgestellt, die den nichtlinearen Anteil stark reduzieren. Außerdem werden beim Wiederaufbau der STEAM die Störfelder durch geeignete Abschirmkästen aus Mu-Metall reduziert.

An dem zweiten CF160-Flansch der Vakuumkammer ist ein Adapterstück und ein CF100-Ganzmetallventil angebracht. Über dieses fand die Vorvakuumherzeugung mittels einer Turbomolekular- mit vorgeschalteter Scrollpumpe statt. Anschließend wurde das System für 300 h bei einer mittleren Temperatur von 220 °C ausgeheizt¹⁹. Vor dem Abkühlen auf Raumtemperatur wurde bei einer Temperatur von 100 °C

¹⁷Typ VacIon Plus 150 Noble Diode, Fa. Agilent

¹⁸Das Magnetfeld wurde mit einer transversalen Hallsonde (Typ HMMT-6J02-VR, Fa. Lakeshore) vermessen. Die Superposition aus weiteren Störfeldern und dem Erdmagnetfeld wurde mit ausreichendem Abstand zur IGP aufgezeichnet und von den gemessenen Werten abgezogen. Der Fehler der Messung wird mit ± 10 μT abgeschätzt und ist der ungenauen Positionierung der aktiven Fläche der Hallsonde relativ zur IGP und ihrer Orientierung geschuldet. Für die Messung des Erdmagnetfelds in der Experimentierhalle kann der Fehler deutlich kleiner abgeschätzt werden.

¹⁹Es kam ein Ausheizzelt mit Heizlüftern zum Einsatz, deren Temperatur von 240 °C nicht überschritten werden durfte, weil sie sonst abschalten. Die Peripherie wurde gleichzeitig mit Heizmanschetten und -bändern ausgeheizt.

3 Die Hochspannungsquelle

die IGP zum Entgasen mehrfach an- und ausgeschaltet und die NEG-Module aktiviert²⁰.

Der erreichte Druck der Quelle beträgt bei geschlossenen Ventilen $5 \cdot 10^{-12}$ mbar. Unter der Annahme eines vernachlässigbar kleinen Strömungswiderstands, eines Gesamtsaugvermögens von 5750 L s^{-1} und einer Gesamtinnenoberfläche von circa 10^4 cm^2 entspricht dies einer Ausgasrate von etwa $3 \cdot 10^{-12} \text{ mbar L cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Das steht in sehr guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen [83], [103] und [112].

Für das Messen des Drucks in diesem Bereich muss ein Heißkathodenmesskopf verwendet werden [110]: Ein Heizfilament, das auf einem Potential von wenigen 100 V liegt, emittiert Elektronen auf ein Gitter eines noch etwas höheren Potentials. Dabei ionisieren die Elektronen Restgasatome, die auf eine Kollektorkathode mit einem Potential 0 V gezogen werden. Der Kollektorstrom wird dann in einen Druck umgerechnet. Die Elektronen können allerdings beim Auftreffen auf das Gitter *weiche Röntgenstrahlung* γ_{wR} hervorrufen, die auf den Kollektor treffen und dort Photoelektronen auslösen können. Des Weiteren führt das Auftreffen der Filamentelektronen zur Gasdesorption von Molekülen auf der Oberfläche des Gitters. Dies wird als *Electron-stimulated Desorption* (ESD) bezeichnet. Beide Effekte führen zu einem zusätzlichen Kollektorstrom und begrenzen die Messung des Vakuums.

Der bei STEAM verwendete Heißkathodenmesskopf²¹ kann den Einfluss der weichen Röntgenstrahlung verringern und den ESD-Effekt sogar ganz unterdrücken. Beim sogenannten *Bent Belt-Beam*-Verfahren werden die Restgasionen auf dem Weg vom Gitter zum Kollektor auf eine 240° -Trajektorie abgelenkt, siehe Abbildung 3.8. Die durch ESD freigesetzten Ionen werden dadurch komplett unterdrückt [106].

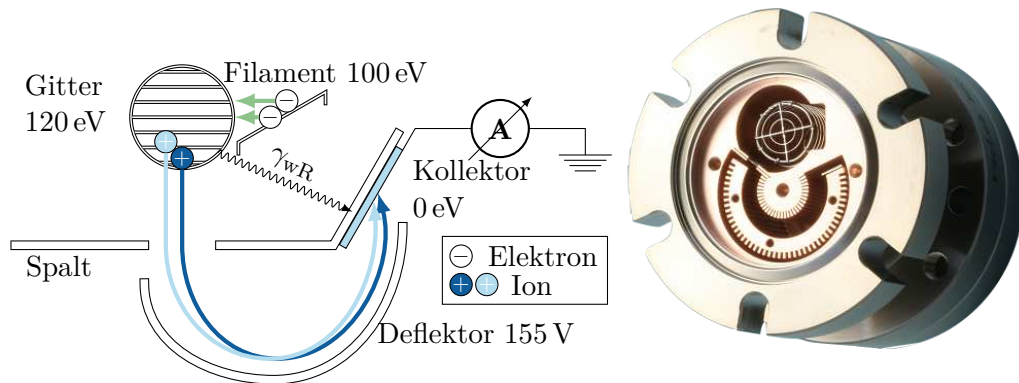


Abbildung 3.8: Skizze des Bent Belt-Beam-Verfahrens und Foto des Druckmesskopfs, angepasst aus [102].

²⁰Die NEG-Module wurden zum Aktivieren mit 5,45 A für 1 h bestromt.

²¹Typ 3BG-03, Fa. VacLab

3.2.7 Peripherie

Für das Betreiben der Fahrstuhlmechanik muss es möglich sein, in die Kammer hineinzuschauen. Ein CF100-Fenster befindet sich zu diesem Zweck an der Vorderseite der Quelle. Durch ein weiteres CF40-Fenster, das seitlich angeflanscht ist, wird der Fahrstuhl beleuchtet. Die Beleuchtung wird nur für den Schleusenvorgang eingeschaltet und, solange sich eine Photokathode in der Quelle befindet, bleibt sie aus. Im Allgemeinen muss jedes Störlicht vermieden werden, weil es zu unkontrollierter Photoemission führen kann.

Zwei CF40-Fenster befinden sich an den Stützen, die unter 40° am Boden der Kammer positioniert sind. Aus dieser Position kann der Laserstrahl für Hochstromexperimente seitlich durch ein Vakuumschauglas auf die Photokathode gelenkt werden. Für den spinpolarisierten Betrieb im Beschleuniger erfolgt die Einstrahlung senkrecht von unten durch ein Fenster in der Niederenergiestrahlführung. Mit einer Kamera, die am zweiten Stützen angebracht ist, kann der Laserspot kontrolliert werden. Alle Fenster sind mit Indiumzinnoxid (ITO) beschichtet, damit sie sich im elektrischen Feld der Quelle nicht aufladen, was zu Überschlägen führen würde.

Ein Ganzmetall-Feindosierventil ist an einem der Stützen am Boden befestigt. Es kann für das Konditionieren bei hoher Betriebsspannung mit Edelgas genutzt werden.

3.2.8 Zusammenbau im Reinraum

Der Zusammenbau der Quelle fand in einem mobilen Reinraum der Reinraumklasse 4 statt. Ein Beispielprotokoll des dort aufgebauten Partikelzählers²² ist in Tabelle 3.1 für die Messdauer von einer Stunde dargestellt. Es zeigt sich im Vergleich mit der ISO-Norm [14], dass trotz der vorsichtigen Arbeitsweise ein ungewollter Partikeleintrag nicht vollständig verhindert werden konnte. Dies ist dem Umstand geschuldet, dass sich in demselben Reinraum das Ultraschallbad zum Reinigen der Teile sowie eine Stickstoffionendruckpistole²³ für die Trocknung befand. Der Reinraum wurde regelmäßig gereinigt, stand aber in einem Labor, dessen Boden nicht partikelarm war²⁴. Der Partikelzähler detektierte deshalb u. a. die durch den Einsatz der Stickstoffionendruckpistole vom Boden aufgewirbelten Partikel.

Jede Komponente wurde vor dem Zusammenbau in einem Ultraschallbad gereinigt. Der Reinigungsvorgang betrug circa 13 min in dem auf 50 °C vorgeheizten VE-Wasserbad, das mit 3% des Reinigungsmittels *Tickopur* gemischt war. Anschließend wurden die Komponenten mit frischem VE-Wasser ausgespült und mit der Stickstoffionendruckpistole trocken geblasen. Insbesondere bei den Öffnungen von sehr kleinen Schraubverbindungen ist dies wichtig, weil dort die Restflüssigkeit oft nicht vollständig verdunsten kann. Vor dem Reinigen der auf Hochglanz

²²Typ AeroTrak APC 9310-02, Fa. TSI

²³Typ AirForce, Fa. SIMCO-ION

²⁴In einem Reinraum dieser Klasse besteht der Boden oft aus einem Gitter, durch das die nach unten fallenden Partikel hindurchfallen und dadurch nicht mehr aufgewirbelt werden können.

Partikelgröße in μm	Partikelzahl in m^{-3}	Höchstwerte in m^{-3} gemäß ISO 14644-1
0,3	327	1020
0,5	244	352
1	135	83
3	15	0
5	2	0
10	0	0

Tabelle 3.1: Eine exemplarische Messung der Partikel, die während des Arbeitens an der Quelle im Reinraum entstanden sind. Die Messdauer betrug eine Stunde. Im Vergleich dazu sind die zulässigen Höchstwerte für die Reinraumklasse 4 aus [14] aufgeführt.

polierten Elektroden wurde das Wasser komplett getauscht, damit sie nicht durch Verunreinigungen verkratzt werden. Die Reinigungsprozedur und der Aufbau im Reinraum wurden ebenfalls für die Präparationskammer genutzt.

3.2.9 Aufbau und Ausrichtung der Quelle

Schon vor dem Zusammenbau wurde auf einem Fräsmaschinentisch der feinmechanischen Werkstatt des Instituts die Unterseite des invertierten Isolators in Bezug zu seinem CF200-Flansch vermessen und keine nennenswerten Unebenheiten festgestellt. Das bedeutet, dass die Unterseite als koplanar angenommen werden konnte, und es genügte die Quelle auf dem eigenen Gestell auszurichten²⁵.

Nach dem Zusammenbau fand der Transport der evakuierten Quelle in die MESA-Experimentierhalle 3 statt, wo auch der Aufbau der Niederenergiestrahlführung MELBA stattfand. Dort wurde sie in etwa 3 m Höhe auf eine Plattform gehoben. Für die Ausrichtung der Quelle wurde ein *Justagepuck* eingeschleust, dessen Äußeres dem Puck aus Abbildung 3.6 rechts gleicht und in dessen Unterseite ein Fadenkreuz gefräst war, siehe mittlere Abbildung 3.9. Ein sich selbst-justierender Baulaser²⁶ wurde auf eine zuvor platzierte Bodenmarke²⁷ gestellt, die die vertikale Ausrichtung der MELBA vorgibt. Durch ein CF40-Fenster, das unterhalb des Quellenventils montiert war, wurde der Justagelaser auf das Fadenkreuz fokussiert und mittels einer Kamera überprüft. Die Quelle wurde anschließend anhand der Lote zweier Maschinenwasserwaagen und anhand des Laserflecks auf dem Justagepuck ausgerichtet. Abbildung 3.9 illustriert diesen Vorgang.

²⁵Die Standard-Fertigungsgenauigkeit, die die Unebenheit zwischen Isolator und Quellenkammer bestimmt, liegt in der Regel im mittleren Mikrometerbereich und kann gegenüber den Ungenauigkeiten, die beim Justieren auftreten, vernachlässigt werden.

²⁶Typ BL 100 VHR, Fa. Bosch

²⁷Die Bodenmarke befand sich etwa 3 m unterhalb der Quelle. Der Baulaser besaß sieben vom Hersteller vorgegebene Zentriermarkierungen auf seiner Unterseite, die es ermöglichten, ihn mittels zwei rechtwinkliger Hilfslinien in der x - y -Ebene auf etwa ± 2 mm genau zu positionieren.

Wie zuvor erwähnt ist der Kathoden-Anoden-Abstand von 36,6 mm gegeben, wenn der Justagebalg der Anode in seiner Mittelstellung ist, d. h. wenn der innere Abstand zwischen dessen Flanschen 41 mm beträgt.

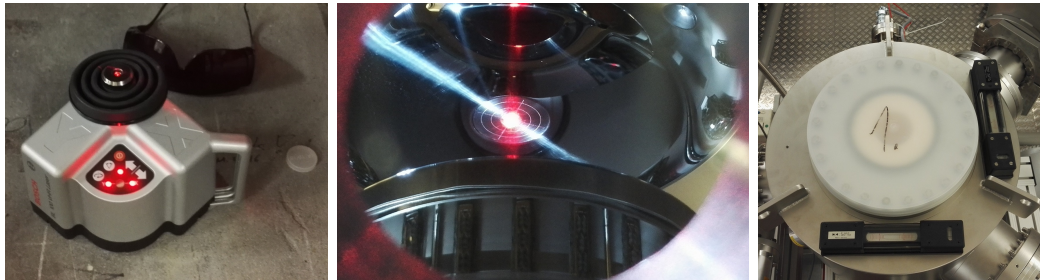


Abbildung 3.9: Fotos während der Justage der Quelle. Links: Baulaser unterhalb der vertikalen Strahlführung. Mitte: Blick auf den Justagepuck in der Quelle. Rechts: Zwei Maschinenwasserwaagen auf der STEAM.

3.3 Die Präparationskammer

Die Präparationskammer ist für den sicheren und zuverlässigen Quellenbetrieb unerlässlich und soll daher als wichtiger Bestandteil der Quelle aufgeführt werden. Das Konzept einer dedizierten Präparationskammer, die direkt über ein Ganzmetallventil mit der Quelle verbunden ist, wurde in der Arbeit von Nachtigall [71] am Institut für die MAMI-Quelle PKA1 [7] eingeführt. Dieses als *load-lock* bezeichnete Prinzip bringt Vorteile mit sich, die den zusätzlichen Aufwand einer zweiten Ultrahochvakuumapparatur rechtfertigen [71, S. 31f]:

- Das Load-Lock-Prinzip verbessert die Betriebssicherheit, weil keine austrittsarbeitabsenkenden Cäsiumpartikel in die Quellenkammer gelangen. Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit für Feldemission.
- Es erhöht des Weiteren die Flexibilität und Betriebszeit, weil zum Einbringen neuer oder zum Reaktivieren alter Photokathoden das Vakuum nicht gebrochen werden muss. Dieser Aspekt verlängert zudem auch die Betriebszeit²⁸.
- Zum Reinigen der Photokathoden werden sie auf mehrere hundert Grad Celsius erhitzt. Das niedrige Quellenvakuum würde sich dabei erheblich verschlechtern und eine längere Zeit für das erneute Erreichen des niedrigen Basisdrucks benötigen. Auch dies wird durch die Präparationskammer verhindert.

3 Die Hochspannungsquelle

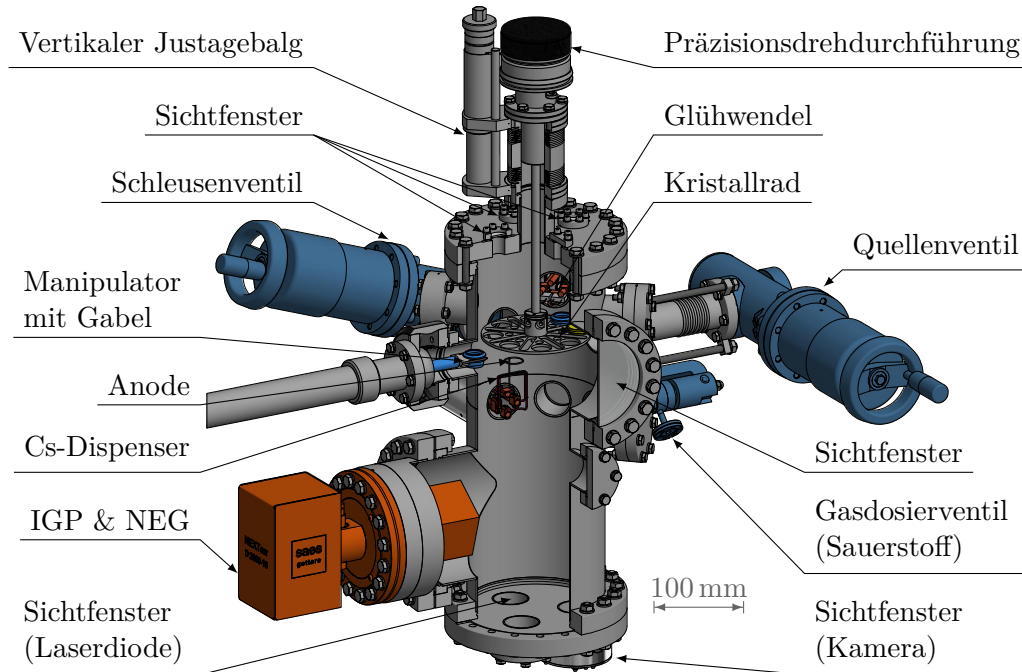


Abbildung 3.10: CAD-Modell der Präparationskammer

3.3.1 Das Design der Präparationskammer

Abbildung 3.10 zeigt das CAD-Modell der Präparationskammer, wie sie für die Quelle aufgebaut wurde. Das Design wurde nach dem Vorbild von Nachtigall [71] über die Zeit hinweg für die Herstellung von K_2CsSb -Photokathoden angepasst [15]. Wie auch in der Quellenkammer wurden nur ausheizbare Materialien wie Kupfer, Keramiken (Aluminiumoxidverbindungen) und Edelstahl verbaut, um den Ultrahochvakuumbereich zu erreichen.

Die Präparationsvakuumkammer besteht aus drei Teilen: der Hauptkammer, einem Deckel- und einem Bodenflansch. Sie ist aus Edelstahl 1.4404 und die Flansche aus 1.4429 ESU gefertigt und von innen und außen elektropoliert. Die Erzeugung des Ultrahochvakuums erfolgt durch eine IGP-NEG-Kombination²⁹, die über ein Adapterstück an dem CF160-Flansch nahe dem Boden der Kammer angebracht ist. Der Basisdruck³⁰ in der Präparationskammer ist $\leq 1 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Der in Abschnitt 3.2.5 beschriebene Puck, in dem der GaAs-Kristall gelagert ist, wird in die Präparationskammer eingeschleust und kann dort im *Kristallrad* abgesetzt werden. Dieses ist mit einer 360°-Präzisionsdrehdurchführung³¹ und einem

²⁸Wie in 3.2.6 beschrieben, dauert bereits das Ausheizen der Quellenkammer etwa 14 Tage.

²⁹Typ NexTorr D1000-10, Fa. SAES Getters

³⁰Dies stellt die untere Nachweis- und Darstellungsgrenze des IGP-Netzgerätes da; es ist kein zusätzlicher Druckmesskopf an der Kammer angebracht.

³¹Typ ZMRD91, Fa. Vacgen

vertikal verstellbaren Membranbalg³² verbunden. Die Pucks können zum Ausheizen, Präparieren oder für den Transfer in die Quellenkammer an verschiedene Positionen bewegt werden, ohne das Vakuum zu brechen. Das Kristallrad bietet Platz für bis zu sieben Kathoden. Der achte Platz ist mit einer *Präparationsmaske* belegt, deren Zweck im folgenden Abschnitt erklärt wird.

3.3.2 Vorbereitungen für die Präparation

Für die Herstellung einer Photokathode wird der Molybdänpuck, vgl. Abbildung 3.6, nach der Fertigung im Ultraschallbad gereinigt und bei 900 °C ausgeheizt. Der $11 \times 11 \text{ mm}^2$ große GaAs-Kristall, siehe Abschnitt 3.2.5, wird in den abgekühlten Puck gelegt und mit einer Wolframfeder fixiert. Der Puck wird dann in eine Schleuse gebracht, die an die Präparationskammer angeflanscht ist. Die Schleusenkammer wird evakuiert und ausgeheizt, bevor das Ventil zur Präparationskammer geöffnet und ein Manipulator den Puck auf das Kristallrad transferiert.

3.3.3 Der Präparationsprozess

Wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben wird der GaAs-Kristall in der Präparationskammer mit Cäsium und Sauerstoff bedampft, um den Zustand der negativen Elektronenaffinität an der Oberfläche herzustellen.

Für den Präparationsvorgang wird der Puck zuerst unter eine Glühwendel gedreht und auf einen Abstand von circa 25 mm zur Kristalloberfläche angehoben³³. Bei einer Ausheiztemperatur von circa 550 °C werden dort alle Unreinheiten entfernt. Die Kontamination der Oberfläche des Kristalls durch den möglichen Eintrag der Atome aus der Glühemission wird dadurch unterbunden, dass der Kristall mit der Rückseite zur Glühwendel ausgerichtet ist. Die Ausheiz- und Abkühlzeit des Kristalls beträgt jeweils circa 45 min.

Nach dem Abkühlen wird der Kristall in die Präparationsmaske eingelegt. Sie begrenzt die bedampfte Fläche auf einen Durchmesser von 3 mm. Streulicht in der Quelle – ausgelöst z. B. durch Reflexionen des Laserhalos an den Hochglanzelektroden –, das auf die Photokathode fällt, führt zu einer unkontrollierten Emission und Strahlverlusten, wie in [3, S. 57f] gezeigt. Die Präparation mit Maske reduziert diese Verluste erheblich. Der präparierte Bereich wird als *aktive Fläche* bezeichnet.

Die Photokathode wird zusammen mit der Maske anschließend über die Cäsiumdispenser gedreht. Abbildung 3.11 soll den NEA-Aktivierungsprozess anhand eines Schemas verdeutlichen. Das Licht einer abgeschwächten Laserdiode wird durch die Öffnung der Maske auf die Photokathode fokussiert. Während der Bedampfung mit Cäsium und Sauerstoff werden die Photoemissionselektronen von einer Ringanode abgesaugt und der Strom über ein Pikoamperemeter vom Typ *RIESLiNG*³⁴ gemes-

³²Typ ZLTM50, Fa. Vacgen

³³Das ist die kleinstmögliche Distanz, bei der der vertikale Membranbalg voll ausgefahren ist.

³⁴Das *Rückleseinstrument für Elektronenströme linear in Nanoampere-Genauigkeit* (RIES-LiNG) [20] hatte zum Zeitpunkt der Arbeit bereits eine Auflösung im Pikoampere-Bereich. Der Name ist historisch gewachsen.

3 Die Hochspannungsquelle

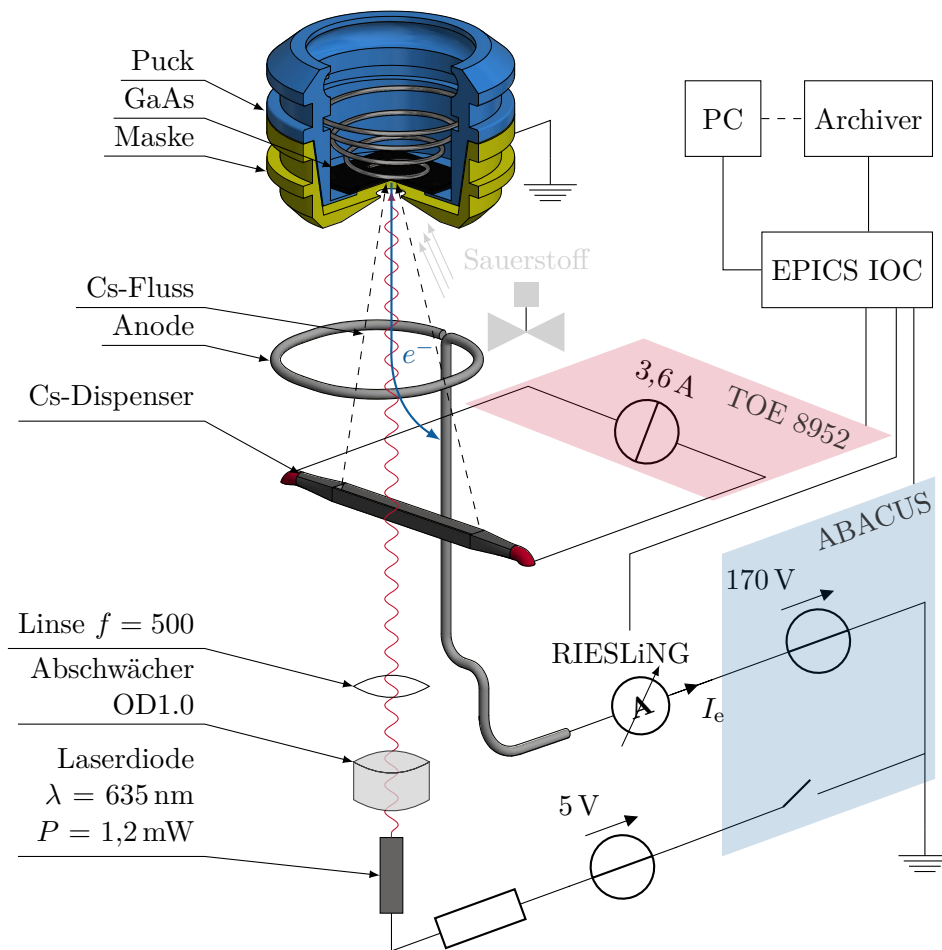


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des NEA-Aktivierungsprozesses. Der Puck mit dem GaAs-Kristall liegt in der Präparationsmaske. Eine Laserdiode beleuchtet die aktive Fläche mit einem Durchmesser von 3 mm. Der Photoemissionsstrom wird über einen Anodendraht aufgefangen und mit dem Pikoamperemeter RIESLiNG gemessen. Der Sauerstoff wird über ein Handventil in die Präparationskammer eingelassen und händisch über die Druckanzeige geregelt. Der Strom durch die Cäsiumdispenser, das Anodenpotential und das Schalten der Laserdiode können über einen EPICS Input-Output-Controller ferngesteuert werden.

sen. Das Potential der Anode beträgt +170 V und wird von einem Hochspannungsmodul³⁵ bereitgestellt, das über einen *Arduinio Based Control UnitS* (ABACUS) ferngesteuert werden kann.

Die Leistung der 635 nm-Laserdiode beträgt auf der Photokathode etwa 120 μ W, berechnet aus dem Mittelwert zwischen ein- und austretender Leistung. Sie kann über den ABACUS ein- und ausgeschaltet werden. Auch der Strom³⁶ durch den Cäsiumdispenser kann ferngesteuert werden, sodass das Kontrollsystem EPICS, siehe Abschnitt 5.3, alle relevanten Größen während der Präparation erfassen kann. Eine Ausnahme bildet allerdings die Sauerstoffzufuhr. Sie wird anhand der IGP-Druckanzeige über ein handbetriebenes Gasdosierventil geregelt. Dabei ist es wichtig, ein gutes Verhältnis aus Cäsium- und Sauerstofffluss zu finden, bei dem eine möglichst hohe Quanteneffizienz erreicht wird.

Abbildung 3.12 zeigt die Unterschiede der einzelnen Präparationen, die während dieser Arbeit an ein und demselben GaAs-Kristall durchgeführt wurden.

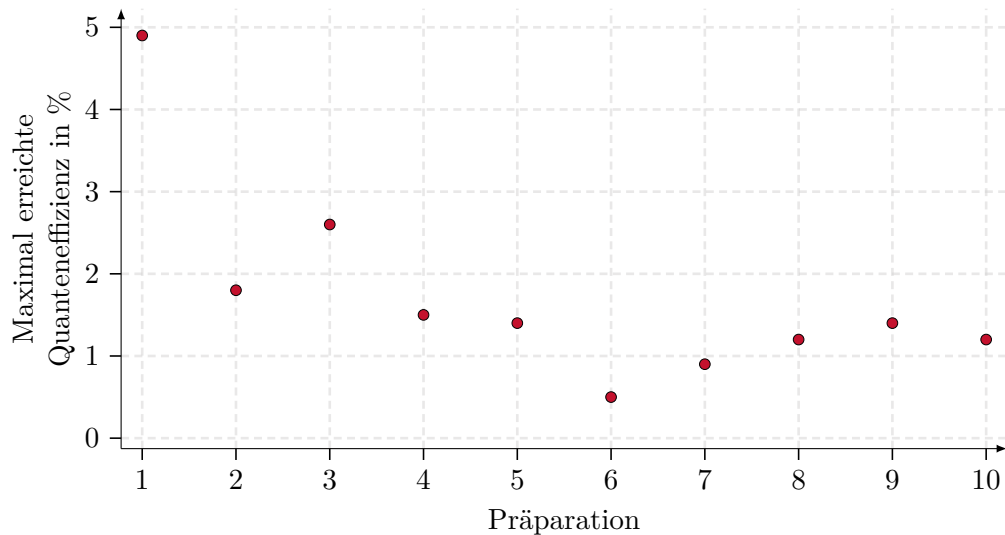


Abbildung 3.12: Quanteneffizienzen der zehn Präparationen, berechnet aus den während der NEA-Aktivierung maximal erreichten Strömen.

Der Präparationsprozess ist abgeschlossen, wenn der Photoemissionsstrom ein Plateau erreicht und das weitere Bedampfen keinen nennenswerten Einfluss mehr zeigt. In der Regel wird zuerst das Sauerstoffventil zugezogen und der Cäsiumdispenser erst kurze Zeit später ausgeschaltet. Dieses *Übercäsieren* soll die Quanteneffizienzabnahme während des Schleusenvorgangs in die Quelle reduzieren.

Anschließend wird die Photokathode aus der Maske gehoben, das Ventil zur Quelle geöffnet und die Photokathode mittels der Fahrstuhlmechanik in die Quelle eingebracht.

³⁵Typ HMC-0.5P20-24-5, Fa. HiVolt

³⁶Verwendetes Netzteil: Typ TOE 8952, Fa. Töllner

4 CST-Simulationen

Das folgende Kapitel fasst die wichtigsten Ergebnisse zusammen, die im Rahmen des Designs und darüber hinaus mit dem Modell der neuen Quelle STEAM im Vergleich zur bewährten PKA durchgeführt wurden. Es beginnt mit einer Vorstellung des Simulationsprogramms *Computer Simulation Technology*[®] und erklärt die nötigen Grundlagen. Der Abschnitt über elektrostatische Simulationen umfasst nicht nur das für die Beschleunigung wichtige Feld an der Photokathodenoberfläche, sondern hebt auch die kritischen Stellen hervor, an denen sich hohe, parasitäre Feldstärken in der Quellenkammer bilden und somit die Feldemission begünstigen können. Es folgt der Abschnitt über Particle-in-Cell-Simulationen, in dem zunächst weitere Grundlagen des Teilchenemissionsmodells erklärt werden, bevor es zu den Ergebnissen der Teilchensimulationen kommt. Der Fokus liegt im Wesentlichen auf dem Einfluss der Raumladung auf die Emission innerhalb der Beschleunigungsstrecke, die bis zum ersten Strahlführungselement zurückgelegt wird, und den zu erwartenden Verbesserungen des neuen Quellendesigns hinsichtlich der Emission hoher Bunchladungen. Das Kapitel endet mit den Trajektorien, denen Feldemissionselektronen in der Quellenkammer folgen würden, und mit einer Übersicht nicht berücksichtigter festkörper- sowie beschleunigerphysikalischer Aspekte.

4.1 Das Simulationsprogramm CST

Mit Hilfe des Programms *Computer Simulation Technology*[®] [30] (CST) wurde die Quelle in Hinblick auf die entstehenden elektrischen Felder sowie Teilchenemission untersucht. Im Zusammenspiel mit dem CAD-Konstruktionsprogramm konnten so Stellen, an denen das elektrische Feld kritische Werte annimmt, vorhergesagt und gegebenenfalls ummodelliert werden.

CST löst die Maxwell-Gleichungen für elektromagnetische Felder und berechnet numerisch die Teilchenbewegung – im Folgenden auch *Trajektorien* oder *Tracking* genannt – unter dem Einfluss der Lorentzkraft und der Raumladungskräfte. Dazu diskretisiert CST das importierte Modell und den umgebenden Raum mit einem dreidimensionalen Gitter (Mesh). Je nach Problemstellung und Verfügbarkeit wird ein hexaedrisches oder ein tetraedrisches Mesh verwendet, in dem die Gleichungen auf Grundlage der Finite-Integral-Methode, engl. *Finite Integration Technique* (FIT) [26], in einem Matrizen-Formalismus aufgestellt und für jede Zelle gelöst werden. Zwei Beispiele für die beiden Mesharten sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

Um den Rechenaufwand gering zu halten, wurde abhängig davon, welcher Schwerpunkt in der Simulation gesetzt war, das 3D-Modell so weit wie möglich vereinfacht.

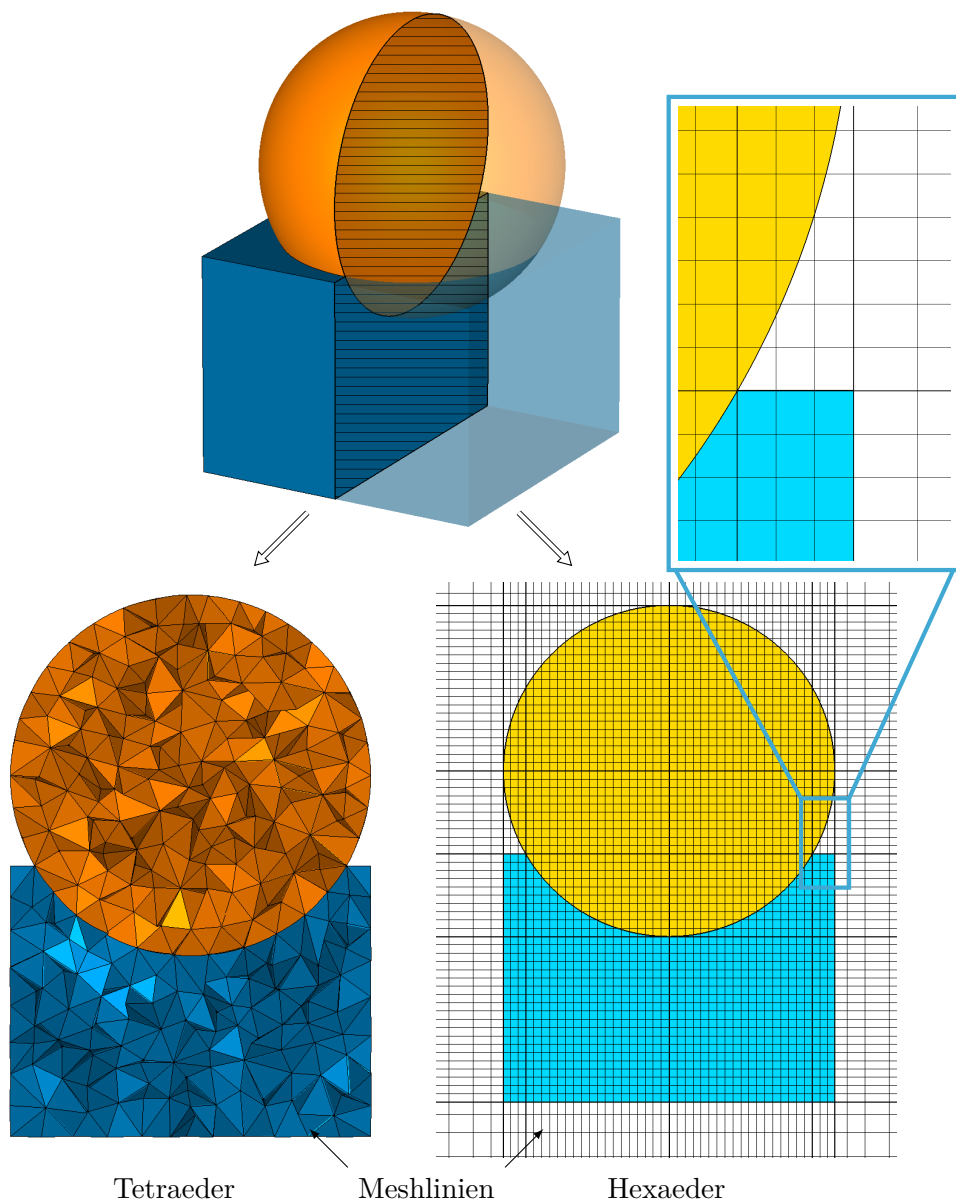


Abbildung 4.1: Beispiele für die Diskretisierung eines Modells in CST. Das Modell besteht aus einer Kugel, die in einen Kubus eingelassen ist. Die Diskretisierung mittels Tetraeder (links unten) ist genauer und benötigt weniger Meshzellen als mittels Hexaeder (rechts unten). Die Detaildarstellung (rechts oben) zeigt, dass Kreise im hexaedrischen Mesh nur angenähert werden können. Der PIC-Solver erlaubt allerdings in der vorliegenden Version nicht die Verwendung eines tetraedrischen Mesh.

Für die elektrostatischen Simulationen wurde die gesamte Quellenkammer mit Isolator, Kathode, Anode und – ebenfalls vereinfachten – NEG-Modulen berücksichtigt. Für Teilcentracking und Particle-in-Cell hingegen wurde nur ein stark reduziertes Modell aus Kathode, Anode und einem feldfreien Strahlrohr, das als Driftstrecke dient, verwendet. Die übrigen Komponenten haben aufgrund der Zylindersymmetrie oder ihrer Entfernung zur Strahlachse keinen Einfluss auf die Teilcentrajektorien.

Im Allgemeinen bieten Simulationen den Vorteil, dass Problemstellungen getrennt und unter idealen Bedingungen untersucht werden können. Wie beschrieben, zeigen sie z. B. kritische Stellen hoher elektrischer Felder auf, an denen es zu Feldemission kommen kann. Zudem erlauben sie das Berechnen komplizierter physikalischer Objekte wie z. B. der Phasenräume der Teilcentensembles und ermöglichen damit Aussagen über die Emittanz.

Andererseits können die Simulationsergebnisse aber nur als Anhaltspunkte und zur Orientierung dienen, was die Quelle unter eben diesen idealisierten Bedingungen leisten kann. Abschnitt 4.5 zeigt deshalb einige Grenzen infolge nichtberücksichtigter Aspekte in der Simulation auf. Die vom Idealfall abweichenden Einflüsse der Störmagnetfelder, siehe Gleichung (3.4), sowie den Versatz, den ein von der Photokathode dezentral emittierter Elektronenstrahl durch das elektrische Feld der Quelle erfährt, werden im Anhang in den Abschnitten A.5 und A.6 anhand von Simulationsergebnissen diskutiert.

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Ergebnisse wurden mit CST in der Version 2018 nach folgenden Arbeitsschritten berechnet: Importieren und ggf. Vereinfachen des CAD-Modells, Definieren der elektrischen Potentiale, Teilcentquellen und Grenzflächen, engl. *boundaries*, Verfeinern des Mesh, Starten der Simulation und Auswerten der Ergebnisse.

4.2 Elektrostatische Simulationen

Für das Design der Quelle galt es einen Kompromiss für die zu Beginn von Abschnitt 3.2 gestellten Anforderungen und die technische Realisierung zu finden. Hierfür wurde die Quelle mit CST EM Studio simuliert. Berücksichtigt wurden alle Komponenten im Inneren der Quellenkammer: der Isolator, die Kathode ohne den Fahrstuhlmechanismus, die Anode, die NEG-Module in vereinfachter Form und die NEG-Modulhalterung mit dem Abdeckblech für die Stromzuführungen.

In Abbildung 4.2 (oben) ist der Betrag des elektrischen Felds aus dem Ergebnis der elektrostatischen Simulation mit 200 kV für eine vertikale Schnittebene durch das Modell dargestellt. Für die Betriebsstabilität sind die E -Felder an der Kathodenoberfläche wichtig. Die höchsten Felder mit bis zu 8 MV m^{-1} sind eingezeichnet. Sie treten im Bereich der abgerundeten Zylinderecken auf.

Die Detaildarstellung 4.2 (unten) zeigt, dass in dem schmalen Spalt zwischen Kathode und Isolator ebenfalls Felder dieser Größenordnung auftreten. Der Tripelpunkt (TP) ist der Punkt, an dem Kathode, Isolator und Vakuum zusammenkommen. Er gilt als sehr anfällig gegenüber Hochspannungsdurchschlägen [69] und muss,

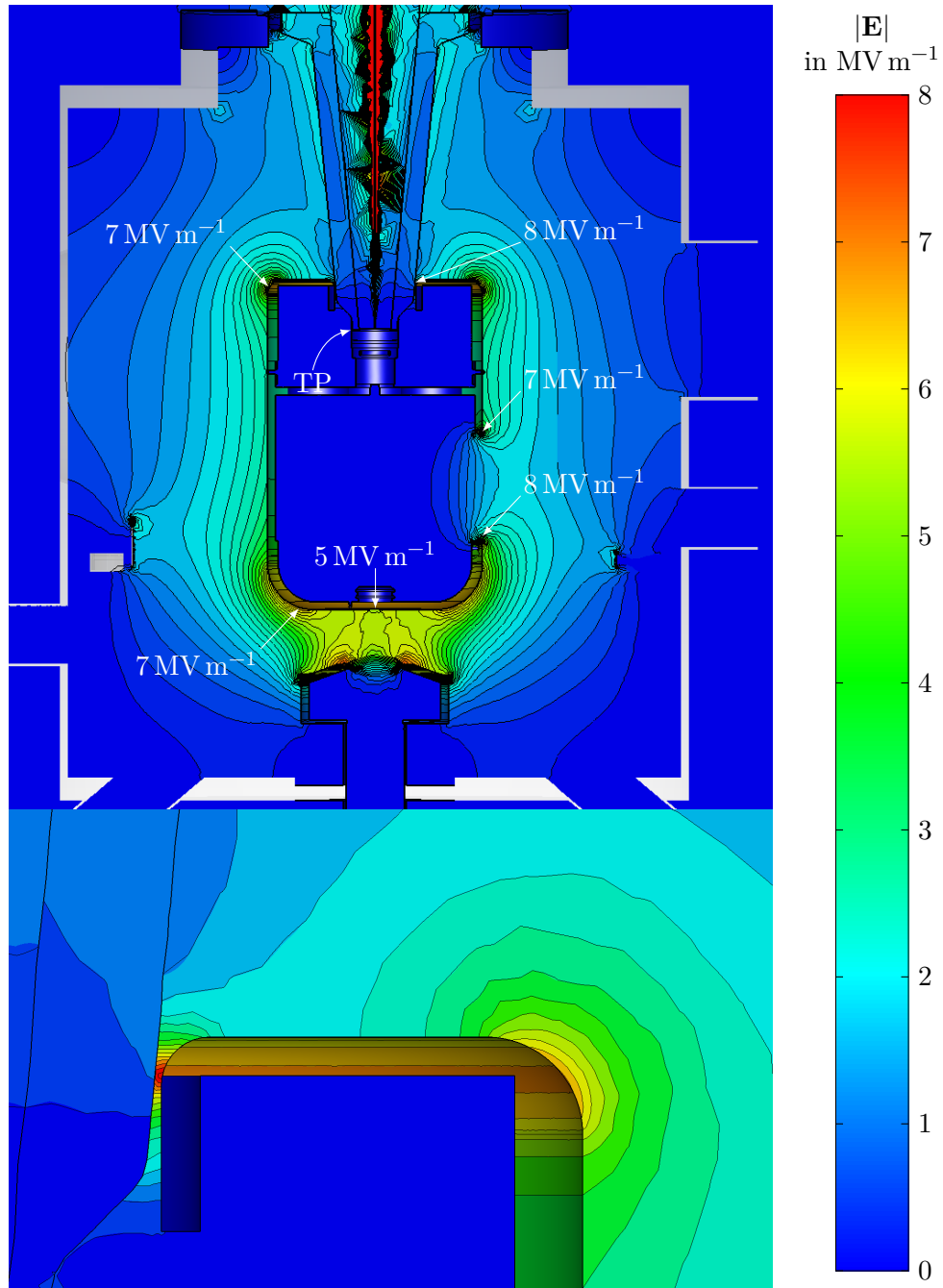


Abbildung 4.2: Oben: Elektrostatische Simulation des vereinfachten CAD-Modells der Quelle mit Isolator und HV-Stecker: Schnittbild mit Contourplot der absoluten Feldstärke für ein Kathodenpotential von -200 kV . TP bezeichnet den Tripelpunkt. Unten: Detailaufnahme des Kathodenkopfes und des Isolators mit hoher Feldstärke im Zwischenraum.

so gut es geht, durch die Kathode abgeschirmt werden. Detaillierte Untersuchungen der invertierten Isolatorgeometrie am JLab [52, 53] und simulationsgestützte Optimierungen [77] führten zu wulstförmigen Geometrien, bei denen der Tripelpunkt nur noch Feldern von wenigen V m^{-1} ausgesetzt ist. Für das Kathodendesign in dieser Arbeit konnte aufgrund der vertikalen Emissionsrichtung und der Zylindersymmetrie auf dieses fertigungstechnisch anspruchsvolle Design verzichtet werden. Der Tripelpunkt verschwindet hier im Inneren der Kathode, das wie ein faraday-scher Käfig wirkt, und ist keinem elektrischen Feld ausgesetzt.

Durch das Montage- und das Belichtungsfenster ragt das E -Feld wenige Milli- bis Zentimeter hinein. Weil es aber keine der scharfkantigen Fahrstuhlkomponenten wie z. B. die Ecken des Zahnrades erreicht, kann diese Stelle für die weitere Diskussion vernachlässigt werden.

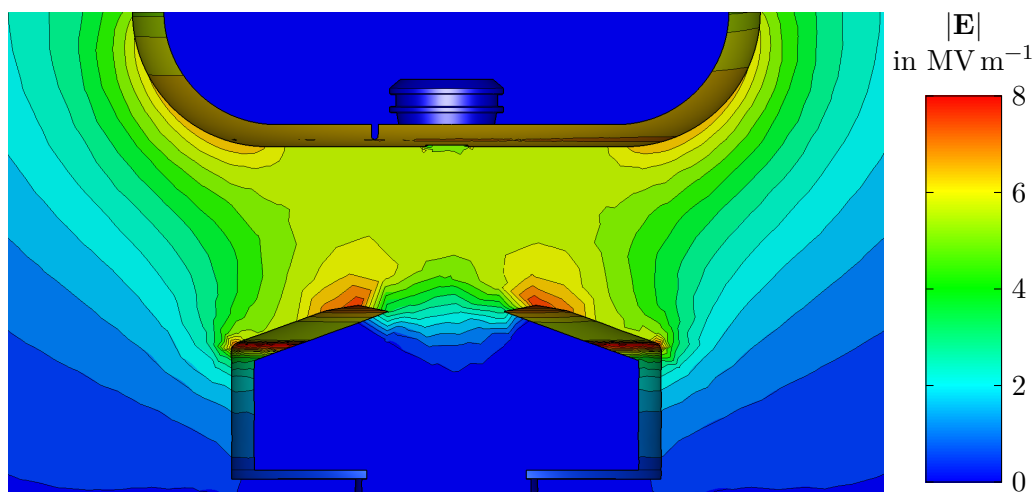


Abbildung 4.3: Detailansicht des absoluten elektrischen Felds für 200 kV im Schnitt durch den Kathoden-Anoden-Zwischenraum.

In Abbildung 4.3 ist eine Detaildarstellung des E -Felds im Bereich der Kathode und Anode gezeigt. Dieser Bereich ist besonders wichtig, weil Feldemissionselektronen, die aus der Kathode auf die Anode beschleunigt werden, Gasdesorptionen und Röntgenstrahlung in unmittelbarer Nähe der Photokathode erzeugen können, die sich erheblich auf deren Lebensdauer auswirken, vergleiche Abschnitt 2.4.6.

Das longitudinale E -Feld ist für 100 kV und 200 kV in Abbildung 4.4 (oben) dargestellt. An der Kathodenoberfläche wird das Designfeld von $2,5 \text{ MV m}^{-1}$ bzw. 5 MV m^{-1} erreicht. Es besitzt ein Minimum bei etwa 15 mm, bevor es nach circa 70 mm auf null abfällt. Bis zu diesem Punkt können ionisierte Restgasmoleküle auf die Kathode gezogen werden und dort die Photokathode beschädigen. Durch das Anlegen eines zusätzlichen positiven Potentials von etwa +65 V konnten in einem

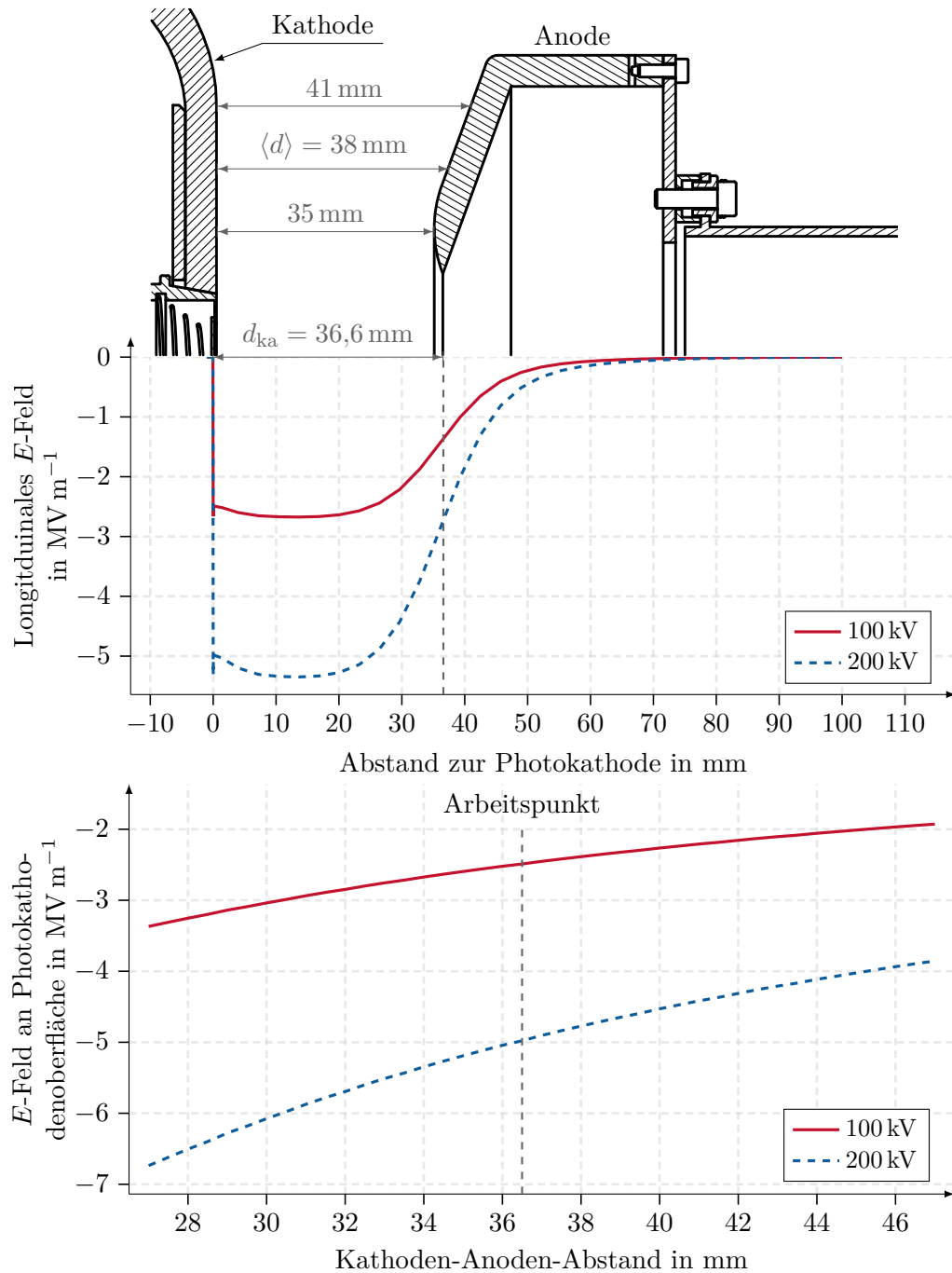


Abbildung 4.4: Oben: Longitudinales E -Feld entlang der Symmetrieachse für einen Kathoden-Anoden-Abstand d_{ka} von 36,6 mm. Unten: Longitudinales E -Feld an der Photokathodenoberfläche in Abhängigkeit von d_{ka} . Dargestellt ist das ± 10 mm-Intervall, innerhalb dessen die Anode über den Justagebalg verfahren werden kann.

ähnlichen Aufbau an der PKA2 die Ionen, die in der anschließenden Strahlführung erzeugt wurden, daran gehindert werden, siehe Abbildung 2.11.

Für das Erreichen von 5 MV m^{-1} and der Photokathodenoberfläche ist ein Kathoden-Anoden-Abstand von $d_{ka} = 36,6 \text{ mm}$ nötig. Der Justagebalg, an dem die Anode befestigt ist, befindet sich in diesem Arbeitspunkt in einer zentralen Stellung, um die er in einem $\pm 10 \text{ mm}$ -Intervall nachjustiert und ein Extraktionsfeld im Bereich von $4 - 6,8 \text{ MV m}^{-1}$ bei 200 kV erzielt werden kann, siehe Abbildung 4.4.

4.3 Particle-in-Cell-Simulationen

4.3.1 Allgemeines

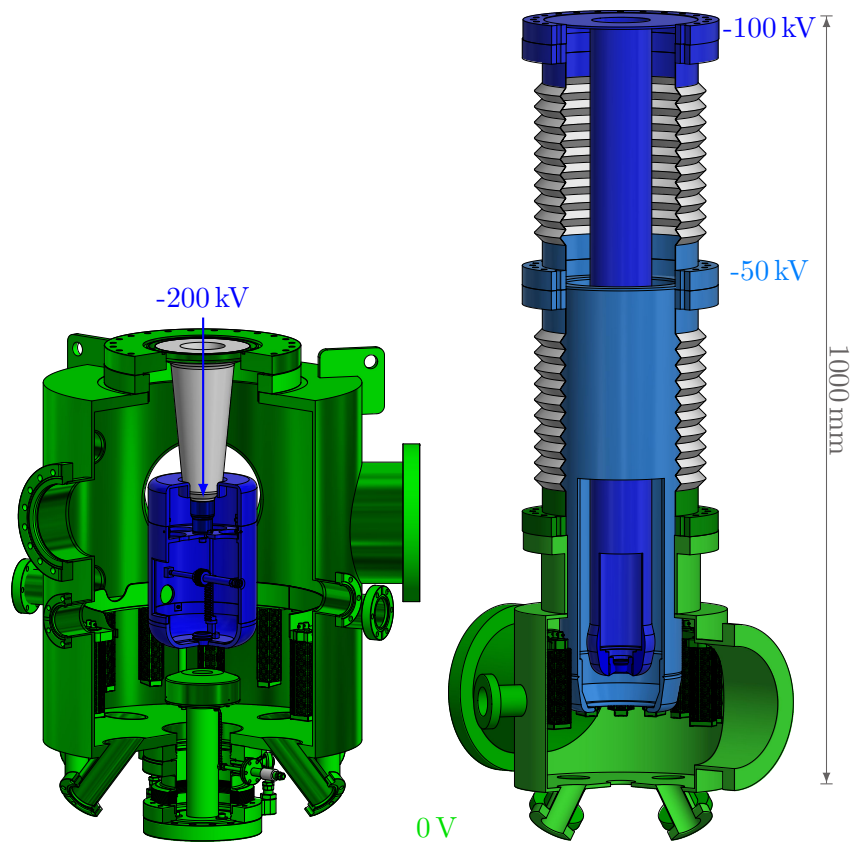


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Potentialverhältnisse der neuen Elektronenquelle im Vergleich zur PKA. Das Verhältnis der Darstellung der beiden Quellengrößen ist 1:1.

Die Particle-in-Cell-Simulationen (PIC) wurden für STEAM im Vergleich zur PKA gerechnet. Die Potentialverhältnisse beider Quellen sind in den detaillierten CAD-Modellen in Abbildung 4.5 farblich dargestellt. Die Spannung an der STEAM-

4 CST-Simulationen

Kathode kann auf 200 kV herabgesetzt werden, aber wenn nicht anders gekennzeichnet, wurden die Ergebnisse zum besseren Vergleich mit der PKA-Betriebsspannung von 100 kV simuliert. Die PKA besitzt des Weiteren eine feldformende Zwischenelektrode auf 50 kV. Die Simulationen wurden mit vereinfachten Modellen gerechnet, die Abbildung 4.6 anhand der Emission eines Bunches darstellt. Hier sind die Anoden beider Quellen und die Zwischenelektrode der PKA als halbtransparent dargestellt.

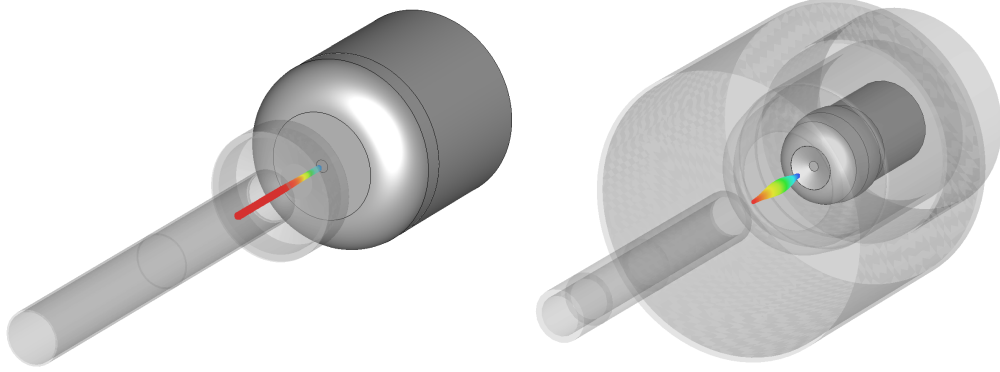


Abbildung 4.6: Beispiel zweier PIC-Simulationen, die mit den vereinfachten Modellen der STEAM (links) und der PKA (rechts) gerechnet wurden. Die Anoden der Quellen und die Zwischenelektrode der PKA sind halbtransparent dargestellt.

Bei gleicher Betriebsspannung ist der größte Unterschied der Kathoden-Anoden-Abstand d_{ka} (STEAM 36,6 mm, PKA 150 mm). Die damit verbundenen Beschleunigungsfelder an der Photokathodenoberfläche betragen:

$$\begin{aligned} E_{acc}^{STEAM}(100 \text{ kV}) &= 2,5 \text{ MV m}^{-1} \\ E_{acc}^{PKA}(100 \text{ kV}) &= 0,9 \text{ MV m}^{-1} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Der PIC-Algorithmus erlaubt es, das Verhalten von Teilchenensembles für die gegebenen Quellengeometrien zu simulieren. Dafür berechnet er nach jedem Zeitschritt Δt_s , der im Wesentlichen durch die Dimension der kleinsten Meshzelle im Modell bestimmt wird [31], die Teilchenverteilung des emittierten Bunches anhand der Newtonschen Bewegungsgleichung. Außerdem ist der Algorithmus *selbstkonsistent*, d. h. er berücksichtigt den Einfluss des Elektronenensembles auf die externen Felder [84, S.16f]. Dieser Effekt wird mit steigender Bunch- und damit Raumladung immer stärker. Die Simulation endet dann nach einer vorgegebenen Zeit¹. Das Schema des PIC-Algorithmus ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

CST ist in der Lage, einen beliebigen Strom oder eine beliebige Bunchladung zu simulieren. Die Simulation einer Bunchladung von etwa 10 pC bedarf einer Berechnung von etwa $6 \cdot 10^7$ Teilchen und damit circa $36 \cdot 10^{14}$ Wechselwirkungen. Um den

¹Die Simulation stoppt bereits vorher, falls alle Teilchentrajektorien enden, weil sie z. B. innerhalb der gewählten Zeit die geometrische Simulationsgrenze erreicht haben.

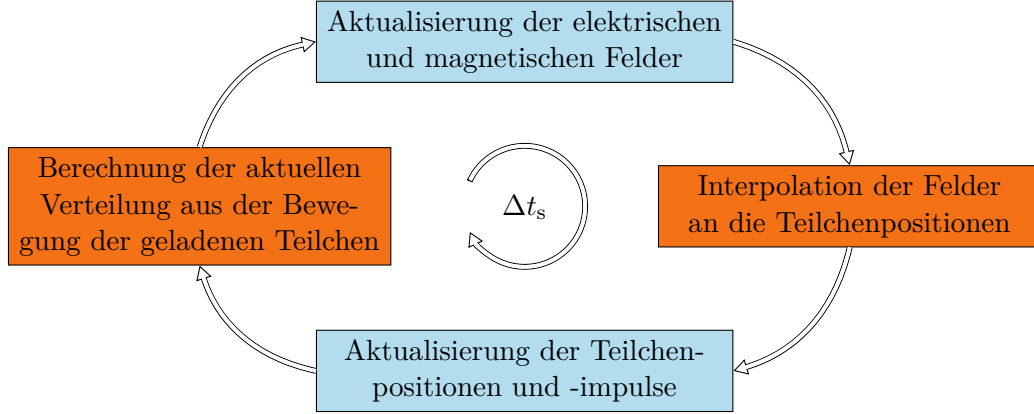


Abbildung 4.7: Funktionsweise des Particle-in-Cell-Algorithmus, angepasst aus [29]. Das Schema wird für jeden Zeitschritt Δt_s durchlaufen. Dieser ist meshabhängig, wird automatisch bestimmt und beträgt für die Simulationen hier zwischen 0,5 ps und 0,8 ps.

hohen Rechenaufwand zu reduzieren, rechnet das Programm daher mit sogenannten *Makroteilchen* und verteilt die vorgegebene Bunchladung q_b über die Anzahl emittierter Makroteilchen N :

$$q_b = \sum_{i=1}^N q_i \quad (4.2)$$

Die Makroladung q_i kann hier abhängig von dem vorgegebenen Emissionsprofil, siehe Abbildung 4.10 und Abschnitt 4.3.2, um mehrere Größenordnungen kleiner, gleich oder größer als die Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C sein.

In dem Nachbearbeitungsschritt, engl. *post processing*, berechnet CST in der hier verwendeten Version 2018 die interessanten Größen wie z. B. die RMS-Envelope oder die RMS-Emittanz aus der Verteilung der Makroteilchen ohne die Berücksichtigung der unterschiedlichen Ladungen. Abbildung 4.10 zeigt u. a., dass die Makroteilchenverteilung deutlich breiter als das vordefinierte Emissionsprofil ist. Aus diesem Grund überschätzt CST in seiner internen Nachbearbeitung die Ergebnisse.

Die Simulationsergebnisse wurden deshalb aus den *Positionsmonitoren* exportiert und extern verarbeitet. Diese Tabellen enthalten für einen bestimmten Zeitpunkt die Informationen über die Phasenräume $(x_i, y_i, z_i, \beta_{x,i}\gamma_i, \beta_{y,i}\gamma_i, \beta_{z,i}\gamma_i, q_i)$ aller $i = 1, \dots, N$ Makroteilchen des emittierten Bunches. Für die Gesamtenergie $E_{i,T}$ des i -ten Teilchens folgt aus $E_{i,T}^2 = m^2c^4 + p_{i,T}^2c^2$

$$E_{i,T} = mc^2 \sqrt{1 + (\beta_i \gamma_i)^2} \text{ mit } \beta_i^2 = \beta_{x,i}^2 + \beta_{y,i}^2 + \beta_{z,i}^2. \quad (4.3)$$

Gleichung (4.4) zeigt am Beispiel der x -Koordinate die Berechnung der RMS-Größen unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Ladungen.

$$\begin{aligned}
 w_i &= \frac{q_i}{q_b} & \sum_{i=1}^N w_i &= 1 \\
 \langle x \rangle &= \sum_{i=1}^N w_i x_i & \langle x^2 \rangle &= \sum_{i=1}^N w_i (x_i - \langle x \rangle)^2
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

Die Zylindersymmetrie beider Quellen bewirkt, dass die Beschreibung der horizontalen (x) und vertikalen (y) Komponenten gleich erfolgen kann. Allerdings bedingt die Diskretisierung des Modells durch ein hexaedrisches Mesh, dass es zu kleinen numerischen Unterschieden in der x - z - bzw. y - z -Ebene kommen kann². Um dies zu korrigieren, werden die transversalen Strahlgrößen durch den Mittelwert aus x - und y -Werten berechnet, so gilt z. B. für die RMS-Emittanz

$$\varepsilon_{\text{rms}} = \frac{\varepsilon_{x,\text{rms}} + \varepsilon_{y,\text{rms}}}{2}.
 \tag{4.5}$$

Einige Simulationsergebnisse der folgenden Abschnitte werden exemplarisch an den Bunchladungen 116 fC und 7,7 pC vorgestellt. Diese entsprechen bei der MESA-Betriebsfrequenz von 1,3 GHz den mittleren Strömen von 150 μA und 10 mA.

Das Chopper-Buncher-System der MELBA bereitet den Elektronenstrahl der Quelle für die Injektion in den MAMBO und den Hauptbeschleuniger vor. Für den Emissionsprozess aus der Quelle ist es aufgrund der Raumladung besser, die (RMS-)Bunchlänge t_σ möglichst groß zu wählen. Ein DC-Strahl würde allerdings zu großen Transmissionsverlusten am Chopper und damit Gasesorptionen führen, was die Lebensdauer der Photokathode stark reduziert, vergleiche Abschnitt 2.4.6.

Im Beschleuniger beträgt die Bunchlänge nur wenige Pikosekunden. Die Bunchlängen Anpassung des Chopper-Buncher-Systems gibt eine Eingangsphasendifferenz von 160° [49] vor. Innerhalb dieser Phase, die etwa 342 ps der MESA-Periodendauer von 770 ps entspricht, soll die $4t_\sigma$ -Umgebung des Bunches liegen. In den Simulationen wurde die Bunchlänge daher mit (aufgerundet) $4t_\sigma = 400$ ps vorgegeben.

4.3.2 Das Emissionsmodell

Die Elektronenstartverteilung legt die Grundlage für die folgenden Diskussionen, weil z. B. die Startemittanz gemäß des Liouville'schen Satzes unter Abwesenheit von Raumladungskräften erhalten bleibt. Die Phasenraumkoordinaten jedes i -ten Teilchens werden durch das Emissionsmodell von CST vorgegeben, das hier kurz erläutert werden soll. Dabei entspricht das Koordinatensystem, das in CST verwendet wurde und auf das sich die Simulationsergebnisse beziehen, dem im Grundlagenkapitel 2.1 festgelegten.

Die Photokathode befindet sich im Ursprung dieses Systems, d. h. an der Position $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$. Auf ihr wird eine kreisförmige Fläche mit der Normalen \mathbf{n} parallel zur z -Achse und dem begrenzenden *Cut-off Radius* r_c definiert. In der Fläche sind

²Die verwendete Version des CST Particle Studio erlaubt keine Verwendung von Symmetrieebenen.

die Emissionspunkte der Makroteilchen gleichförmig³ verteilt, siehe Abbildung 4.8 (links). Im Experiment wird diese Emissionsfläche durch den Laserspot vorgegeben und die Flächenbegrenzung entspricht der aktiven Fläche der CsO-Schicht.

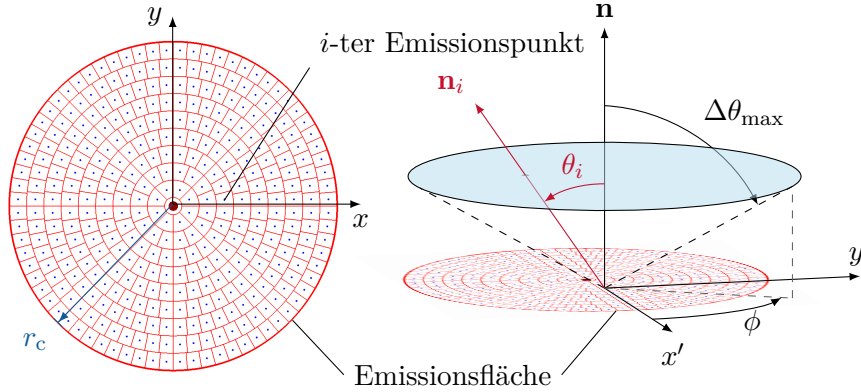


Abbildung 4.8: Links: Darstellung der kreisförmigen Emissionsfläche, beschränkt durch den Cut-off Radius $r_c = 1,5$ mm. Rechts: Schema zur Erklärung der Winkelstreuung $\theta_i \leq \Delta\theta_{\max}$ am Beispiel eines beliebigen Teilchens auf der Emissionsfläche und $\Delta\theta_{\max} = 60^\circ$. Das i -te Teilchen wird unter dem Polarwinkel θ_i und Azimutwinkel ϕ_i zur Normalen der Emissionsfläche \mathbf{n} emittiert. Dabei folgen beide Winkel einer Gleichverteilung mit $0^\circ \leq \theta_i \leq \Delta\theta_{\max}$ und $0^\circ \leq \phi_i < 360^\circ$.

Die Dichte der Emissionspunkte legt fest, wie viele Makroteilchen pro Simulationszeitintervall Δt_s aus der Oberfläche emittiert werden. Die Gesamtanzahl N der emittierten Teilchen bestimmt sich dann aus der vorgegebenen, normalverteilten Pulsform, die durch die RMS-Pulslänge t_σ charakterisiert wird. Eine Skizze ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Zeit t_c begrenzt den Puls zeitlich und t_{offset} wird so gewählt, dass ein kompletter Bunch emittiert wird.

Das transversale Emissionsprofil ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Es beeinflusst die Verteilung der Makroladungen in Form einer Normalverteilung, die durch eine RMS-Breite von r_σ um den Ursprung definiert⁴ ist.

Die longitudinalen Teilchengeschwindigkeiten $v_{z,i}$ werden einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung für eine thermische Energie von $k_B T$ entnommen

$$f(v_z) dv_z = 4\pi v_z^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2\pi k_B T}} dv_z. \quad (4.6)$$

Die transversalen Geschwindigkeitskomponenten verschwinden, wenn keine endliche *Winkelstreuung* $\Delta\theta_{\max}$, engl. *angle spread*, vorgegeben wird. Abbildung 4.8 (rechts) illustriert ein Schema zur Erklärung dieser Größe:

³Diese Gleichverteilung ist als verschwommenes Muster in den transversalen Phasenräumen, vergleiche Abschnitt 4.3.5, wiederzuerkennen.

⁴Es wurde kein elliptisch geformter Strahl simuliert, wie es im Experiment der Fall war, um die Interpretation der Simulationsergebnisse besser zu veranschaulichen.

4 CST-Simulationen

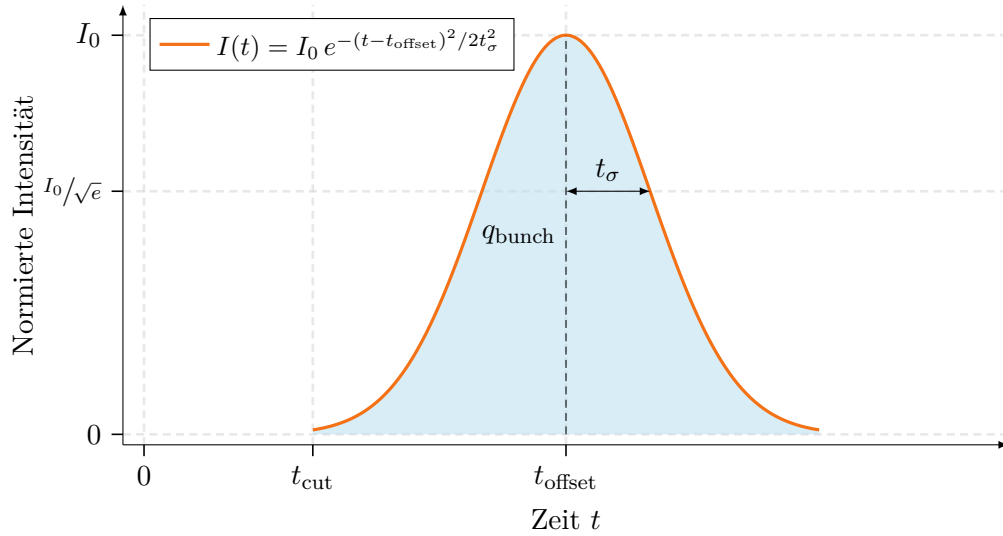


Abbildung 4.9: Skizze des in CST verwendeten longitudinalen Emissionsprofils, zur Veranschaulichung der gewählten Parameter $t_\sigma = 100$ ps, $t_c = 3 \cdot t_\sigma$ und $t_{\text{offset}} = 5 \cdot t_\sigma$.

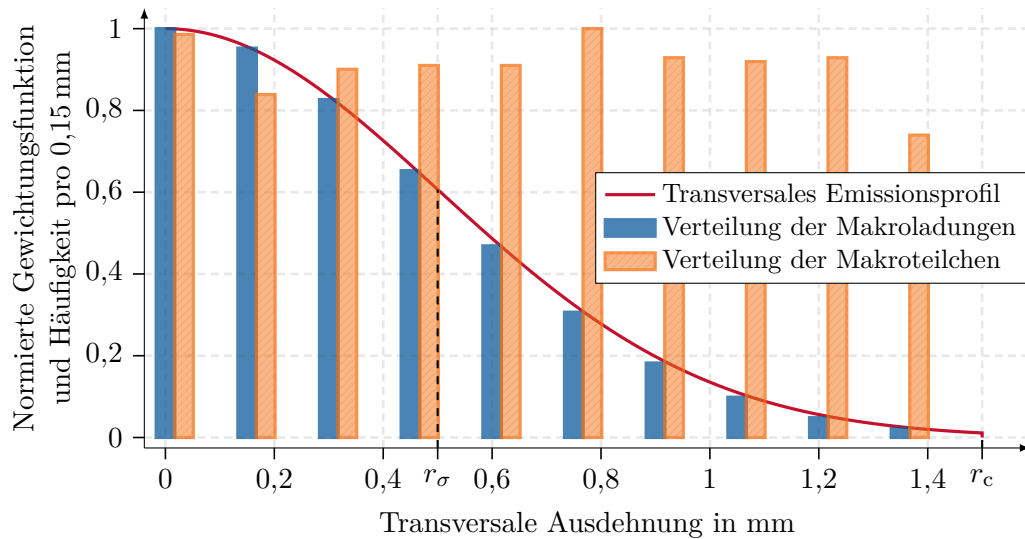


Abbildung 4.10: Das in CST verwendete transversale Emissionsprofil. Im Experiment entspricht der Radius r_σ , der die Startverteilung vorgibt, der RMS-Größe des Laserspots und r_c dem Cut-off Radius, der durch die bei der Präparation vorgegebene aktive Fläche begrenzt wird, siehe Abschnitt 3.3. Zu sehen ist, dass das transversale Emissionsprofil nur die Verteilung der Makroladungen und nicht die der Makroteilchen vorgibt, weshalb die Gewichtung der Teilchen nach ihrer Makroladung berücksichtigt werden muss.

Für das i -te Teilchen beschreiben der Polarwinkel θ_i und der Azimutwinkel ϕ_i die Projektion des in Bezug auf die Flächennormale gekippten Geschwindigkeitsvektors auf die transversalen Komponenten. Dabei werden θ_i und ϕ_i für jedes Teilchen einer Gleichverteilung mit $0^\circ \leq \theta_i \leq \Delta\theta_{\max}$ und $0^\circ \leq \phi_i < 360^\circ$ entnommen. Die Winkelstreuung $\Delta\theta_{\max}$ wird auf den maximal möglichen Wert von annähernd 90° festgelegt⁵. Der Gleichverteilung in den Grenzen $[0, \Delta\theta_{\max}]$ folgend entspricht dies einem RMS-Winkel von

$$\theta_\sigma = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle - \langle \theta \rangle^2} = \frac{\Delta\theta_{\max}}{\sqrt{12}} \approx 26^\circ. \quad (4.7)$$

Dieser Winkel liegt etwas unter dem Winkel $\theta_\sigma \approx 29^\circ$, der in [3, S. 182] aus experimentellen Daten für die Emission aus NEA-GaAs abgeleitet wurde.

Anschließend wird aus der Winkelstreuung der Wert für $k_B T$ mit 60 meV so festgelegt, dass die RMS-Emittanzen der Simulation mit den thermischen Emittanzen, siehe Gleichung (2.6), für die Anregung einer NEA-GaAs-Photokathode im Infrarotbereich, d. h. $MTE = 30$ meV, übereinstimmen. Abbildung 4.11 veranschaulicht für zwei Werte von $k_B T$ die simulierten RMS-Emittanzen in Abhängigkeit verschiedener RMS-Strahlradien r_σ , wie sie auch von Bazarov et al. [13] gemessen wurden.

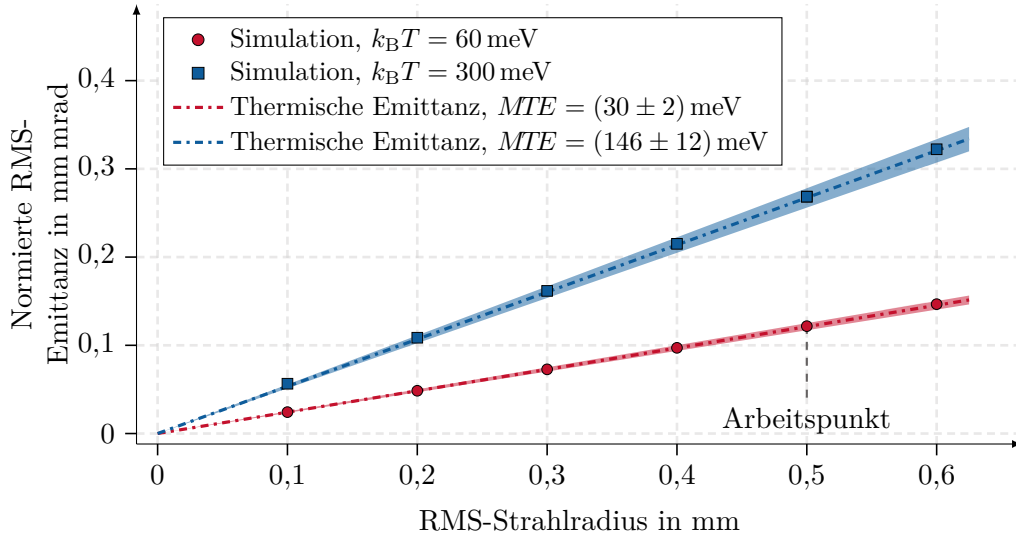


Abbildung 4.11: RMS-Emittanzen aus PIC-Simulationen des vereinfachten STEAM-Modells, mit $q_b = 1$ fC und $t_\sigma = 1$ ps in Abhängigkeit des RMS-Strahlradius an der Kathodenoberfläche. Die Winkelstreuung von $\Delta\theta_{\max} \approx 90^\circ$ und die thermische Energie $k_B T$ wurden so gewählt, dass die RMS-Emittanzen mit den thermischen Emittanzen aus [13] übereinstimmen.

⁵Genau genommen wurde eine Winkelstreuung von $\Delta\theta_{\max} = 89,9^\circ$ in CST eingestellt. Eine Projektion auf genau 90° würde eine unphysikalische Emission in rein transversaler Richtung bedeuten.

4 CST-Simulationen

Es gilt abschließend zu definieren, in welchem Abstand d_{ep} von der Photokathode die Simulationsergebnisse⁶ ausgewertet werden sollen. Maßgeblich hierfür ist die Distanz, bei der das erste Strahlführungselement – i. d. R. ein Quadrupolmagnet oder Doppelsolenoid – an die Quelle angeschlossen werden kann. Bei STEAM ist das etwa nach 250 mm. Das entspricht einer Drift von circa 200 mm nach dem Kathoden-Anoden-Abstand. Entsprechend werden die Vergleichsergebnisse für die PKA nach $d_{\text{ep}} = d_{\text{ka}}^{\text{PKA}} + 200 \text{ mm} = 350 \text{ mm}$ berechnet. Beide Distanzen sind in Abbildung 4.12 eingezeichnet. Der Abstand d_{ep} wird im Weiteren als *Evaluationspunkt* bezeichnet.

Damit sind alle Startparameter der Emission, die in Tabelle 4.1 noch einmal zusammengefasst wurden, ausreichend motiviert, um die Diskussion auf die Emittanzvergrößerung durch Raumladungseffekte zu konzentrieren.

Einige Eigenschaften wie z. B. die Enveloppe oder die thermische Emittanz sollen ohne den Einfluss von Raumladung vorgestellt werden. Diese Simulationen erfolgten daher mit einer Bunchladung von 1 fC. In einem realen Ensemble entspricht dies einer Elektronenzahl von 6700, simuliert wurden hingegen – um die Simulationsparameter für alle Simulationen gleich zu halten – etwa 250 000 Makroladungen. Dieser Bunch wird im Weiteren sinngemäß als *Nullstrom* bezeichnet.

Simulationsparameter	STEAM	PKA
Spannung U	100 kV 200 kV	100 kV
Evaluationspunkt $d_{\text{ep}} = d_{\text{ka}} + d_{\text{drift}}$	250 mm	350 mm
Temporale RMS-Bunchlänge t_{σ}	100 ps	
Maximale temporale Bunchlänge t_c	300 ps	
Transversale RMS-Bunchausdehnung r_{σ}	0,5 mm	
Maximale transversale Bunchausdehnung r_c	1,5 mm	
Maxwell-Boltzmann-Verteilung $k_{\text{B}}T$	60 meV	
Winkelstreuung $\Delta\theta_{\text{max}}$	90°	
Emittierte Teilchenzahl	$\approx 500\,000$	

Tabelle 4.1: Emissionsparameter der CST-Simulationen

4.3.3 Die Enveloppe

Der Verlauf der transversalen RMS-Strahlgröße entlang der Strahlführung wird als die *Einhüllende* bzw. *Enveloppe* bezeichnet. Aus ihr kann ein Maß für die *Strahldivergenz* abgeleitet werden. Abbildung 4.12 zeigt die Enveloppen der STEAM und der PKA für die Beschleunigungs- und eine reine Driftstrecke von 1,6 m.

Wie in Abschnitt 3.2.5 gezeigt, sind die STEAM-Pucks flach und die PKA-Pucks mit einem Konus an der Unterseite versehen, der den Elektronenstrahl direkt nach dem Emission in einem Abstand von etwa 200 mm fokussiert. Der relativ starke

⁶Für kleine Bunchladungen könnte infolge des Liouville'schen Satzes $d_{\text{ep}} \geq d_{\text{ka}}$ beliebig gewählt werden, aber bei nicht vernachlässigbaren Raumladungskräften wächst die RMS-Emittanz in einer Driftstrecke.

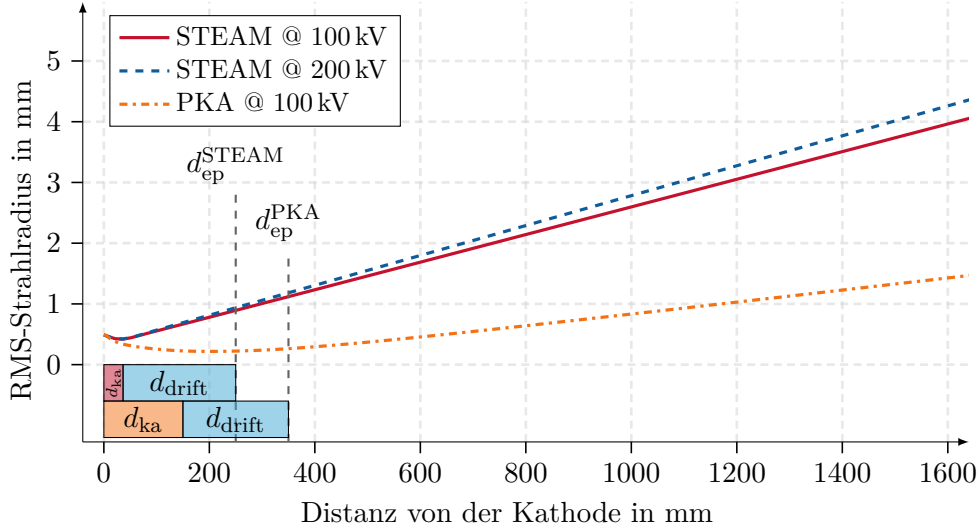


Abbildung 4.12: Nullstrom-Envelope für STEAM und PKA bis zu einer Distanz von 1,6 m nach der Kathode in einer reinen Drift. An den Evaluationspunkten $d_{\text{ep}}^{\text{STEAM}} = 250$ mm und $d_{\text{ep}}^{\text{PKA}} = 350$ mm wurden die im folgenden Abschnitt gezeigten Phasenraumellipsen ausgewertet. Die RMS-Strahlgröße nach 1,6 m von etwa 4 mm konnte für STEAM experimentell bestätigt werden, siehe Abschnitt 6.2.

Fokus der STEAM liegt innerhalb des Kathoden-Anoden-Spalts bei etwa 20 mm. Er ist damit eine Größenordnung kleiner im Vergleich zur PKA, bei der der Fokus auch durch die Feldformung der Zwischenelektroden beeinflusst wird.

Ein weit entfernter Fokus hat den Vorteil, dass weniger Strahlführungselemente benötigt werden, deren zum Teil nichtlineare Randfelder und Multipolmomente negativ auf die Emittanz wirken können [65]. Bei der Emission hoher Elektronenströme dominieren die defokussierenden Raumladungskräfte allerdings im Bereich nahe der Kathode. Ein kurzer, starker Fokus wirkt diesen schon während der Beschleunigung früher entgegen. Abbildung 4.12 zeigt, dass die RMS-Envelope sich von 0,5 mm auf einen Wert von circa 4 mm nach einer Drift von 1,6 m vergrößert. Diese Aufweitung konnte experimentell bestätigt werden, siehe Abschnitt 6.2. Die Strahldivergenz ergibt sich damit zu

$$\left. \frac{\Delta r_{\text{rms}}}{\Delta z} \right|_{100 \text{ kV}}^{\text{STEAM}} = \frac{4 \text{ mm} - 0,5 \text{ mm}}{1,6 \text{ m}} \approx 2,2 \text{ mrad}. \quad (4.8)$$

Das Erhöhen der Betriebsspannung auf 200 kV verschiebt⁷ den Fokus näher zur Kathode und führt zu einer leicht größeren Divergenz auf von 2,4 mrad. Im Gegensatz zur STEAM errechnet sich die Divergenz des Elektronenstrahls für die optimierte PKA-Geometrie zu 0,6 mrad.

⁷Das elektrische Feld wirkt wie eine elektrostatische Linse. Dieses Verhalten entspricht ganz analog dem Erhöhen des Stroms durch einen Quadrupol.

4.3.4 Geschlitzte und projizierte Emittanzen

Die große Strahldivergenz der STEAM und die hohe Pulslänge von $2t_c = 600$ ps bewirkt selbst in Abwesenheit von Raumladungskräften ein *Pseudowachstum* der normierten thermischen RMS-Emittanz.

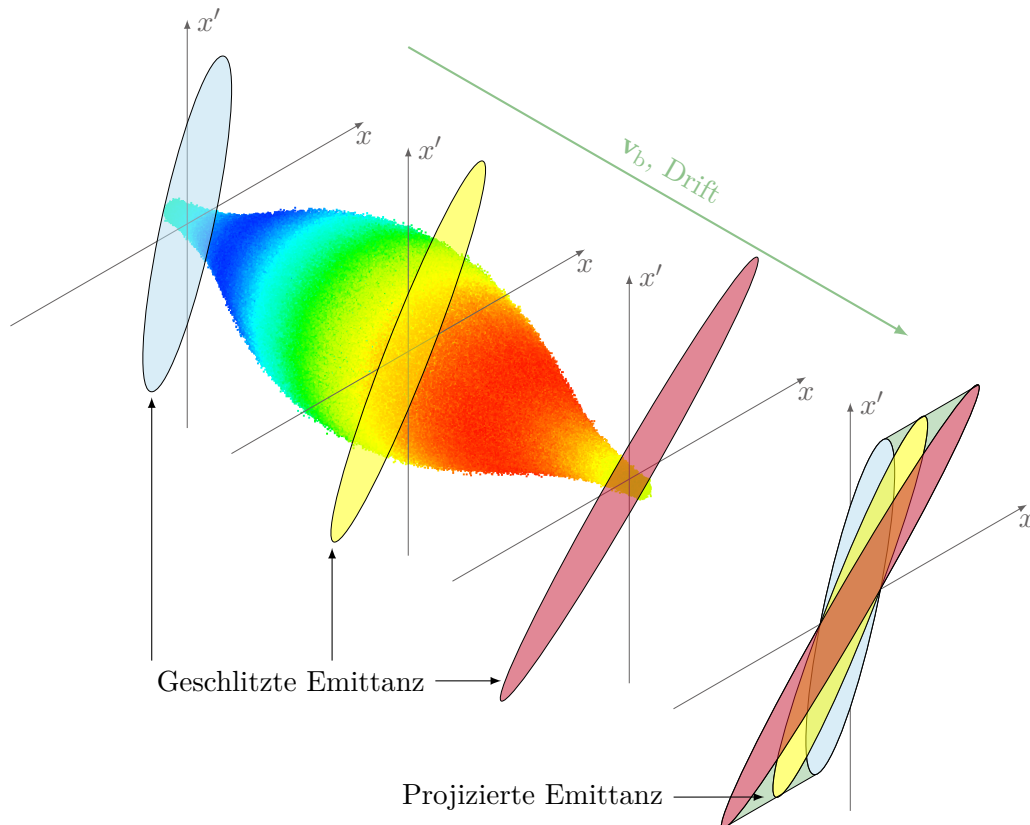


Abbildung 4.13: Skizze der geschlitzten und projizierten Emittanz eines langen, hoch divergenten Bunches.

In Abbildung 4.13 ist der Ursprung dieses Pseudowachstums veranschaulicht: Zu einem festen Zeitpunkt kann ein langer Bunch in einzelne Schlitze unterteilt werden. Für das Teilchenensemble, das durch einen solchen Schlitz vom Bunch abgetrennt wird, kann eine *geschlitzte* Emittanz berechnet werden, die der thermischen entspricht und erhalten ist. Der vordere Teil des Bunches ist bis zu diesem Zeitpunkt stärker divergiert als der hintere Teil. Für die Emittanzen bedeutet eine Driftstrecke eine Scherung der Ellipsenform und bewirkt eine scheinbare Vergrößerung der Gesamtemittanz, der sogenannten *projizierten* oder auch *effektiven* Emittanz.

Das Ziel ist die Beschreibung des Emittanzwachstums unter dem Einfluss von Raumladungskräften. Das Pseudowachstum muss also aus den Ergebnissen herausgerechnet werden, indem die transversalen Koordinaten des i -ten Teilchens auf die

Mitte des Bunches⁸ $\langle z \rangle$ transformiert werden (analog für die y -Komponente) über:

$$\begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix}_{\text{projiziert}} = \begin{pmatrix} 1 & s_i |z_i - \langle z \rangle| \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix}_{\text{geschlitzt}}$$

$$\text{mit } s_i \equiv \begin{cases} +1 & \text{für } z_i - \langle z \rangle < 0 \\ -1 & \text{für } z_i - \langle z \rangle > 0 \\ 0 & \text{für } z_i - \langle z \rangle = 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

Die räumliche Länge Δz_b eines vollständig auf die kinetische Energie⁹ eU beschleunigten Bunches mit der zeitlichen Länge Δt_b bestimmt sich aus

$$\Delta z_b = \beta_z c \Delta t_b \quad \text{mit } \beta_z = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + eU} \right)^2}. \quad (4.10)$$

Beispiel: Ein $\Delta t_b = 600$ ps langer Bunch, der auf 100 kV beschleunigt wurde, hat eine relative Geschwindigkeit $\beta \approx 55\%$ und eine räumliche Länge von etwa $\Delta z_b \approx 100$ mm.

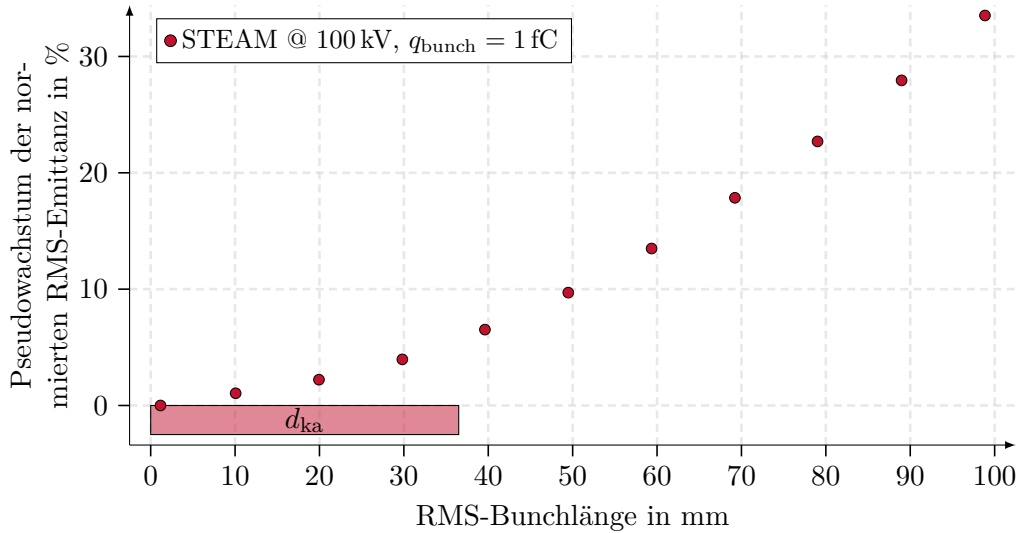


Abbildung 4.14: Pseudowachstum der projizierten Emittanz aufgrund der großen Divergenz in einer Drift. Ohne Transformation auf die Bunchmitte wächst die normierte RMS-Emittanz auch ohne den Einfluss von Raumladung. Zum Vergleich ist der Kathoden-Anoden-Abstand von STEAM eingezeichnet.

⁸Der gewichtete Mittelpunkt $\langle z \rangle$ entspricht hier außerdem dem Evaluationspunkt d_{ep} .

⁹Die longitudinale Startgeschwindigkeit ist bestimmt durch $k_B T$ der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Sie kann bei den hohen Beschleunigungsspannungen vernachlässigt werden.

Abbildung 4.14 zeigt den Einfluss der Bunchlänge auf das Pseudowachstum der normierten RMS-Emittanz, die ohne die Transformationsvorschrift (4.9) berechnet wurde. Zu sehen ist, dass eine Bunchlänge in der Größe des Kathoden-Anoden-Abstands von STEAM bereits zu einer Vergrößerung von circa 8 % führt.

Die Transformation (4.9) ist in der aufgeführten Form nur gültig, wenn der Bunch eine reine Drift durchläuft und die Raumladung vernachlässigt werden kann. Für kleine Bunchladungen ist dies hier gegeben, allerdings wirkt für hohe Ladungen die Raumladungskraft defokussierend. Zum einen ändert sie damit bereits den Impuls des i -ten Teilchens, der in einer reinen Drift gemäß der Transformationsvorschrift konstant bliebe, sodass gilt

$$x'_i = x'_{i,\text{Drift}} + x'_{i,\text{Raumladung}}. \quad (4.11)$$

Zum anderen schirmt eine hohe Raumladung das E -Feld an der Emissionsfläche ab. Dadurch kommt es zu einer Verlängerung und Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in den hinteren Teil des Bunches. Diese beiden Effekte dominieren insbesondere bei der PKA, deren E -Feld kleiner, aber auch der Kathoden-Anoden-Abstand etwa viermal so groß ist als bei STEAM. Auf eine vollständig analytische Beschreibung der projizierten Emittanz unter der Berücksichtigung der Raumladung muss hier verzichtet werden, weil es den Rahmen dieser Arbeit überschreitet. Allerdings soll in den folgenden Abschnitten an geeigneter Stelle noch einmal qualitativ auf diese Effekte hingewiesen werden.

Aus den folgenden Simulationsergebnissen wurden die normierten RMS-Emittanzen unter der Berücksichtigung der Koordinatentransformation¹⁰ (4.9) aus den gewichteten zweiten Momenten des Elektronenensembles, siehe Gleichung (4.4), über den Zusammenhang mit der RMS-Emittanz nach Gleichung (2.4) berechnet.

4.3.5 Transversale Strahldynamik

In Abbildung 4.15 sind die projizierten horizontalen¹¹ Phasenräume des Elektronenbunches für STEAM und PKA gegenübergestellt, die für zwei unterschiedliche Bunchladungen nach der Driftstrecke von 200 mm, d. h. am Evaluationspunkt d_{ep} , exportiert wurden. Dargestellt ist nur ein Bruchteil der simulierten Teilchen als Streudiagramm, das farblich durch eine mit der Makroladung gewichtete Häufigkeit unterlegt ist. Die Unterteilungsintervalle, engl. *bins*, sind $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mrad}$. Die eingezeichneten Ellipsen¹² beschreiben die 1σ -Umgebung, in der der Prozentteil $f = 37 - 42\%$ der Gesamtteilchenzahl¹³ liegt.

¹⁰Experimentell wird die Emittanz an einer festen Position anstatt zu einem festen Zeitpunkt bestimmt, das bedeutet, dass alle Teilchen dieselbe Drift oder dasselbe Magnetfeld durchlaufen haben und der Effekt des Pseudowachstums dort nicht berücksichtigt werden muss.

¹¹Aufgrund der Zylindersymmetrie der Quellen kann der vertikale Phasenraum ganz analog diskutiert werden.

¹²Die Breite und Höhe der Ellipse werden aus den Eigenwerten und die Korrelation zwischen x' und x aus den entsprechenden Eigenvektoren der Kovarianzmatrix $\text{Cov}(x', x)$ bestimmt.

¹³Alle Ergebnisse wurden immer mit der Gesamtteilchenzahl gerechnet. Lediglich die Darstellung erfolgt mit reduzierter Teilchenzahl.

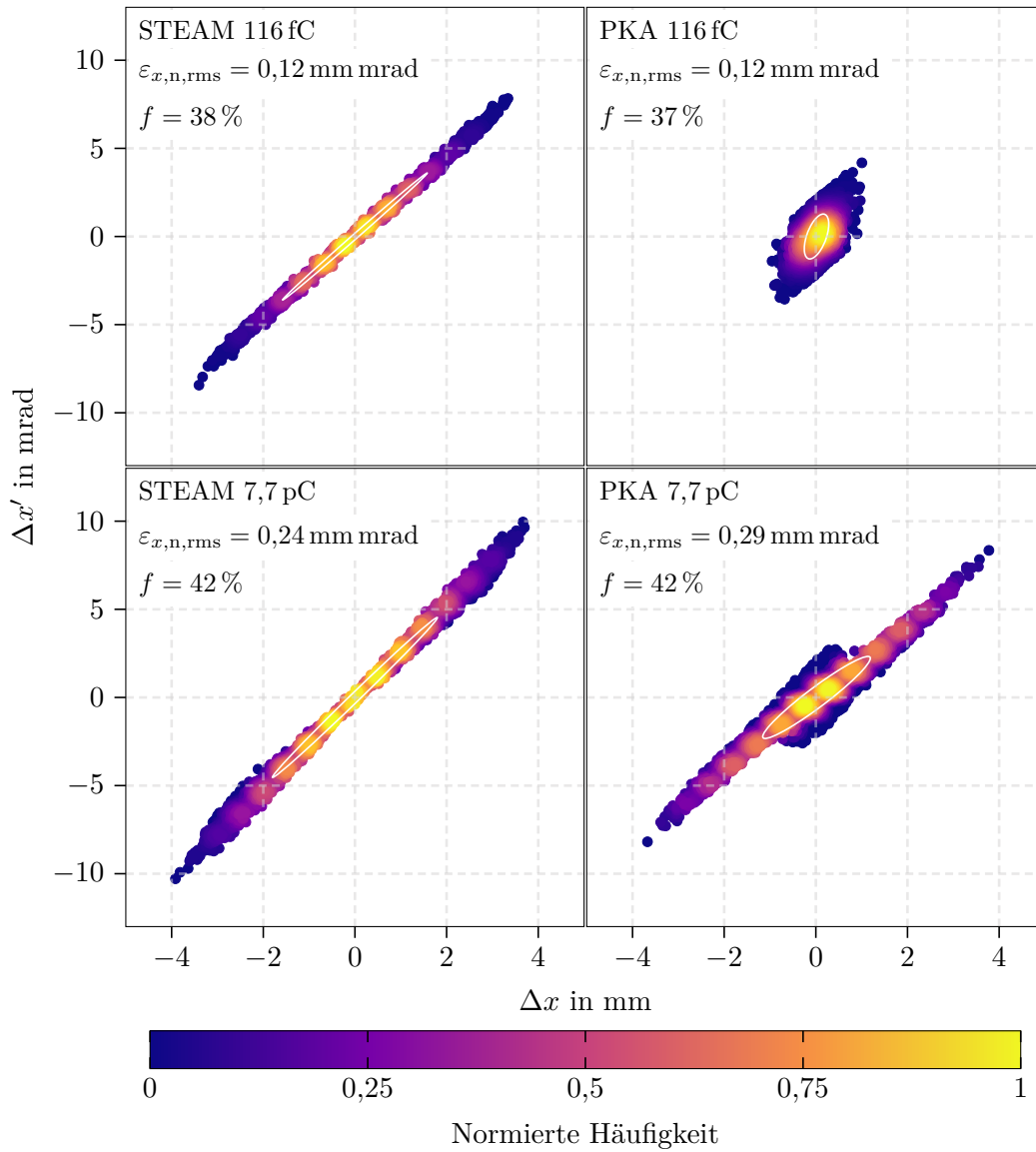


Abbildung 4.15: Projektion der Phasenraumellipse auf die transversale Komponente am Beispiel einer Bunchladung von 116 fC und 7,7 pC. Simuliert am Evaluationspunkt d_{ep} nach einer Driftstrecke von circa 200 mm nach dem Kathoden-Anoden-Spalt. f bezeichnet das Verhältnis aus Anzahl der simulierten Teilchen innerhalb der eingezeichneten Ellipse im Vergleich zur Gesamtanzahl. Die Raumladungskräfte bei 7,7 pC führen zu einer Vergrößerung des transversalen Phasenraumes. Das Emittanzwachstum wird durch das höhere E -Feld an der STEAM abgeschwächt. Dargestellt ist jedes 200ste Teilchen.

4 CST-Simulationen

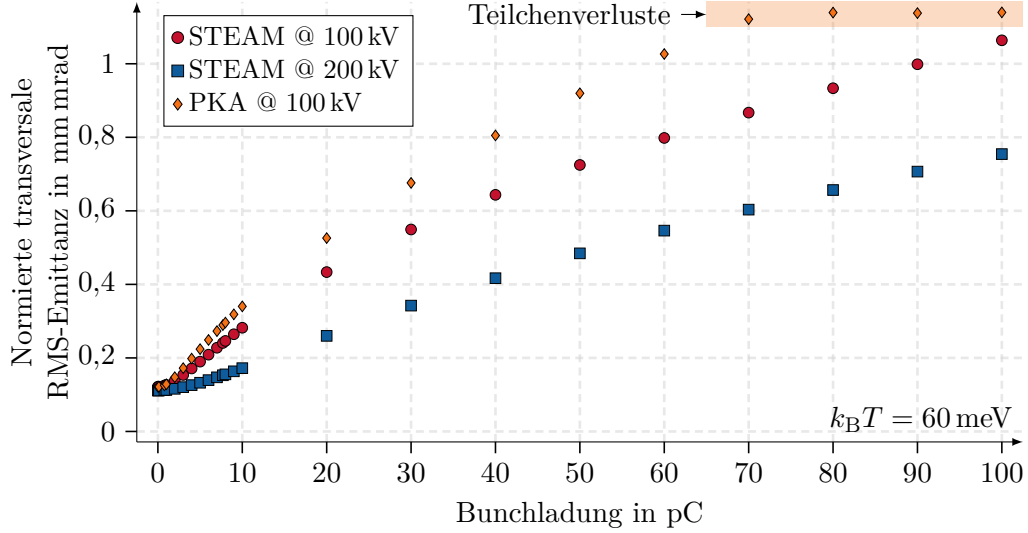


Abbildung 4.16: Normierte Emittanzen für verschiedene Bunchladungen am Evaluationspunkt, d. h. nach einer Drift von etwa 200 mm nach der Anode, für Bunchladungen bis 100 pC.

In der farblichen Häufigkeitsverteilung tritt ein punktförmiges Muster hervor, das auf die Form der Emissionsquelle zurückzuführen ist, vergleiche Abbildung 4.8: Trotz eines zufälligen Faktors, der durch die Winkelstreuung und die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in die Emission eingeführt wird, akkumulieren sich die Makroladungen eines einzelnen Emissionspunktes in einem kleinen Unterphasenraum. Der Einfluss des elektrischen Felds und der anschließenden Drift auf diese Unterphasenräume entspricht einer linearen Transformation, sodass das Muster, das bei der Emission bereits entstanden ist, am Evaluationspunkt in leicht verbreiteter und verwaschener Form erscheint. Der *Verschmierungseffekt* durch die zufällige Emission wird durch das Darstellen eines Bruchteils der Gesamtteilchenzahl – in Abbildung 4.15 ist es ein Zweihundertstel – teilweise aufgehoben, wodurch die anfängliche Struktur deutlicher hervortritt.

Für die kleinere Bunchladung von 116 fC entsprechen die normierten Emittanzen noch den thermischen. Das zeigt, dass Raumladung hier noch keinen nennenswerten Einfluss auf die transversale Strahldynamik hat. Die Form der Phasenräume entspricht denjenigen, wie sie aus den in Abbildung 4.12 dargestellten Enveloppen für einen divergenten Strahl zu erwarten sind, vergleiche Abbildung 2.2. Über seine ganze Länge ist der STEAM-Bunch am Evaluationspunkt bereits vollständig divergent, während sich der PKA-Bunch erst kurz nach dem Durchlauf des Fokus befindet. Es sind hier auch die *scharfen Kanten* zu erkennen, die auf den harten Schnitt des transversalen Startprofils durch den Cut-off Radius zurückzuführen sind.

Der Einfluss der Raumladung zeigt sich deutlich für die Bunchladung von 7,7 pC. Die normierten Emittanzen verdoppeln sich in etwa, was per Definition gleichbedeu-

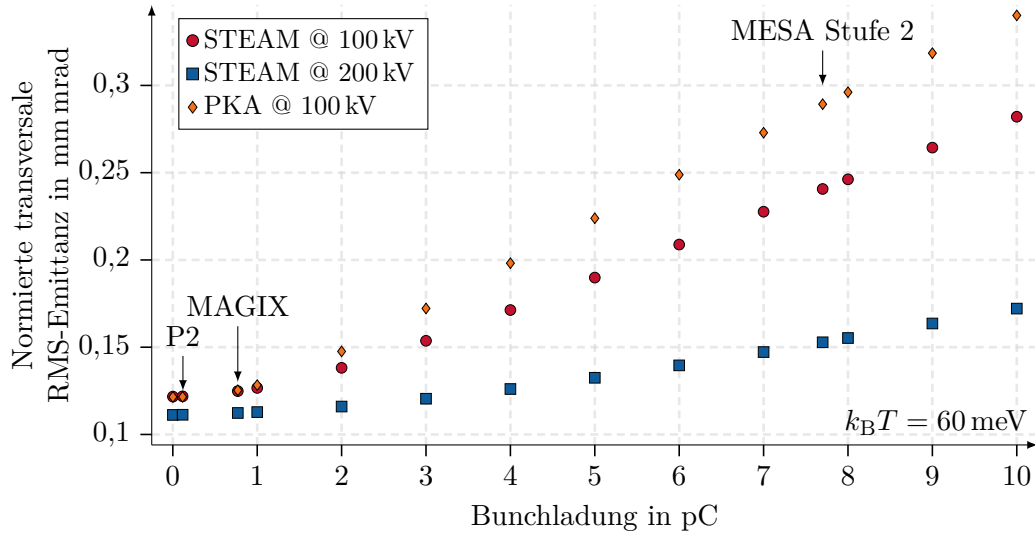


Abbildung 4.17: Normierte Emittanzen für verschiedene Bunchladungen am Evaluationspunkt, d. h. nach einer Drift von etwa 200 mm nach der Anode; Ausschnitt des für MESA relevanten Bereichs bis 10 pC.

tend mit einer Verdopplung der Phasenraumfläche ist und anhand der eingezeichneten 1σ -Ellipsen in Abbildung 2.2 veranschaulicht wird. Die starke Defokussierung durch die Raumladung ist bei der PKA deutlich zu sehen. Der Phasenraum geht von einer fast kreisförmigen Fläche über zu einer stark gestreckten Ellipse.

Der Verlauf der normierten RMS-Emittanzen gegen die Bunchladungen ist in Abbildung 4.16 bis 100 pC und detaillierter in 4.17 bis 10 pC zusammengetragen. Es ist zu sehen, dass bis zu wenigen Pikocoulomb die RMS-Emittanz erhalten bleibt. Für eine Betriebsspannung von 100 kV beginnt sie dann ab 2-3 pC aufgrund der Raumladung sehr stark zu steigen. Diese Steigung nimmt ab 20 pC langsam ab und geht in einen fast linearen Teil über. Ab 70 pC ist der Bunch in der PKA am Evaluationspunkt bereits so groß, dass er mit dem Strahlrohr, das einen Durchmesser von 38 mm besitzt, kollidiert. Es kommt zu Teilchenverlusten und durch das Abschneiden des Strahlhalos zu einer konstanten bzw. sogar abnehmenden RMS-Emittanz. Weitere Größen wie z. B. die Teilchendichte n_e sind in Abhängigkeit der Bunchladung im Anhang A.3 dargestellt.

Das gleiche Verhalten weisen die Emittanzverläufe für die STEAM mit dem Unterschied auf, dass die Teilchenverluste hier erst für Bunchladungen größer 100 pC einsetzen. Das erhöhte elektrische Feld der STEAM bewirkt eine Absenkung¹⁴ des RMS-Emittanzwachstums.

¹⁴Der kleine Offset in den RMS-Emittanzen für 200 kV, der insbesondere in Abbildung 4.17 für Nullstrom deutlich zu sehen ist, wird auf numerische Ungenauigkeiten in der Simulation zurückgeführt. In diesem Bereich entspricht die normierte RMS-Emittanz gleich der thermischen und ist unabhängig von der Beschleunigungsspannung.

4 CST-Simulationen

Alle simulierten Emittanzen liegen für $q_b \leq 50$ pC weit unter der für MESA geforderten¹⁵ normierten Emittanz von 1 mm mrad.

Zu den Ergebnissen, die in Abbildung 4.16 dargestellt sind, muss noch Folgendes angemerkt werden: Die Simulationen wurden für eine relativ niedrige thermische Energie von $k_B T = 60$ meV gerechnet, damit die Nullstrom-Emittanz der gemessenen thermischen Emittanz aus [13] entspricht. Für die relativ niedrigen Bunchladungen von 116 fC, die für das P2-Experiment benötigt werden und wegen der Anforderung an die Spinpolarisation aus GaAs extrahiert werden müssen, können sie unter Berücksichtigung weiterer Faktoren, vergleiche Abschnitt 4.5, auf die reale Strahldynamik übertragen werden. Weil die thermische Energie in einer Photoquelle durch die Laserenergie vorgegeben wird, ist die maximale Bunchladung, die aus GaAs für diesen Wellenlängenbereich extrahiert werden kann, u. a. durch das Oberflächenladungslimit, siehe Abschnitt 2.6 und 6.5, stark begrenzt. Das bedeutet aller Voraussicht nach, dass für die extrem hohen Bunchladungen von vielen 10 pC mit einer höheren Laserenergie und damit auch mit einer höheren thermischen Energie gerechnet werden muss. Abbildung 4.11 zeigt, dass für blaues Laserlicht eine dreimal so große Nullstrom-Emittanz wie für infrarotes zu erwarten ist. Die Simulationsergebnisse aus Abbildung 4.16 lassen allerdings darauf schließen, dass die geforderte Hochstrom-Emittanz von 1 mm mrad für MAGIX¹⁶ auch für 10 mA bzw. 7,7 pC nicht überschritten wird. Allerdings ist auch davon auszugehen, dass die Quelle zur Kompensation unvermeidbarer Strahlverluste, die innerhalb der langen Strahlführung bis hin zum Experiment auftreten, entsprechend höhere Bunchladungen als die geforderten 7,7 pC emittieren muss.

4.3.6 Longitudinale Strahldynamik

Die longitudinale Strahldynamik unterliegt dem Einfluss der Raumladungskraft ebenso wie die transversale. Allerdings sind hier im Voraus der Diskussion zwei wesentliche Unterschiede zu nennen:

1. Das elektrische Feld der Quelle ist in longitudinaler Richtung um mehrere Größenordnungen stärker als in transversaler.
2. In der transversalen Ebene bleibt das rotationssymmetrische Profil, siehe Abbildung 4.10, auch unter dem Einfluss von Raumladung erhalten, es verbreitert sich dadurch lediglich. In longitudinaler Richtung hingegen führt die Abschirmung des elektrischen Felds der Quelle durch Raumladung dazu, dass der

¹⁵Wie bereits erwähnt stammen die Ergebnisse aus Simulationen, die einen Idealfall widerspiegeln. Die von MESA geforderte Emittanz wird am Experiment gebraucht. Auf dem Weg von der Quelle dorthin ist der Bunch vielen störenden Einflüssen wie z. B. nichtlinearen Randfeldern von Magneten ausgesetzt, die eine RMS-Emittanzvergrößerung bewirken können.

¹⁶Falls die Anregung durch blaues oder grünes Laserlicht erfolgen kann, weil z. B. für MAGIX keine Spinpolarisation erforderlich ist, kann der Hochstrom auch aus Photokathoden mit positiver Elektronenaffinität (PEA) extrahiert werden. Diese sind u. a. aufgrund ihrer deutlich erhöhten Robustheit [15] gegenüber schädlichen Einflüssen des Restgases zu bevorzugen. Außerdem unterliegen PEA-Photokathoden nicht der Oberflächenladungslimitierung.

Ladungsschwerpunkt der ursprünglich ebenfalls symmetrischen Normalverteilung, vergleiche Abbildung 4.9, in den hinteren Teil des Bunches verlagert wird. Die Raumladung wirkt deshalb während des Beschleunigungsprozesses *symmetriebrechend*. Nach der Beschleunigung wirkt sie auf die asymmetrische Ladungsverteilung wie auch in der transversalen Ebene verbreiternd.

Die longitudinalen Phasenräume sind in Abbildung 4.18 für die beiden Quellen und für die zwei Bunchladungen 116 fC und 7,7 pC dargestellt. Die longitudinalen Unterteilungsintervalle der Häufigkeitsverteilung sind $10 \text{ mm} \times 1 \text{ eV}$.

Die Anmerkungen bezüglich des punktförmigen Musters, die im letzten Abschnitt getroffen wurden, gelten auch für den longitudinalen Phasenraum: In der Simulation werden zu jedem diskreten Zeitschritt Δt_s Elektronen aus der Emissionsfläche emittiert, wobei die vorgegebene Maxwell-Boltzmann-Verteilung einen kleinen zufälligen Einfluss auf deren diskretes Muster bewirkt und es verschmieren lässt. Für niedrige Bunchladungen ist das Häufigkeitsmuster deutlich zu sehen, während die Raumladungskraft im Bereich hoher Bunchladungen die Häufigkeiten im vorderen und hinteren Teil des Bunches akkumuliert.

Die charakteristische S-Form der Phasenräume ist eine Folge des longitudinalen Emissionsprofils $\lambda(z) = I(\beta_z ct)$, siehe Abbildung 4.9, und der longitudinalen Komponente der Raumladungskraft $F_z(r, z)$. Diese wirkt nach Gleichung (2.8) und (4.12) im Zentrum des Bunches linear und zu den Rändern¹⁷ hin nichtlinear defokussierend [40, Gl. (59)]. Abbildung 4.19 veranschaulicht diese Wirkung.

$$F_z(r, z) \propto \frac{1}{\gamma^2} \left(C - \frac{r^2}{r_c^2} \right) \frac{\partial \lambda(z)}{\partial z} \quad \text{mit } C = \text{konst.} \quad (4.12)$$

$$F_z(0, z) \propto f_z(z') = z' e^{-z'^2/2} \quad \text{mit } z' \equiv \frac{z}{\sigma_z}$$

Die longitudinale Raumladungskraft bewirkt ein Abbremsen des hinteren Teils des Bunches, das mit dem Verlust an kinetischer Energie verbunden ist. Für den vorderen Teil gilt das Gegenteil. Im Bereich niedriger Bunchladungen besitzen die meisten Elektronen eine fast verschwindende Energieabweichung. Durch die Erhöhung der Bunchladung prägt sich die S-Form immer stärker aus und es bilden sich zwei Ballungszentren dort, wo die Raumladungskraft einen Umkehrpunkt besitzt.

Die S-Form der gezeigten Phasenräume ist nicht punkt-symmetrisch um den nach Makroladung gewichteten Ursprung verteilt, wie es durch Gleichung (4.12) anzunehmen wäre. Der Symmetriebruch ist eine Folge der bereits erwähnten Abschirmung des E -Felds an der Quelle bei hohen Bunchladungen, die zu einer Verschiebung des Ladungsschwerpunkts in den hinteren Teil des Bunches führt. Dies erklärt auch, weshalb die beiden Ballungszentren ein unterschiedliches Vorkommen zeigen, d. h. es treten mehr Elektronen auf, die eine geringere Sollenergie besitzen. Aus Gründen der Energieerhaltung hat die kleinere Anzahl Elektronen im vorderen Teil des Bunches eine entsprechend höhere kinetische Energie.

¹⁷Die Ränder der S-Form sind durch die 1σ -Umgebung vorgegeben.

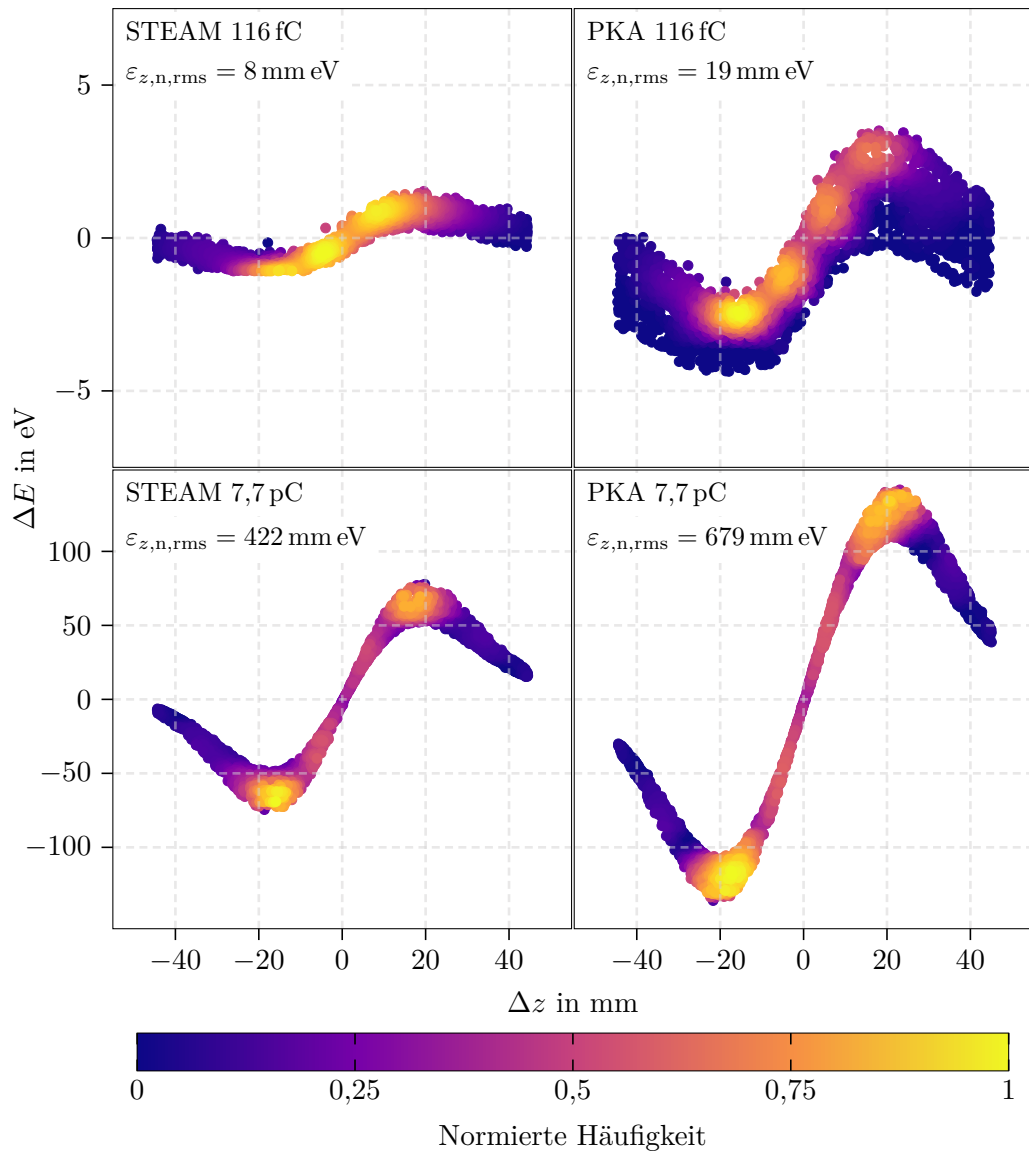


Abbildung 4.18: Projektion der Phasenraumellipse auf die longitudinalen Komponenten am Beispiel einer Bunchladung von 116 fC und 7,7 pC. Die Ergebnisse wurden am Evaluationspunkt d_{ep} entnommen. Zu beachten ist die unterschiedliche Achsenskalierung. Dargestellt ist jedes 200ste Teilchen.

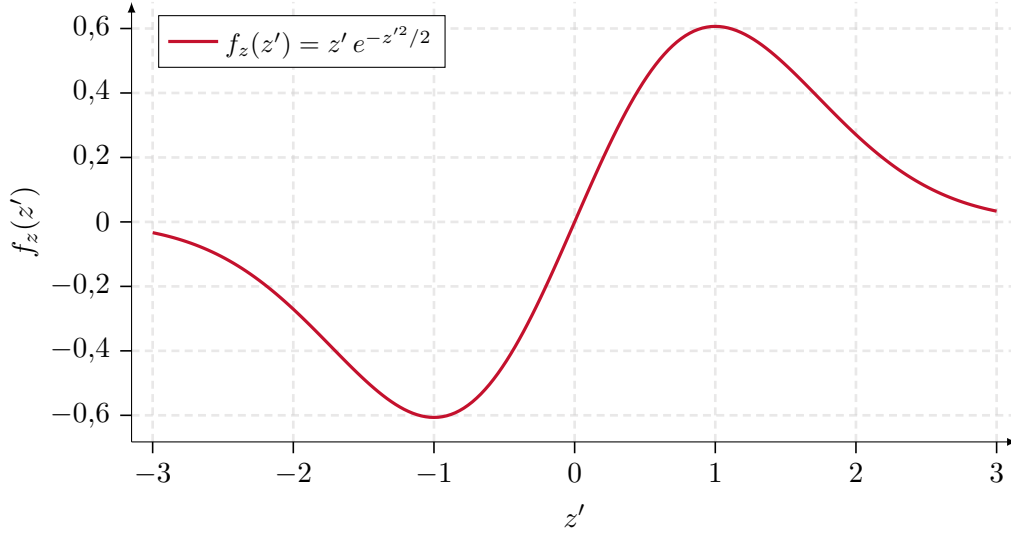


Abbildung 4.19: Die longitudinale Komponente der Raumladungskraft für eine normalverteilte Ladungsdichte, siehe Gleichung (4.12).

Die Energiebreite, engl. *energy spread*, ist eine wichtige Größe für die Niederen-energiestrahlführung und die Brillanz der Quelle, siehe Gleichung (2.10). Die RMS-Energiebreite ist im Folgenden auf die kinetische Sollenergie eU bezogen, d. h.

$$\frac{\Delta E}{E} \equiv \frac{\sqrt{\langle E_{\text{kin}}^2 \rangle - \langle E_{\text{kin}} \rangle^2}}{eU}. \quad (4.13)$$

Abbildung 4.20 zeigt die Zunahme der relativen RMS-Energiebreite am Evaluationspunkt mit steigender Bunchladung. Der qualitative Verlauf ähnelt dem der transversalen Emittanzen. Für Nullstrom ist die Energiebreite ebenfalls fast null¹⁸. Sie steigt dann für niedrige Bunchladungen zunächst linear an. Für sehr hohe Bunchladungen beginnt das Energiewachstum dann leicht abzufachen. Die Teilchenverluste bei der PKA entstehen, wie bereits erwähnt, ab Bunchladungen ≥ 70 pC durch die Kollision des Bunches mit dem Strahlrohr in der transversalen Ebene.

Das Verhalten der longitudinalen Energiebreite kann mittels des *Boersch-Effekts* beschrieben werden [84, S. 472f]. Das Elektronenensemble sei bei der Emission charakterisiert durch die transversale und longitudinale thermische Energie $k_B T_{\perp,i}$ und $k_B T_{\parallel,i}$. Durch die Beschleunigung – charakterisiert durch die relative Energie $\gamma = (mc^2 + eU)/mc^2$ – erfährt es eine Kühlung [84, Gl. (5.345)] in longitudinaler Richtung, während die transversalen Komponenten unverändert bleiben, d. h.

$$k_B T_{\perp,f} = k_B T_{\perp,i} \quad \text{und} \quad k_B T_{\parallel,f} = \frac{(k_B T_{\parallel,i})^2}{\beta^2 \gamma^3 mc^2}. \quad (4.14)$$

¹⁸Die kleinste relative Energiebreite ist im Experiment von null verschieden. Sie ist mit etwa 10^{-5} durch die Stabilität des HV-Netzteils nach unten limitiert.

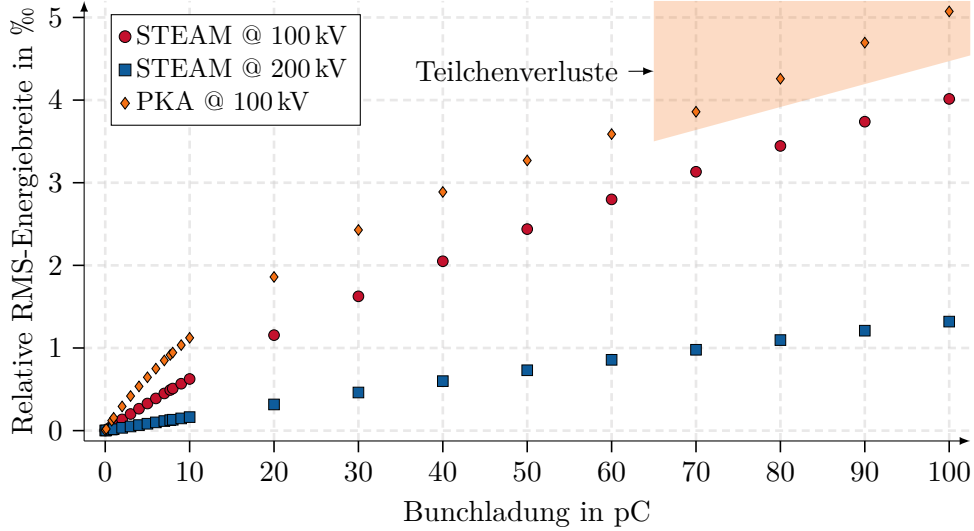


Abbildung 4.20: Relative RMS-Energiebreite für Bunchladungen bis 100 pC.

Beispiel: Ein Elektronenensemble mit einer thermischen Startenergie von $k_B T_{\parallel,i} = 0,1 \text{ eV}$ werde auf 100 keV beschleunigt. Seine longitudinale thermische Energie ist nach Gleichung (4.14) $k_B T_{\parallel,f} \approx 38 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$.

Coulomb-Kollisionen, Effekte wie Instabilitäten und – wie in diesem Fall – Raumladungskräfte führen dazu, dass sich ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Das bedeutet, dass sich die transversale Temperatur auf die longitudinale überträgt¹⁹. Die Zeitspanne τ_{eq} , in der sich das Gleichgewicht eingestellt hat, hängt in nicht-trivialer Weise $\tau_{\text{eq}} \propto 1/n_e \ln(n_e)$ von der Ensembledichte n_e ab. Durch das Erhöhen der Bunchladung steigt auch die Ensembledichte, siehe Abbildung A.3.5. Dadurch wird das Gleichgewicht immer schneller erreicht. Dieser Effekt erklärt das Abflachen der Steigung in den o. g. Verläufen.

Der kompensierende Einfluss der höheren E -Felder bei STEAM auf die longitudinale Raumladungskraft ist deutlich zu sehen. Für die für Stufe 2 von MESA benötigte Bunchladung von 7,7 pC wird, bei gleicher Betriebsspannung, aber dem zweieinhalbfachen E -Feld, die relative Energiebreite von $1 \cdot 10^{-2}$ auf $5 \cdot 10^{-3}$ verbessert. Das Erhöhen der Spannung führt zu einem doppelten Effekt: Zum einen wirkt ein circa fünfmal so großes E -Feld an der Photokathodenoberfläche. Zum anderen verdoppelt sich die kinetische Energie und halbiert die relative Energiebreite. Für eine Bunchladung von beispielsweise 70 pC zeigt Abbildung 4.20, dass die relative Energiebreite für 200 kV um mehr als einen Faktor drei reduziert wird.

Diese Verbesserung ist insbesondere in Hinblick auf den Strahltransport in der Niederenergiestrahlführung wichtig. Während die transversale Strahldynamik durch

¹⁹Der Boersch-Effekt bewirkt auch, dass die transversale Emittanz solange abnimmt, bis das Gleichgewicht erreicht ist. Die in Abbildung 4.16 dargestellten Ergebnisse sind allerdings für eine so kurze Distanz nach der Kathode gezeigt, dass dieser Effekt dort nicht sichtbar wird.

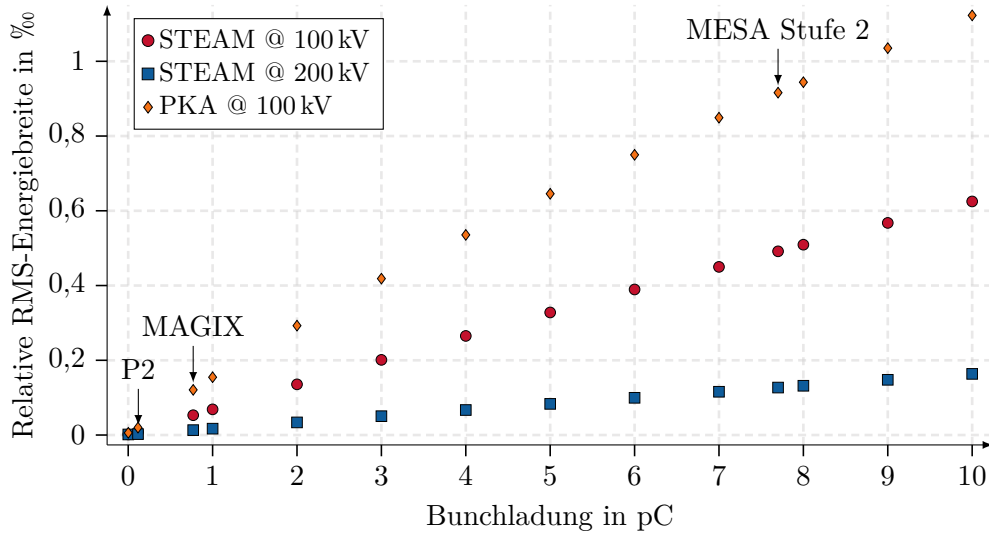


Abbildung 4.21: Relative RMS-Energiebreite für Bunchladungen. Ausschnitt des für MESA relevanten Bereichs bis 10 pC.

das Magnetsystem bestimmt wird, ist erst das Chopper-Buncher-System in der Lage, den longitudinalen Phasenraum gezielt zu beeinflussen. Dabei wirkt der Chopper irreversibel auf den Bunch ein, indem er den unerwünschten Strahlhalo wegschneidet. Erst in einigen Metern Entfernung zur Quelle wirkt der Buncher wie eine *longitudinale* Linse, deren Fokus auf den Eingang der nächsten Beschleunigungssektion – bei MESA ist das MAMBO – gelegt wird.

Es wurde daher noch zum Abschluss der Strahldynamikbetrachtungen simuliert, wie sich die relative Energiebreite für eine lange Driftstrecke vergrößert. Die Startenergieverteilung ist hier vernachlässigt worden, d. h. gegenüber den Startparametern aus Tabelle 4.1 wurde in diesen Simulationen eine feste kinetische Energie ohne Energiebreite vorgegeben. Die Stabilität des HV-Netzteils stellt mit $\geq 10^{-5}$ eine untere Grenze für die Energiebreite dar. Die Ergebnisse sind für 100 kV in Abbildung 4.22 und für 200 kV in Abbildung 4.23 dargestellt.

Innerhalb des ersten halben Meters steigt die relative Energiebreite um mehr als zwei Größenordnungen an. Dann flacht das Wachstum etwas ab, aber auch nach über zwei Metern stellt sich noch kein Gleichgewicht für die gewählten Parameter ein. Mit steigender Bunchladung nimmt die Energiebreite etwa linear zu, wie es auch in Abbildung 4.20 für die STEAM zu sehen ist.

Abschließend bleibt zu erwähnen, dass durch das Verdoppeln der Spannung auf 200 kV die Zunahme der relativen Energiebreite nach 2,4 m für den Hochstrombetrieb der MESA in der Niederenergiestrahlführung von 3 ‰ auf etwa 1 ‰ reduziert wird. Beide Ergebnisse aus Abbildung 4.22 und 4.23 verdeutlichen, wie wichtig es ist, den Strahl in möglichst kurzem Abstand zur Quelle longitudinal zu fokussieren.

4 CST-Simulationen

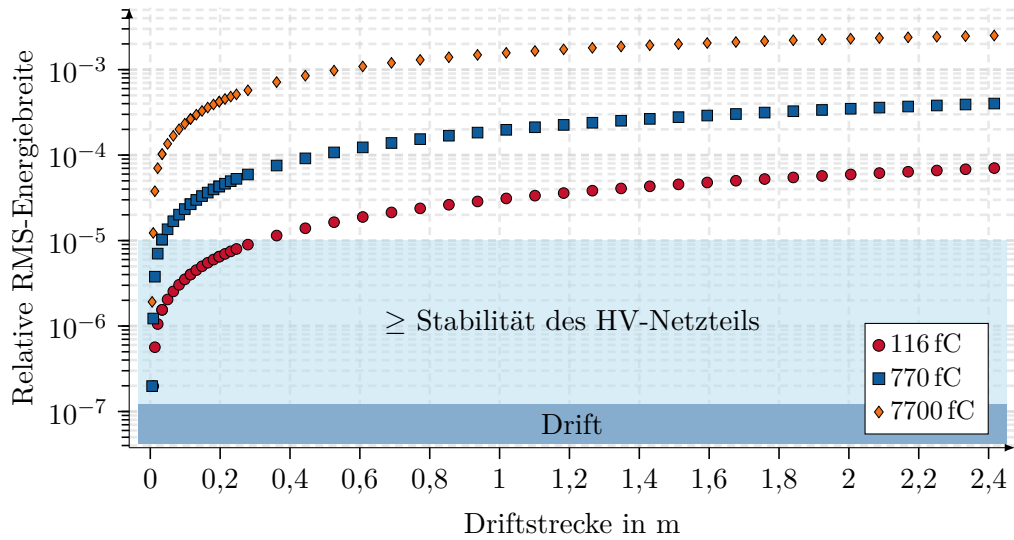


Abbildung 4.22: Simulation des Verhaltens der relativen RMS-Energiebreite eines Bunches mit 100 keV Energie und einer Startenergiebreite von null entlang einer Driftstrecke.

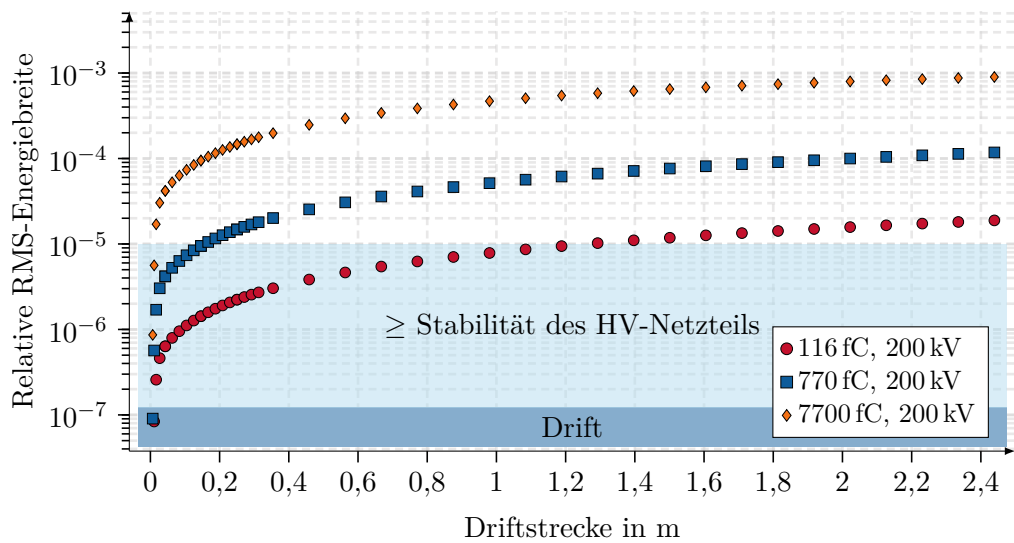


Abbildung 4.23: Simulation des Verhaltens der relativen RMS-Energiebreite eines Bunches mit 200 keV Energie und einer Startenergiebreite von null entlang einer Driftstrecke.

4.4 Feldemissionssimulation

Die parasitäre Feldemission in der Quelle kann die Lebensdauer der Photokathode im Experiment so schnell reduzieren, dass kein zuverlässiger Betrieb gewährleistet werden kann. Das Risiko für Feldemission steigt insbesondere für das Erhöhen der Betriebsspannung auf einen Wert von 200 kV, bei dem elektrische Felder im Bereich von bis zu 8 MV m^{-1} auftreten können, die aber wiederum für die longitudinale Strahldynamik bei der Extraktion hoher Bunchladungen von großem Vorteil ist.

Für einen stabilen Betrieb der Quelle muss sie deshalb *konditioniert* werden. Dabei werden die Zentren der auftretenden Feldemission durch den Beschuss mit ionisiertem Rest- oder Edelgas zerstört. Dieser Vorgang wird in Abschnitt 6.1 am Beispiel der HV-Konditionierung der STEAM im Experiment beschrieben.

Eine tatsächliche Simulation der Feldemission würde hier zu keinem Ergebnis führen, weil die Felder in der Simulation alle deutlich unterhalb der GV m^{-1} -Grenze liegen, die für die Emission von Elektronen aus Edelstahl überschritten werden muss. Auch das Simulieren von Mikroverunreinigungen, die eine mögliche Ursache für Feldemission darstellen, ist nicht zu vertreten, weil dazu ein entsprechend feines Mesh und sehr lange Simulationszeiten benötigt werden.

Um aber eine Vorstellung davon zu bekommen, wo mögliche Feldemissionselektronen, die von der Kathodenoberfläche emittiert werden, auftreffen können, wurden *Tracking*-Simulationen durchgeführt. In Abschnitt 4.2 wurde das gesamte CAD-Modell der STEAM simuliert. Dieses Modell kam auch bei den Feldemissionssimulationen zum Einsatz, wobei die gesamte Kathodenoberfläche mit Emissionspunkten versehen wurde, siehe Abbildung A.4.6. Aus den Punkten wird ein konstanter Elektronenstrom emittiert und dessen Bahn nachgezeichnet bzw. *getrackt*.

Die Trajektorien sind in Abbildung 4.24 dargestellt. Die meisten Elektronen werden isotrop²⁰ emittiert. Die Öffnungen in der Kathode wie z. B. das Montagefenster haben die Wirkung von elektrostatischen Linsen. Dort entstehen Elektronenschauer, die unterhalb des großen CF100-Fensters in Richtung Präparationskammer und in einem rechten Winkel dazu in Richtung des CF40-Fensters für die Beleuchtung gebündelt werden.

Auf Basis dieser Ergebnisse konnten die Messgeräte platziert werden, die den Feldemissionsstrom beim HV-Konditionieren messen. Sie zeigen, ob das Konditionieren erfolgreich war. Die Lage der Messgeräte ist ebenfalls in Abbildung 4.24 eingezeichnet; Sie werden in Abschnitt 6.1 detaillierter beschrieben.

²⁰In der Simulation wurden keine symmetriebrechenden Störfelder wie das Erd- oder IGP-Magnetfeld einbezogen.

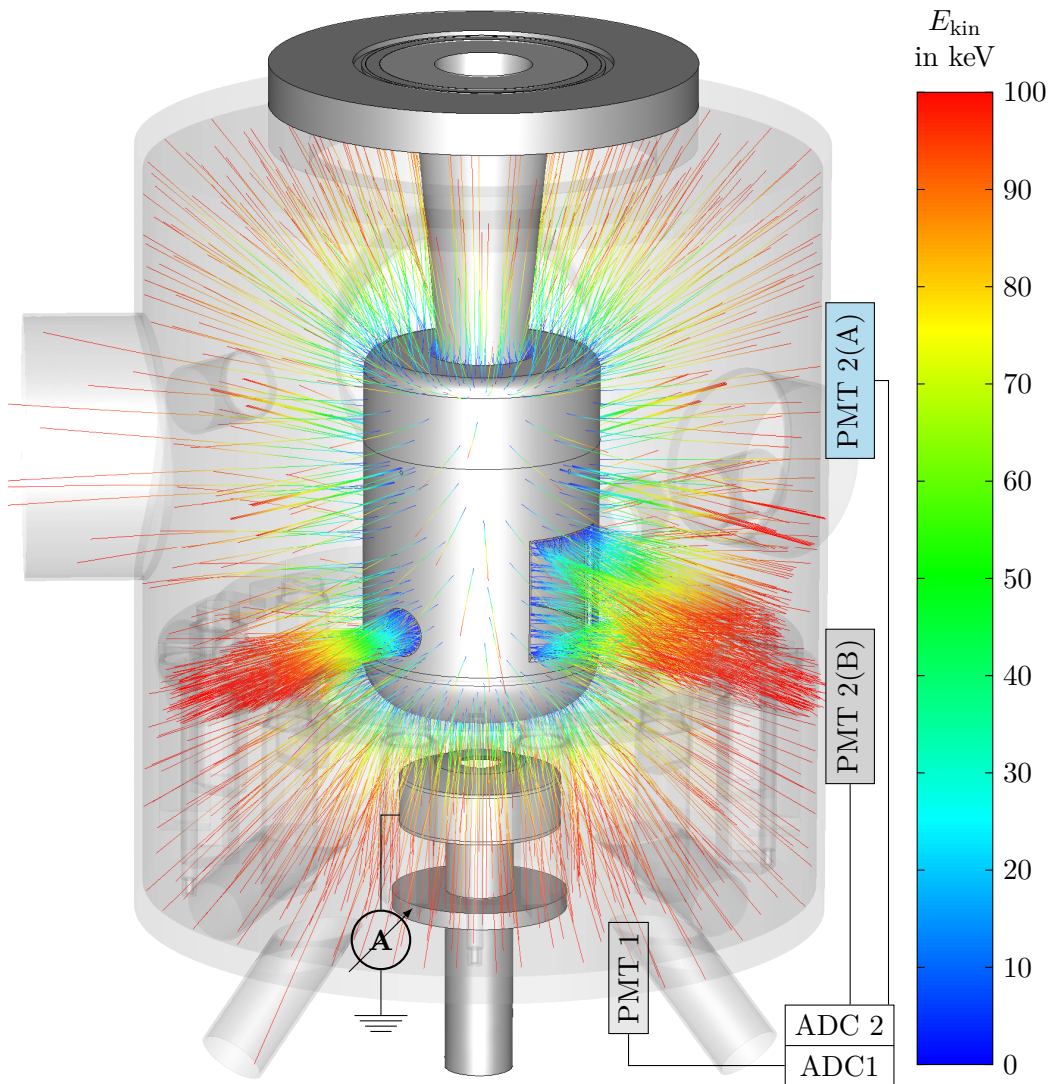


Abbildung 4.24: Feldemissionstrajektorien: Die Feldemission erfolgt – außer an den abgerundeten Öffnungen der Kathode – isotrop. Dort werden die Teilchen auf die gegenüberliegende Kammerwand fokussiert. Ein-gezeichnet sind außerdem die Messinstrumente, die bei der HV-Konditionierung in Abschnitt 6.1 zum Einsatz kamen. Die PMT-Einheiten bestehen aus lichtempfindlichen Sekundärelektronenvervielfachern mit vorgeschalteten Szintillatoren.

4.5 Von der Simulation nicht berücksichtigte Aspekte

Die hier gezeigten Simulationen sind ein unverzichtbares Werkzeug für die Konstruktion der Quelle gewesen. Insbesondere die elektrostatischen Simulationen halfen, die kritischen Stellen der extrem hohen E -Felder zu identifizieren und durch Geometrieänderungen zu verkleinern. Auch die PIC-Simulationen können einen Eindruck vermitteln, was beim Strahltransport von raumladungsdominierten Bunchen zu erwarten ist, und die Tracking-Simulationen helfen den wahrscheinlichsten Auftreffort für Feldemission zu ermitteln.

Allerdings kann eine Simulation nicht alle Aspekte des realen Experiments berücksichtigen, weil u. a. entweder ein entsprechendes, mathematisch beschreibbares Modell fehlt oder der Rechenaufwand unökonomisch hoch wäre. Zum Abschluss des Simulations-Kapitels sollen deshalb kurz diese fehlenden Aspekte, die zum Teil bereits in den vorangegangenen Abschnitten genannt wurden, aufgezeigt werden.

4.5.1 Festkörperphysikalische Aspekte

Die festkörperphysikalischen Effekte, die die Photoemission mit sich bringt, sind kompliziert und nur mit viel Aufwand und vielen Fallunterscheidungen – wenn überhaupt – implementierbar. Sie beeinflussen im Wesentlichen die Startbedingungen für das Emissionsmodell.

- Nicht berücksichtigt wird die *Startenergieverteilung*, die von der Wellenlänge abhängig ist. Je höherenergetisch die Laserenergie, desto größer ist sie für NEA-GaAs-Photokathoden.
- In der Simulation wird der *maximale Emissionsstrom* durch die Raumladung begrenzt, d. h. durch eine Limitierung, die die klassische Elektrodynamik vorgibt. Im Experiment ist es das Oberflächenladungslimit, das den maximal zu extrahierenden Elektronenstrom beschränkt, siehe Abschnitt 6.5.
- Eine Betriebsstabilität lässt sich nicht simulieren. Eine Simulation kann beliebig häufig unter denselben Bedingungen ausgeführt werden. Beim Betrieb einer Photoemissionsquelle hingegen ist mit Ausnahme von Hochspannungsüberschlägen, die die Quellenkomponenten nachträglich schädigen können, die *Lebensdauer der Photokathode* entscheidend. Diese hängt, wie in Abschnitt 2.4.6 beschrieben, von vielen Faktoren ab und beeinflusst maßgeblich das zuletzt genannte Oberflächenladungslimit.
- Ein simulierter Bunch hat eine vollständig zylindersymmetrische transversale Form, wie z. B. das hier vorgegebene normalverteilte Profil. Ausnahmen bilden kleine Ungenauigkeiten, die der Diskretisierung des Raumes durch Quader geschuldet sind. Im Experiment hingegen weist die aktive Fläche der Photokathode Unregelmäßigkeiten in der Quantenausbeute auf. Diese werden durch

destruktive Effekte wie das Ionen-Rückbombardement oder die Abnutzung eines Teils²¹ der Fläche im laufenden Betrieb verstärkt.

- Der Schottky-Effekt reduziert die Austrittsarbeit der Photokathode im elektrischen Feld der Quelle und erhöht damit die Quanteneffizienz. Die Raumladung hingegen kompensiert das E -Feld nicht-isotrop, d. h. es wird im Zentrum des Bunches stärker und zu den Rändern hin schwächer abgeschirmt. Chen et al. [24] arbeiten an einem Simulationsmodell, das diesen Effekt berücksichtigt. Es zeigte bereits eine sehr gute Übereinstimmung mit Messergebnissen für Positive-Elektronenaffinität-Photokathoden.
- Die lokale Abnutzung der aktiven Fläche führt bei NEA-Photokathoden zu Potentialdifferenzen zwischen Grenzflächen unterschiedlicher Elektronenaffinitäten, die den Startphasenraum beeinflussen können, siehe Abbildung 6.18.

4.5.2 Beschleunigerphysikalische Aspekte

Neben den festkörperphysikalischen gibt es noch weitere hier nicht berücksichtigte beschleunigerphysikalische Aspekte, die sich zum Teil in Simulationen, aber nicht alle in der vorliegenden CST-Version, realisieren lassen:

- Das Erdmagnetfeld wird im Experiment durch Kästen oder Folien aus Mu-Metall abgeschirmt, was im Innern der Quelle nicht möglich ist. Auch das IGP-Magnetfeld wurde nicht berücksichtigt. Beides führt zu einem Symmetriebruch in der transversalen und wirkt dispersiv in der longitudinalen Ebene. Der Einfluss eines konstanten Störmagnetfelds und des elektrischen Randfelds der Quelle auf die Trajektorie wird in Abschnitt A.5 kurz diskutiert.
- Die Simulation berücksichtigt keine *Spiegelladungseffekte*, engl. *image charge effects*, die einen raumladungsdominierten, dezentralen Bunch in einer Driftrohre defokussieren [84, S. 229].
- Durch das Fehlen von Restgas in der Simulation wurden auch die Effekte der Streuung, Ionisation und die damit verbundene Raumladungskompensation [22] nicht berücksichtigt.
- Damit verbunden kommt es auch zu keinem Ionen-Rückbombardement, was allerdings durch das Fehlen eines festkörperphysikalischen Simulationsmodells der CsO-Schicht und der Photoemission ohnehin keinen Einfluss hätte.
- Die Randfelder der Strahlführungsmagnete sind in der Regel nichtlinear und können zu RMS-Emittanzvergrößerungen führen. Dies trifft insbesondere auf die Ergebnisse für sehr hohe Bunchladungen zu, bei denen der Strahlradius sehr groß wird, siehe z. B. [47, S. 31f].

²¹Das Ionen-Rückbombardement wird dadurch reduziert, dass der Laserspot dezentral auf die Photokathode fokussiert wird. Bereits dadurch folgt die Emission nicht der Zylindersymmetrie der Quelle und zusätzlich nutzt sich die Photokathode ungleichmäßig ab.

5 Der experimentelle Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt die erste Stufe der MELBA, an der die experimentellen Untersuchungen aus Kapitel 6 stattgefunden haben. Es folgt eine Beschreibung des Lasersystems, dessen Eigenschaften elementar wichtig für die Photoemission sind, bevor das Kapitel mit Anmerkungen zum Kontrollsystem EPICS abschließt.

5.1 Übersicht über die Niederenergiestrahlführung MELBA

Die Quelle wurde in der MESA-Experimentierhalle¹ 3 aufgebaut und ihre Eigenschaften bezüglich der Photoemission von NEA-GaAs bei 100 kV Betriebsspannung untersucht. Die in Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse wurden an der ersten Stufe MELBA gemessen. Eine detailliertere Beschreibung der kompletten Niederenergiestrahlführung von MESA ist in [65] gegeben. Die für die Messungen und den Betrieb der Quelle relevanten Komponenten und Mechanismen werden hier beschrieben. Der Strahlführungsbereich zwischen Quelle und differentieller Pumpstufe wird im Folgenden als *vorderer* und der Rest entsprechend als *hinterer* Teil der MELBA bezeichnet. Abbildung 5.1 veranschaulicht die folgende Übersicht:

Magnete: Der divergente Elektronenstrahl aus der Quelle wird über ein Magnetensystem bis zum Strahlfänger geführt. Die *Dipolmagnete*, auch *Korrekturmagnete* oder engl. *Steerer*, können den Strahl in der horizontalen und vertikalen Ebene ablenken. Die *Quadrupolmagnete* wirken wie elektrische Linsen, d. h. sie fokussieren den Strahl in der einen und defokussieren ihn in der anderen Ebene. Sie beeinflussen damit seine transversale Ausdehnung. Die resultierende Wirkung auf den Elektronenstrahl zweier um 90° gegeneinander gedrehter, nah benachbarter Quadrupole wirkt in beiden Ebenen fokussierend. Der *Alphamagnet* [93, S. 57f] lenkt die Elektronen über einen 270°-Bogen von der vertikalen in die horizontale Ebene des Beschleunigers nahezu dispersionsfrei² ab. Eine dünne Mu-Metallfolie umgibt die Strahlführung und schirmt den Elektronenstrahl gegen äußere Störfelder ab.

Strahlrohre und Vakuum: Die Quelle wird durch ein UHV-Ganzmetallventil von der Strahlführung getrennt. Sobald es geöffnet wird, kommt es zur Rückströmung von Restgasen in die Quellenkammer und zu einer Verschlechterung des dort herrschenden Drucks. Aus diesem Grund sollte das Vakuum in der Strahlführung eben-

¹In Abbildung 1.2 ist das die Halle, in der das Experiment MAGIX eingezeichnet ist.

²Nach [93] wirkt der Alphamagnet in horizontaler Richtung (de-)fokussierend und in vertikaler Richtung wie eine Drift.

5 Der experimentelle Aufbau

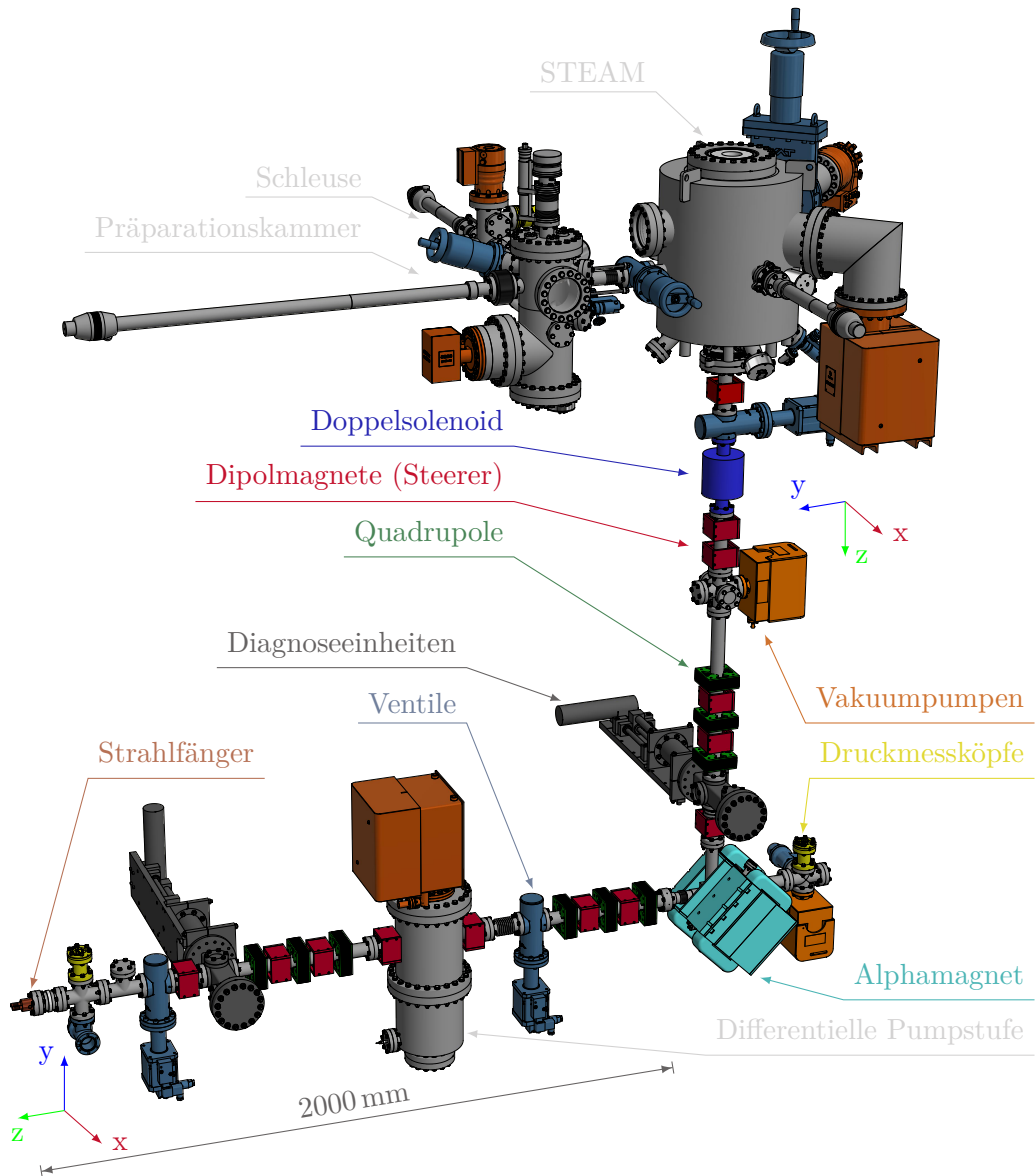


Abbildung 5.1: CAD-Modell des *MESA Low-energy Beam Apparatus* (MELBA), erste Ausbaustufe. Für eine detaillierte Beschreibung der kompletten MELBA wird auf die Dissertation von Matejcek [65] verwiesen. Das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem entspricht dem eingezeichneten.

5.1 Übersicht über die Niederenergiestrahlführung MELBA

falls im UHV-Bereich liegen und es dürfen – ganz analog zu den Anforderungen in der Quelle und Präparationskammer – nur Materialien verbaut sein, die eine möglichst geringe Ausgasrate haben und ausheizbar sind. Die mit NEG-Material beschichteten Strahlrohre³ sind aus ausheizbarem Edelstahl 1.4404 gefertigt. Zwei 45 L s^{-1} -IGPs⁴ im vorderen Teil der MELBA ergänzen die Vakuumerzeugung.

Zum Erreichen eines besseren Enddrucks wurde die MELBA für circa 330 h bei 180°C ausgeheizt. Die Ausheiztemperatur ist beschränkt durch die Quadrupolmagnete, die während des Ausheizens nicht abgenommen werden können. Laut Hersteller ist diese Temperatur ausreichend, um die NEG-Beschichtung zu aktivieren.

Differentielle Pumpstufe: Die differentielle Pumpstufe ist in circa 2,5 m Entfernung von der Quelle entfernt in die MELBA integriert. Im Inneren ihrer Vakuumkammer befindet sich unter 45° eine Blende mit einer Öffnung von 15 mm, die das niedrige Quellen- vom schlechteren Beschleunigervakuum trennt. Statt der ursprünglich vorgesehenen Kryopumpe [21] wurde hier eine 100 L s^{-1} -IGP⁵ für den hinteren Teil verwendet, weil diese im Vergleich keiner Wartung bedarf.

Druckmessung und -interlock: Die Vakuumdruckmessung findet neben der Auslese der IGP-Netzteile auch über Heißkathodenmessköpfe⁶ statt. Der Druckmesskopf im vorderen Teil der MELBA nahe dem Alphamagneten löst ein Hardwareinterlock aus, das alle Ventile schließt und den Laser ausschaltet, wenn ein bestimmter Schwellenwert überschritten wird, den der Operateur vorgibt.

Die Quelle ist durch ein zusätzliches Interlock geschützt, das vom IGP-Netzteil ausgelöst wird. Die untere Druckmessgrenze des Netzteils ist $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Steigt der gemessene Druck⁷ auf $\geq 1 \cdot 10^{-9}$ mbar, so werden die Hochspannung und der Laser abschaltet sowie das Ventil zur Strahlführung geschlossen. Dieses Ereignis ist enorm belastend für die Lebensdauer der Photokathode, siehe Abschnitt 6.3.

Tabelle 5.1 zeigt exemplarisch die Druckverhältnisse im Gleichgewicht für die drei Betriebsmodi der MELBA. Einander gegenübergestellt sind die Drücke bei geschlossenem Quellenventil und ausgeschalteter Hochspannung $p_{\text{geschlossen}}$, dem einsatzbereiten Zustand $p_{\text{einsatzbereit}}$, d. h. Ventil offen und Hochspannung an, und den Druckverhältnissen p_{strahl} bei $34 \mu\text{A}$ -Strahlbetrieb. In der späteren Ausbaustufe haben sich die Verhältnisse im Strahlbetrieb weiter verbessert [65].

Konstruktionsbedingt ist der Druckmesskopf am Alphamagneten gegenüber einer IGP montiert. Er sieht die dortigen Ionisationsprozesse und zeigt einen höheren Druck an als erwartet. Im einsatzbereiten Zustand wirkt das gute Vakuum der Quelle selbst wie eine Pumpe und verbessert leicht den Druck im vorderen Teil der MELBA. Das Beispiel des Druckanstiegs in der Quelle bei Strahlbetrieb

³Fa. Pfeiffer Vacuum

⁴Typ 45S TiTan Ion Pump, Fa. Edwards GmbH; mit Magnetschild

⁵Typ Starcell, Fa. Varian

⁶Typ Barion-Extended, Fa. Vacom

⁷ $1 \cdot 10^{-9}$ mbar entspricht der niedrigsten einstellbaren Interlockschwelle des verwendeten Netzteils.

Druckmesskopf	$p_{\text{geschlossen}}$ in mbar	$p_{\text{Einsatzbereit}}$ in mbar	p_{strahl} in mbar
Quelle	$5,0 \cdot 10^{-12}$	$7,0 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-11}$
Alphamagnet	$3,3 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$6,8 \cdot 10^{-10}$
Strahlfänger	$1,9 \cdot 10^{-10}$	$3,1 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 5.1: Typische Druckverhältnisse der MELBA ohne Strahlbetrieb und exemplarisch für $34 \mu\text{A}$ auf den Strahlfänger.

verdeutlicht, wie wichtig der Einsatz der differentiellen Pumpstufe und eine gute Transmission von Quelle zum Strahlfänger sind.

Diagnoseelemente: In der MELBA sind an zwei Positionen Diagnoseelemente verbaut, die es erlauben, Leuchtschirme oder Drähte in den Strahlengang zu fahren. Während die Drähte zur Bestimmung der Emittanz genutzt werden [65], dienen die Schirme hauptsächlich dem Zweck, mit einer Kamera⁸ den Elektronenstrahl zu beobachten und die passenden Magneteinstellungen zu finden, um mit höchstmöglicher Transmission den Strahlfänger zu erreichen.

Strahlfänger: Der Strahlfänger ist ein massiver Kupferkörper, der mit VE-Wasser gekühlt wird und dem Design von Barday [8, S. 34] nachempfunden wurde. Er ist elektrisch isoliert über einen Isolator mit der MELBA verbunden. Seine Erdung erfolgt über eine Serienschaltung aus einer 9 V-Blockbatterie, einem $1 \text{ k}\Omega$ -Widerstand und einem Pikoamperemeter. Die am Widerstand abfallende Spannung wird mit einem Oszilloskop abgegriffen. Das Pikoamperemeter erlaubt das Messen der DC-Ströme und das Oszilloskop das Auswerten der Hochstimpulse. Die 9 V-Blockbatterie hindert niederenergetische Sekundärelektronen daran, den Strahlfänger wieder zu verlassen. Die Schaltung ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

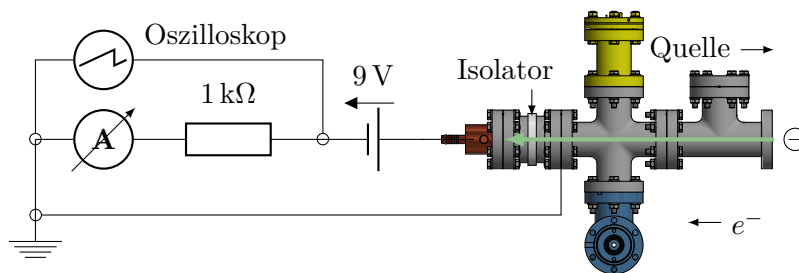


Abbildung 5.2: Schaltung am Strahlfänger. Das Pikoamperemeter maß die DC-Ströme. Das Oszilloskop erlaubte das Messen kurzer Elektronenpulse über den Spannungsabfall am Widerstand und des Laserdiodontreiberstroms (nicht eingezeichnet).

⁸Typ Pi NoIR Camera V2, OV5647 Sensor.

5.2 Das Lasersystem

Für die Experimente wurde eine fasergekoppelte Multimode-Laserdiode⁹ mit der Wellenlänge $\lambda_L = 808 \text{ nm}$ und einer maximalen Leistung¹⁰ von $P_{L, \max} = 7 \text{ W}$ genutzt. Der Laserdiodentreiber kam bereits bei den Hochstromexperimenten von Barday [8, S. 64] zum Einsatz. Er erlaubt den Einzelpulsbetrieb mit Pulslängen ab $350 \mu\text{s}$ bis hin zum Dauerstrichbetrieb. Die Ansteuerung wurde für das Kontrollsystem EPICS, siehe Abschnitt 5.3, angepasst. Die Laserdiodenkennlinie ist im oberen Teil in Abbildung 5.3 dargestellt. Der unteren Teil zeigt eine Detaildarstellung der Kennlinie im Bereich bis zur Laserschwelle, unterhalb derer keine stimulierte, sondern nur spontane Emission stattfindet. Die Kurve ähnelt in diesem Bereich der Kennlinie einer Leuchtdiode (LED) [97, Kap. 12].

Die schematische Darstellung 5.4 stellt eine Übersicht über das Lasersystem dar. Der Strahl der Laserdiode wird über ein Teleskop, bestehend aus zwei Linsen, und ein Spiegelsystem durch ein seitliches Vakuumfenster auf die Photokathode geleitet. Eine Glasscheibe reflektiert einen Teil des Strahls über eine weitere Linse auf einen Sensor¹¹. Die reflektierte Laserleistung wird online gemessen und die Leistung auf der Photokathode über die Kalibrationstabelle, die graphisch in Abbildung 5.5 dargestellt ist, errechnet. Der 1000-fach-Abschwächer A1 nach der Glasscheibe diente dazu, den Laser in einem stabilen Arbeitsbereich bei niedrigen Ausgangsleistungen betreiben zu können.

Ein weiterer Spiegel kann manuell in den Strahlengang gebracht werden, um den Laserstrahl auf einen Kamerasensor¹² zu lenken. Der Abstand vom Spiegel M5 zur Kamera und der Winkel von circa 40° zur Horizontalen entspricht dem Strahlengang zur Photokathode. Der Kamerasensor dient als *virtuelle Kathode*, d. h. das dort gemessene Laserprofil entspricht näherungsweise dem Profil auf der Photokathode. Er ist in einem schwarzen Plastikgehäuse verbaut und wird durch einen 10 000-fach-Abschwächer vor dem Streulicht aus der Experimentierhalle und einer zu hohen Laserleistung geschützt.

Abbildung 5.6 zeigt das Beispiel eines auf der virtuellen Kathode aufgezeichneten Laserspots. Die Pixel des Sensors sind unterschiedlich sensitiv für Licht der Farben Rot, Grün und Blau. Sie sind in einer Matrix angeordnet, in der die grünen Pixel auf den Diagonalen liegen. Weil doppelt so viele von ihnen wie von den roten und blauen Pixeln vorhanden sind, wurden für die Auswertung die grünen Pixel verwendet. Die Ansteuerung der Kamera erlaubt den Zugriff auf die Rohdaten des Sensors.

Der in dieser Arbeit verwendete Begriff des *Laserspots* bezieht sich auf die RMS-Halbachsen der elliptischen Fläche, mit der die Photokathode bestrahlt wird. Die Orientierung der Fläche bzw. die Ausrichtung der Halbachsen orientiert sich an dem globalen Koordinatensystem, siehe Abbildung 5.1.

⁹Typ FL-FCSE01-7-808, Fa. Laser 2000, Faserdurchmesser $220 \mu\text{m}$, numerische Apertur 0,22

¹⁰Die maximale Leistung von 7 W entspricht den Angaben des Herstellers. Die maximal gemessene Leistung beträgt hingegen 5 W, siehe Abbildung 5.5.

¹¹Typ S121C, Fa. Thorlabs; Kalibrationskurve mit Leistungen $\geq 500 \text{ mW}$: Typ S322C, Fa. Thorlabs

¹²Typ OV5647, Fa. OmniVision, Bildsensorgröße: $2592 \times 1944 \text{ pixels}$ / $3,76 \times 2,74 \text{ mm}$

5 Der experimentelle Aufbau

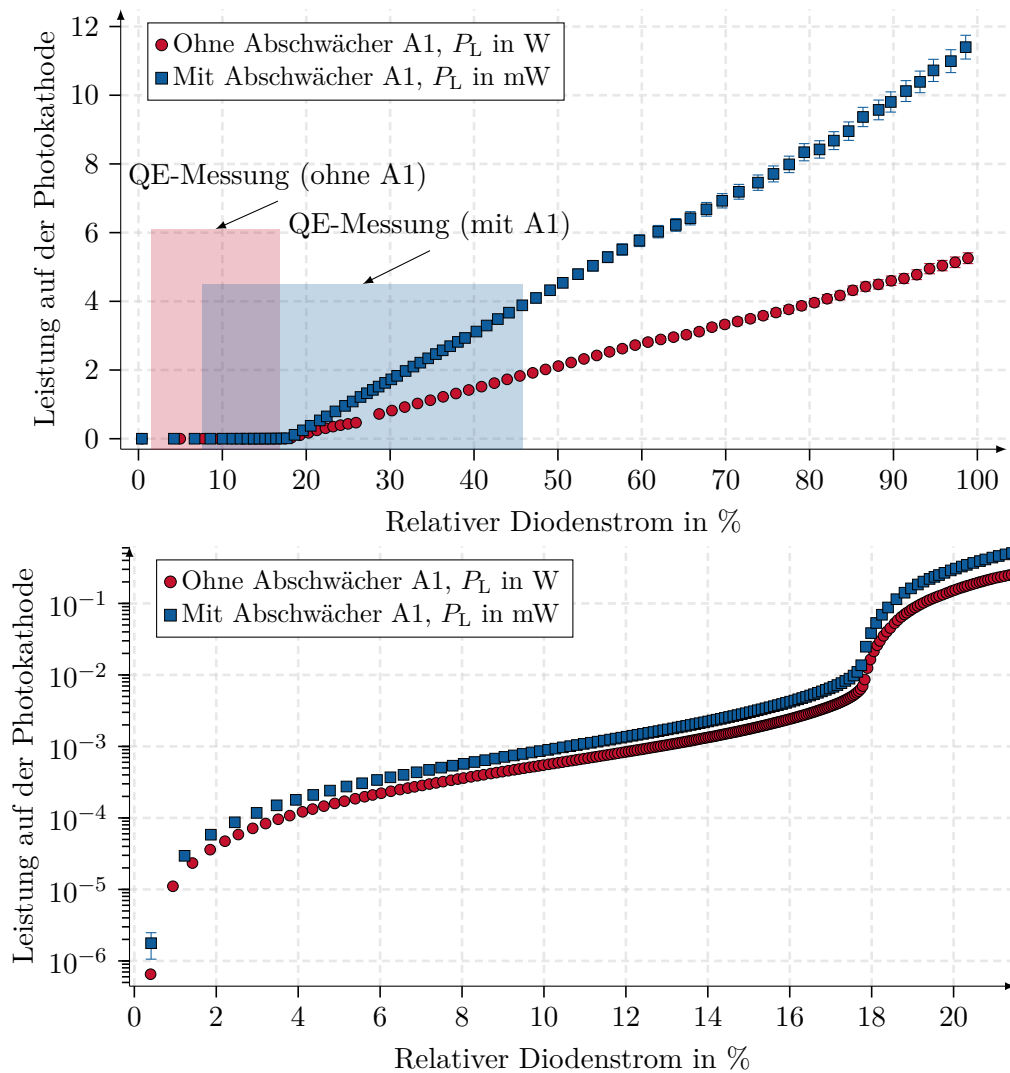


Abbildung 5.3: Oben: Laserdiodenkennlinie komplett. Unten: Ausschnitt bis kurz vor der Laserschwelle. Der Strom des Lasertreibers wird über einen Digital-Analog-Converter (DAC) von einem Mikrocontroller gesteuert. Der relative Diodenstrom bezieht sich auf die maximale Aussteuerung von 65 535 bit des DAC. Wie in Abbildung 5.5 ist nur ein geringer Bruchteil der Datenpunkte dargestellt. Eingezeichnet sind außerdem die beiden Bereiche, innerhalb derer die Quanteneffizienzmessungen mit und ohne Abschwächer A1, siehe Abschnitt 6.3, aufgezeichnet wurden.

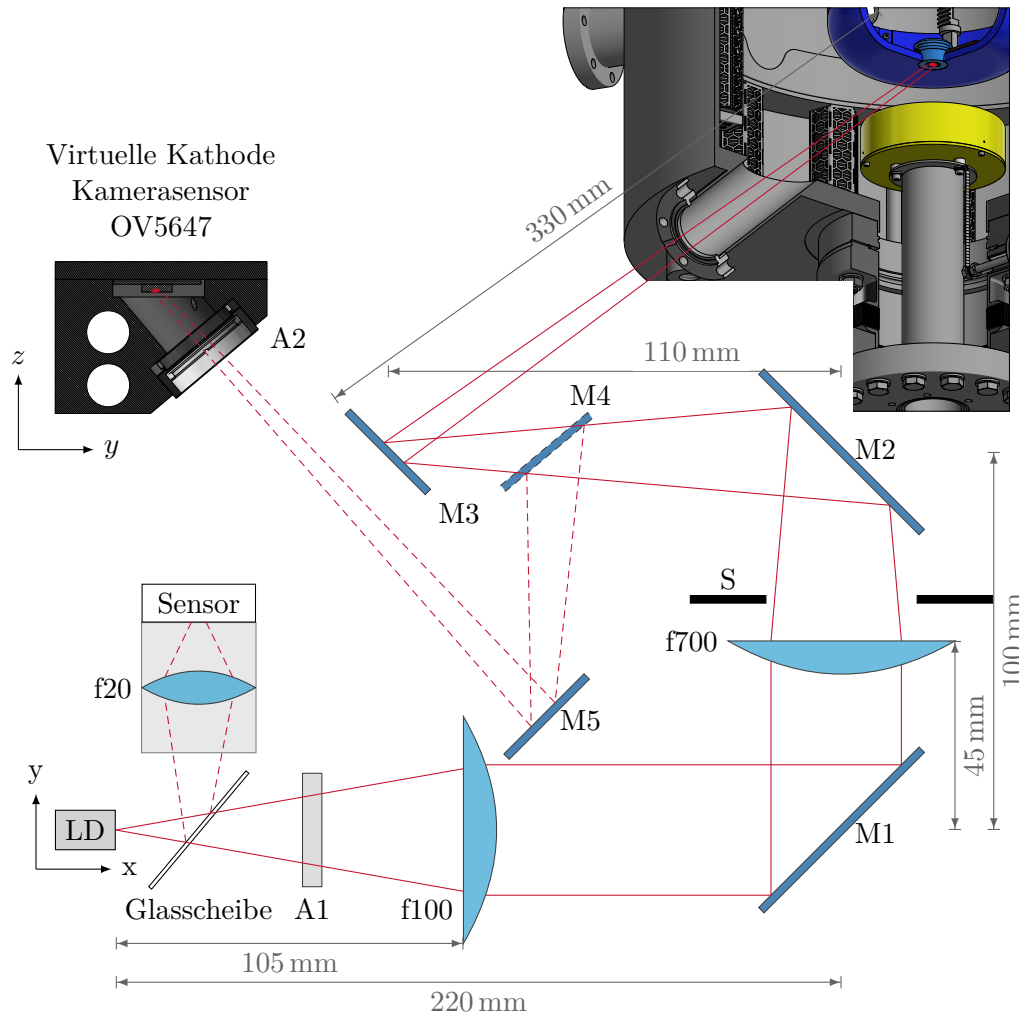


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des optischen Systems der Laserstrahlführung. Die Komponenten Laserdiode (LD), Abschwächer (A1), Linsen (f), Spiegel (M) und Shutter (S) liegen in einer Ebene. Der Spiegel M3 lenkt den Laserstrahl durch ein seitliches Vakuumfenster auf die Photokathode. Der Sensor misst online die Leistung des am Glas teilreflektierten Laserstrahls. Über eine Kalibrationskurve wird die Leistung auf der Photokathode ermittelt. Der Spiegel M4 kann in den Strahlengang geführt werden, um den Laser auf einen eingehausten Kamerasensor zu lenken, der sich im gleichen Abstand von der Linse $f700$ und Winkel zur horizontalen Ebene befindet wie die Photokathode. Der Laserspot, der auf den Kamerasensor trifft, entspricht damit dem auf der Photokathode. Daher wird der Kamerasensor als *virtuelle Kathode* bezeichnet.

5 Der experimentelle Aufbau

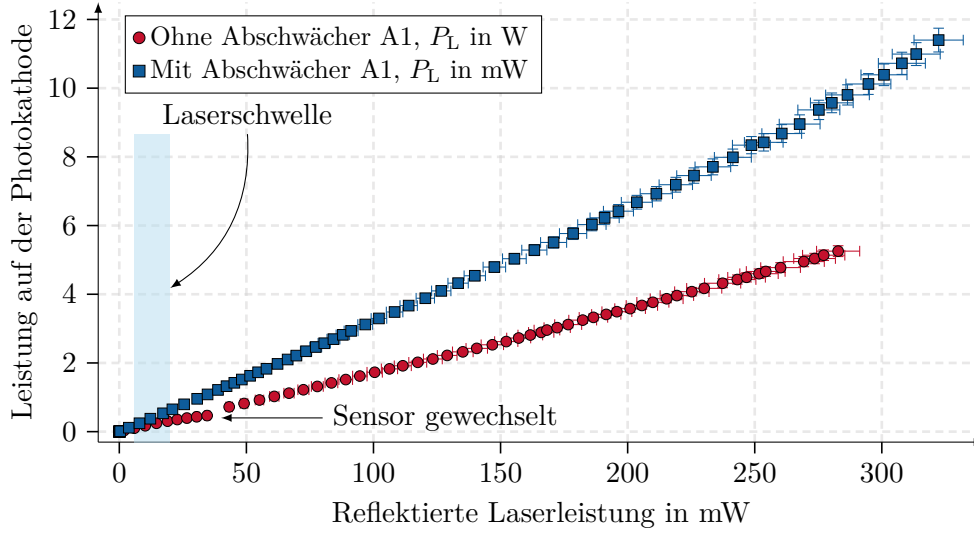


Abbildung 5.5: Kalibrationskurven für das Bestimmen der Laserleistung auf der Photokathode anhand der online gemessenen reflektierten Laserleistung. Zu beachten ist die unterschiedliche Größenordnung der y -Achse. Dargestellt sind jeder 20ste Punkt für die Messung ohne und jeder 400ste Punkt für die Messung mit Abschwächer A1. Jeder Messpunkt ist der Mittelwert aus 20 Werten, die am Ausgang des optischen Systems, d. h. nach Spiegel M3 und dem Vakuumfenster, gemessen wurden. Die Messung von Leistungen ≥ 500 mW fand mit einem größeren Sensor statt.

Für die Bestimmung der RMS-Halbachsen werden zunächst aus dem aufgezeichneten Bild die Projektionen der Intensität auf die x - und y -Achse extrahiert. Weil jede zweite Diagonale in der Bildmatrix im grünen Kanal null ist, wird über je zwei benachbarte Pixel gemittelt. Die gemittelten Projektionen sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Berechnung des Laserspots σ_x erfolgt in Analogie zu Gleichung (4.4) aus einer *gewichteten Stichprobenvarianz* gemäß Gleichung (5.1).

$$\begin{aligned}
 \langle x \rangle &= \sum_{i=1}^N w_i x_i & \sum_{i=1}^N w_i &= 1 \\
 \langle x^2 \rangle &= \sum_{i=1}^N w_i (x_i - \langle x \rangle)^2 & \sigma_x &= \sqrt{\langle x^2 \rangle}
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Hier ist w_i die gemessene Intensität für den i -ten Pixel an der Position x_i des Sensors und N die halbe Anzahl der Sensorpixel. Die zweite RMS-Halbachse σ_y wird analog berechnet.

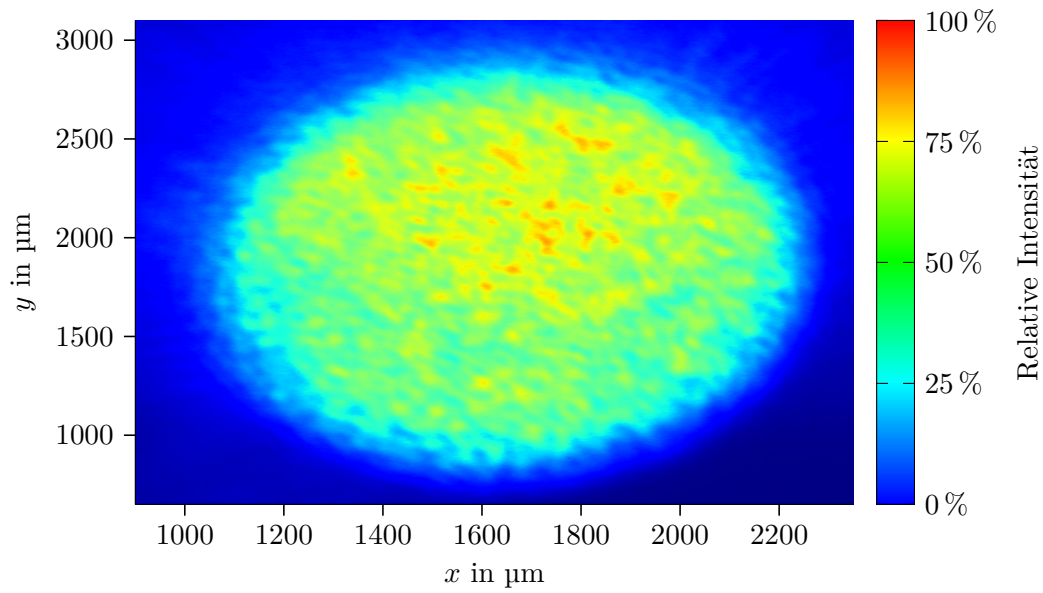


Abbildung 5.6: Beispiel eines Laserspots auf der virtuellen Kathode. Darstellung des grünen Pixelkanals nach Abzug des Untergrunds: 100 % der Lichtintensität entspricht etwa 40 % der Sättigungsgrenze des 10-bit-Sensors. Die virtuelle Kathode ist mit einem 10 000-fach-Abschwächer geschützt. Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der x - und y -Achse. Der Laserspot ist elliptisch.

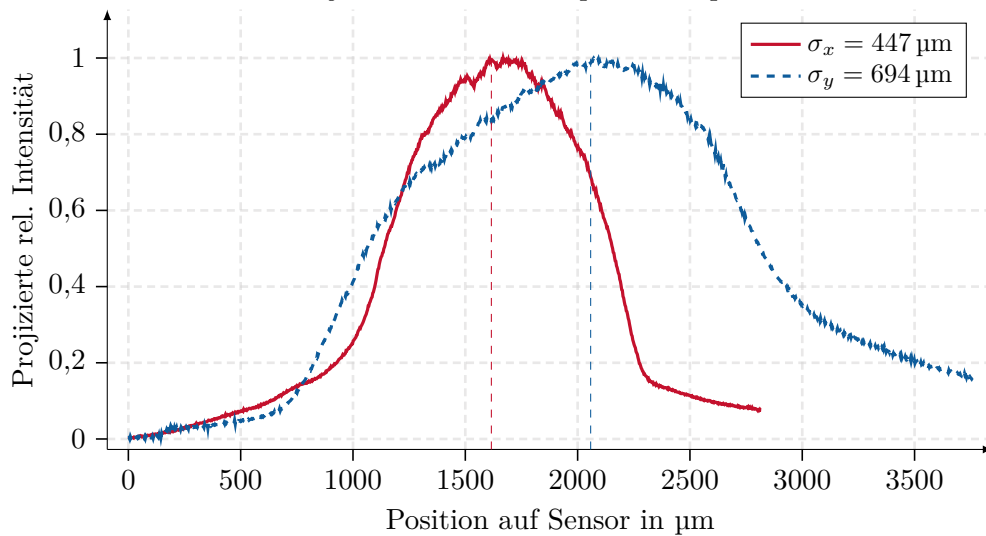


Abbildung 5.7: Beispielauswertung eines projizierten Laserspots auf die x - und y -Achse des Sensors. Die gestrichelten Linien symbolisieren die gewichteten Mittelwerte.

5 Der experimentelle Aufbau

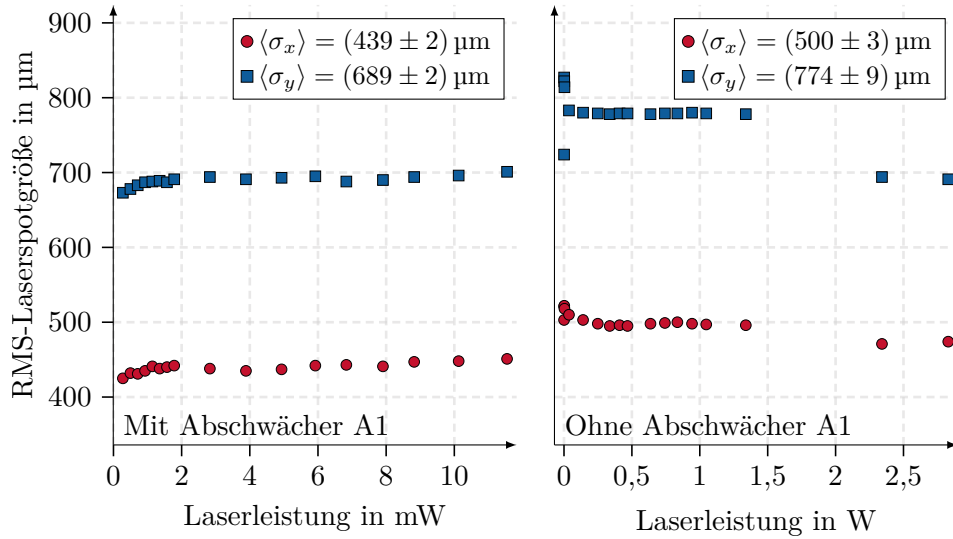


Abbildung 5.8: RMS-Laserstrahlgröße für verschiedene Laserleistungen mit und ohne den Abschwächer A1 auf der virtuellen Kathode. Zu beachten ist die unterschiedliche x -Achsenkalierung.

In Abbildung 5.8 sind die verschiedenen RMS-Halbachsen gegen die einstellbare Laserleistung mit und ohne Abschwächer aufgetragen. Eine mögliche Ursache für die Unterschiede in den Laserspotgrößen mit und ohne Abschwächer könnte darin liegen, dass der Abschwächer einen kleinen Versatz in der Laserstrahlführung bewirkt hat. Weil der Laserspot aber auf der virtuellen Kathode fast den ganzen Sensor beleuchtet, musste die virtuelle Kathode nachjustiert werden, was die Distanz und den Einfallswinkel zu Spiegel M5 verändert hat.

Es sei abschließend erwähnt, dass ein durch dieses Lasersystem photoemittiertes Elektronenensemble noch keine für den Experimentierbetrieb brauchbare Spinpolarisation¹³ hätte. Zwar wird der infrarot-nahe Wellenlängenbereich getroffen, das Laserlicht ist aber nicht zirkularpolarisiert. Dafür bedarf es weiterer Komponenten wie z. B. einer doppelbrechenden Platte für eine feste oder einer Pockelszelle für eine elektrisch umschaltbare Zirkularpolarisation [2, S. 49f]. Ansonsten wurde STEAM aber so betrieben, wie es der polarisierte Betrieb vorsieht, sodass die strahl-optischen und insbesondere die lebensdauervermindernden Effekte in realistischer Weise untersucht werden konnten.

¹³Spinpolarisation ist hier nicht berücksichtigt worden, u. a. weil die MELBA dafür keine Untersuchungsmöglichkeiten bot. Die Anregung durch infrarotes Laserlicht zielte primär auf das Erreichen einer kleinen thermischen Emittanz hin.

5.3 Das Kontrollsystem EPICS

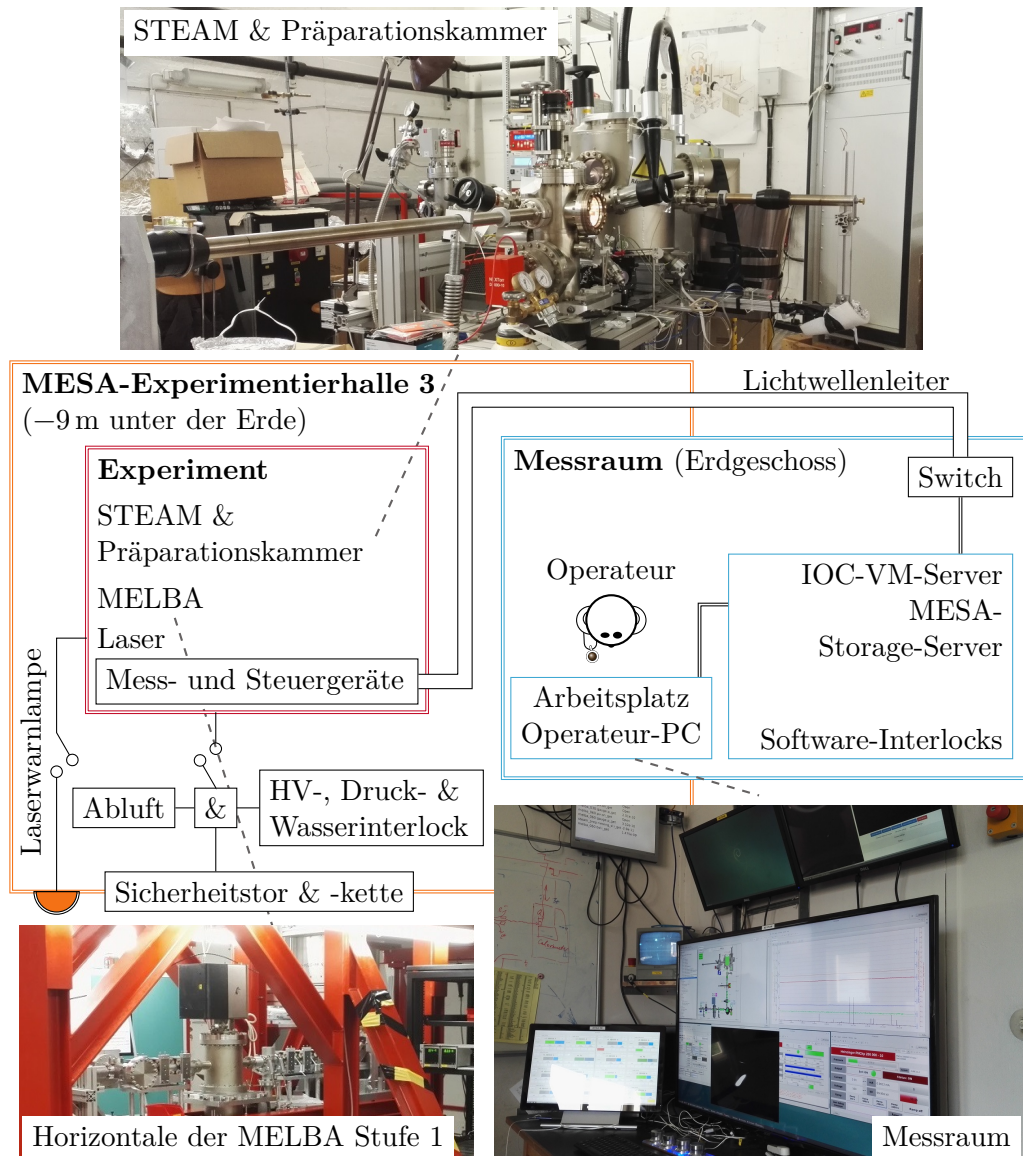


Abbildung 5.9: Schema der Kontrollmechanismen des Experimentieraufbaus.

Der experimentelle Aufbau¹⁴, der in Abbildung 5.9 zusammen mit der Netzwerk- und Interlock-Infrastruktur in der MESA-Experimentierhalle 3 und dem Messraum illustriert ist, wurde mit dem Betriebssystem *Experimental Physics and Industrial Control System* (EPICS) [33] und über die graphische Oberfläche *Control System*

¹⁴Das Errichten des Kontrollsystems geschah, allem voran, in produktiver und kollegialer Zusammenarbeit mit P. Schwalbach, Dr. M.-W. Bruker und Dr. H.-J. Kreidel.

5 Der experimentelle Aufbau

Studio angesteuert. EPICS verwendet eine Client-Server-basierte Kommunikation. Der Server wird als *Input-Output-Controller* (IOC) bezeichnet. In der Regel gibt es mehrere IOCs, die über Netzwerk oder serielle Schnittstelle mit den Komponenten wie z. B. Netzteilen, Druckmessgeräten, etc. verbunden sind. Die IOCs stellen die zur Steuerung und Überwachung benötigten Größen wie z. B. Spannung, Strom, Druck, etc. als *Prozessvariablen* (PV) über das *Channel Access*-Netzwerkprotokoll dem Operateur zur Verfügung. Dieses Vorgehen ermöglicht es, einen vereinheitlichten Befehlssatz zu definieren, um die Komponenten mit ihren unterschiedlichen Kommunikationsprotokollen zu bedienen.

Der Operateur kann als einer von mehreren Clienten über einen lokalen Arbeitsplatz wie den Messraum die PVs auslesen und verändern. Das Zusatzmodul *PyEpics* für die Programmiersprache Python kam für das direkte Auslesen und Weiterverarbeiten der in den PVs gespeicherten Werte zum Einsatz, während das Archivierungssystem, die *EPICS Archiver Appliance*, den Verlauf der PVs aufzeichnet und mit Zeitstempeln versehen abspeichert.

6 Messergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse diskutiert, die an der STEAM mit einer Betriebsspannung von 100 kV erzielt worden sind. Es beginnt mit dem für die Inbetriebnahme und Betriebsstabilität wichtigen Kapitel der Hochspannungskonditionierung. In diesem Abschnitt werden auch Studien zur Feldemission vorgestellt, die während des Konditionierens auf sehr hohe Betriebsspannungen aufgetreten ist. Eine experimentelle Bestimmung der Strahldivergenz dient als Überprüfung der Teilchensimulationen, vorgestellt in Abschnitt 4.3.3. Es folgen Untersuchungen zur Lebensdauer der Photokathode, die experimentelle Bestimmung der negativen Elektronenaffinität und Resultate zum Oberflächenladungslimit für Bulk-GaAs. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung der experimentellen Fehlerquellen und einer Übersicht über die Folgeexperimente, die mit STEAM und MELBA durchgeführt wurden.

6.1 Hochspannungskonditionierung

Das Konditionieren einer Hochspannungsquelle ist für deren Betrieb von grundlegender Bedeutung. An nicht konditionierten Elektroden können, wenn sie hohen Spannungen ausgesetzt werden, *Mikroentladungen* bzw. *spannungsinduzierte Gasdesorptionen*¹ auftreten [36], die den niedrigen Basisdruck in der Quellenkammer um Größenordnungen und – je nach Höhe der angelegten Spannung – Minuten lang verschlechtert. Unreinheiten in der Vakuumkammer wie z. B. Staub oder Unebenheiten an den Hochspannungselektroden können außerdem Feldemission auslösen, vergleiche Abschnitt 2.5, und somit insbesondere die Lebensdauer der Photokathode rapide verschlechtern. Im kritischen Fall kann Feldemission zu einem Hochspannungsüberschlag führen, der einzelne Quellenkomponenten irreversibel beschädigt. Durch das Konditionieren können die Feldemitter durch den Beschuss mit ionisierten Gasatomen zerstört und Mikroentladungen beim weiteren Ein- und Ausschalten der Hochspannung unterdrückt werden.

6.1.1 Allgemeine Anmerkungen zur Konditionierung

Bei dem Vorgang des Konditionierens wird die Spannung schrittweise hochgefahren. Es befindet sich währenddessen keine Photokathode in der Quelle. Das Hochfahren, das auch als *Rampen* bezeichnet wird, muss, insbesondere bei hohen elektrischen Spannungen und *E*-Feldern, mit Vorsicht durchgeführt werden. Der auftretende

¹In [36] wurde beobachtet, dass diese durch Hochspannung hervorgerufene Gasdesorption auch ohne messbare Feldemission auftreten kann, weshalb dieses Phänomen dediziert aufgelistet wird.

6 Messergebnisse und Diskussion

Feldemissionsstrom – der auch als *Dunkelstrom*² bezeichnet wird – kann im Peak größer als die Strombeschränkung des HV-Netzteils überschreiten, sodass die im Kabel³ und der HV-Kaskade gespeicherte Energie des Netzteils schlagartig und unkontrolliert in der Quellenkammer entladen wird. Im schlimmsten Fall führt dies zu einem Hochspannungsdurchschlag des Keramikisolators und dem sofortigen Belüften der Quellenkammer. Schon bei geringen Strömen kann es zu Funkenentladungen kommen, welche die auf Hochglanz polierten Elektroden beschädigen.

Wie die Erfahrungswerte in Abbildung 6.1 zeigen, ist die Gefahr eines Hochspannungsdurchschlages für die sehr konservativ ausgelegten STEAM-Parameter gering⁴. Das Konditionieren dient im Fall der STEAM daher hauptsächlich der Minimierung des Dunkelstroms und Gasdesorptionen.

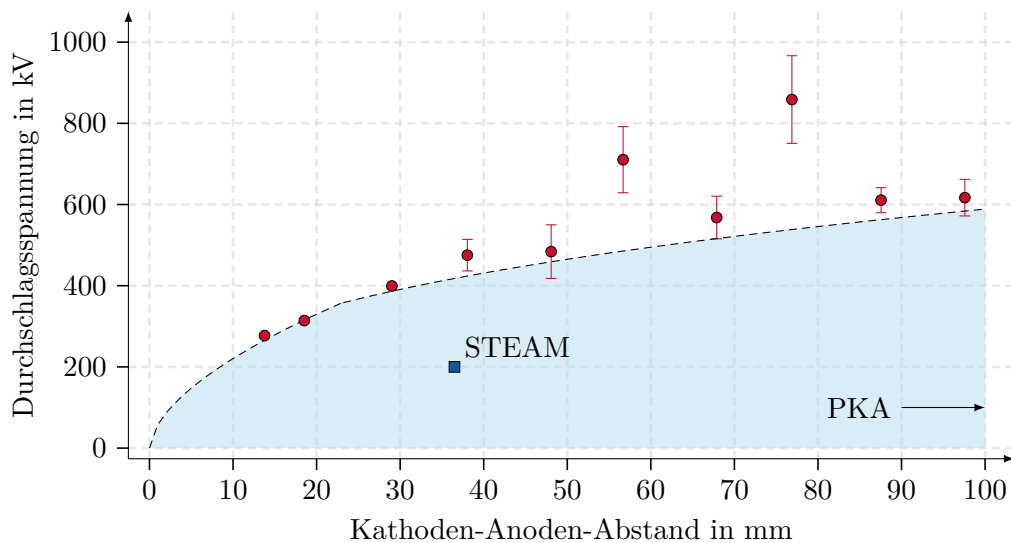


Abbildung 6.1: Erfahrungswerte für Quellenparameter, bei denen Hochspannungsdurchschläge aufgetreten sind, Daten aus [12, Abbildung 11]. Für die STEAM ist unter der Voraussetzung eines sorgsamten Betriebs und sauberen Zusammenbaus das Risiko eines Durchschlages gering.

Im Allgemeinen wird die Quelle mit einer Spannung konditioniert, die 10-25 % über der Betriebsspannung [82] liegt, um einen sicheren Langzeitbetrieb zu gewährleisten⁵. Weil die Stromauslese des Netzteils nicht sensibel und ggf. schnell genug auf einsetzende Feldemission reagiert, kamen weitere Diagnoseeinheiten während des Konditionierens zum Einsatz:

²Dunkelstrom bezeichnet die parasitäre Elektronenemission ohne das Einstrahlen von Laserlicht.

³Das Kabel (Typ 2236, Fa. HVP) [56] hat eine Kapazität von 102 pF m^{-1} . Die Kabellänge zum – später erwähnten – Vorwiderstand ist 1 m und zum Netzteil 8 m.

⁴Dies setzt immer eine entsprechend sorgfältige Behandlung der HV-Komponenten, wie z. B. das Montieren des HV-Kabels, und das vorsichtige Einschalten der Hochspannung voraus.

⁵Weil das Quellennetzteil nur für eine maximale Spannung von 200 kV ausgelegt ist, konnte die STEAM nicht mit 220 kV konditioniert werden.

- Beim Konditionieren mit Restgas⁶ kann aufgrund des niedrigen Drucks in der Quelle sowohl die IGP als auch der Druckmesskopf eingeschaltet bleiben. Damit kann die *Druckanzeige der Quelle* zur Überwachung genutzt werden.
- Die Quantifizierung des Stroms, der auf die *Anode* fällt, ermöglicht die genaueste und vor allem eine direkte Messung der Feldemission. Dort werden allerdings nur die Ströme aus den Teilemissionen der Kathodenunterseite detektiert, wie die Trajektorien der Feldemissionssimulationen aus Abbildung 4.24 und A.4.7 zeigen.
- Es werden zwei lichtempfindliche Sekundärelektronenvervielfacher⁷, engl. *photomultiplier tubes* (PMT), in Verbindung mit vorgeschalteten Szintillatoren an der Unterseite der Quelle und auf Höhe der Stellen angebracht, wo die höchsten *E*-Felder zu erwarten sind, siehe Abbildung 4.24. Die Feldemissionselektronen treffen auf die Kammerwände und erzeugen dort Bremsstrahlung. Im Szintillator wird diese in sichtbares Licht umgewandelt, das der PMT erfassen kann. Über eine ADC-Schaltung⁸ wird das PMT-Signal im Anschluss digitalisiert.

Mit Ausnahme der direkten Messung des Feldemissionsstroms auf der Anode bieten die anderen beiden Methoden nur bedingt eine Möglichkeit der quantitativen Auswertung. Aus den PMT-Signalen kann ohne Weiteres kein Rückschluss auf die Höhe des Feldemissionsstroms geschlossen werden, weil der Ursprung der Bremsstrahlung aufgrund der verschiedenen Materialien Edelstahl, Titan, Kupfer und Borsilikatglas, der komplizierten Geometrie sowie fehlender Szintillatorkalibrierungskurven sehr variieren kann.

Eine solche Auswertung ist allerdings auch nicht nötig. Ziel des Konditionierens ist es, die Quelle in einen einsatzbereiten Zustand zu versetzen. Weil die Lebensdauer der Photokathode durch kleine Feldemissionsströme bereits reduziert wird, ist es also zentral, möglichst *kein nachweisbares Signal* zu messen. Deshalb sind die Überwachung des Drucks und der PMTs wichtig, weil sie sensibler als die Messung des Anodenstroms reagieren können.

Sollte es zu einem Spannungsüberschlag kommen, könnte das Hochspannungsnetzteil nicht schnell genug abschalten. Als Sicherheitsmaßnahme muss deshalb der fließende Feldemissionsstrom durch einen Vorwiderstand begrenzt werden, der in Serie zur Quelle geschaltet ist, siehe Abbildung 6.2. Er ist mit 100 M Ω nach dem

⁶Das Konditionieren mit dem Edelgas Krypton war vorbereitet, kam aber nicht zum Einsatz. Hier wäre in einem höheren Druckbereich gearbeitet worden, in dem die IGP und der Quellen-Druckmesskopf ausgeschaltet sind.

⁷PMT: Typ E2924-500, Fa. Hamamatsu, typ. Spannung -1 kV; Szintillatormaterial: Ce:YAG.

⁸Die ADC-Schaltung ist ein Eigenbau der *Technischen Betriebsgruppe Elektronik* des Instituts und in die Steuereinheit der Diagnoseelemente integriert. Die zuständige EPICS IOC entnimmt ihr alle 100 ms einen zum PMT-Signal/-Anodenstrom proportionalen 16-bit-Wert, der in den hier vorgestellten Messungen bereits intern über 1024 Werte gemittelt wurde. Es werden damit keine Einzelpulse detektiert.

Vorbild und Erfahrungen der Konditionierungsexperimente des JLab [11] dimensioniert. Der Widerstand reduziert die Spannung an der Kathode mit steigendem Emissionsstrom. Deshalb darf er im späteren Hochstromexperimentierbetrieb der Quelle nicht mehr vorgeschaltet sein.

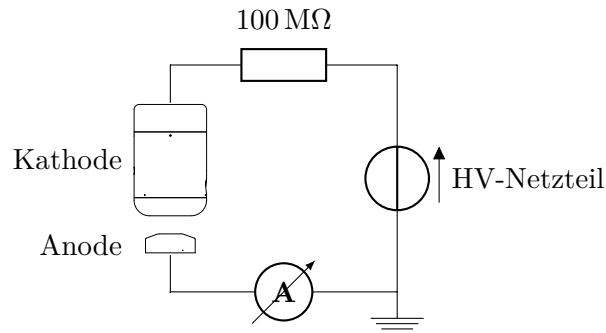


Abbildung 6.2: Schaltung während des Konditionierens. Der $100\text{ M}\Omega$ -Vorwiderstand limitiert den Strom im Fall eines Spannungsüberschlags. Die Quellenkammer (nicht eingezeichnet) ist ohne ein zwischengeschaltetes Pikoamperemeter geerdet. Die Stromauslese erfolgt hier über die weniger genaue Auslese des HV-Netzteils.

Weil es in der folgenden Diskussion regelmäßig erwähnt wird, sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass die Polarität der Kathode im Experiment *negativ* gegenüber dem geerdeten Anoden- und Vakuumkammerpotential ist. Wie bisher wird aber auf das Vorzeichen verzichtet und nur der Verlauf der absoluten Spannung diskutiert. Selbiges gilt, wenn auch nur qualitativ, für die negative Versorgungsspannung der PMTs.

6.1.2 Konditionierung bis 165 kV

Das erste Hochspannungskonditionierung wurde mit Restgas bei einem Basisdruck von $6,7 \cdot 10^{-12}$ mbar durchgeführt. Zu diesem Zeitpunkt befand sich noch der Justagepuck in der Quelle, der zum Ausrichten genutzt wurde. Wie in Abschnitt 3.2.9 erwähnt, war ein Fadenkreuz auf dessen Unterseite eingefräst, das nicht poliert war und somit eine relativ hohe Rauigkeit besaß.

In Abbildung 6.3 ist der Verlauf des ersten Konditionierens dargestellt. Es wurde trotz dieser rauen Unterseite kein Feldemissionsstrom auf der Anode detektiert⁹. Den Ergebnissen der Feldemissionssimulation nach zu schließen, werden Elektronen von der Oberfläche des Pucks aber ohnehin nicht auf die Anode, sondern in die Strahlführung beschleunigt, siehe Abbildung A.4.7. Die PMT-Einheiten bzw. die ADC-Schaltung standen zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung.

⁹Die erste Version des RIESLiNG, die zum Zeitpunkt des ersten Konditionierens an der Anode angeschlossen war, besaß eine geringere Auflösung als das spätere Modell. Sie war aber bereits deutlich genauer als die Auslese des HV-Netzteils.

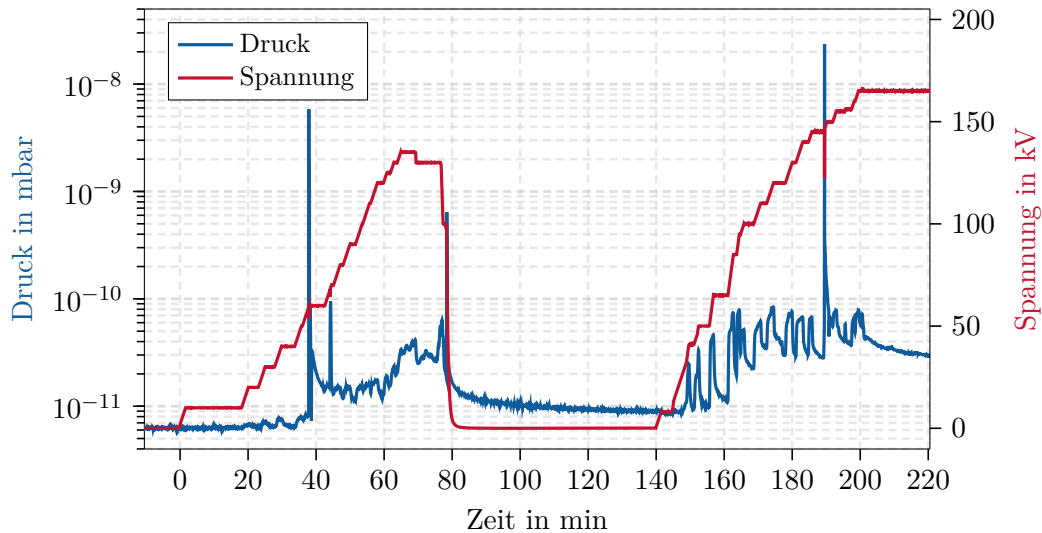


Abbildung 6.3: Erste Hochspannungskonditionierung der Quelle bis 165 kV mit Restgas mit Edelstahlpuck. Der Basisdruck betrug $6,7 \cdot 10^{-12}$ mbar. Auf der Anode wurde kein nennenswerter Stromanstieg gemessen. Die PMT-Einheiten waren hierfür noch nicht einsatzbereit.

Abbildung 6.3 zeigt, dass sich der Basisdruck bis zu einer Spannung von etwa 50 kV nicht ändert. Dann allerdings kommt es zu einem schlagartigen Druckanstieg über viele Größenordnungen, der anschließend schnell wieder abfällt¹⁰. Mit vereinzelt Peaks, die im mittleren bis hohen 10^{-11} mbar-Bereich liegen, fällt der Druck nicht mehr auf den Basisdruck ab, sondern steigt weiter an, solange die HV an ist.

Das Ausschalten der Hochspannung nach 80 min zeigt einen sehr kurzen, aber starken Druckanstieg. Während des Experimentierens war – auch nach dem erfolgreichen Konditionieren – zu beobachten, dass ein schnelles Herunterfahren der Spannung zu einer starken *Gasdesorption* in der Quelle führte. Im *Havarie-Fall*, in dem das Druckinterlock der STEAM oder MELBA das Quellenventil schließt sowie die Hochspannung und den Laser ausschaltet, waren diese Gasdesorptionen besonders ausgeprägt. Im Gegensatz zum bloßen Schließen oder Öffnen des Quellenventils bei ausgeschalteter Hochspannung, das den Druck in der Quelle für weniger als eine Minute erhöhte, siehe Abbildung 6.6, und die Quanteneffizienz nicht messbar negativ beeinflusste, wurde im Havarie-Fall eine rapide Abnahme der Lebensdauer der Photokathode verzeichnet, siehe Abschnitt 6.3. Des Weiteren zeigte sich im Experimentierbetrieb, dass die Quelle danach für viele Stunden nicht ordnungsgemäß, d. h. ohne merkliche Druckanstiege, hochgefahren werden konnte, wie es z. B. in Abbildung A.9.12 nach 220 min oder – nicht durch das Interlock ausgelöst, aber

¹⁰Für kleine Kathoden-Anoden-Abstände von 1 - 10 mm wurden in anderen HV-UHV-Umgebungen auch bei etwa 40 kV diese starken Druckanstiege beobachtet [36]. Dort wird angenommen, dass bei Kathoden-Anoden-Abständen im Milli- bis Zentimeterbereich nicht das anliegende elektrische Feld, sondern die Spannung ausschlaggebend für die Gasdesorption ist.

in noch nicht vollständig konditioniertem Zustand – in Abbildung 6.3 nach 140 min zu sehen ist.

Die Ursache für die Abnahme der Lebensdauer kann hier aufgrund des nicht-trivialen Zusammenhangs von schnellen Veränderungen der Druckverhältnisse, z. T. ausgelöst durch Strahlverluste, der Hochspannung und – damit verbunden – des elektrischen Felds sowie der Wechselwirkung zwischen desorbiertem Restgas und der Photokathodenoberfläche nicht eindeutig identifiziert werden. Weil dieser Effekt aber immer wieder vorkommen kann und für die Betriebsstabilität der Quelle wichtig ist, wird er im Folgenden als *spannungs- und strahlinduzierter Gasesorptions-Effekt* (SSIGD) bezeichnet.

Wie bereits erwähnt, ist beim ordnungsgemäßen – d. h. nicht durch das Interlock ausgelöste – Abschalten der Hochspannung ebenfalls ein Druckanstieg zu beobachten, der aber durch das kontrollierte Herunterfahren mit kurzen Zwischenschritten bei z. B. 75 kV und 50 kV vermieden werden kann.

Die Wirkung des Konditionierens ist nach 200 min zu erkennen, wenn die Spannung ihren höchsten Wert¹¹ erreicht. Der Druck ist zwar noch relativ hoch, er fällt aber schneller, ohne dass Druckspitzen zu sehen sind. Am Tag danach wurde ein Langzeit-HV-Test über drei Stunden bei 165 kV durchgeführt, bei dem keine nennenswerten Druckanstiege, Anodenströme und PMT-Signale detektiert wurden, siehe Abbildung A.9.12. Im Anschluss wurde die Spannung durch das Testen des Interlocks abgeschaltet, sodass der SSIGD-Effekt eintrat.

Kurze Zeit später musste die Quelle für einen Umbau belüftet werden. Dazu wurde ein Reinraumzelt in der Experimentierhalle aufgebaut, die Quelle mit Stickstoff kontrolliert belüftet, der Umbau durchgeführt, erneut evakuiert und anschließend wieder ausgeheizt. Es fand ein zweites Hochspannungskonditionieren statt, bei dem die PMT-Einheiten und ein genaueres Pikoamperemeter zur Verfügung standen und dessen Verlauf in Abbildung 6.4 dargestellt ist.

Wird die Spannung schrittweise hoch gefahren, so ist aufgrund der zeitlich veränderlichen elektrischen Flussdichte ein *Ladestrom* auf der Anode zu messen, so z. B. zwischen 0 - 5 min und 7 - 17 min. Dieser Strom fällt beim Erreichen einer konstanten Spannung auf null ab. Während des zweiten Konditionierens setzte nach 25 min bei einer Spannung von 120 kV ein konstanter Feldemissionsstrom von etwa 2 nA ein, der mit steigender Spannung größer wurde. Die PMT-Signale¹² zeigen ein ähnliches Verhalten.

Interessanterweise ist – mit Ausnahme des Ausschaltens der Hochspannung nach 95 min – nur ein einziger Druckanstieg zu sehen¹³. In der übrigen Zeit blieb der

¹¹Nach dem ersten Konditionieren sollte die Quelle möglichst bald für Strahlexperimente genutzt werden. Dazu war eine Betriebsspannung von 100 kV, d. h. eine Konditionierungsspannung bis etwa 110 kV, ausreichend.

¹²Die PMT-Signale weisen einen leicht unterschiedlichen Offset auf, der zur besseren Darstellung der Datensätze in Abbildung 6.4 aber nicht korrigiert wurde.

¹³Es ist grundsätzlich nicht auszuschließen, dass Störungen und Spannungsspitzen im Experimentierstromkreis über eine Rückkopplung auf die Druckauslese solche Druckspitzen auslösen können. Hier allerdings bestätigen die PMT-Signale das Auftreten von Feldemission.

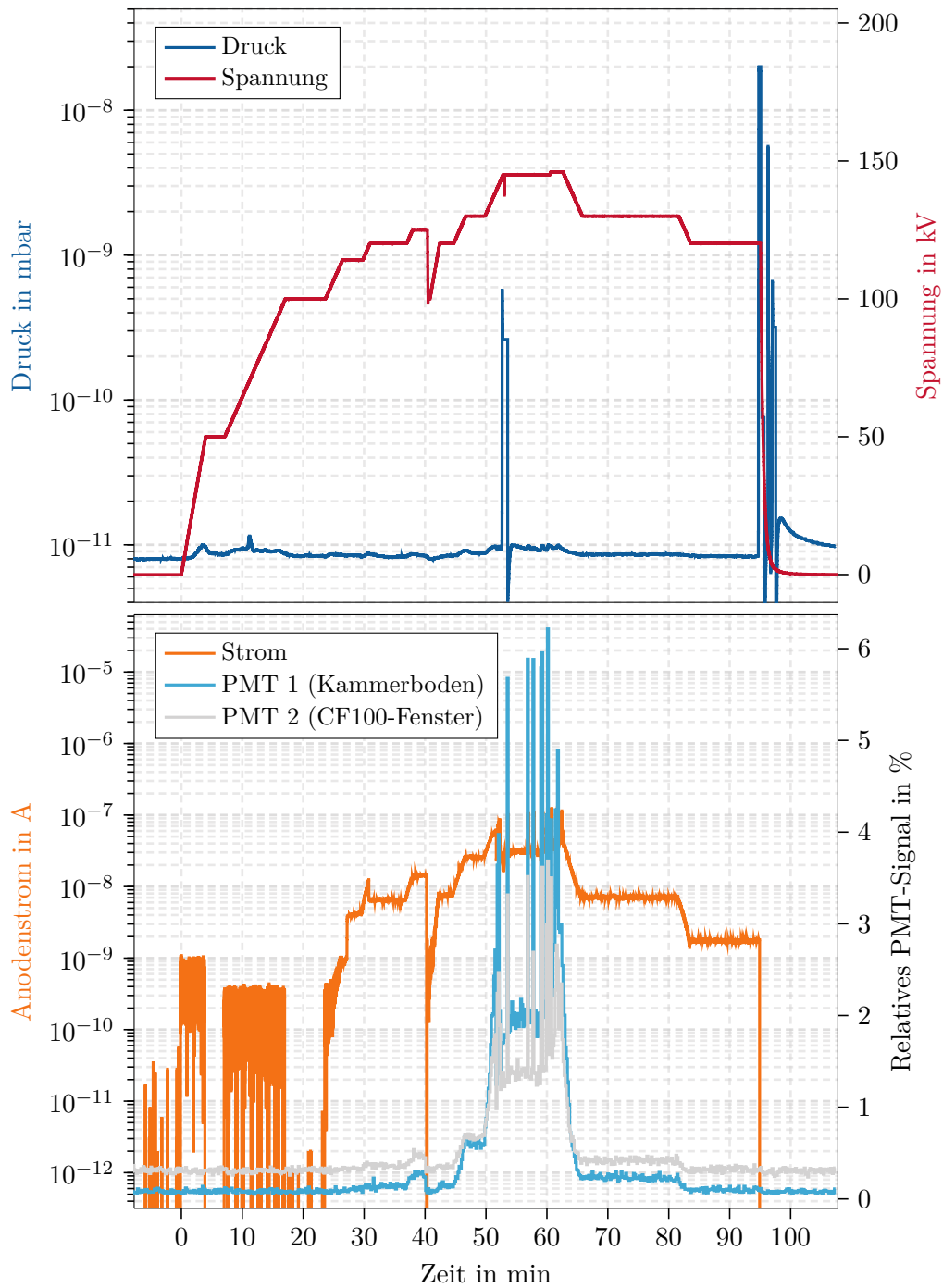


Abbildung 6.4: Zweites Hochspannungskonditionieren mit Restgas nach einem Umbau der STEAM bis 145 kV ohne Photokathode und ohne Justagepuck. Das relative PMT-Signal ist auf die Sättigungsgrenze der ADC-Schaltungen bezogen, die zum Auslesen verwendet wurden.

6 Messergebnisse und Diskussion

Druck konstant unter $1 \cdot 10^{-11}$ mbar. Es ist anzunehmen, dass die kurze Zeit, in der die Quellenkammer belüftet war, den *Konditionierungseffekt* der Kathodenelektrode nicht merklich beeinflusst hat, wie es auch in [36] beobachtet wurde. Der Druckanstieg bei 52 min ist auch in den PMT-Signalen zu sehen. Das Zurücksetzen der Spannung auf 130 kV reduziert diese aber wieder fast auf Nullniveau.

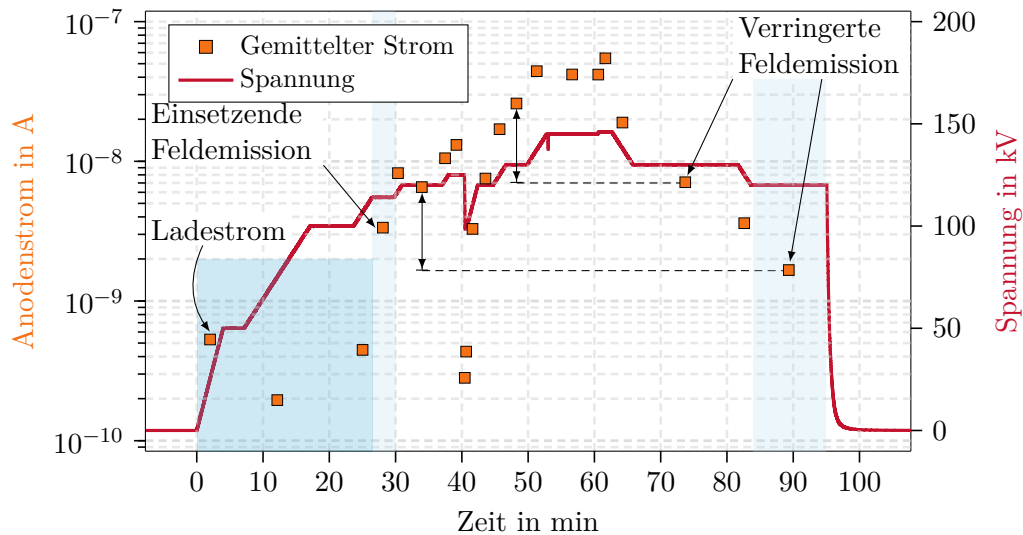


Abbildung 6.5: Wirkung des Konditionierens am Beispiel der zweiten Hochspannungskonditionierung mit Restgas. Der Anodenstrom wurde über die in Abbildung 6.4 dargestellten Zeitintervalle konstanter und zeitlich veränderlicher Spannung gemittelt.

Die Wirkung des Konditionierens soll mittels Abbildung 6.5 noch einmal verdeutlicht werden. Dargestellt ist der Spannungsverlauf des zweiten Konditionierens sowie der über die verschiedenen Zeitintervalle konstanter und zeitlich variabler Spannung gemittelte Anodenstrom. Zu sehen ist, dass in diesem Fall das Halten einer circa 10 % höheren Spannung für wenige Minuten den Feldemissionsstrom etwa halbiert. Weitere merkliche Reduzierungen sind allerdings nicht ohne zusätzliche Maßnahmen wie das Konditionieren mit *Edelgas* zu erreichen.

Dass ein zweites Konditionieren nötig war und andere Ergebnisse hervorbrachte als das erste, kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden:

- Es ist nicht auszuschließen, dass der Umbau trotz des Reinraumzeltes neue Partikel in die Quelle einbrachte, die als Feldemitter wirken können und wegkonditioniert werden müssen.
- Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass das Konditionieren immer dann nötig ist, wenn an dem System *große Änderungen* durchgeführt wurden wie in diesem Fall z. B. durch das Belüften der Quelle. Auch nach dem Einschleusen einer Photokathode in ein bereits konditioniertes System sollte die Hochspannung beim ersten Mal vorsichtig hochgefahren werden.

- Im Gegensatz zum ersten Konditionieren befand sich nun *kein Puck* mehr in der Quelle. Dass die Feldemission insbesondere auf der Anode detektiert wurde, lässt deshalb auf Feldemitter an den spitzen Kanten der konusförmigen Photokathodenaussparung in der Kathode schließen.

In den Experimenten, deren Ergebnisse in den folgenden Abschnitten 6.3 und 6.5 diskutiert werden, betrug die Betriebsspannung 100 kV. Nach dem zweiten Konditionieren konnte die Quelle in wenigen Minuten in den einsatzbereiten Zustand hochgefahren werden. Ein typischer Druck-Spannungs-Verlauf ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Der kleine Druckanstieg über $1 \cdot 10^{-11}$ mbar, der bei jedem Rampen zwischen 70-75 kV zu sehen ist, könnte auf einen Ladestrom hindeuten, der eine Signalstörung am Druckmesskopf hervorruft. Es könnte auch ein ungünstiges Verhältnis aus elektrischer Flussdichte und Störmagnetfeldern, z. B. Erd- und IGP-Magnetfeld, sein, das zu einer kleinen Gasentladung – ähnlich den o. g. Mikroentladungen – führt. Es ist nicht auszuschließen, dass dieses Phänomen auch beim ordnungsgemäßen Abschalten der Hochspannung zu dem bereits erwähnten Druckanstieg führt, der durch das kontrollierte Herunterfahren der Hochspannung auf ein vernachlässigbares Niveau reduziert werden kann.

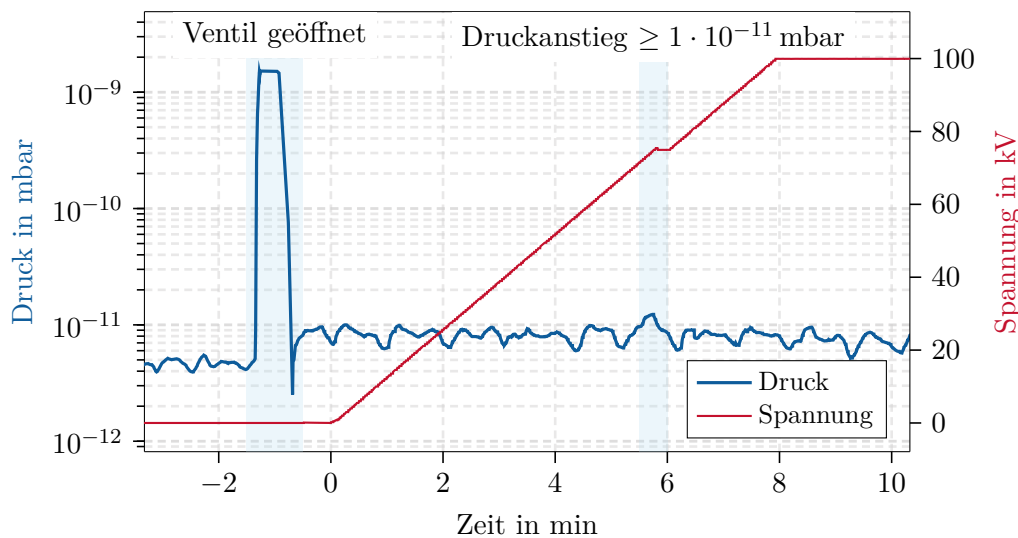


Abbildung 6.6: Beispiel eines typischen Einschaltens der Quelle nach dem erfolgreichen Konditionieren. Die Druckverhältnisse ändern sich nach dem Öffnen des Ventils zur Strahlführung nur geringfügig und bleiben bis auf einen kleinen Druckanstieg, der bei etwa 70-75 kV auch während des Hochrampens der Hochspannung mit 200 V s^{-1} auftritt, konstant. Damit ist die Quelle nach etwa 8 min einsatzbereit.

6.1.3 Konditionierung bis 190 kV und Feldemissionsstudien

In einer späteren Phase des Experimentierens wurde die STEAM bis 190 kV mit Restgas konditioniert¹⁴. Wie in Abschnitt 6.1.2 befand sich weder eine Photokathode noch der Justagepuck dabei in der Quelle. Des Weiteren wurde PMT 2 unter dem CF100-Fenster befestigt, wie es in Abbildung 4.24 an Position (B) eingezeichnet ist.

Vor dem Erreichen der 190 kV musste die Hochspannung mehrere Male hochgefahren werden, weil die IGP der Quelle Druckanstiege über $1 \cdot 10^{-9}$ mbar detektierte und deren Interlock die HV bei etwa 183 kV abschaltete. Nach dem Erhöhen des Interlock-Schwellwerts konnte die Spannung weiter erhöht werden. Über 120 kV verzeichnete das Pikoamperemeter RIESLiNG, über das die Anode geerdet war, wieder einen zeitlich konstanten Feldemissionsstrom von etwa 2 nA, der von der Kathodenunterseite emittiert und bereits im vorangegangenen Abschnitt aufgezeigt wurde. Für Spannungen über 183 kV detektierten die PMT-Einheiten so starke Signale, dass deren Verstärkung durch das Herunterfahren der Versorgungsspannung von ursprünglich 1000 V auf teilweise bis zu 500 V reduziert werden musste.

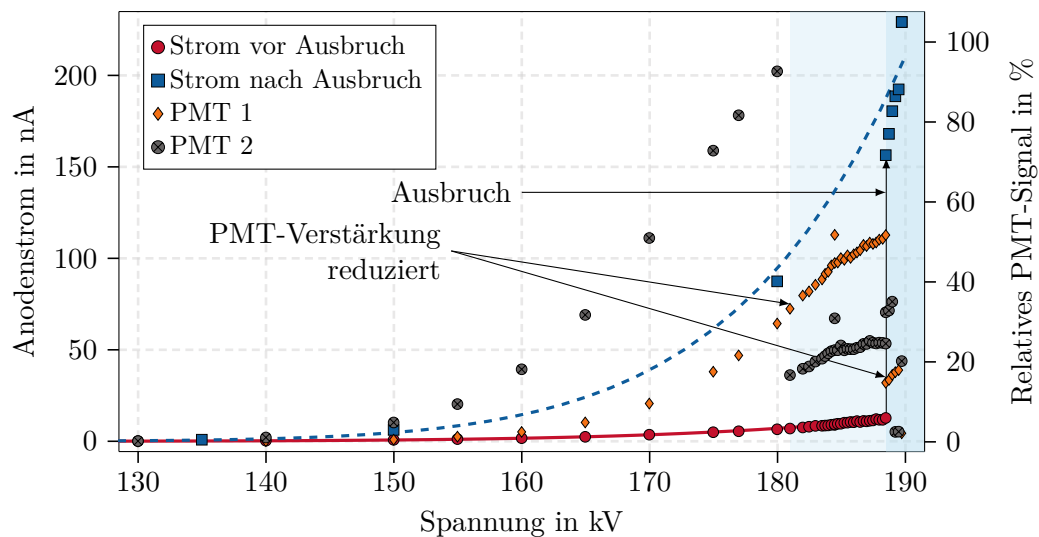


Abbildung 6.7: Hochspannungsrampen bis 190 kV ohne Photokathode. Für Spannungen ≥ 180 kV und ≥ 188 kV mussten die PMT-Verstärkungen reduziert werden, weil die Signale gesättigt waren. Kurz nach dem Erreichen von 188,5 kV kam es zum *Ausbruch* und die Feldemission nahm schlagartig zu. Dieser Zustand dauerte auch nach dem Herunter- und erneuten Hochfahren der Hochspannung an. Die eingezeichneten Linien folgen den Ergebnissen der Ausgleichsrechnung mittels der Fowler-Nordheim-Gleichung.

¹⁴Die Möglichkeit des Konditionierens mit Krypton wurde zu diesem Zeitpunkt nicht mehr genutzt, weil in demselben Zeitraum weitere Experimente an der bis dahin bereits erweiterten MELBA durchgeführt wurden, siehe Abschnitt 6.7.

In Abbildung 6.7 ist der Verlauf der Feldemission während des Konditionierens bis 190 kV gezeigt. Jeder Messpunkt¹⁵ stellt den Mittelwert über 100 Messwerte dar, die dann aufgezeichnet wurden, wenn sich ein Gleichgewicht des Drucks eingestellt hatte. Ab etwa 184 kV wurde die Spannung nur noch in 250 V-Schritten mit einer Ramprate von 100 V s^{-1} vergrößert. Bei jedem Schritt maßen die IGP-Druckanzeige und der Druckmesskopf manchmal mehrere Druckanstiege von bis zu $1 \cdot 10^{-8}$ mbar, die sich in einigen Sekunden wieder auf den Basisdruck absenkten. Dieser stieg von anfänglich $5 \cdot 10^{-12}$ mbar auf $5 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Kurz nach dem Erreichen einer Spannung von 188,5 kV kam es zu einem *Ausbruch*, engl. *burst*, bei dem der Strom auf der Anode um mehr als eine Größenordnung anstieg und nicht mehr abfiel. Es ist zu vermuten, dass die hohe Spannung neue Feldemitter erzeugt bzw. die Fläche existierender vergrößert hat. Auch die PMT-Signale gingen rasch in Sättigung und ihre Verstärkung musste weiter reduziert werden. Nach dem Ausbruch stieg das Signal von PMT 1, der am Quellenboden montiert war, stark an. Im Vergleich zu der Zeit vor dem Ausbruch übertraf es das ebenfalls angestiegene Signal von PMT 2. Auch die Stromauslese der HV-Netzteil verzeichnete einen deutlich messbaren Stromanstieg von $\geq 1,25 \mu\text{A}$ bei 175 kV, siehe Abbildung A.10.14. Es ist anzunehmen, dass die Feldemission im Allgemeinen, aber insbesondere in Richtung des Bodens, stark angestiegen ist. Dieser Zustand war irreversibel und verblieb auch nach dem Herunter- und erneuten Hochfahren der Spannung.

Dieses Beispiel zeigt, dass das Konditionieren auch neue Feldemitter hervorbringen kann, die sich, den Ergebnissen von Hernandez-Garcia et al. [52] nach zu schließen, nur mit der Edelgaskonditionierung beseitigen lassen.

Ebenfalls in Abbildung 6.7 eingezeichnet sind die Strom-Spannungs-Linien, wie sie durch die Fowler-Nordheim-Gleichung (2.19) beschrieben werden. Die entsprechenden Feldverstärkungsfaktoren β_{fe} und Flächen der Feldemitter A_e bestimmen sich nach dem Vorbild der Feldemissionsstudien an der invertierten Isolatorgeometrie von BastaniNejad et al. [10] aus den Steigungen und Achsenabschnitten der $\ln(I_{\text{FN}}/E^2)$ - $1/E$ -Kurven. Dabei ist I_{FN} der gemessene Anodenstrom und E das mittlere elektrische Feld am Boden der Kathode, das sich über die mittlere Distanz zwischen Kathode und Anode $\langle d \rangle = 38 \text{ mm}$, eingezeichnet in Abbildung 4.4, und der Spannung U berechnet über $E = U/\langle d \rangle$. In Gleichung (6.1) ist die logarithmische Umformung der Fowler-Nordheim-Gleichung und in Abbildung 6.8 alle neun aufgenommenen Datensätze mit ihrer Geradenanpassung dargestellt. Die materialspezifischen Parameter C_1 und C_2 sind in Gleichung (6.2) angegeben. Die Austrittsarbeit ϕ wurde hierfür als konstanter Wert von 4,5 eV angenommen.

$$I_{\text{FN}} = C_1 A_e \beta_{\text{fe}}^2 E^2 e^{-C_2/\beta_{\text{fe}} E}$$

$$\ln\left(\frac{I_{\text{FN}}}{E^2}\right) = \underbrace{-\frac{C_2}{\beta_{\text{fe}}}}_{\text{Steigung}} \frac{1}{E} + \underbrace{\ln(C_1 A_e \beta_{\text{fe}}^2)}_{\text{Achsenabschnitt}} \quad (6.1)$$

¹⁵Die Fehler der Messungen sind rein statistisch und in der Darstellung nicht zu erkennen.

6 Messergebnisse und Diskussion

$$C_1(\phi) = 1,54 \cdot 10^{-6} 10^{4,52} \sqrt{\phi} / \phi \Big|_{[\phi]=\text{eV}} \quad (6.2)$$

$$C_2(\phi) = 6,53 \cdot 10^9 \phi^{3/2} \Big|_{[\phi]=\text{eV}}$$

Die resultierenden Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Es ist zu beobachten, dass sich die Fläche des Feldemitters nach dem Ausbruch um mehrere Größenordnungen vergrößert. Die Feldverstärkungsfaktoren hingegen reduzieren sich sogar um etwa 24 %. Die Tabelle 6.2 fasst die Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammen. Sie stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen¹⁶ aus [10].

Kurve	Auswertung des Anodenstroms		
	β_{fe}	A_e in nm^2	Mit Photokathode
Vor Ausbruch, 1	643 ± 5	$0,12 \pm 0,01$	Nein
Vor Ausbruch, 2	584 ± 11	$0,36 \pm 0,10$	Nein
Vor Ausbruch, 3	572 ± 9	$0,44 \pm 0,10$	Nein
Vor Ausbruch, 4	588 ± 6	$0,33 \pm 0,04$	Nein
Ausbruch, 5	436 ± 8	$241,10 \pm 74,21$	Nein
Nach Ausbruch, 6	457 ± 4	$124,42 \pm 19,11$	Nein
Nach Ausbruch, 7	471 ± 4	$76,66 \pm 11,48$	Nein
Nach Ausbruch, A	514 ± 19	$7,72 \pm 4,92$	Ja
Nach Ausbruch, B	554 ± 15	$2,34 \pm 1,10$	Ja

Tabelle 6.1: Ergebnisse aus Anpassung der Fowler-Nordheim-Gleichung (6.1) an die $\ln(I_{\text{FN}}/E^2)$ - $1/E$ -Kurven, die beim HV-Konditionieren auf 190 kV mit und ohne Photokathode aufgenommen wurden.

Es folgte ein weiterer Langzeit-HV-Test bei 150 kV über 5 h. Der Basisdruck betrug $1 \cdot 10^{-11}$ mbar und der konstante Feldemissionsstrom auf der Anode etwa 6 nA. Innerhalb des Zeitraums wurden vier kurze Druckerhöhungen detektiert¹⁷.

Im Anschluss folgten das Einschleusen einer frisch präparierten Photokathode und ein erneutes Hochrampen auf 150 kV. Die auf der Anode gemessene Feldemission nahm dabei auf 2 nA ab, was darauf schließen lässt, dass der Großteil der Feldemission in der Aussparung der Kathode entstanden ist. Die Aussparung wurde durch das Einbringen der Photokathode vom E -Feld abgeschirmt. Ein Ausschnitt dreier Anodenstrom-Spannungs-Kennlinien ist in Abbildung 6.9 exemplarisch dar-

¹⁶In [10] wurden ebenfalls die aus Edelstahl gefertigten Elektroden elektro- oder mit Diamantpasten poliert. Die Art der Politur scheint somit fast keinen Einfluss auf das Ergebnis zu haben. Die Elektroden sollten nach der Politur möglichst spiegelglatt sein und müssen mit äußerster Vorsicht behandelt werden.

¹⁷Die Druckerhöhungen traten ungleichmäßig auf. Es ist nicht auszuschließen, dass der sensible Druckmesskopf durch Spannungsspitzen im bzw. Störungen auf dem Experimentierstromnetz beeinflusst wurde. Vor der Experimentierhalle befinden sich ein Schwerlastdeckenkran sowie ein Personenaufzug, die diese Störungen hervorgerufen haben könnten.

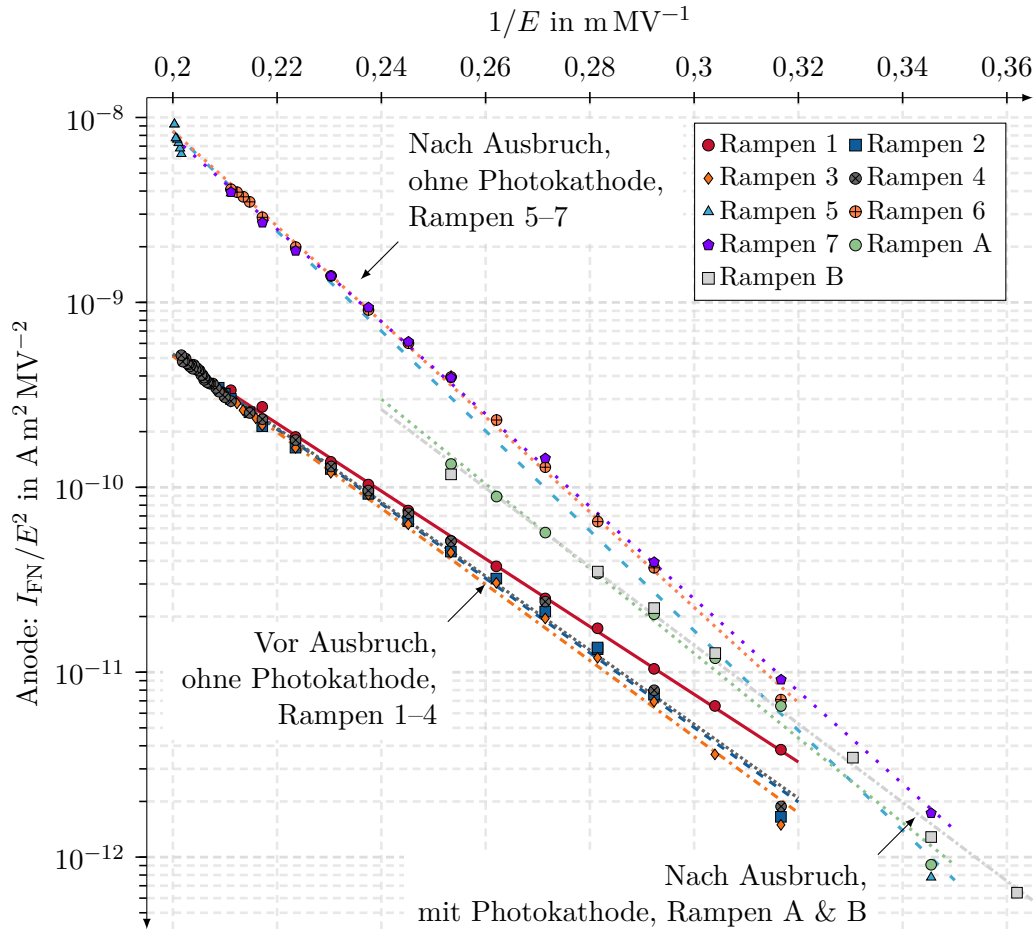


Abbildung 6.8: Linearisierte Feldemissionsgraphen, aus denen mittels Gleichung (6.1) der Feldverstärkungsfaktor β_{fe} und die Feldemitterfläche A_e ermittelt wurden, siehe Tabelle 6.1.

gestellt. Er fasst die Veränderungen der Feldemission, die auf der Anode detektiert wurde, noch einmal zusammen.

Für Spannungen über 176 kV hat die Stromauslese des Hochspannungsnetzteils, beschrieben in Abschnitt 3.2.1, einen Feldemissionsstrom detektiert, der von null verschieden, aber mit 25 nA noch unterhalb der Auflösung¹⁸ lag. Nach dem Ausbruch fiel diese Spannungsgrenze auf etwa 140 kV und mit Photokathode sogar auf 130 kV ab, was zu der Annahme führt, dass die nicht polierte Unterseite des Pucks zur globalen, d. h. nicht auf der Anode aber auf dem HV-Netzteil, detektierten Feldemission beitrug. Mit derselben Methode wie für den Anodenstrom ließen sich die Feldverstärkungsfaktoren der Netzteilstrom-Spannungs-Kennlinien

¹⁸Durch die Mittelung über 100 Messpunkte, von denen jeder einzelne bereits einer weiteren Mittelung über 32 Werten entspricht, kann die Auflösung besser sein als die des ADCs von 0,3 uA.

Anodenstrom	$\langle\beta\rangle_{\text{fe}}$	$\langle A\rangle_{\text{e}}$ in nm^2
Vorher	597 ± 16	$0,3 \pm 0,1$
Nachher	455 ± 10	$126,9 \pm 34,8$
Nachher mit Photokathode	534 ± 20	$5,0 \pm 2,0$
Netzteilstrom	$\langle\beta\rangle_{\text{fe}}$	$\langle A\rangle_{\text{e}}$ in nm^2
Vorher	-	-
Nachher	440 ± 38	$9345,51 \pm 8105,18$
Nachher mit Photokathode	562 ± 70	$740,63 \pm 679,62$

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Feldemissionsmessungen für das Konditionieren der STEAM bis 190 kV vor und nach dem Ausbruch. Sie stammen aus den Mittelungen der Einzelergebnissen aus Tabelle 6.1. Die geringe Auflösung der Stromauslese für das Netzteil erlaubt keine Auswertung der Daten vor dem Ausbruch. Dies bedingt auch den großen Fehler in der Feldemitterfläche A_{e} , weil der Feldemissionsstrom für kleine Spannungen selbst nach dem Ausbruch sehr gering ist.

ermitteln. Die entsprechenden Kurven und Einzelergebnisse sind im Anhang in den Abbildungen A.10.13 und A.10.14 sowie in Tabelle A.1 dargestellt. Des Weiteren zeigt Tabelle 6.2 das gemittelte Ergebnis dieser Auswertung. Weil allerdings die Gesamtfeldemission auf der Netzteil-Stromauslese erst für hohe Spannungen ausgelesen werden konnte, sind diese Ergebnisse stärker fehlerbehaftet als die präzisere Auswertung der Anodenströme.

CST-Simulationen, siehe Abbildung A.4.7, zeigen, dass die Elektronen, die im Bereich der gesamten¹⁹ Photokathode emittiert werden, in die Strahlführung gelangen und nicht auf die Anode treffen. Daher bleibt für die Untersuchung der Feldemission aus NEA-GaAs, das bei 150 kV einem E -Feld von etwa $3,75 \text{ MV m}^{-1}$ ausgesetzt ist, nur das Beobachten des Leuchtschirms einer Diagnoseeinheit. Dort wurde kein Dunkelstrom verzeichnet.

Die STEAM reiht sich mit ihrem hohen elektrischen Feld in die Liste der weltweit verteilten DC-Elektronenquellen ein, die mit GaAs-Photokathoden betrieben werden²⁰. Tabelle 6.3 stellt eine Übersicht über diese Quellen mit ihren Betriebsspannungen und elektrischen Feldern zusammen.

Abschließend sei noch einmal erwähnt, dass die folgenden Experimente – mit Ausnahme der NEA-Bestimmung in Abschnitt 6.5 – vor dem Ausbruch stattgefunden haben. Insbesondere im Abschnitt 6.3 kann somit der Einfluss von Feldemission auf die Lebensdauer der Photokathode vernachlässigt werden.

¹⁹Ein Feldemissionselektron kann auch im Bereich außerhalb der aktiven Fläche der Photokathode emittiert werden. Die Austrittsarbeit von p-dotiertem GaAs ist ähnlich wie die von Edelstahl.

²⁰Wie auch von Sannibale [87] erwähnt, ist zur Zeit nur die DC-Quellen-Technologie in der Lage, die Anforderungen für den Betrieb mit *sensiblen* NEA-GaAs-Photokathoden zu erfüllen.

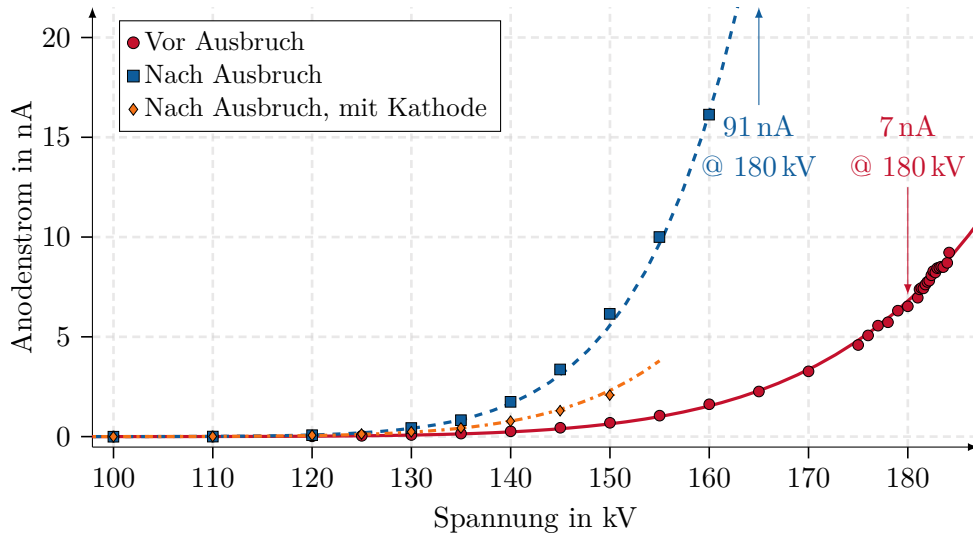


Abbildung 6.9: Anodenstrom-Spannungs-Kennlinien, aufgenommen während des Hochrampens auf 190 kV. Die Linien entsprechen dem Verlauf der Fowler-Nordheim-Gleichung (6.1). Nach dem Ausbruch verschlechterte sich die Feldemission um mehr als eine Größenordnung. Das Einschleusen einer Photokathode reduzierte sie wieder etwas. Der Strahlbetrieb wurde auf 150 kV mit Vorwiderstand beschränkt.

Quelle	U in kV	$E_{acc}(U)$ in MV m^{-1}	$E_{acc}(100 \text{ kV})$ in MV m^{-1}
PKA [7]	100	0,9	0,9
SLAC [28]	120	1,8	1,5
NPES-3 [111]	200	3,0	1,5
STEAM(d_{ka})	200	5,0	2,5
STEAM	200	4 - 6,5	2 - 3,3
ALICE/Perle [68]	350	1,6	0,5
Daresbury [87]	350	3,3	0,9
JLab [87]	350	4,5	1,3
Cornell [87]	500 - 750	6	0,8 - 1,2
JAEA/KEK [87]	500	6,7	1,4

Tabelle 6.3: Übersicht über DC-Quellen, die mit GaAs-Photokathoden arbeiten oder gearbeitet haben, mit ihren Designfeldern E_{acc} an der Photokathodenoberfläche bei ihrer Designbetriebsspannung U sowie bei 100 kV. Der zweite Eintrag für STEAM zeigt den Bereich auf, der durch das Anpassen des Kathoden-Anoden-Abstandes d_{ka} um seinen Designwert 36,6 mm über den Justagebalg eingestellt werden kann.

6.2 Experimentelle Bestimmung der Strahldivergenz

Das erste Experiment mit Strahl war die Bestimmung der Strahldivergenz. Zu diesem Zweck bieten die Diagnoseeinheiten der MELBA mit ihren Schirmen eine Möglichkeit, die Strahlposition und -größe zu bestimmen. Der linke Teil von Abbildung 6.10 zeigt eine Aufnahme des Strahlflecks auf dem Schirm der ersten Diagnoseeinheit.

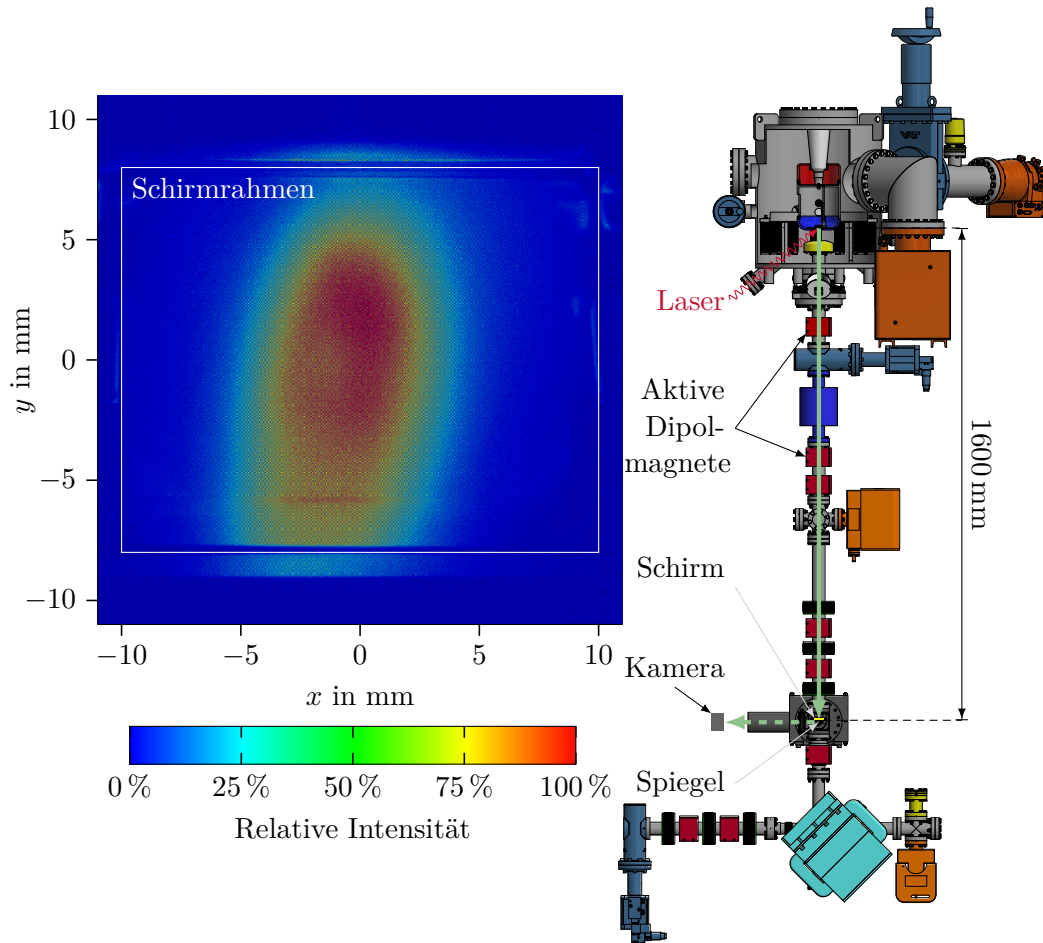


Abbildung 6.10: Bild des Elektronenstrahls auf dem ersten Schirm in der vertikalen Strahlführung der MELBA. Dieser Ausschnitt wurde nach einer Drift von etwa 1,6 m aufgenommen. Nur zwei Korrekturmagnete waren eingeschaltet, um den Strahl in die Mitte des Schirms zu lenken. Die 100 % der relativen Intensität entsprechen hier 30 % der Sättigungsgrenze des 10-bit-Sensors.

6.2 Experimentelle Bestimmung der Strahldivergenz

Der Schirm befindet sich im Abstand von 1,6 m zur Kathodenoberfläche im vorderen Teil der MELBA, siehe rechten Teil der Abbildung 6.10. Mit Ausnahme zweier Dipolmagnete, die den Einflüssen der Störmagnetfelder entgegenwirken und den Strahl auf die Mitte des Schirms lenken, wurden für diese Aufnahme alle Magnete ausgeschaltet. Der Elektronenstrahl durchlief nach der Beschleunigung in der Quelle damit eine fast reine Drift.

Die Projektion der Aufnahme auf die x -Achse ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Aus ihr wurde mit Gleichung (5.1) eine RMS-Strahlbreite von 4,1 mm bestimmt. Die PIC-Simulation dieser Messung wurde in Abbildung 4.12 gezeigt. Die simulierte RMS-Strahlbreite von etwa 4 mm stimmt mit dem experimentellen Ergebnis gut überein und dies bestätigt die aus der Simulation berechnete Strahldivergenz von etwa 2,2 mrad. Die kleine Diskrepanz könnte entweder auf die Abweichung in der Modellierung des Startphasenraums oder auf einen kleineren Kathoden-Anoden-Abstand im Experiment hindeuten. Letzteres bedingt eine Verschiebung des Fokus und erhöht die Divergenz des Strahls.

Die Projektion auf die y -Achse konnte nicht ausgewertet werden, weil der Strahlfleck aufgrund des großen Laserspots in dieser Richtung nach der Drift so weit über die Ränder des 20 mm-Schirms hinausragt, dass die Flanken der Verteilung und damit die y -Strahlbreite nicht bestimmt werden konnten.

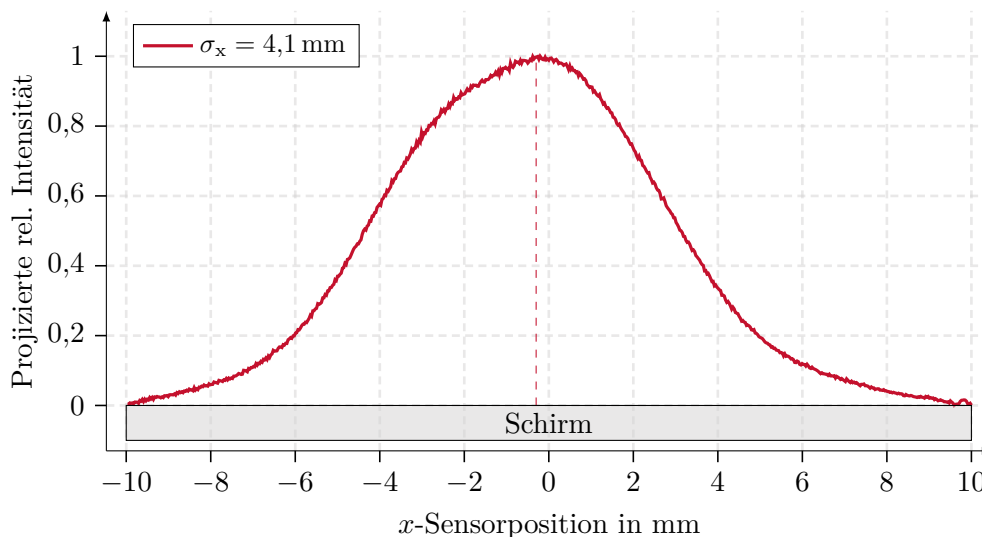


Abbildung 6.11: Projizierte Intensität auf die x -Achse und Bestimmung der RMS-Strahlgröße von 4,1 mm. Dieser Wert stimmt mit der simulierten RMS-Envelope, vergleiche Abschnitt 4.3.3, in guter Näherung überein. Der x -Wert der gestrichelten Linie entspricht dem gewichteten Mittelwert. Die Projektion auf die y -Achse ist aufgrund der Strahlgröße, die deutlich über den Rand des Schirms hinausragt, nicht ausgewertet worden.

6.3 Quanteneffizienzmessung und Bestimmung der Vakuumlebensdauer

Im Laufe zweier Experimentierphasen wurden Quanteneffizienzen aufgezeichnet, um Aussagen über die Lebensdauer der Photokathode während des Strahlbetriebs und der Bereitschaftsphase treffen zu können. Dabei blieb der Einfluss von Feldemission, die bei der Betriebsspannung von 100 kV unterhalb der Nachweisgrenzen der Netzteil- und Anodenstromauslese lag, siehe Abschnitt 6.1.2, unberücksichtigt.

Im Folgenden werden die Quanteneffizienzen vorgestellt, die aus den Werten der Stromauslese des Netzteils und der Laserleistung auf der Kathode errechnet wurden. Die Messung einer Quanteneffizienz erfolgte immer nach den gleichen Vorgaben: Ein Skript erhöht den Lasertreiberstrom in diskreten Schritten, bis die Leistung auf der Photokathode etwa 3-5 mW beträgt. Dabei mittelt es für jeden Messpunkt den Netzteilstrom und die reflektierte Laserleistung über 20 Werte innerhalb eines zeitlichen Abstands von 10 s. Aus der reflektierten Laserleistung ergibt sich die Leistung auf der Photokathode über die Kalibrationsdaten, die Abbildung 5.5 graphisch veranschaulicht. Abbildung 6.12 zeigt zwei Beispiele für Quanteneffizienzmessungen mit und ohne Laserabschwächer, die in der Quelle aufgenommen wurden.

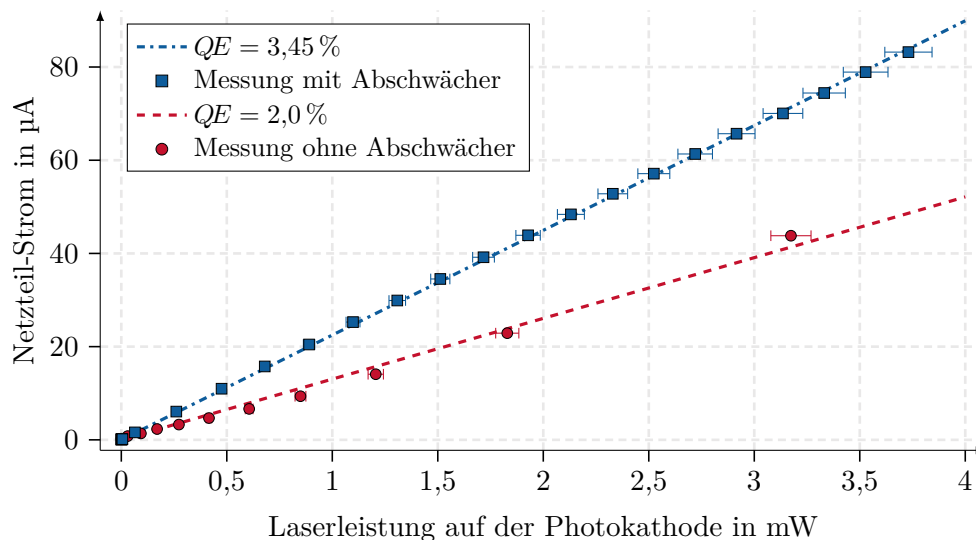


Abbildung 6.12: Beispiel zweier Quanteneffizienzmessung mit und ohne Laserabschwächer. Ein einzelner Datenpunkt ist der Mittelwert aus 20 Werten, die äquidistant innerhalb von 10 s aufgenommen wurden.

Durch das Entfernen des Laserabschwächers – dargestellt in Abbildung 6.13 nach etwa 1100 h – konnte in den Hochstrombetrieb gewechselt werden. Eine um etwa 60 % verringerte Quanteneffizienz wurde unmittelbar danach gemessen. Es könnte sein, dass der Laser ohne Abschwächer in einem weniger geeigneten Betriebsmodus, der zusammen mit der Laserschwelle in Abbildung 5.3 hervorgehoben ist, für

das Erzielen geringer Strahlströme betrieben wurde. Es ist denkbar, dass die Wellenlänge in diesem Bereich größer als die Betriebswellenlänge 808 nm ist. Gemäß zweier aus [8] und [101] entnommener spektraler Quanteneffizienzmessungen, siehe Abbildung A.8.11, bedeutet diese Diskrepanz, dass die Wellenlänge unterhalb der Laserschwelle zwischen 870-883 nm betragen hat, d. h. die Laserenergie hat in etwa der Bandlückenenergie²¹ E_G entsprochen. Die Wellenlängenänderung kann darauf zurückgeführt werden, dass der Lasertreiberstrom die optische Verstärkung, engl. *optical gain*, des Halbleiterlaser-Resonators beeinflusst und diese dann unterhalb der Laserschwelle fast auf null abfällt, was die emittierte Laserwellenlänge auf etwa Bandlückenniveau²² verschiebt, vergleiche [97, Kap. 12.5.2] und [3, A.4].

Die zeitlichen Verläufe der Quanteneffizienzen, anhand derer die negativen Einflüsse des Experimentierbetriebs sichtbar werden, sind in den Abbildungen 6.13 und 6.14 dargestellt. Der Zeitpunkt null entspricht jeweils dem Zeitpunkt, an dem das Schleusen der Photokathode in die Quelle stattfand. Die in der Quelle gemessene Quanteneffizienz kurz nach diesem Zeitpunkt ist trotz der größeren Wellenlänge von 808 nm gegenüber der Präparationswellenlänge von 635 nm immer etwas größer als die Quanteneffizienz, die in der Präparationskammer gemessen wurde. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass laut CST-Simulationen etwa 19 % des bei der Präparation emittierten Elektronenstroms nicht auf die Anode, sondern auf die Dispenser oder Vakuumkammer trifft, siehe Abbildung A.7.10. Des Weiteren bewirkt das hohe elektrische Feld der Quelle, dass durch den *Schottky-Effekt*, siehe Abschnitt 6.4, die Quanteneffizienz erhöht wird.

Zu sehen ist, dass die Quanteneffizienzen mit der Zeit zum Teil reversibel als auch irreversibel abnehmen. Wenn ein Druckanstieg deutlich über den Basisdruck von $7 \cdot 10^{-12}$ mbar des einsatzbereiten Zustands hinausgeht, aber nur wenige Minuten anhält, ist eine *Regeneration* der Quanteneffizienz zu beobachten. Eine starke temporale Abnahme ist z. B. bei Abbildung 6.13 nach 1000 h hervorgehoben.

Irreversibel verringert sich die Quanteneffizienz hingegen, wenn Strahlverluste in der Nähe der Quelle auftreten, die zum einen direkt die Lebensdauer der Photokathode beeinflussen, aber auch das Druckinterlock auslösen und somit zum SSIGD-Effekt führen können. Die Ursachen hierfür fielen unterschiedlich aus:

- Die Schwellen des Druckinterlocks waren zu gering eingestellt. Insbesondere im Hochstrombetrieb führte die Raumladungskraft zu unvermeidbaren Strahlverlusten, aufgrund derer es eine Erhöhung der Schwellenwerte erforderte.

²¹Eine Wellenlänge von 883 nm entspricht einer Laserenergie von etwa 1,40 eV. Für die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs gilt $E_G(T) = 1,5216 \text{ eV} - 8,871 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 572 \text{ K})$ nach Varshni [104]. Damit reduziert sich die Bandlückenenergie bei einer durch den Wärmeeintrag erhöhten GaAs-Kristalltemperatur von etwa 77 °C soweit, dass Laserlicht der o. g. Wellenlänge zur Photoemission beitragen kann.

²²Das Halbleitermaterial des hier verwendeten Lasers ist unbekannt. Allerdings ist es sehr wahrscheinlich, dass es sich auch hier um eine GaAs-basierte Laserdiode handelt, die für den infraroten Wellenlängenbereich i. d. R. verwendet werden [97, Fig. 22].

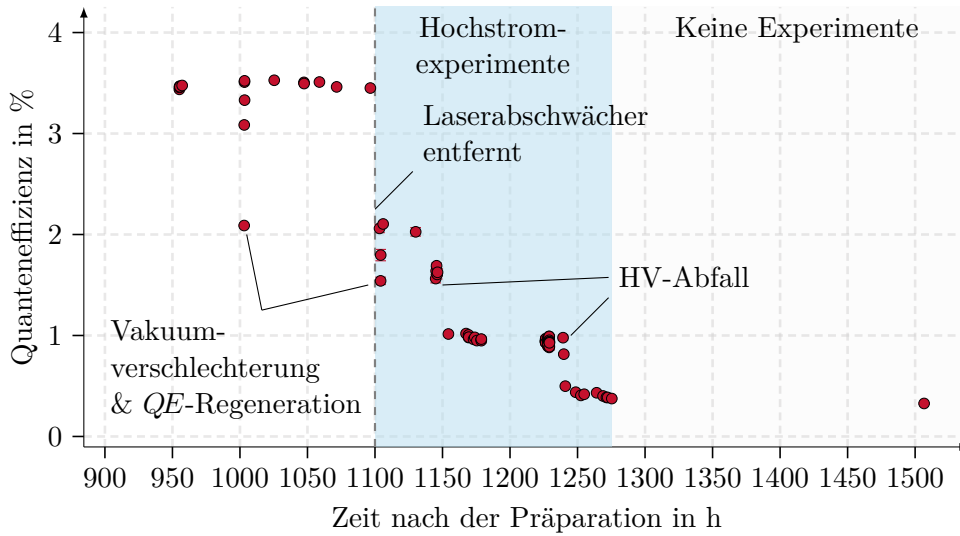


Abbildung 6.13: Quanteneffizienz nach der Präparation 3. Die gepulsten Hochstromexperimente im Milliampere-Bereich begannen nach 1100 h.

- Die Strombegrenzung des Netzteils war zu niedrig gewählt. Wird ein zu hoher Strom extrahiert, regelt das Netzteil die Spannung herab. Die Einstellungen des Magnetführungssystems passen dann nicht mehr zu der verringerten kinetischen Energie der Elektronen und ein Großteil des Strahls geht nahe der Quelle verloren.
- Das Hochspannungsnetzteil stellt einen maximalen Strom von 10 mA bereit. Zusammen mit der im 8 m langen Hochspannungskabel gespeicherten Energie können etwa 11 mA in einem 350 μ s langen Puls extrahiert werden. Bei der Emission von Strömen, die über diesem Limit liegen, kommt es ebenfalls zu einem Absinken der Spannung. In diesem Fall sind erhebliche Strahlverluste zu verzeichnen.

Aus den Ergebnissen für die Strahlzeit nach der fünften Präparation, siehe Abbildung 6.14, konnte im Anschluss an die Hochstromexperimente ein exponentieller Abfall der Quanteneffizienz, wie ihn Gleichung (2.17) beschreibt, angepasst werden. Das Ergebnis

$$\tau_V = (3260 \pm 220) \text{ h} \quad (6.3)$$

stellt eine Abschätzung für die *Vakuumlebensdauer* der Photokathode in der STEAM dar. Sie konnte gegenüber der Vakuumlebensdauer in der MAMI-Quelle PKA1, die zu 50 Tagen bestimmt wurde [3, S. 46f], im infraroten Laserbereich mehr als verdoppelt werden und ist um mehr als einen Faktor 60 länger als die Vakuumlebensdauer in der Präparationskammer, siehe Abbildung 2.10. Eine untere Grenze für die aus der Photokathode extrahierte Ladungsmenge, die sogenannte *Ladungslebensdauer*,

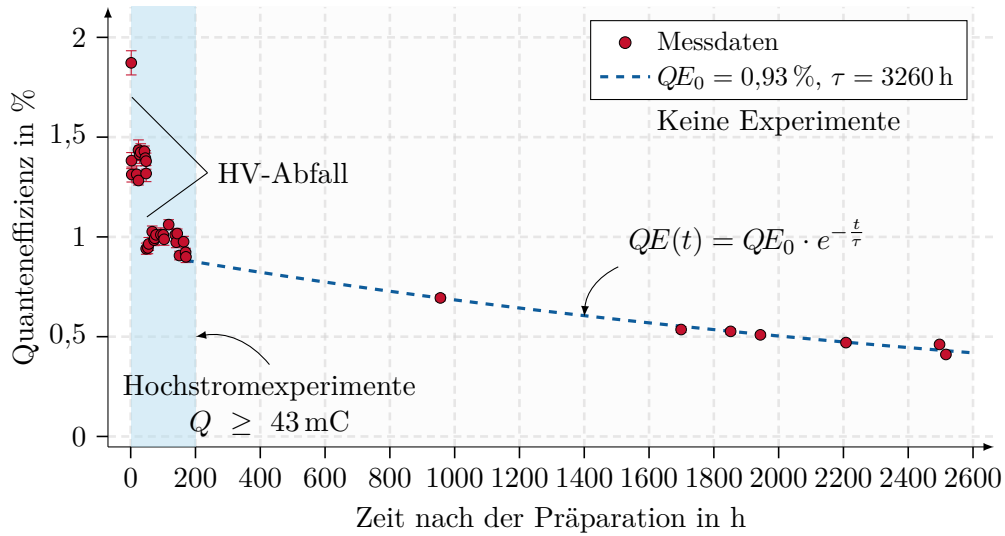


Abbildung 6.14: Quanteneffizienz nach Präparation 5. Im Anschluss an die Präparation begannen die Hochstromexperimente, aus denen die Ladungslebensdauer von $Q \geq 43 \text{ mC}$ abgeschätzt wurde.

kann bis zum Ende der Hochstromexperimente abgeschätzt werden zu

$$Q \geq 43 \text{ mC}. \quad (6.4)$$

Aus den diskutierten Einflüssen bleibt abschließend anzunehmen, dass die Verschlechterung der Quanteneffizienz im Wesentlichen durch die Druckanstiege, ausgelöst durch die Strahlverluste im Strahlfänger und in der Strahlführung, dominiert ist. Über das *Ionen-Rückbombardement* und die *thermischen Effekte* können deshalb nur allgemeine Anmerkungen getroffen werden:

Ionen-Rückbombardement: Der Laserspot wurde hier aufgrund seiner Größe zentral auf die Photokathode fokussiert. Üblicherweise ist der Laserspot im Beschleunigerbetrieb deutlich kleiner, um eine kleinere Startemittanz zu erzeugen, und wird dezentral im Bereich der aktiven Zone eingestrahlt. Weil das Ionen-Rückbombardement aufgrund der hohen Masse der Ionen kaum eine transversale Ablenkung aufweist, trifft es somit hauptsächlich auf die Mitte der Photokathode [73]. Durch den hier beschriebenen Modus konnten bei STEAM und MELBA bereits deutlich bessere Resultate von vielen Coulomb Ladungslebensdauer erzielt werden [65].

Thermische Effekte: In der ersten Ausbaustufe der MELBA konnten nur geringe Ströme im Dauerstrichbetrieb gefahren werden, siehe Tabelle 5.1. Die Hochstromexperimente wurden mit einem äußerst geringen Tastgrad, engl. *duty cycle*, bis hinab in den Einzelschussbetrieb durchgeführt. Es bleibt aber anzumerken, dass die invertierte Isolatorgeometrie es nicht erlaubt, die Kathode in dem aktuellen Design

zu kühlen. Der Wärmetransport erfolgt lediglich über Wärmeabstrahlung sowie die geringe Wärmeleitung des Isolators und die Seele des HV-Kabels. Insbesondere für den Hochstrombetrieb, der eine Belastung der Photokathode von einigen Watt an Laserleistung bedeutet, muss die thermische Ableitung verbessert werden.

6.4 Experimentelle Bestimmung der negativen Elektronenaffinität

Der Schottky-Effekt führt zu einer Absenkung der Austrittsarbeit der Photokathode durch das hohe elektrische Feld in der Quelle. Howorth et al. [58] wiesen experimentell nach, dass ein hohes E -Feld die Wahrscheinlichkeit der Elektronenemission aus Halbleitern wie GaAs erhöht, was auf das Absinken der Potentialbarriere zurückgeführt wird. Der Effekt wird von Mulhollan et al. [70] zu der Barrierenabsenkung $-e\delta U$ abgeleitet, die in Abbildung 6.17 eingezeichnet und formal gegeben ist durch

$$e\delta U(E_{\text{acc}}) = e\sqrt{\frac{eE_{\text{acc}}(\epsilon_s - 1)}{4\pi\epsilon_0(\epsilon_s + 1)}} = 35 \text{ meV} \sqrt{\frac{E_{\text{acc}}}{1 \text{ MV m}^{-1}}}. \quad (6.5)$$

Das E -Feld an der Photokathodenoberfläche bestimmt sich aus dem Designfeld, siehe Abbildung 4.4, und der Beschleunigungsspannung U für STEAM über $E_{\text{acc}}(U) = 25 \text{ m}^{-1}U$. Damit gilt für STEAM z. B. $e\delta U(100 \text{ kV}) = 55 \text{ meV}$. Der Annahme aus [70] folgend, der emittierte Photoelektronenstrom hänge exponentiell und der Logarithmus der Quanteneffizienz damit linear von der Potentialbarrierrhöhe ab, kann über Gleichung (6.6) durch das Messen der Quanteneffizienz für verschiedene Betriebsspannungen auf den Betrag der Elektronenaffinität geschlossen werden²³.

$$\frac{QE(E_{\text{acc}})}{QE(0)} = 1 + \frac{e\delta U}{|\chi_{\text{eff}}|} \quad (6.6)$$

$$QE(\sqrt{U})\Big|_{\text{STEAM}} = QE(0) \left(1 + \frac{5,5 \text{ meV}}{|\chi_{\text{eff}}|} \sqrt{\frac{U}{1 \text{ kV}}} \right)$$

In Abbildung 6.15 sind Messungen der Quanteneffizienzen in Abhängigkeit der Hochspannung dargestellt. Diese wurden aus den Strömen der Netzteilanalyse ermittelt, weshalb die Stromstärke auch einige Mikroampere betragen musste. Die Messungen fanden im Anschluss an Präparation 7 (P7) und 10 (P10) statt. Mittels Geradenanpassungen der Gleichung (6.6) an die Daten konnten die Beträge der Elektronenaffinitäten $|\chi_{\text{eff}}|$ und die Quanteneffizienzen für das Nullfeld $QE(0)$ ermittelt werden. Tabelle 6.4 listet die Werte mit den Fehlern der Anpassung auf.

²³Auch wenn das Vorzeichen nicht durch diese Methode bestimmt werden kann, so ist anzunehmen, dass die hier gemessene Elektronenaffinität negativ sein muss, weil nach der Modellvorstellung, dargestellt in Abbildung 2.9, die im Kristall durch infrarotes Laserlicht angeregten Elektronen diesen sonst nicht ins Vakuum verlassen könnten.

6.4 Experimentelle Bestimmung der negativen Elektronenaffinität

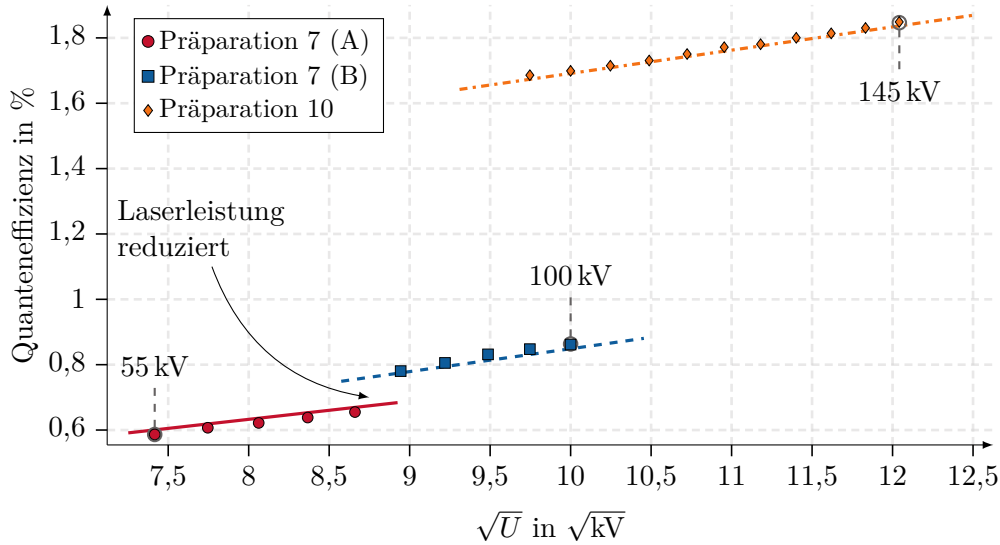


Abbildung 6.15: Bestimmung der negativen Elektronenaffinität durch das Variieren der Quellenspannung, nach der Methode aus [70]. Bei der Messung nach P7 musste die Laserleistung reduziert werden, weil es zu großen Strahlverlusten kam, die unterhalb von 75 kV das Druckinterlock der Quelle auslösten. Die Messung nach P10 konnte im Anschluss an das Hochspannungskonditionieren auf 190 kV durchgeführt werden.

Präparation 7: Die Quanteneffizienz nach P7 – wie auch schon nach Präparation 6 – zählt zu den geringsten, die in dieser Arbeit verzeichnet wurden²⁴, siehe Abbildung 3.12. Für die oben gezeigte Messung wurde die Spannung von 100 kV schrittweise auf 55 kV reduziert. Der Elektronenstrahl ist bei so niedrigen Spannungen weniger steif und damit anfälliger für Störungen. Es kam zu starken Strahlverlusten und entsprechenden Druckanstiegen. Nach jedem Schritt wurde gewartet, bis sich ein Druckgleichgewicht mit eingeschaltetem Strahl eingestellt hat, bevor die Quanteneffizienz durch das Messen und Mitteln des Netzteilstroms und der reflek-

Präparation	$ \chi_{\text{eff}} $ in meV	$QE(0)$ in %
7 (A)	19 ± 2	$0,19 \pm 0,01$
7 (B)	12 ± 7	$0,15 \pm 0,07$
10	76 ± 3	$0,98 \pm 0,01$

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Anpassung von Gleichung (6.6) and die Messungen.

²⁴Der Grund dafür waren ungünstige Sauerstoff-zu-Cäsium-Verhältnisse, die bei diesen Präparationen verwendet wurden. Gegen Ende der Arbeit hat sich ein Verhältnis von circa $2 \cdot 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-8}$ mbar bei einem Cs-Dispenserstrom zwischen 3,5-3,7 A als gut erwiesen.

tierten Laserleistung über 50 Werte bestimmt wurde. Die Strahlverluste wurden unterhalb von 75 keV so groß, dass das Druckinterlock die Hochspannung abgeschaltet, das Quellenventil geschlossen hat und es zum SSIGD-Effekt kam. Danach wurde die Laserleistung gedrittelt. Wie Abbildung 6.15 zu entnehmen ist, hat die Quanteneffizienz währenddessen abgenommen, weshalb die Messung zu P7 in Teil (A) und (B) geteilt wurde. Die QE-Abnahme ist entweder durch den SSIGD-Effekt eingetreten oder ist wieder auf die veränderte Wellenlänge des Lasers unterhalb der Laserschwelle, vergleiche Abschnitt 6.3, zurückzuführen.

Im Vergleich zu den anderen Präparationen kam bei Nummer 7 weniger Sauerstoff während des Aktivierens zum Einsatz. Die geringe NEA könnte also dadurch erklärt werden, dass sich fast nur Cäsium auf der Photokathode abgelagert hat. Scheer und van Laar [88] zeigten, dass dies die Elektronenaffinität auf nur knapp unter null absinken lässt.

Präparation 10: Die Quanteneffizienz nach P10 konnte beim Herunterfahren der Spannung von 150 kV schrittweise auf 95 kV während der Feldemissionsstudien, siehe Abschnitt 6.1.3, gemessen werden. Ganz im Gegensatz zu P7 bot dies den Vorteil, dass die Strahlführung den 150 kV-Elektronenstrahl durch die zu diesem Zeitpunkt bereits erweiterte Ausbaustufe [65] der MELBA lenken konnte, ohne dass nennenswerte Strahlverluste und Druckanstiege verzeichnet wurden. Die Messung der Quanteneffizienz für P10 konnte außerdem mit dem in Abschnitt 6.3 beschriebenen Verfahren für verschiedene Laserleistungen gemessen werden.

Die NEA der Photokathode nach P10 ist mit 76 meV betragsmäßig kleiner als die von Mulhollan et al. bestimmten 100 - 160 meV und weniger als ein Fünftel der von Su, Spicer und Lindau [96, FIG. 3] angegebenen 500 meV. Über die Ursachen der Diskrepanzen können aufgrund der Komplexität und Unterschiede der Präparationsvorgänge keine Aussagen getroffen werden. Auch die relativ große Anzahl der bereits durchgeführten Präparationen könnte einen Einfluss haben. Zum Beispiel wies die erste Präparation eine um den Faktor drei größere Quanteneffizienz auf als alle folgenden.

6.5 Experimentelle Untersuchungen des Oberflächenladungslimits von NEA-Bulk-GaAs

6.5.1 Messung des Oberflächenladungslimits von NEA-Bulk-GaAs

Zum Abschluss der experimentellen Untersuchungen sollen die Ergebnisse des Hochstrombetriebs vorgestellt werden. Die bereits erwähnte strahlinduzierte Gasdesorption im Bereich des Strahlfängers und Verluste in der MELBA-Strahlführung erlaubten keinen Dauerstrichbetrieb für Ströme oberhalb des mittleren Mikroamperebereiches, ohne dass die Quanteneffizienz rapide abnahm. Die kürzeste einstellbare Laserpulslänge war allerdings mit circa 350 μs so lang, dass die gleichlangen Elektronenzüge für die sonst üblichen Zeitskalen im Pikosekundenbereich des Beschleunigers als Dauerstrich-ähnlich betrachtet werden können. Die Zeitskala festkörperphysikalischer Effekte wie z. B. die Thermalisierungs- oder Rekombinationszeit von GaAs finden typischerweise im Piko- bis Nanosekundenbereich statt und können deshalb in der folgenden Diskussion vernachlässigt werden. Die Elektronenemission wird hier somit als ein *Gleichgewichtszustand* betrachtet.

Die ABACUS-Stromauslese des Netzteils und das Pikoamperemeter RIESLiNG waren nicht dafür ausgelegt, die schnellen Strompulse zu erfassen. Ein Oszilloskop²⁵ detektierte deshalb den Spannungsabfall über einem 1 k Ω -Widerstand, der in Serie zum RIESLiNG geschaltet den Strahlfänger erdet, vergleiche Abbildung 5.2. Im Unterschied zu den bisherigen Messungen stellen die folgenden Ergebnisse somit den *Elektronenstrom auf dem Strahlfänger* dar. Am zweiten Eingang des Oszilloskops konnte simultan das Signal des Lasertreiberstroms ausgelesen und damit die Laserpulslänge bestimmt werden.

Das Verhältnis der Ströme, die auf dem Netzteil und dem Strahlfänger gemessen werden, definiert die *Transmission*. Diese betrug im Dauerstrichbetrieb für eine geeignete Strahlführungsmagneteinstellung etwa 85 %. Ohne die in Serie geschaltete 9 V-Spannungsquelle, die einen Rückstrom von Sekundärelektronen mit $E_{\text{kin}} < 9 \text{ V}$ verhindert, betrug die Transmission nur 80 %, was nahelegt, dass der Großteil des verbleibenden scheinbaren Transmissionsverlustes von weiteren Sekundärelektronen verursacht wird und die in Abbildung 6.16 gezeigten Elektronenströme im besten Fall um bis zu 15 % nach oben korrigiert werden müssen²⁶. Aufgrund der ungenügend schnellen Stromauslese des Hochspannungsnetzteils ließ sich dies allerdings nicht verifizieren.

Die Messungen der Strom-Laserleistungs-Kurven für Bulk-GaAs sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Sowohl Ströme auf dem Strahlfänger als auch die Laserleistung auf der Photokathode sind bezogen auf die mittlere Fläche des Laserspots. Diese errechnet sich ohne den Abschwächer für den Laser aus den in Abbildung 5.8 (rechts) gezeigten Laserspotgrößen zu $A_L = \pi \langle \sigma_x \rangle \langle \sigma_y \rangle = (1,2 \pm 0,1) \text{ mm}^2$.

²⁵Typ 2205A, Fa. PICO Technology

²⁶In der zweiten Ausbaustufe der MELBA – dies fand im Anschluss an die hier aufgeführten Messungen statt [65] – wurde die Tiefe des Strahlfängers zur Steigerung der Strahlfängereffizienz vergrößert. Dadurch betrug die Transmission annähernd 100 %.

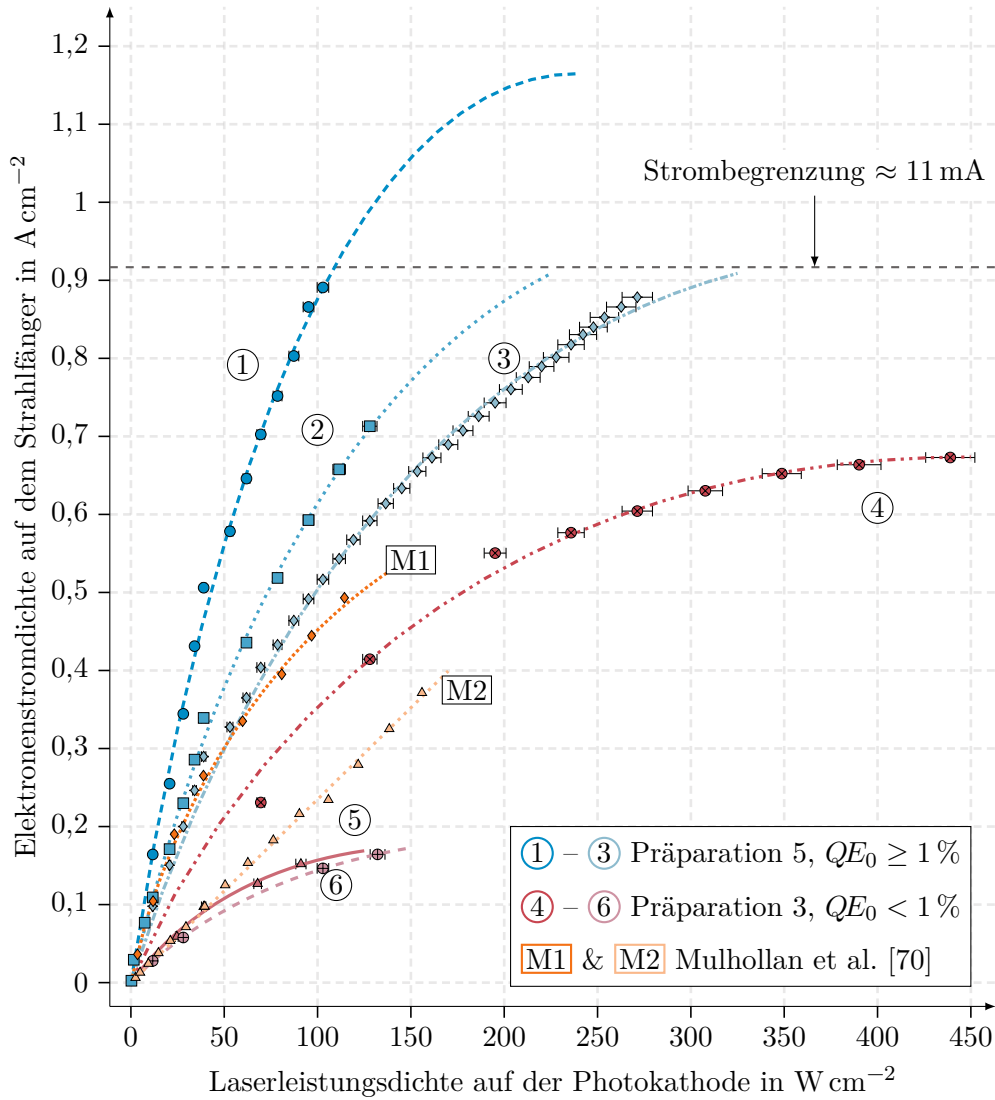


Abbildung 6.16: Messungen der Strom-Laserleistungs-Kurven bezogen auf die mittlere Laserspotfläche $1,2 \text{ mm}^2$. Die **blaue** Kurvenschar wurde in der Strahlzeit nach Präparation 5 und die **rote** nach Präparation 3 aufgenommen. Eine steigende Nummerierung indiziert das Abnehmen der Quanteneffizienz während der jeweiligen Strahlzeit. Die Linien beschreiben das Ergebnis der Ausgleichsrechnung mit Gleichung (6.7). Die Messungen **M1** mit $n_p = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $\langle QE \rangle = 0,9 \%$ sowie **M2** mit $n_p = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $\langle QE \rangle = 0,4 \%$ wurden aus [70] entnommen.

6.5 Experimentelle Untersuchungen des Oberflächenladungslimits

Die Ergebnisse zeigen zwei, farblich in rot und blau gekennzeichnete Sätze an Kurvenscharen. Die roten Messungen ④ bis ⑥ fanden während der Hochstromexperimente nach Präparation 3, vergleiche Abbildung 6.13, die blauen Messungen ① bis ③ unmittelbar nach der Präparation 5, vergleiche Abbildung 6.14, statt. Dabei bezeichnet eine höhere Zahl auch den späteren Zeitpunkt der Messung, bei der die Quanteneffizienz der Photokathode weiter abgenommen hat. Wie bereits erwähnt, wurden die in Abbildung 6.14 dargestellten Quanteneffizienzen unterhalb der Laserschwelle gemessen. Die im Folgenden vorgestellte Quanteneffizienz für Kurve ① entspricht einer Messung oberhalb dieser Schwelle und ist deshalb größer.

Zum Vergleich wurden zwei Ergebnisse von Mulhollan et al. [70] in Abbildung 6.16 für zwei unterschiedliche Dotierungsdichten eingezeichnet und mit $\overline{\text{M1}}$ und $\overline{\text{M2}}$ gekennzeichnet. Die angegebenen Quanteneffizienzen $\langle QE \rangle$ entsprechen den Messungen bei niedrigen Laserleistungsdichten. Die in dieser Arbeit erreichten Stromdichten liegen etwa 70 % über den in [70] vorgestellten.

Unabhängig von der Präparation verlaufen alle für STEAM aufgenommenen Kurven ähnlich. Wie von Gleichung (2.16) beschrieben, steigen sie zunächst für niedrige Laserleistungen linear an, bevor sie für hohe Leistungen in eine Sättigung übergehen. Dieses Verhalten ist dem Oberflächenladungslimit zuzuschreiben, dessen Grundlagen in Abschnitt 2.6 vorgestellt wurden und das im Folgenden näher zu diskutieren ist. Die Abnutzung der Photokathode bzw. die Abnahme der Quanteneffizienz geht einher mit dem Absinken der Kurven. Das bedeutet, es wird mehr Laserleistung benötigt, um denselben Elektronenstrom aus der Kathode zu extrahieren. Es bewirkt aber auch, dass die Sättigungsgrenze abnimmt, es also selbst bei beliebig hohen Laserleistungen nicht mehr möglich ist, den zuvor noch erreichten Maximalstrom zu extrahieren.

Mulhollan et al. [70] beschreiben das Oberflächenladungslimit durch den folgenden Ansatz, der in Abbildung 6.17 zusammen mit dem 3-Stufen-Modell von Spicer, siehe Abschnitt 2.4.4, schematisch dargestellt ist:

Das mit Cäsiumoxid bedampfte GaAs stellt eine Metall-Halbleiterverbindung und die Bandbiegungszone einen elektrischen Kondensator dar. Die Kapazität des Kondensators wird von der Form und Größe der Bandbiegungszone charakterisiert. Das Laserlicht regt im Kristall einen Elektronenstrom $\overline{1}$ an, der thermalisiert und zur Oberfläche diffundiert $\overline{2}$. Ein kleiner Teil der Elektronen $\overline{3}$ durchtunnelt die Potentialbarriere und trägt somit zur gemessenen Quanteneffizienz bei, während ein weiterer Teil $\overline{4}$ bereits auf dem Weg zur Oberfläche mit den Löchern im Akzeptor- oder Valenzband rekombiniert. Die übrigen Elektronen, die in der Bandbiegungszone aufgefangen werden $\overline{5}$, dienen somit als Ladestrom des Kondensators. Das Aufladen des Kondensators bzw. das Coulomb-Potential der gefangenen Elektronen äußert sich nach außen hin in der *Oberflächenladungsspannung* U_{SPV} , engl. *surface charge voltage*, die der negativen Elektronenaffinität χ_{eff} und dem Schottky-Effekt²⁷ $e\delta U$

²⁷Die hier erzielten Stromdichten liegen deutlich unterhalb der durch das Child-Langmuir-Gesetz (2.12) beschriebenen Elektronenstromdichte $j_{\text{CL}} = 5,5 \text{ mA cm}^{-2}$. Für die folgende Diskussion wird deshalb angenommen, der Schottky-Effekt $e\delta U(100 \text{ kV}) = 55 \text{ meV}$ ist konstant und wird nicht durch die Wirkung der hohen Raumladung beeinflusst

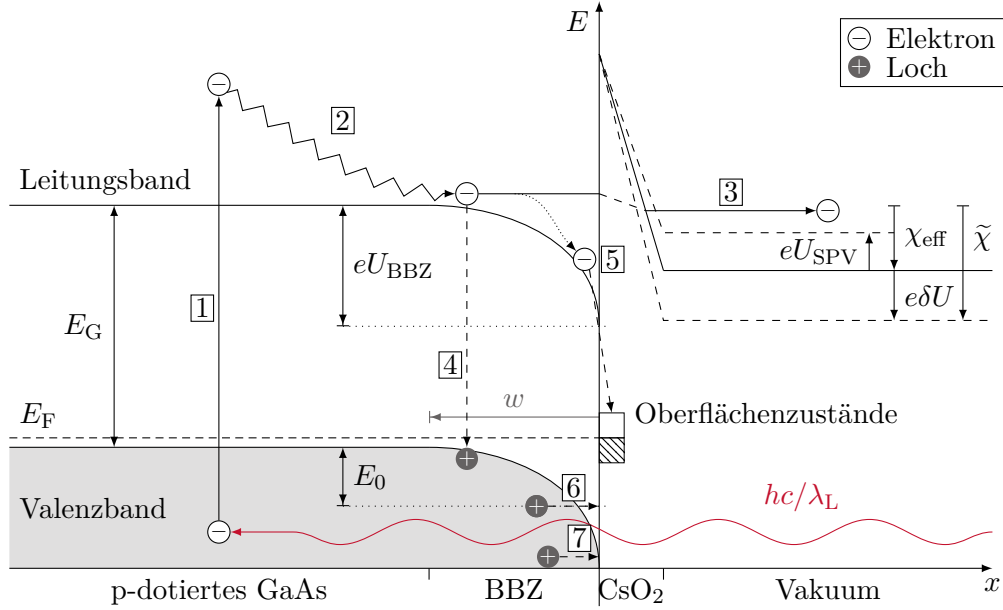


Abbildung 6.17: Schema der Oberflächenladungslimitierung, angelehnt an [70].

entgegenwirkt. Sie erhöht die Austrittsarbeit und reduziert die ursprüngliche Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} . Die Konsequenz ist, dass der Anteil ins Vakuum emittierter Elektronen sinkt, während der Ladestrom in der Bandbiegungszone steigt.

Die Elektronen in der Bandbiegungszone tunneln vorwiegend in die positiv geladenen Oberflächenzustände und rekombinieren dort mit den überschüssigen Löchern [54]. Auch im nicht durch Laserlicht-angeregten Zustand findet eine thermische Diffusion der Elektronen in die Bandbiegungszone statt, die durch die Rekombination kompensiert wird. Dadurch verarmen die Oberflächenzustände allerdings immer mehr an Löchern, wodurch die Bandbiegung weiter reduziert wird. Es treten *Wiederherstellungsströme*, engl. *restoring currents*, von Löchern aus dem Valenzband auf [6][7], die das Reservoir in den Oberflächenzuständen nachfüllen. Durch die Anregung mit hochintensivem Laserlicht überschreitet der Ladestrom diesen Wiederherstellungsmechanismus, die Oberflächenladungsspannung wird nicht schnell genug abgebaut und die Elektronenemission geht in eine Sättigung.

Der Wiederherstellungsstrom nahe der Valenzbandoberkante wird als *feldinduziertes Tunneln* und nahe dem Bandbiegungszone minimum als *thermische Emission* [7] bezeichnet. Der hier diskutierte Fall stellt eine als *thermisch-feldinduzierte Emission* [6] bezeichnete Mischform dar²⁸. Sie wird i. d. R. aufgrund der hohen p-Dotierung von mehr als 10^{18} cm^{-3} durch den feldinduzierten Anteil dominiert [54].

Aus dem Gleichgewichtszustand zwischen Lade- und Wiederherstellungsstrom leiten Mulhollan et al. – auf Basis des Modells von Padovani und Stratton [76] – die erweiterte Quanteneffizienzgleichung (6.7) ab.

²⁸Eine sehr anschauliche Darstellung findet sich bei Herrera-Gómez et al. [54].

6.5 Experimentelle Untersuchungen des Oberflächenladungslimits

$$\frac{I_e}{A_L} = \underbrace{QE_0 \frac{\lambda_L}{hc} \frac{P_L}{A_L}}_{\text{linearer Teil}} \underbrace{\left[1 - \frac{E_0}{\tilde{\chi}} \ln \left(1 + \frac{1}{j_{h,0}} QE_0 \frac{\lambda_L}{hc} \frac{P_L}{A_L} \right) \right]}_{\text{Sättigung}} \quad (6.7)$$

In Gleichung (6.7) ist QE_0 die Quanteneffizienz, die für niedrige Laserleistungen und ohne den Effekt des Oberflächenladungslimits hervortritt, und $\tilde{\chi} = |\chi_{\text{eff}} + e\delta U|$ die durch den Schottky-Effekt abgesenkte *erweiterte negative Elektronenaffinität*.

Die Energie E_0 stammt aus der Theorie von Padovani und Stratton. Mulhollan et al. bezeichnen sie als *Energie der Bandbiegungszone* und Yu [113] interpretiert sie als *Maß für die Tunnelwahrscheinlichkeit* der thermisch-feldinduzierten Emission. Gemäß Gleichung (6.8) ist E_0 abhängig von der Temperatur T und den Eigenschaften des Halbleitermaterials, d. h. der Permittivität ϵ_s , der Dotierungsdichte n_p und der leichten oder schweren Lochmasse m_h , wobei gilt $m_h \in \{m_{hh}, m_{lh}\}$; mit den relativen Lochmassen [44, Tabelle 10.3] $m_{hh} = 0,51m$ und $m_{lh} = 0,08m$.

$$E_0 = E_{00} \coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right) \quad (6.8)$$

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{n_p}{\epsilon_s m_h}} = 18,57 \text{ meV} \sqrt{\frac{1}{\epsilon_s m_h / m} \frac{n_p}{10^{18} \text{ cm}^{-3}}}$$

Aus dem bereits in Abschnitt 3.2.5 genannten Bereich für die Dotierungsdichte $n_p = 1,6 - 3,9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ des hier verwendeten Kristalls beträgt E_0 bei Raumtemperatur für schwere und leichte Löcher

$$E_{0,hh} = 36 - 48 \text{ meV} \text{ und } E_{0,lh} = 72 - 112 \text{ meV}. \quad (6.9)$$

Der *Wiederherstellungsstrom* j_h , der in die Oberflächenzustände tunnelt, ergibt sich in Abhängigkeit der Oberflächenladungsspannung U_{SPV} und der Energie E_0 über den exponentiellen Zusammenhang (6.10). Hier trennt $j_{h,0}$ den von U_{SPV} unabhängigen Anteil ab und A^* bezeichnet die effektive Richardson-Konstante [32], die über die relativen Lochmassen m_h/m in Relation mit der Richardson-Dushman-Konstante A_{RD} steht.

$$j_h(U_{\text{SPV}}) = j_{h,0} \left(e^{eU_{\text{SPV}}/E_0} - 1 \right)$$

$$j_{h,0} = A^* \frac{T \sqrt{E_{00}} eU_{\text{BBZ}}}{k_B \cosh(E_{00}/k_B T)} e^{-eU_{\text{BBZ}}/E_0} \quad (6.10)$$

$$A^* = 4\pi \frac{m_h e k_B^2}{h^3} = \frac{m_h}{m} A_{\text{RD}}$$

Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung über Gleichung (6.7) an die Messdaten sind in Tabelle 6.5 aufgelistet und in Abbildung 6.16 eingezeichnet.

Einer der zwei freien Parameter für die Ausgleichsrechnung ist das Verhältnis aus Energie E_0 zur erweiterten negativen Elektronenaffinität $\tilde{\chi}$, das wenige Prozent um den Mittelwert $\langle E_0/\tilde{\chi} \rangle = (36 \pm 4) \%$ variiert. Unter der Annahme, dass Gleichung (6.8) die Energie E_0 richtig beschreibt und sie nicht von der Quanteneffizienz

Nr.	QE_0 in %	$E_0/\tilde{\chi}$ in %	$ \chi_{\text{eff}} _{\text{hh}}$ in meV	$ \chi_{\text{eff}} _{\text{lh}}$ in meV	$j_{\text{h},0}$ in A cm^{-2}
①	2,40	37 ± 8	41 - 74	140 - 248	$0,67 \pm 0,24$
②	1,55	34 ± 6	50 - 85	158 - 275	$0,46 \pm 0,15$
③	1,15	35 ± 2	47 - 81	152 - 265	$0,48 \pm 0,05$
④	0,85	30 ± 3	64 - 104	186 - 319	$0,23 \pm 0,05$
⑤	0,50	40 ± 23	34 - 64	126 - 225	$0,12 \pm 0,11$
⑥	0,39	39 ± 4	36 - 67	130 - 233	$0,12 \pm 0,02$

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Ausgleichsrechnung an die Messdaten der Oberflächenladungslimitierung. Je nach Lochart und Dotierungsgrad ergibt sich eine obere und untere Grenze für den Betrag der negativen Elektronenaffinität $|\chi_{\text{eff}}|$ für schwere (hh) und leichte (lh) Löcher.

abhängt, folgt für diese Messung, dass auch χ_{eff} nicht von der Quanteneffizienz abhängig ist. Aus dem o. g. Bereich für E_0 bestimmen sich aus den Ergebnissen obere und untere Grenzen für den Betrag der negativen Elektronenaffinität $|\chi_{\text{eff}}|$. Die Einzelergebnisse sind in Tabelle 6.5 eingetragen und im Mittel ergeben sich daraus die vom Dotierungsgrad abhängigen Bereiche

$$\langle |\chi_{\text{eff}}|_{\text{hh}} \rangle = 45 - 79 \text{ meV} \text{ und } \langle |\chi_{\text{eff}}|_{\text{lh}} \rangle = 149 - 261 \text{ meV}. \quad (6.11)$$

Die im vorangegangenen Abschnitt 6.4 vorgestellte Methode zur Messung der negativen Elektronenaffinität wurde nicht für die Präparationen 3 und 5 durchgeführt, aber das Ergebnis für schwere Löcher $\langle |\chi_{\text{eff}}|_{\text{hh}} \rangle$ stimmt mit den ermittelten, aber auch Lochart-unabhängigen Werten für die Präparation 10 gut überein. Das Ergebnis für leichte Löcher $\langle |\chi_{\text{eff}}|_{\text{lh}} \rangle$ deckt sich mit den von Mulhollan et al. [70] bestimmten $|\chi_{\text{eff}}| = 122 - 138 \text{ meV}$ und von Aulenbacher [3, Gl. A. 39] angegebenen Werten $|\chi_{\text{eff}}| \approx 200 \text{ meV}$.

Das Ergebnis für den zweiten freien Parameter, den Wiederherstellungslochstrom $j_{\text{h},0}$, zeigt eine Abhängigkeit von der Quanteneffizienz auf, die nach Gleichung (6.10) in der Abhängigkeit der Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} begründet sein muss. Der folgende Abschnitt befasst sich mit der Interpretation dieses Ergebnisses.

6.5.2 Folgerungen für die Bandbiegungsenergie aus den Ergebnissen des Oberflächenladungslimits

Die Abbildung 6.18 stellt schematisch einen aktivierten NEA-GaAs-Kristall dar, der mit einem Laser beleuchtet wird. Es ist denkbar, dass durch die lokale Abnutzung, die z. B. durch Ionen-Rückbombardement hervorgerufen wird, Grenzflächen zwischen negativen und positiven Elektronenaffinitäten (PEA) entstehen, die in

6.5 Experimentelle Untersuchungen des Oberflächenladungslimits

nicht-trivialer Weise wechselwirken und durch das Anpassen der unterschiedlichen Fermi-Niveaus die Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} beeinflussen²⁹.

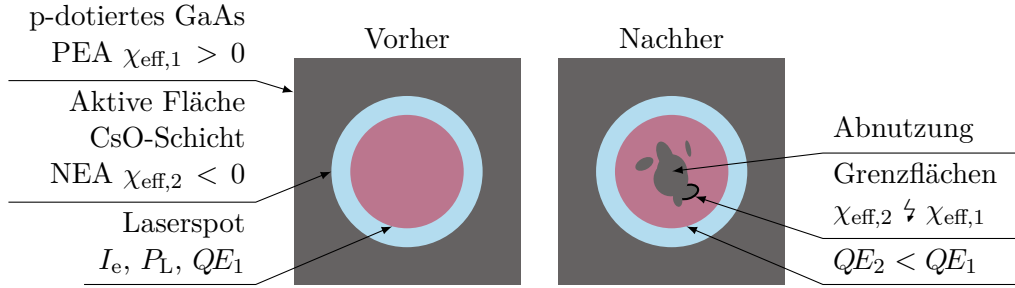


Abbildung 6.18: Schema zur Veranschaulichung des Einflusses der QE -Abnahme auf die Eigenschaften der beobachteten Elektronenaffinitäten.

Für die Bandbiegungsenergie und vergleichbare Dotierungsdichten, wie sie in dieser Arbeit vorkommen, gilt laut Drouhin et al. [39] $eU_{\text{BBZ}} \gtrsim 500 \text{ meV}$, laut Aulenbacher [3, A. 6.1] $eU_{\text{BBZ}} = 700 \text{ meV} \approx E_G/2$ und laut Mulhollan et al. [70] $eU_{\text{BBZ}} \approx 300 - 500 \text{ meV}$.

Gemäß diesen Angaben wird für die folgende Interpretation angenommen

$$eU_{\text{BBZ}} \gg E_0. \quad (6.12)$$

In diesem Bereich dominiert der exponentielle Abfall des Wiederherstellungslochstroms mit steigender Bandbiegungsenergie $j_{\text{h},0} \propto \sqrt{eU_{\text{BBZ}}/E_0} e^{-eU_{\text{BBZ}}/E_0}$, der in Abbildung A.11.16 insbesondere für den hier diskutierten Bereich der Wiederherstellungslochstromdichte dargestellt ist.

In der Modellvorstellung 6.17 bedeutet die Zunahme der Bandbiegungsenergie, dass sich die Potentialbarriere zwischen den Oberflächenzuständen und dem Valenzband vergrößert. Für die Valenzbandlücken [6] verringert sich damit die Wahrscheinlichkeit, in die Oberflächenzustände zu tunneln und mit den dort gefangenen Elektronen [5] zu rekombinieren. Im anschaulichen Vergleich des vorangegangenen Abschnitts, der die Bandbiegungszone als Kondensator und die Elektronen als Ladestrom beschreibt, verhält sich die Kapazität C des Kondensators nach Mulhollan et al. mit der Breite der Bandbiegungszone w wie $C \propto 1/w$. Mithilfe von Gleichung (2.15) folgt daraus $C \propto 1/\sqrt{eU_{\text{BBZ}}}$, d. h. mit zunehmender Bandbiegungsenergie nimmt die Kapazität ab und der Kondensator ist schneller aufgeladen. Immer mehr Elektronen werden durch das Coulomb-Potential gehindert, in die Bandbiegungszone zu gelangen. Der Anteil ins Vakuum emittierter Elektronen [3] und die damit verbundene Quanteneffizienz sinken.

Es konnten für die hier gegebenen Dotierungsdichten n_p verschiedene Bereiche für die Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} aus Gleichung (6.8) und (6.10) berechnet werden. Tabelle 6.6 stellt eine Übersicht über die Resultate aus der vorangegangenen

²⁹Es ist anzumerken, dass diese Grenzflächen durch ihre Potentialdifferenzen den Emissionsphasenraum der Elektronen beeinflussen und somit auch zur Störung der Strahldynamik führen können.

Lochart		Leichte	Schwere
Experiment	n_p in 10^{18} cm^{-3}	16 - 39	
	$\langle j_{h,0} \rangle$ in A cm^{-2}	$0,35 \pm 0,20$	
PS-Theorie	E_0 in meV	72 - 112	36 - 48
	$\langle \chi_{\text{eff}} \rangle$ in meV	149 - 260	45 - 79
	$eU_{\text{BBZ}}(\langle j_{h,0} \rangle, E_0)$ in meV	1089 - 1557	633 - 838
Bandlücke	eU_{BBZ}/E_G	76 - 109 %	44 - 59 %

Tabelle 6.6: Bandbiegungszonenparameter abgeleitet aus den Ergebnissen der Oberflächenladungslimitierung. Alle Werte wurden für Raumtemperatur, d. h. $T = 300 \text{ K}$, berechnet.

Untersuchung und den daraus abgeleiteten Werten dar. Die Bandbiegungsenergien wurden für alle sechs Wiederherstellungslochströme berechnet und sind in Tabelle A.2 gezeigt. Der zuvor genannten Erklärung entsprechend variieren diese Werte in Abhängigkeit von $j_{h,0}$ nur geringfügig, weshalb sich die folgende Diskussion auf den Mittelwert $\langle j_{h,0} \rangle = (0,35 \pm 0,20) \text{ A cm}^{-2}$ beschränkt. Das Verhältnis aus Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} zur Bandlücke von GaAs bei Raumtemperatur $E_G = 1,43 \text{ eV}$ dient zur Veranschaulichung der Werte.

Das Verhältnis eU_{BBZ}/E_G reicht von 44 % für schwere Löcher und leichte Dotierung bis 109 % für leichte Löcher und hohe Dotierungen. Der Vergleich der Strom-Laserleistungs-Kurve ③ mit der Messung [M1], siehe Abbildung 6.16, und die Tatsache, dass Mulhollan et al. für Dotierungsgrade über $\geq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ kein³⁰ Oberflächenladungslimit beobachtet haben, lassen darauf schließen, dass die Dotierungsdichte des hier verwendeten NEA-bulk-GaAs-Kristalls im niedrigeren Bereich, d. h. bei etwa $n_p \approx 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, liegt. Daraus ergeben sich je nach Lochart eine Bandbiegungsenergie eU_{BBZ} zwischen 633 - 1089 meV. Dieser Wertebereich stimmt mit den o. g. Literaturwerten von Drouhin et al. [39] und Aulenbacher [3] überein.

Zum Abschluss der Diskussion bleibt noch anzumerken, dass die hier erzielten Ergebnisse nicht dem Anspruch einer detaillierten Untersuchung, wie sie z. B. Mulhollan et al. [70] durchgeführt haben, genügen kann. Die STEAM befand sich in ihrer Erprobungszeit, die Diagnoseelemente der MELBA mussten getestet werden und selbst die Präparationskammer, die mehrfach im Institut für Kernphysik aufgebaut ist, liefert je nach Wahl des Cäsium-Sauerstoff-Mischungsverhältnisses unterschiedliche Startbedingungen für die Photokathode.

³⁰Allerdings ist nicht auszuschließen, dass das Oberflächenladungslimit für Dotierungsdichten $\geq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nicht doch bei den höheren Stromdichten, wie sie in dieser Arbeit auftreten, einsetzt. Ein weiterer Unterschied zu den Messungen von Mulhollan et al. ist das erhöhte elektrische Feld an der Photokathodenoberfläche der STEAM im Vergleich zur SLAC-Quelle, siehe Tabelle 6.3.

6.6 Fehlerquellen

Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse sind entweder direkte Werte aus elektrischen Auslesen wie z. B. Druck-, Strom- oder Spannungsmessgeräten oder daraus abgeleitete. In der Regel wurde über 10-50 Werte gemittelt, die bereits einer internen Mittelung der Messgeräte entstammen. Des Weiteren wurden vor jeder Messkampagne die Offset-Werte bestimmt und von den Messdaten abgezogen. Die Betrachtung dieser statistischen Fehler ist daher zu vernachlässigen.

Unabhängig davon sollen die systematischen und weiteren statistischen Fehlerquellen in diesem Kapitel kurz in chronologischer Reihenfolge von der Präparation, über das Lasersystem bis hin zur Messung des Stroms auf dem Strahlfänger diskutiert werden.

Fehlerquellen: Präparation und Schleusenvorgänge

- Abbildung 3.12 zeigt die Quanteneffizienzen aller durchgeführten Präparationen. Es ist eine Art *globale Abnutzung* der Photokathode zu erkennen. Die hohe Quanteneffizienz der ersten Präparation konnte in den darauffolgenden Präparationen nicht mehr erreicht werden.
- Die Präparationslaserdiode wurde durch ein Vakuumfenster von unten in die Präparationskammer eingeschossen, siehe Abbildung 3.10. Das Kristallrad konnte so gedreht werden, dass der Laserstrahl die Kammer durch ein weiteres Fenster an der Oberseite verließ. Damit konnte die Leistung des Präparationslasers auf der Photokathode durch das Mitteln der ein- und austretenden Leistung abgeschätzt werden. Der Laserspot wurde durch die kleine Öffnung der Maske auf die Photokathode fokussiert. Diese beiden Aspekte verhinderten eine genaue Messung der Quanteneffizienz. Diese diente allerdings nur der Orientierung, ob das Aktivieren erfolgreich verlief und wann es abgeschlossen war. Die Messung hatte somit keinen direkten Einfluss auf die Messergebnisse in der Quelle.
- Auch wenn die Anodenstrommessung präzise ist, geht aus CST-Simulationen dennoch hervor, dass nicht alle Photoelektronen aufgrund der ringförmigen Bauweise auf den Anodendraht gezogen, sondern auch auf z. B. die Cäsiumdispenser oder die Vakuumkammer beschleunigt werden, siehe Abbildung A.7.10.
- Während einer Aktivierung kann der Cäsiumfluss über das Netzteil beeinflusst werden. Der Sauerstoff hingegen wurde über ein Feindosierventil manuell eingelassen. Dies mindert die Reproduzierbarkeit.
- Beim Ein- und Ausschleusen der Photokathode besteht die Möglichkeit, dass in die Hochspannungsumgebung Partikel eingetragen werden, die als Zentren für Feldemission wirken.

- Die Quanteneffizienzen wurden durch Gleichung (2.16) bestimmt, wobei P_L die Laserleistung auf der Photokathode ist. Diese Gleichung berücksichtigt nicht, dass Galliumarsenid einen vom Einstrahlwinkel abhängigen Reflexionskoeffizienten [1] von etwa 33 % besitzt. Für die Diskussion über relative Zu- oder Abnahmen einer Quanteneffizienz ist dies jedoch nicht relevant.

Fehlerquellen: Lasersystem Die *Laserleistung* und *Laserspotgröße* sind zwei wichtige, aber auch stark fehlerbehaftete Größen des Lasersystems.

- Wie die Photokathode auch hat die Laserdiode eine endliche Lebensdauer, innerhalb derer die Laserleistung abnehmen kann. Solange sich der teilreflektierte Anteil an der Glasscheibe, der vom Sensor gemessen wird, nicht ändert, beeinflusst dies nicht die Laserleistungsmessung. Die Gültigkeit der Kalibrationsdaten, siehe Abbildung 5.5, bleibt dadurch gewahrt.
- Für den Fehler der teilreflektierten Leistung wurde die vom Hersteller angegebene Genauigkeit von 3 % der gemessenen Leistung berücksichtigt.
- Aus der Lebensdauerabnahme der Laserdiode sowie dem Betrieb unterhalb der Laserschwelle kann hervorgehen, dass andere Moden im Laser angeregt werden und sich dadurch das Profil des Laserspots ändert.
- Staub auf dem Linsensystem bewirkt, dass die Leistung auf der Photokathode vermindert und somit die Kalibrationsdaten verfälscht werden.
- Die Positionierung der virtuellen Kathode ist schwierig. Die Sollposition befindet sich in demselben Abstand zur Linse und Winkel zur Horizontalen wie die Photokathode in der Quellenkammer, vergleiche Abbildung 5.4. Der Abstand von Vakuumfenster zur Photokathode kann nicht direkt gemessen und nur aus dem CAD-Modell entnommen werden. Auch der Winkel entspricht nicht exakt 45° , sondern ergibt sich aus dem Platz, der für den Einkoppelspiegel zur Verfügung steht.
- Selbst wenn sich die virtuelle Kathode auf der Sollposition befände, wäre eine Verkippung über die große Distanz hinweg nicht zu vermeiden.
- Die Auswertungsmethode für die Laserspotgröße ist sensibel dafür, wo die gemessene Intensitätsverteilung abgeschnitten wird. Beispielsweise zeigt Abbildung 5.7, dass die relative Intensität bei der höheren Sensorposition (rechts) nicht auf null abfällt. Der Unterschied kann hier je nach Offset-Abzug bis zu 30 % oder mehr ausmachen³¹.

³¹Im Fall der Laserspotvermessung wurde entschieden, die Intensität über die gesamte Sensorgröße auszuwerten. Dies trifft auch auf die Strahldivergenzmessung in Abschnitt 6.2 zu, in der das Signal im Bereich des Schirms berechnet wurde.

- Fehler in der Bestimmung der Laserleistung auf der Photokathode beeinflussen die Messungen der Quanteneffizienz und des Oberflächenladungslimits. Unter der Annahme, dass die Kalibrationsdaten gültig sind, bewirken die übrigen Fehler eine Überschätzung der berechneten Laserleistung auf der Photokathode.
- Fehler in der Bestimmung der Laserspotgröße beeinflussen die Ergebnisse des Oberflächenladungslimits.

Fehlerquellen: Quelle

- Die Position des Laserspots auf der Photokathode wird mittels einer Kamera überprüft, die an einem der seitlichen Fenster montiert ist. Wie in Abbildung 6.13 zu sehen, bewirkte das Entfernen des Abschwächers im Lasersystem eine rapide Abnahme der Quanteneffizienz. Sollte der Abschwächer einen Strahlversatz bewirkt haben, so war dies mit der Kamera nicht zu sehen.
- Der letzte Spiegel des Lasersystems lenkt den Laserstrahl auf die Photokathode. Dabei konnte nur unpräzise über die o. g. Kamera überprüft werden, ob die Halbachsen der Laserspotellipse mit dem definierten Koordinatensystem übereinstimmten oder ob die Ellipse gedreht war.
- Die Kontrolle des Kathoden-Anoden-Abstands erfolgte über das Einstellen des inneren Abstands der Justagebalg-Endflansche auf 41 mm. Sollte ein Fehler im CAD-Modell vorliegen, auf das sich dieses Maß bezieht, würde dies ein entsprechend höheres oder niedrigeres elektrisches Feld an der Photokathodenoberfläche bedeuten. Unter der Annahme einer Ungenauigkeit in der Abstandsbestimmung von ± 2 mm geht aus den in Abbildung 4.4 dargestellten Simulationen ein longitudinales elektrisches Feld von 2,35 - 2,63 MV m⁻¹ und damit eine Abweichung von etwa 6 % hervor.
- Fehler in der Abschätzung des elektrischen Felds beeinflussen die Feldemissionsstudien. Ein unterschätztes E -Feld bedeutet kleinere Feldverstärkungsfaktoren und umgekehrt.

Fehlerquellen: Strahlführung und -fänger

- Auf dem Strahl lag ein Brummen, dessen Ursprung auch in der Ausbaustufe nicht eindeutig identifiziert werden konnte. Als naheliegende Störquellen sind die Netzteile der Ionengetterpumpen in Betracht zu ziehen, weil der Schirm der Hochspannungskabel mit der Strahlführung verbunden und damit eine sternförmige Erdung durch Masseschleifen nicht gegeben war. Das Brummen bewirkte ein Wackeln, das die Strahldivergenzmessung möglicherweise beeinflusste.

- Der Strahlfänger wurde mit VE-Wasser gekühlt. Eine endliche Leitfähigkeit, auf die ein konstanter Offset von etwa 9 nA auf dem Pikoamperemeter des Strahlfängers zurückgeführt wurde, war nicht auszuschließen.

Abschließend bleibt anzumerken, dass die Experimente nicht den Anspruch von Hochpräzisionsmessungen stellen. Das ist insofern auch nicht nötig, da der Hauptzweck in der Inbetriebnahme und Überprüfung der Einsatzfähigkeit von STEAM bestand. Dies konnte gezeigt werden.

6.7 Folgeexperimente mit STEAM und MELBA

Die MELBA wurde im Anschluss an die hier vorgestellten Experimente um weitere Diagnoseeinheiten und mehrere Hochfrequenzresonatoren erweitert [48, 61, 65].

Mit diesen Erweiterungen verbunden waren u. a. das Verlängern der Strahlführung und die Reduzierung der Rückströmung der Gasdesorption aus dem Strahlfänger zur Quelle. Daraus folgte die Steigerung auf mehr als das Fünffache der in Abschnitt 6.3 gezeigten Ladungslebensdauer auf einige Coulomb, die aus einer aktivierten GaAs-Photokathode extrahiert werden konnte. Allerdings erfolgte im Gegensatz zur ersten Stufe der MELBA kein Ausheizen der weiteren Anbauten, was das Erzielen noch höherer Lebensdauern limitierte.

Für das Langzeitexperiment P2 ist auch die verlängerte Ladungslebensdauer zu gering, um einen praktikablen Strahlbetrieb mit 150 μA zu gewährleisten, denn die Extraktion von z. B. 10 C erfordert, dass die Photokathode bereits nach 19 h neu präpariert werden muss. An der PKA konnten im infraroten Laserwellenbereich etwa 200 C mit kleinen Laserspots erzielt werden [6]. Die deutlich kleinere Ladungsmenge bei STEAM und MELBA wird im Wesentlichen auf Strahlverluste nahe der Quelle zurückgeführt [65], weshalb u. a. die Einflüsse von Störmagnetfeldern, siehe Abschnitt A.5 und A.6, durch geeignete Mu-Metall-Abschirmungen zu minimieren sind.

Mit Hilfe der in den Diagnoseeinheiten der MELBA gespannten Drähte und der PMT-Einheiten können Strahldurchmesser bestimmt und in Abhängigkeit von der Quadrupol- oder Solenoid-Fokussierung vermessen werden [65]. Die daraus berechneten Emittanzen unterliegen vergrößernden Einflüssen wie z. B. den bereits erwähnten Randfeldern der Korrekturmagnete oder anderen nichtlinearen Komponenten des Chopper-Buncher-Systems. Für Ströme bis zu 100 μA liegen die normierten RMS-Emittanzen unter 1 mm mrad [66].

Die 100 kV-Strahlführung der MELBA konnte dazu genutzt werden, die Bunchlänge mittels einer Smith-Purcell-Strahlungskammer zu vermessen [48]. Die Elektronen fliegen dabei parallel und in kurzem Abstand an einem Gitter vorbei. Die Interaktion des elektrischen Felds der Elektronen und des Gitters ist noch nicht endgültig verstanden. Sie führt zu einer Strahlung, die in einem Detektor aufgezeichnet und deren Signal kohärent verstärkt wird, sobald die Bunchlänge kleiner als die Gitterperiode ist. In der MELBA konnten damit Peakströme von bis zu

5 mA, bei mittleren Strömen von 150 μ A, sowie Gitterperioden bzw. Bunchlängen im niedrigen Millimeterbereich vermessen werden, die den Anforderungen des MAMBO [59] von etwa 0,7 mm RMS-Bunchlänge für den 1 mA-Betrieb der MESA genügen.

Zwei hintereinander angeordnete 2,6 GHz-Hohlraumresonatoren ermöglichen eine nichtinvasive Online-Auslese der x - y -Strahlposition [61]. Die Elektronen regen in dieser als x - y -Monitor (XYMO) bezeichneten Komponente elektromagnetische Felder an, die mittels Antennen angekoppelt und gemessen werden. Die Unterscheidung zwischen x - und y -Position erfolgt dadurch, dass die Antennen des vorderen Resonators im rechten Winkel zu denen des hinteren angeordnet sind. Aus der Amplituden- und Phasen-Information³² können für beide Komponenten der Betrag und das Vorzeichen der Strahlablage bestimmt werden. Der an STEAM und MELBA getestete XYMO-Resonator dient als Prototyp für die hochpräzise Strahlagemessung des MESA-Strahls. Für das P2-Experiment wird eine Genauigkeit von wenigen Nanometern gefordert [17].

³²Als Referenzphase dient ein mit der MESA-Frequenz von 1,3 GHz vorgegebenes Mastersignal.

7 Fazit und Ausblick

Die Hochpräzisionsexperimente P2 und MAGIX stellen die Anforderungen an den energierückgewinnenden supraleitenden Linearbeschleuniger MESA. Die Forderung nach intensiven Elektronenstrahlen mit hoher Spinpolarisation bedingt die Photoemission von Elektronen aus NEA-GaAs. Im Hochstrombetrieb dominiert die Raumladungskraft den Niederenergiebereich und verschlechtert die strahldynamischen Eigenschaften, weshalb die Extraktion mit hohen elektrischen Feldern und der Beschleunigung auf hohe kinetische Energien nötig sind, die diesen Effekt unterdrücken. Diese Anforderungen muss die Quelle erfüllen.

Basierend auf den jahrzehntelangen Entwicklungen und Erfahrungen der Quellengruppe rund um die PKA-Elektronenquellen an MAMI [7, 71, 94] sowie dem invertierten Isolator-Design der CEBAF-Quelle am JLab [52, 80] entstand im Rahmen dieser Arbeit die neue Quelle spinpolarisierter Elektronen mit erhöhtem elektrischen Feld STEAM. Diese zylindersymmetrische, vertikal emittierende Photoemissionsquelle besitzt bei einer Betriebsspannung von 100 kV im Vergleich zur PKA das zweieinhalbfache elektrische Feld von etwa $2,5 \text{ MV m}^{-1}$ an der Photokathodenoberfläche. Gleichzeitig bleibt das maximale elektrische Feld an der Kathodenelektrodenoberfläche, das aufgrund parasitärer Feldemission klein zu halten ist, gleich¹. Die kompakte Bauweise des invertierten Isolators erlaubt das Erzielen einer Betriebsspannung von 200 kV, wobei das Volumen der Quellenkammer kompakt gehalten werden kann. Das Pumpenarrangement aus NEG-Modulen und IGP-Pumpe, das bereits bei der PKA2 verwendet wird, reduziert den Basisdruck in der STEAM auf $5 \cdot 10^{-12}$ mbar und bietet damit eine sehr gute Grundlage für das Arbeiten mit GaAs-Photokathoden.

Die mit CST Particle Studio durchgeführten Particle-in-Cell-Simulationen verdeutlichen, dass das hohe elektrische Feld das Emittanz- und Energiebreitenwachstum durch Raumladung bei der Emission hoher Bunchladungen, wie sie für MESA Stufe 2 gefordert werden, je nach Wahl der Betriebsspannung in transversaler Richtung um etwa 20 - 45 % und longitudinal um 45 - 80 % unterdrückt.

Die Inbetriebnahme und Hochspannungskonditionierung der STEAM erwies sich bis 120 kV als unproblematisch, d. h. einsetzende Feldemission blieb unter den Nachweisgrenzen der Strom- und PMT-Auslesen. Die experimentelle Charakterisierung der STEAM fand anschließend an der Niederenergiestrahlführung MELBA statt, deren Diagnoseelemente u. a. dazu dienen die Strahlbreite zu vermessen. Diese steht nach einer 1,6 m langen Driftstrecke im Einklang mit der in CST simulierten Enveloppe.

¹Bei 100 kV beträgt die maximale Feldstärke in der STEAM und der PKA etwa 4 MV m^{-1} [46].

Aus den Aufzeichnungen über das Verhalten der Quanteneffizienzen bestimmte sich die Vakuumlebensdauer der GaAs-Photokathode, die aufgrund des verbesserten Vakuumsystems mit 3260 h gegenüber der an MAMI gemessenen Vakuumlebensdauer von etwa 1200 h mehr als verdoppelt werden konnte.

Für die NEA-GaAs-Photokathode zeigte sich im Hochstrombetrieb ein mit zunehmender Laserleistung auftretender Sättigungseffekt, der aufgrund der hohen Dotierungsdichte von etwa $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ des verwendeten GaAs dem Oberflächenladungslimit zugeordnet werden kann. Die Messungen zeigen, dass eine typische Quanteneffizienz von 1 % mindestens noch verfügbar sein muss, um hohe Stromdichten von $1 - 1,2 \text{ A cm}^{-2}$ aus NEA-GaAs zu erreichen. Allerdings nehmen die lebensdauervermindernden Effekte wie Ionen-Rückbombardement und Gasdesorption mit steigendem Strahlstrom ebenfalls zu. Die Lebensdauermessungen wurden in Anbetracht des provisorischen Aufbaus – d. h. eine nur teilweise ausgeheizte Strahlführung und unnötige Strahlverluste – nicht mit Aussicht auf große Ladungslebensdauern durchgeführt. Trotzdem geben die erzielten Coulomb Anlass zur Annahme, dass die an MAMI gemessene Ladungslebensdauer erreicht und eventuell übertroffen werden kann.

Das Oberflächenladungslimit begrenzt das aus der klassischen Elektrodynamik hergeleitete Child-Langmuir-Gesetz auf etwa 20 % der emittierten Stromdichte. Eine Erhöhung der Dotierungsdichte führt dazu, dass das Oberflächenladungslimit scheinbar verschwindet [70], allerdings verringert es auch die Spinpolarisation [3, S.72f]. Die Beschränkung kann durch die Verwendung graduell dotierter Strained- [64] oder Superlattice-GaAs-Photokathoden [27] umgangen werden.

Das weitere Hochspannungskonditionieren auf 190 kV führte zu einem deutlich messbaren Feldemissionsstrom auf der Anode, woraus sich typische Feldverstärkungsfaktoren im Bereich von etwa $\beta_{fe} \approx 600$ berechnen ließen. Wie ihre Vorbilder PKA und CEBAF bietet die STEAM aber aus diesem Grund die Möglichkeit, Edelgase wie z. B. Krypton in die Quellenkammer einzulassen, die zum Konditionieren auf 200 kV genutzt werden können [52], sodass die Feldemission auf ein für den Langzeit-Strahlbetrieb geeignetes Niveau abgesenkt wird.

Das seit langem bekannte Problem der thermischen Ableitung [6] konnte auch im STEAM-Design noch nicht gelöst werden. Es reduziert die Lebensdauer der Photokathode im Hochstrombetrieb, der einige Watt an Laserleistung benötigt, enorm. Im Rahmen der Entwicklung einer weiteren Photoemissionsquelle [34], die auch auf dem Prinzip des invertierten Isolators beruht, wird eine verbesserte Wärmeableitung über einen elektrisch isolierten, aber gleichzeitig thermisch leitenden Manipulator entwickelt. Die mit STEAM gesammelten Erfahrungen bezüglich der Verwendung des invertierten Isolators, der gesteigerten Betriebsspannung auf 190 kV und des elektrischen Felds auf bis zu 5 MV m^{-1} an der Kathodenoberfläche dienen als Grundlage für weitere Entwicklungen spinpolarisierter Photoemissionsquellen.

Anhang

A Anhang

A.1 Bezüglich: RMS-Emittanz

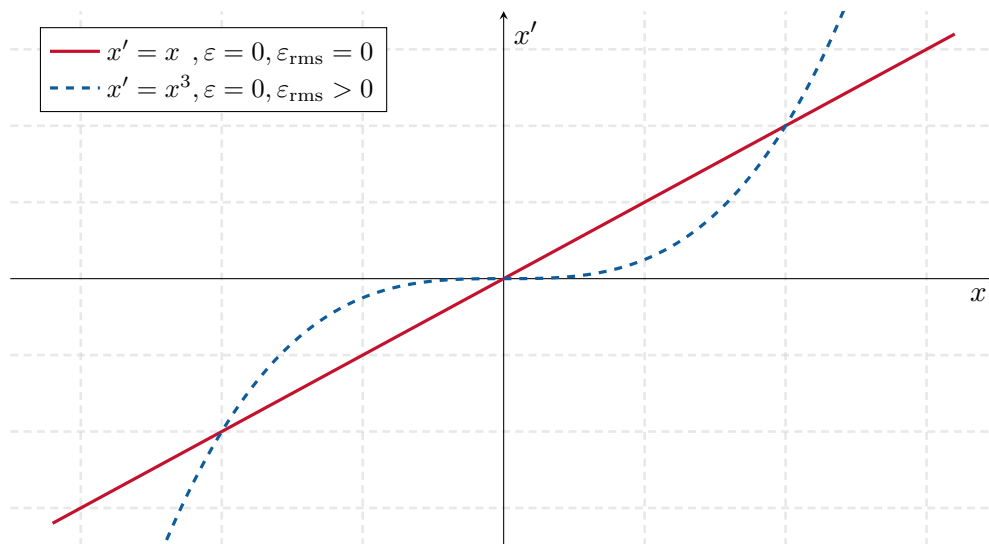


Abbildung A.1.1: Beispiel zweier transversaler Phasenräume zur Veranschaulichung des RMS-Emittanzwachstums unter dem Einfluss nichtlinearer Kräfte. Die Fläche des Phasenraums $\pi\varepsilon$ ist in beiden Fällen null. Die RMS-Emittanz verschwindet auch für den roten Fall mit $x' = x$, während hingegen sie im blauen Fall mit $x' = x^3$ ungleich null ist. Beispiel übernommen von Chauvin [22, Abb. 4].

A.2 Bezüglich: Wasserstoffionisation

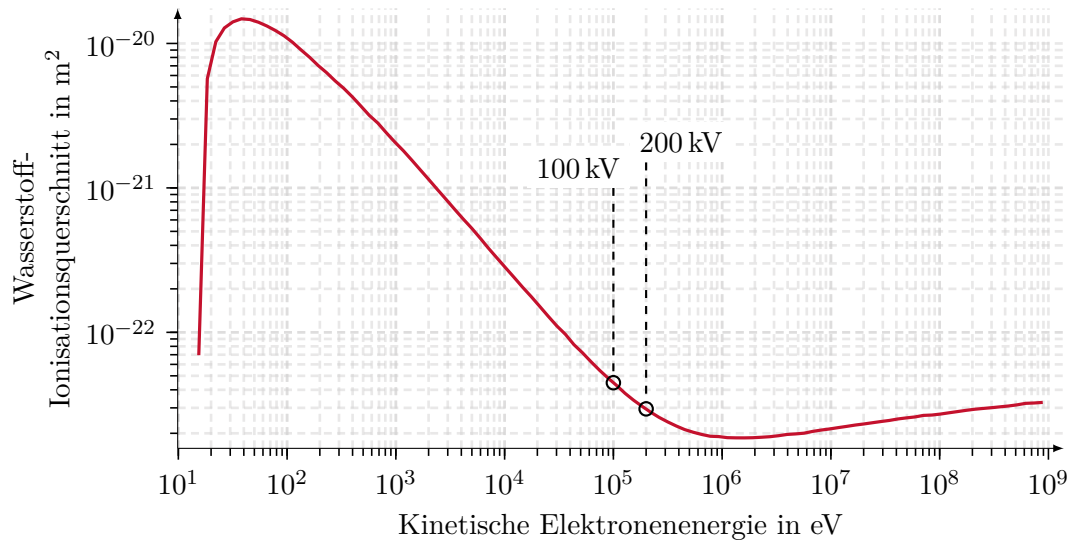


Abbildung A.2.2: H₂-Ionisationsquerschnitt für Elektronen, aus [84, Abb. 4.20].

A.3 Bezüglich: PIC-Simulationen

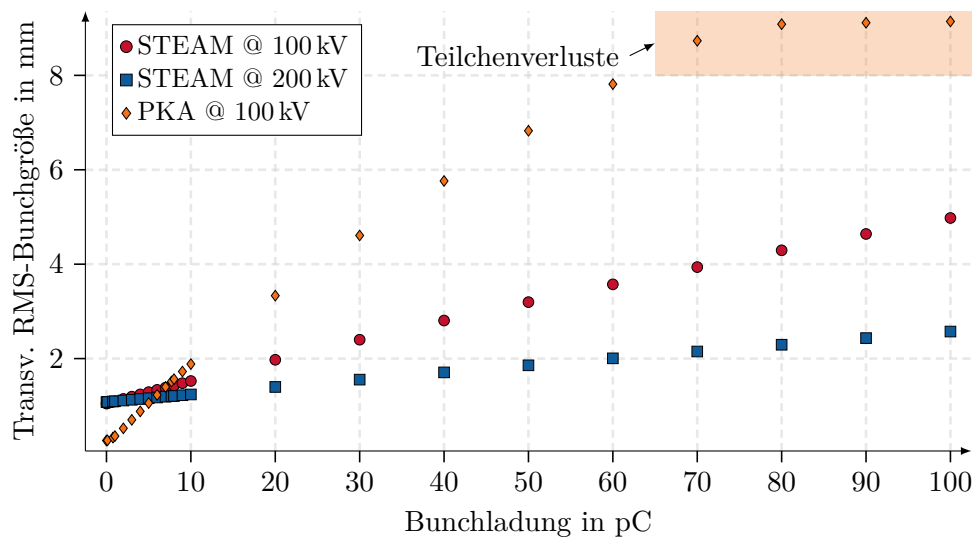


Abbildung A.3.3: PIC-Simulationsergebnisse am Evaluationspunkt $d_{ep} \approx d_{ka} + 200$ mm. Horizontale RMS-Bunchgröße.

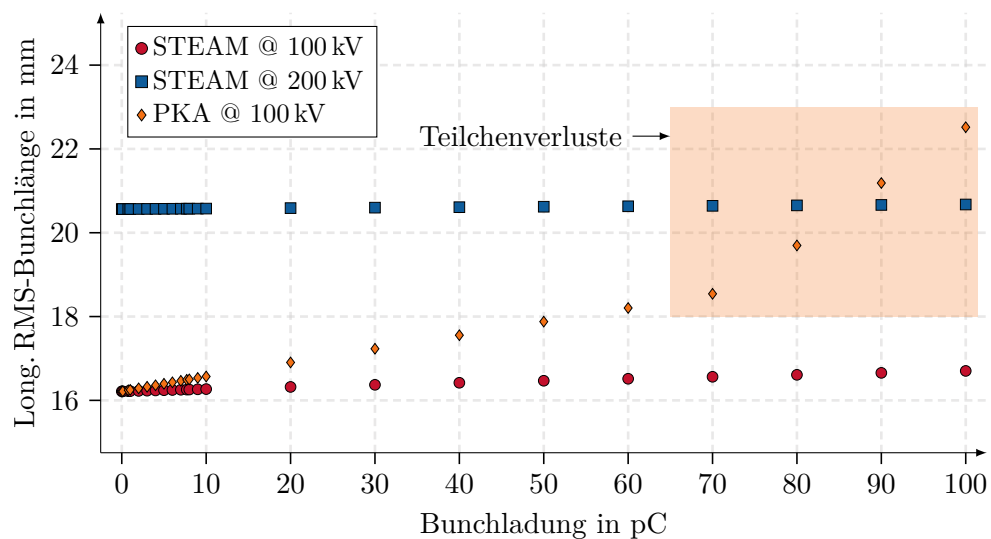


Abbildung A.3.4: PIC-Simulationsergebnisse am Evaluationspunkt $d_{\text{ep}} \approx d_{\text{ka}} + 200$ mm. Longitudinale RMS-Bunchlänge.

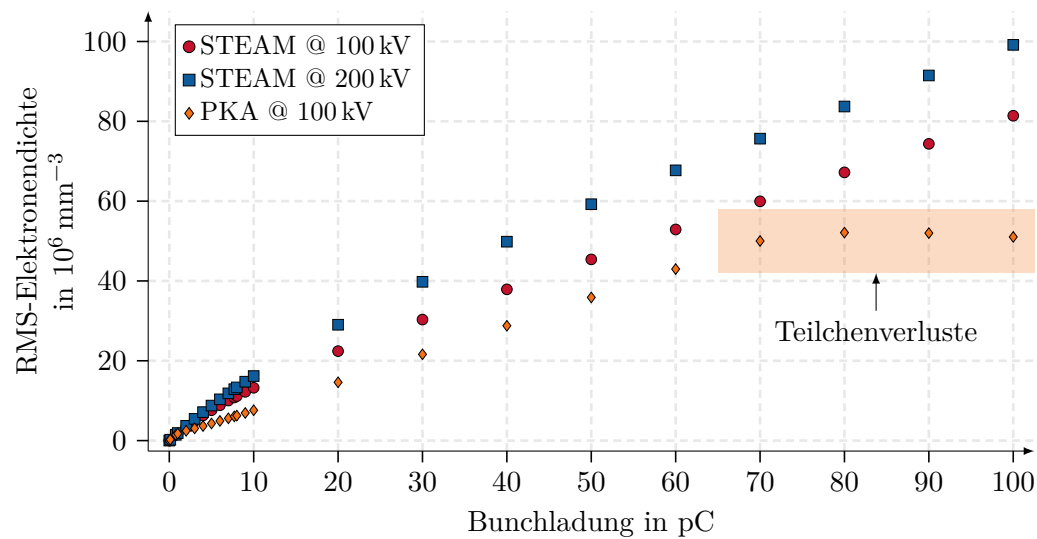


Abbildung A.3.5: PIC-Simulationsergebnisse am Evaluationspunkt $d_{\text{ep}} \approx d_{\text{ka}} + 200$ mm. Elektronendichte innerhalb des RMS-Ellipsoids $n_e = N_e/V_{\text{el}}$ mit $V_{\text{el}} = 4/3\pi\sigma_x\sigma_y\sigma_z$.

A.4 Bezüglich: CST-Feldemissionssimulationen

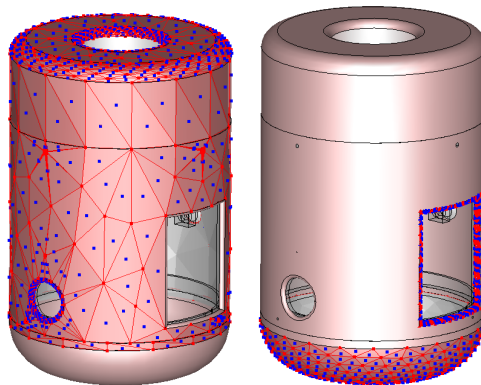


Abbildung A.4.6: Die für die Feldemissionssimulation definierten Emissionsflächen auf der Kathode, siehe Abschnitt 4.4.

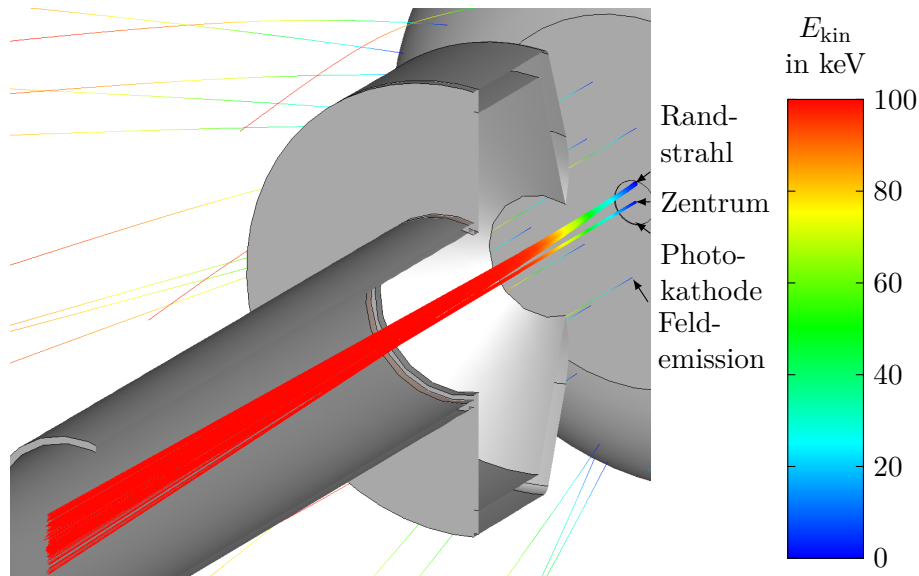


Abbildung A.4.7: Teilchentrajektorien für Feldemission an der Unterseite der Kathode zusammen mit einem zentralen und einem dezentralen Elektronenstrahl aus der Photokathode. Niedrige Feldemissionsströme, die auf die Anode und nicht auf die Quellenkammer treffen, können im Experiment gemessen werden. Bei sehr hohen Strömen kann der gesamte Feldemissionsstrom der Netzteilauflöse entnommen werden. Elektronen, die aus dem gesamten Bereich der Photokathode emittiert werden, werden in Richtung Strahlführung fokussiert.

A.6 Bezüglich: Einfluss des IGP- und Erdmagnetfelds

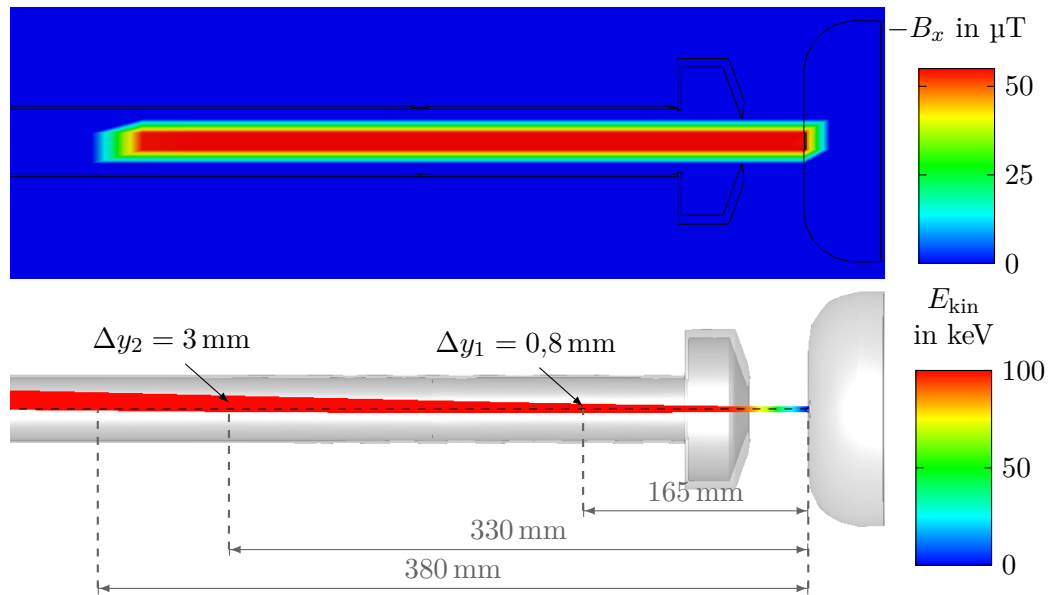


Abbildung A.6.9: TRK-Simulation mit dem IGP- und Erdmagnetfeld für Nullstrom. Oben: Darstellung der x -Komponente des IGP-Felds, das bis zu einer Distanz von 380 mm nach der Kathode wirkt, was der Gesamtlänge der IGP entspricht. Die y - und z -Komponente des Felds werden in der Simulation ebenso wie das Erdmagnetfeld, siehe Gleichung (3.4), berücksichtigt. Unten: Seitliche Ansicht auf die Trajektorien des 100 keV-Strahls. Durch die Störfelder erfährt der Strahl hauptsächlich eine Ablenkung in $+y$ -Richtung. Im Experiment befindet sich das Zentrum des ersten Korrekturmagnets bei etwa 315 mm. Aus den beiden Strahlversätzen Δy_2 und Δy_1 errechnet sich ein Winkelversatz von $(\Delta y_2 - \Delta y_1)/(330 \text{ mm} - 165 \text{ mm}) \approx 13,3 \text{ mrad} = 0,76^\circ$.

A.7 Bezüglich: Verluste bei der Präparation

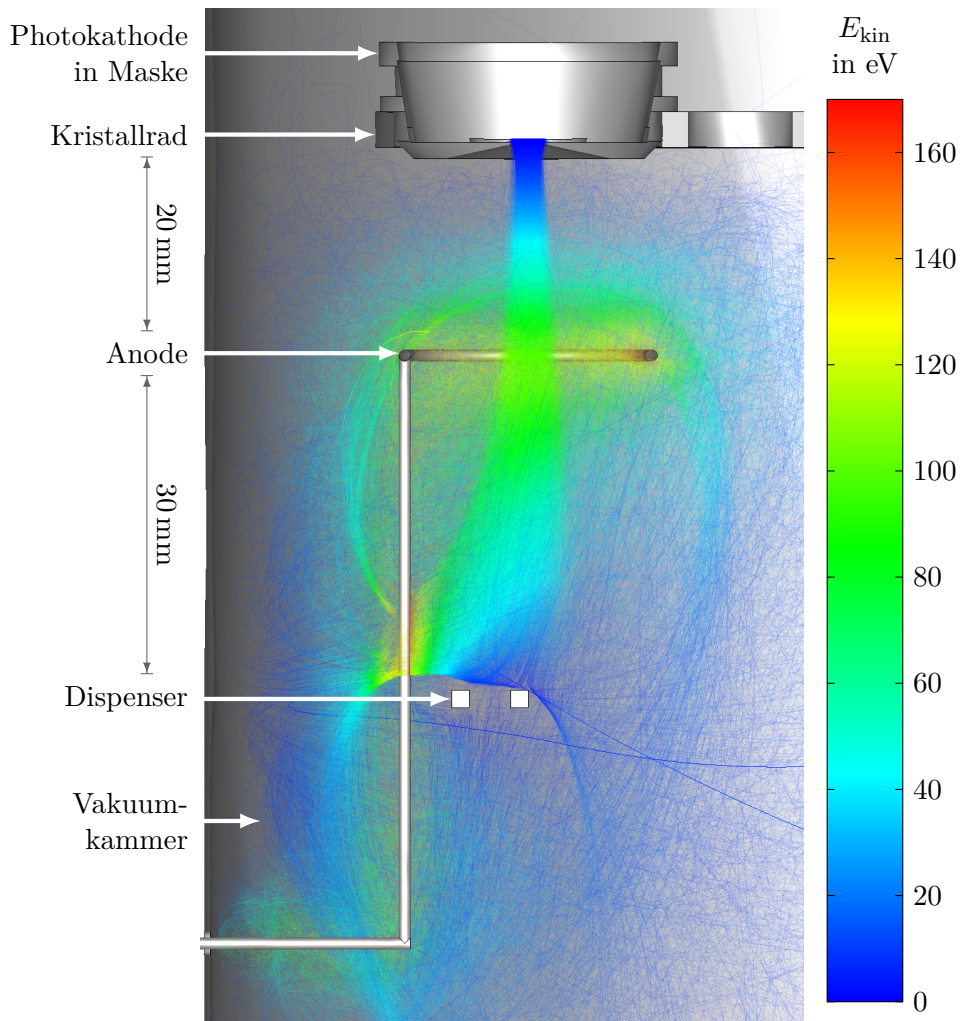


Abbildung A.7.10: Teilcentrajektorien aus der CST-Simulation zur Abschätzung der Elektronenströme, die nicht auf die Anode treffen. Das vereinfachte Modell besteht aus dem Puck, der Maske, dem Anodenring, zwei Dispensern (bei der Präparation ist nur ein Dispenser bestromt), dem Kristallrad sowie der Vakuummkammer in Form eines geschlossenen Zylinders. Auf die Anode treffen etwa 81% des unter Berücksichtigung der Raumladung simulierten $1\ \mu\text{A}$ -Elektronenstrahls aus der Photokathode. Die Anode liegt auf 170 V, alle anderen Komponenten auf 0 V. Das Erdmagnetfeld wurde gemäß Gleichung (3.4) berücksichtigt, bewirkt aber lediglich Verluste von $< 0,3\%$, die nicht auf die Anode treffen. Nicht berücksichtigt wurde Sekundärelektronenemission.

A.8 Bezüglich: Quanteneffizienz

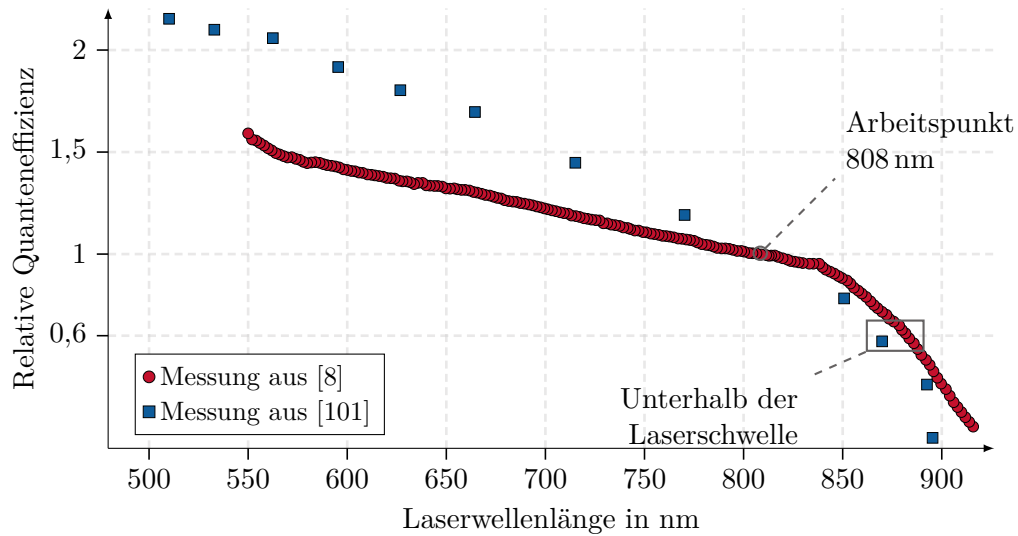


Abbildung A.8.11: Relative Quanteneffizienz für eine Bulk-GaAs-Photokathode bezogen auf die in dieser Arbeit verwendete Laserwellenlänge von 808 nm, angepasst aus einer Messung von Barday [8, Abb. 39] und Turnbull [101, Abb. 3, Kurve C]. Die Unterschiede in diesen Messungen können unter anderem auf die unterschiedlichen Dotierungsdichten, die zwischen $1 - 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ lagen, zurückgeführt werden. Dass Barday Quanteneffizienzen unterhalb der Bandlückenenergie $E_G = 1,43 \text{ eV}$ für GaAs gemessen hat, könnte entweder auf eine Erwärmung des GaAs-Kristalls durch den Eintrag der Laserleistung auf etwa 77°C hindeuten, vergleiche Abschnitt 6.3. Es ist auch denkbar, dass der hohe Dotierungsgrad zu Energieniveaus führt, die zwischen dem Valenz- und Leitungsband liegen, und von dort – ein geringer Anteil – Elektronen angeregt werden, die zur Photoemission beitragen.

A.9 Bezüglich: Hochspannungskonditionierung

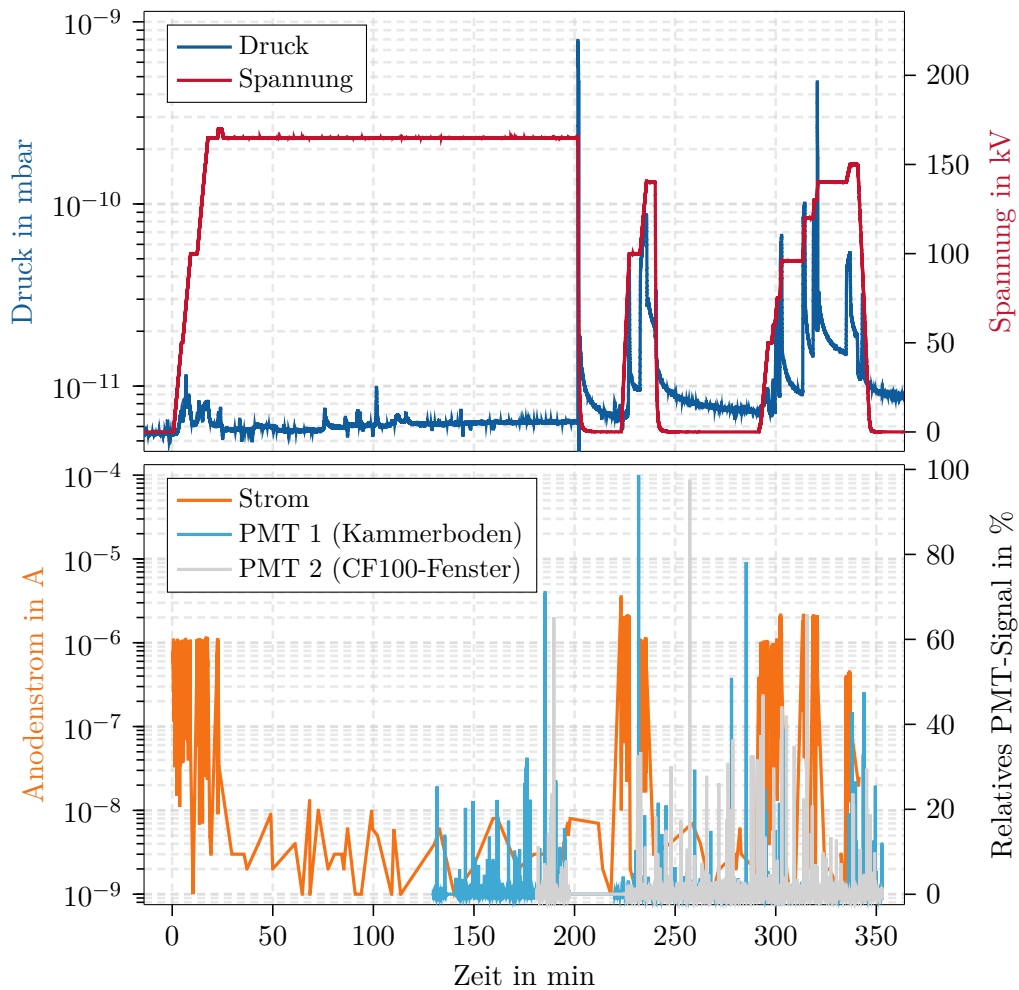


Abbildung A.9.12: Langzeit-HV-Test ein Tag nach dem ersten Konditionieren mit Edelstahlpuck. Es wurde währenddessen weder ein vom Untergrund abweichender Strom auf der Anode noch ein signifikantes PMT-Signal beobachtet. Letzteres wurde erst nach etwa 140 min aufgezeichnet. Die Positionen der PMTs sind in Abbildung 4.24 dargestellt. Nach etwa 180 min wurde das Interlock getestet, weshalb es zu einem starken Druckanstieg kommt. Beim anschließenden Hochfahren der HV zeigen sich wieder starke Druckanstiege und ein leicht erhöhtes PMT-Signal. Das PMT-Signal wurde auf das Maximum der ADC-Ausleseseinheit von 65 535 bit normiert.

A.10 Bezüglich: Feldemission

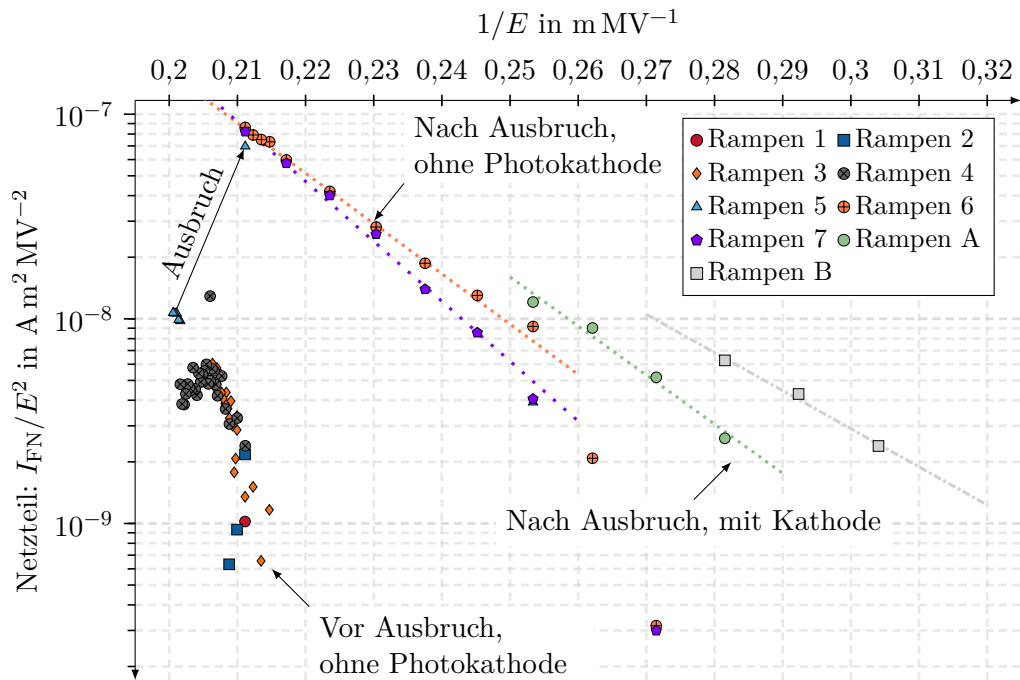


Abbildung A.10.13: Linearisierte Feldemissionsgraphen, aus denen mittels Gleichung (6.1) der Feldverstärkungsfaktor β_{fe} und die Feldemitterfläche A_e ermittelt wurden, siehe Tabelle 6.1.

Kurve	Auswertung des Netzteilstroms		Mit Photokathode
	β_{fe}	A_e in nm^2	
Vor Ausbruch, 1	-	-	Nein
Vor Ausbruch, 2	-	-	Nein
Vor Ausbruch, 3	-	-	Nein
Vor Ausbruch, 4	-	-	Nein
Ausbruch, 5	-	-	Nein
Nach Ausbruch, 6	479 ± 7	$1240,33 \pm 278,92$	Nein
Nach Ausbruch, 7	402 ± 14	$17\,450,70 \pm 10\,386,33$	Nein
Nach Ausbruch, A	491 ± 49	$1420,25 \pm 2383,43$	Ja
Nach Ausbruch, B	632 ± 64	6101 ± 8923	Ja

Tabelle A.1: Netzteil: Ergebnisse aus Anpassung der Fowler-Nordheim-Gleichung (6.1) an die $\ln(I_{FN}/E^2)-1/E$ -Kurven, die beim Hochspannungskonditionieren auf 190 kV mit und ohne Photokathode aufgenommen wurden.

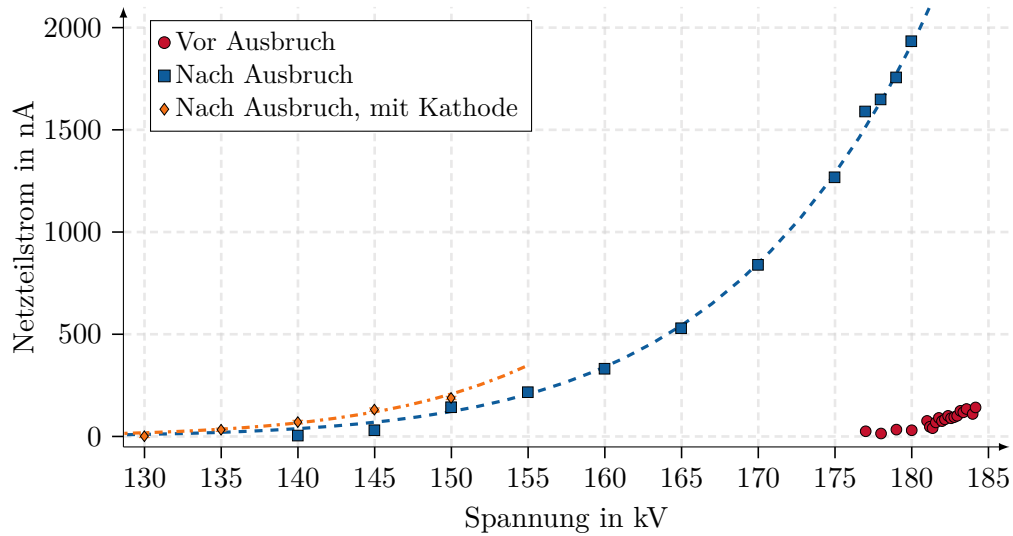


Abbildung A.10.14: Netzteilstrom-Spannungs-Kennlinien, aufgenommen während des Hochrampens auf 190 kV. Die Linien entsprechen dem Verlauf der Fowler-Nordheim-Gleichung (6.1). Nach dem Ausbruch verschlechterte sich die Feldemission um mehr als eine Größenordnung. Im Gegensatz zur Messung des Anodenstroms, siehe Abbildung 6.9, erhöhte das Einschleusen einer Photokathode den globalen Feldemissionsstrom. Für Spannungen unterhalb 130 kV lag der er unter der Auflösung der Netzteilstromauslese von etwa $0,7 \mu\text{A}$.

A.11 Bezüglich: Messung des Oberflächenladungslimits

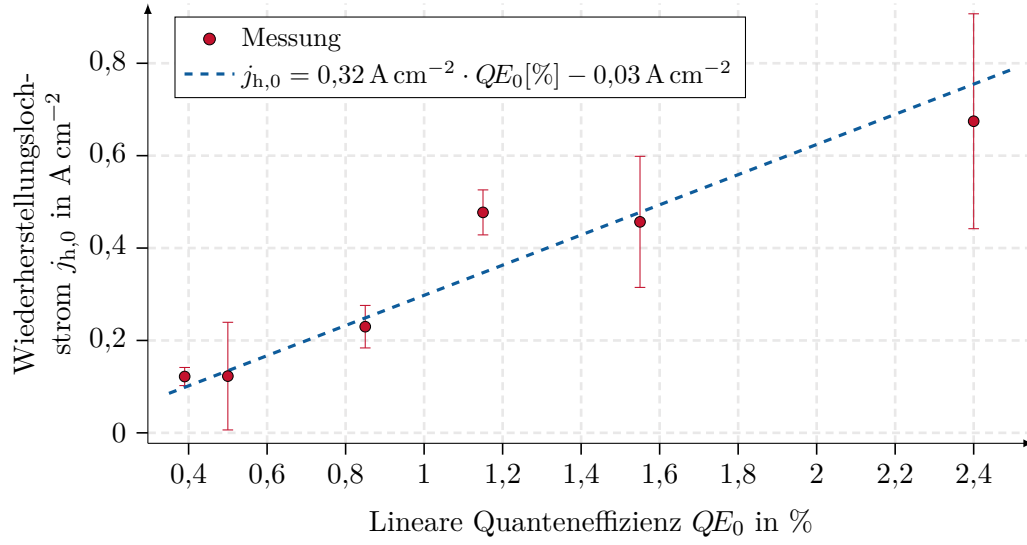


Abbildung A.11.15: Wiederherstellungslochstrom in Abhängigkeit der linearen Quanteneffizienz.

Nr.	QE_0 in %	$j_{h,0}$ in $A\ cm^{-2}$	$eU_{BBZ,lh}$ in meV	$eU_{BBZ,hh}$ in meV
①	2,40	$0,67 \pm 0,24$	1040 - 1482	609 - 806
②	1,55	$0,46 \pm 0,15$	1068 - 1525	623 - 824
③	1,15	$0,48 \pm 0,05$	1065 - 1520	622 - 822
④	0,85	$0,23 \pm 0,05$	1119 - 1604	648 - 858
⑤	0,50	$0,12 \pm 0,11$	1164 - 1675	670 - 888
⑥	0,39	$0,12 \pm 0,02$	1164 - 1675	670 - 888

Tabelle A.2: Bandverbiegung eU_{BBZ} berechnet für die Ergebnisse des Oberflächenladungslimits, siehe Abbildung 6.16, aus Gleichung (6.8) und (6.10) sowie aus den Dotierungsdichten der Herstellerangabe [105] $n_p = 1,6 - 3,9 \cdot 10^{19}\ cm^{-3}$.

A.11 Bezüglich: Messung des Oberflächenladungslimits

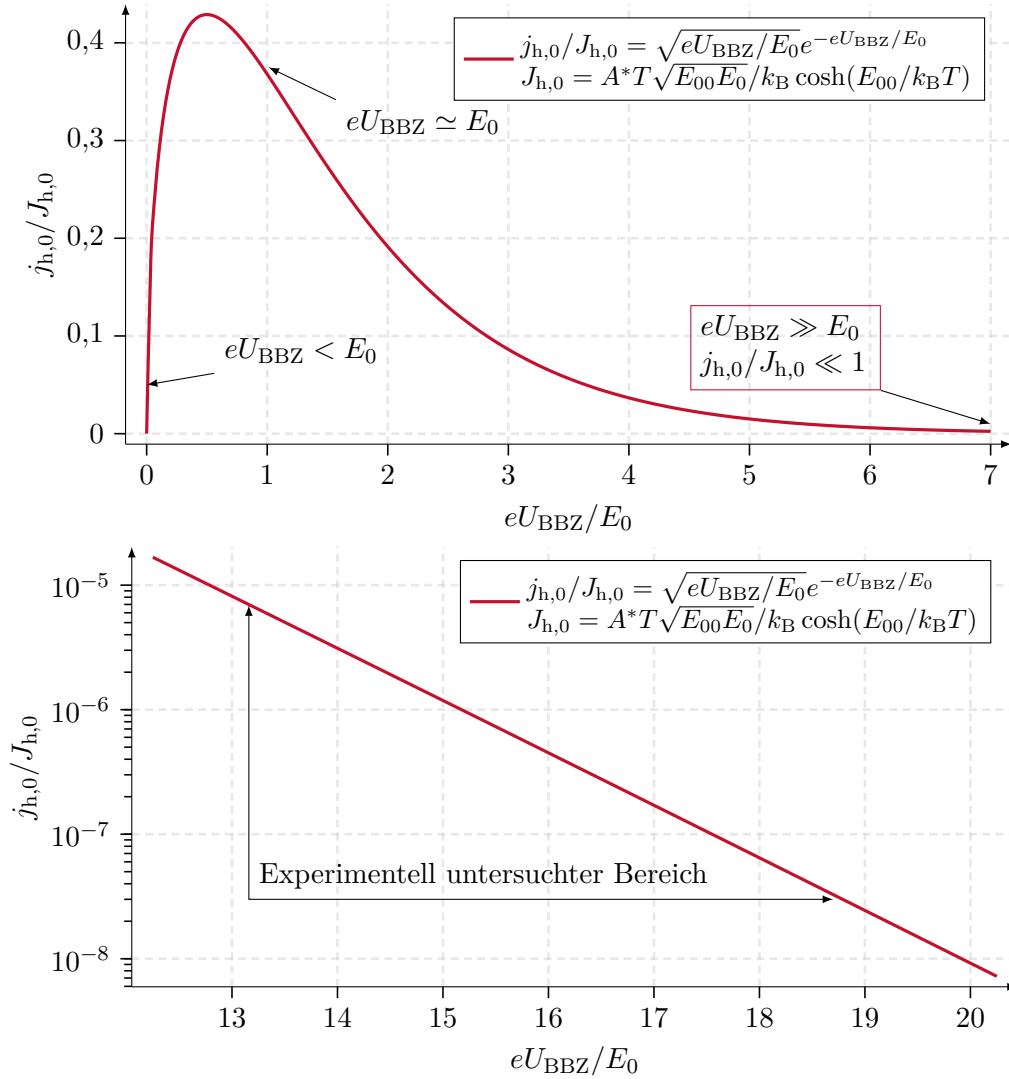


Abbildung A.11.16: Relativer Wiederherstellungslochstrom in Abhängigkeit der relativen Bandbiegungsenergie. Oben: Bereich um $eU_{BBZ}/E_0 \approx 1$. Unten: Logarithmische Darstellung des für die Diskussion relevanten Bereichs $eU_{BBZ}/E_0 \gg 1$. Der von der Bandbiegungsenergie unabhängige Lochstrom $J_{h,0} = A^* T \sqrt{E_{00} E_0} / k_B \cosh(E_{00}/k_B T)$ erstreckt sich je nach Dotierdichte für schwere Löcher zwischen $J_{hh,0} = 3,4 - 4,1 \cdot 10^6 \text{ A cm}^{-2}$ und für leichte zwischen $J_{lh,0} = 1 - 3 \cdot 10^5 \text{ A cm}^{-2}$ und liegt damit viele Größenordnungen über den im Experiment bestimmten Wiederherstellungslochstromdichten von $j_{h,0} = 0,1 - 0,7 \text{ A cm}^{-2}$, d. h. der experimentell untersuchte Bereich erstreckt sich über $3 \cdot 10^{-8} \lesssim j_{h,0}/J_{h,0} \lesssim 7 \cdot 10^{-6}$.

Literatur

- [1] D. E. Aspnes et al. „Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ “. In: *Journal of Applied Physics* 60.2 (1986), S. 754–767. DOI: 10.1063/1.337426.
- [2] K. Aulenbacher. „Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [3] K. Aulenbacher. *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker Verlag, Juli 2007. ISBN: 978-3-8322-6429-1.
- [4] K. Aulenbacher, S. Friederich und V. Tyukin. „Temperature management of photo cathodes at MAMI and MESA“. In: *AIP Conference Proceedings* 1970.1 (2018), S. 050006. DOI: 10.1063/1.5040225.
- [5] K. Aulenbacher et al. *Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA*. Techn. Ber. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Okt. 2014.
- [6] K. Aulenbacher et al. „High average photocurrent research at MAMI“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 298. 1. IOP Publishing. IOP Publishing, 2011, S. 012019. DOI: 10.1088/1742-6596/298/1/012019.
- [7] K. Aulenbacher et al. „The MAMI source of polarized electrons“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 391.3 (1997), S. 498–506. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00528-7.
- [8] R. Barday. „Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [9] M. BastaniNejad et al. „Evaluation of niobium as candidate electrode material for dc high voltage photoelectron guns“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 15.8 (2012), S. 083502. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.15.083502.
- [10] M. BastaniNejad et al. „Evaluation of electropolished stainless steel electrodes for use in DC high voltage photoelectron guns“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 33.4 (2015), S. 041401. DOI: 10.1116/1.4920984.

- [11] M. BastaniNejad et al. „Improving the performance of stainless-steel DC high voltage photoelectron gun cathode electrodes via gas conditioning with helium or krypton“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 762 (2014), S. 135–141. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2014.05.114.
- [12] I. V. Bazarov et al. „Comparison of DC and SRF Photoemission Guns For High Brightness High Average Current Beam Production“. In: *Physical Review Special Topics Accelerators and Beams* 14 (2011), S. 072001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.072001.
- [13] I. V. Bazarov et al. „Thermal emittance and response time measurements of negative electron affinity photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 103.5 (2008), S. 054901. DOI: 10.1063/1.2838209.
- [14] BCT-Technology. *Reinraumklassen nach DIN EN ISO 14644-1*. Dez. 2018. URL: <https://www.bc-technology.de/reinraumservice/reinraumqualifizierung/reinraumklassen/>.
- [15] V. Bechthold. „Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2019. URL: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000027501>.
- [16] V. Bechthold. „Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013.
- [17] D. Becker et al. „The P2 experiment. A future high-precision measurement of the weak mixing angle at low momentum transfer“. In: *arXiv preprint arXiv:1802.04759* 54 (2018). ISSN: 1434-6001. DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6.
- [18] H. Boersch. „Experimentelle Bestimmung der Energieverteilung in thermisch ausgelösten Elektronenstrahlen“. In: *Zeitschrift für Physik* 139.2 (1954), S. 115–146. DOI: 10.1007/bf01375256.
- [19] H. Braun, H. Herminghaus und A. Streun. „The Gun/Chopper System for the MAINZ Microtron“. In: *Proc. of the 1988 European Particle Accelerator Conference Rome*. 7. Juni 1988, S. 997–1000. URL: http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e88/PDF/EPAC1988_0997.PDF.
- [20] M. W. Bruker. *Rückleseinstrument für Elektronenströme linear in Nanoampere-Genauigkeit (RIESLiNG)*. Techn. Ber. unveröffentlicht. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz und Helmholtz-Institut Mainz (HIM), Apr. 2019.
- [21] A. Bünning. „Auslegung einer differentiellen Pumpstufe für das niederenergetische Strahlführungssystem am Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 23. Aug. 2016.

- [22] N. Chauvin. „Space-Charge Effect“. In: *CERN Yellow Report CERN-2013-007*, pp.63-83 (29. Okt. 2014). DOI: 10.5170/CERN-2013-007.63.
- [23] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen. „Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors“. In: *Physical Review B* 14.2 (1976), S. 556–582. DOI: 10.1103/physrevb.14.556.
- [24] Y. Chen et al. „Modeling and Simulation of Photoemission Based Electron Sources“. en-us. In: *Proceedings of the 12th Int. Computational Accelerator Physics Conf. ICAP2015* (2016), China. DOI: 10.18429/jacow-icap2015-thewc1.
- [25] C. D. Child. „Discharge From Hot CaO“. In: *Physical Review* 32 (5 1911), S. 492–511. DOI: 10.1103/PhysRevSeriesI.32.492.
- [26] M. Clemens und T. Weil. „Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique“. In: *Progress In Electromagnetics Research* 32 (2001), S. 65–87. DOI: 10.2528/pier00080103.
- [27] J. E. Clendenin et al. „Recent progress at SLAC extracting high charge from highly polarized photocathodes for future-collider applications“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 536.3 (2005), S. 308–311. DOI: 10.1016/j.nima.2004.08.089.
- [28] J. Clendenin et al. „The Stanford Linear Accelerator polarized electron source“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 365.1 (1. Nov. 1995), S. 1–27. DOI: 10.1016/0168-9002(95)00450-5.
- [29] Computer Simulation Technology. *CST Particle Studio - Workflow & Solver Overview*. Englisch. <http://www.cst.com/>. 2018.
- [30] Computer Simulation Technology. *CST Studio Suite*. Englisch. <http://www.cst.com/>. 2018.
- [31] Computer Simulation Technology. *Understanding Time Domain Meshing in CST MICROWAVE STUDIO®*. Englisch. Juli 2010. URL: <http://www.cst.com/>.
- [32] C. Crowell. „The Richardson constant for thermionic emission in Schottky barrier diodes“. In: *Solid-State Electronics* 8.4 (Apr. 1965), S. 395–399. DOI: 10.1016/0038-1101(65)90116-4.
- [33] L. R. Dalesio et al. „The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 352.1-2 (15. Dez. 1994), S. 179–184. DOI: 10.1016/0168-9002(94)91493-1.

- [34] M. A. Dehn. „Transportprozesse in Photokathoden und ihr Beitrag zum longitudinalen Halo von Elektronenbeschleunigern“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000023907>.
- [35] A. Denig. „Recent results from the Mainz Microtron MAMI and an outlook for the future“. In: Author(s), 2016. DOI: 10.1063/1.4949374.
- [36] W. T. Diamond. „New perspectives in vacuum high voltage insulation. II. Gas desorption“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 16.2 (1998), S. 720–735. DOI: 10.1116/1.581052.
- [37] L. Doria et al. „Search for light dark matter with the MESA accelerator“. In: *13th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2018) Palm Springs, California, USA, May 29-June 3, 2018*. 2018. arXiv: 1809.07168 [hep-ex].
- [38] D. H. Dowell et al. „Cathode R&D for future light sources“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622.3 (2010), S. 685–697. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.104.
- [39] H.-J. Drouhin, C. Hermann und G. Lampel. „Photoemission from activated gallium arsenide. I. Very-high-resolution energy distribution curves“. In: *Physical Review B* 31.6 (1985), S. 3859–3871. DOI: 10.1103/physrevb.31.3859.
- [40] M. Ferrario, M. Migliorati und L. Palumbo. *Space Charge Effects*. eng. 2014. DOI: 10.5170/cern-2014-009.331.
- [41] R. H. Fowler und L. Nordheim. „Electron Emission in Intense Electric Fields“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 119.781 (1928), S. 173–181. DOI: 10.1098/rspa.1928.0091.
- [42] S. Friederich, C. Matejcek und K. Aulenbacher. „Vacuum Lifetime and Surface Charge Limit Investigations Concerning High Intensity Spin-polarized Photoinjectors“. In: IPAC2019 (Mai 2019). TUPTS011, Australia. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPTS011.
- [43] J. Grames et al. „Charge and fluence lifetime measurements of a dc high voltage GaAs photogun at high average current“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 14.4 (2011), S. 043501. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.043501.
- [44] R. Gross und A. Marx. *Festkörperphysik*. Walter de Gruyter GmbH & Co.KG, 9. Jan. 2018. 1066 S. ISBN: 978-3-11-055822-7. URL: <https://www.degruyter.com/viewbooktoc/product/495417?rskey=1YKd4j&result=6>.
- [45] D.-I. H. Harcken. *Messung des Erdmagnetfeldes in der PTB*. Hrsg. von P.-T. Bundesanstalt. 1. Aug. 2016. URL: https://media.gfz-potsdam.de/gfz/wv/doc/infothek/leaflets/Faltblatt_Magnetfeld_dt.pdf.

- [46] P. Hartmann. „Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [47] S. Heidrich. „Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000026432>.
- [48] P. Heil. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [49] P. Heil. „Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektionssystem an MESA“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 3. Nov. 2015.
- [50] R. Heine et al. „Further Investigations on the MESA injector“. In: *Proceedings of the 6th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2015* (2015). DOI: 10.18429/jacow-ipac2015-tupwa045.
- [51] H. Herminghaus et al. „The design of a cascaded 800 MeV normal conducting C.W. race track microtron“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 138.1 (1976), S. 1–12. DOI: 10.1016/0029-554x(76)90145-2.
- [52] C. Hernandez-Garcia, M. Poelker und J. Hansknecht. „High voltage studies of inverted-geometry ceramic insulators for a 350 kV DC polarized electron gun“. In: *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 23.1 (2016), S. 418–427. DOI: 10.1109/TDEI.2015.005126.
- [53] C. Hernandez-Garcia et al. „High voltage performance of a dc photoemission electron gun with centrifugal barrel-polished electrodes“. In: *Review of Scientific Instruments* 88.9 (2017), S. 093303. DOI: 10.1063/1.4994794.
- [54] A. Herrera-Gómez, G. Vergara und W. E. Spicer. „Physics of high-intensity nanosecond electron source: Charge limit phenomenon in GaAs photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 79.9 (1996), S. 7318–7323. DOI: 10.1063/1.361448.
- [55] P. Herrmann. „Optimierung der Wärmeleitung von Photokathoden für die Hochstrom-Elektronenquelle von MESA“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 15. Mai 2014.
- [56] High Voltage Products (HVP). *2400 Series X-Ray Cable - Data Sheet*. Techn. Ber. 17. Apr. 2015. URL: <https://www.hvproducts.de/files/cablesseries2400-x-ray.pdf>.
- [57] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer DE, 2008. DOI: 10.1007/978-3-540-75282-0.
- [58] J. R. Howorth et al. „Electric field enhancement of escape probability on negative-electron-affinity surfaces“. In: *Applied Physics Letters* 23.3 (1973), S. 123–124. DOI: 10.1063/1.1654828.

- [59] F. Hug und R. Heine. „Injector linac stability requirements for high precision experiments at MESA“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 874 (2017), S. 012012. DOI: 10.1088/1742-6596/874/1/012012.
- [60] F. Hug et al. „MESA - an ERL Project for Particle Physics Experiments“. Englisch. In: *Proc. of Linear Accelerator Conference (LINAC'16), East Lansing, MI, USA, 25-30 September 2016* (East Lansing, MI, USA). Linear Accelerator Conference 28. Geneva, Switzerland: JACoW, 2017, S. 313–315. ISBN: 978-3-95450-169-4. DOI: 10.18429/JACoW-LINAC2016-MOP106012.
- [61] R. Kempf. „Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [62] R. V. Latham. *High Voltage Vacuum Insulation*. Elsevier, 1995. DOI: 10.1016/b978-0-12-437175-0.x5000-3.
- [63] B. Ledroit. „Aufbau und Test des MESA-Choppers“. Masterarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2. Mai 2016.
- [64] T. Maruyama et al. „A very high charge, high polarization gradient-doped strained GaAs photocathode“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 492.1-2 (2002), S. 199–211. DOI: 10.1016/s0168-9002(02)01290-1.
- [65] C. Matejcek. „Kollektive Effekte der Niederenergiestrahlführung von MESA“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [66] C. Matejcek, K. Aulenbacher und S. Friederich. „Low Energy Beam Transport System for MESA“. en-us. In: *Proceedings of the 10th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2019* (2019), Australia. DOI: 10.18429/jacow-ipac2019-tupgw028.
- [67] H. Merkel. „Internal Target Experiments at the MESA accelerator“. In: *Proceedings of 54th International Winter Meeting on Nuclear Physics — PoS(BORMIO2016)*. Sissa Medialab, 4. Dez. 2016. DOI: 10.22323/1.272.0037.
- [68] B. Militsyn. *Upgrade of the ALICE e- Photocathode Gun to 20mA*. Electrons for the LHC - LHeC/FCCeh und Perle Workshop. 27. Juni 2018. URL: https://indico.cern.ch/event/698368/contributions/3043481/attachments/1675764/2690351/B.L._Militsyn_LHeC-FCCeh_Workshop_LAL_Orsay_France_27-29_June_2018.pdf.
- [69] H. C. Miller. „Surface flashover of insulators“. In: *IEEE Transactions on Electrical Insulation* 24.5 (1989), S. 765–786. DOI: 10.1109/14.42158.
- [70] G. A. Mulhollan et al. „Photovoltage effects in photoemission from thin GaAs layers“. In: *Physics Letters A* 282.4-5 (23. Apr. 2001), S. 309–318. DOI: 10.1016/s0375-9601(01)00202-x.

- [71] C. Nachtigall. „Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995.
- [72] T. Nakanishi et al. „Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer“. In: *Physics Letters A* 158.6-7 (1991), S. 345–349. DOI: 10.1016/0375-9601(91)90995-k.
- [73] N. Nishimori et al. „ERL09 WG1 Summary: DC Gun Technological Challenges“. In: *Proc. of ERL09* (2009).
- [74] R. J. Noer. „Electron field emission from broad-area electrodes“. In: *Materials Science & Processing* 28.1 (1. Mai 1982), S. 1–24. DOI: 10.1007/bf00617778.
- [75] T. Omori et al. „Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice“. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (23 1991), S. 3294–3297. DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.3294.
- [76] F. A. Padovani und R. Stratton. „Field and thermionic-field emission in Schottky barriers“. In: *Solid-State Electronics* 9.7 (1966), S. 695–707. ISSN: 0038-1101. DOI: 10.1016/0038-1101(66)90097-9.
- [77] G. Palacios-Serrano et al. „Electrostatic design and conditioning of a triple point junction shield for a -200 kV DC high voltage photogun“. In: *Review of Scientific Instruments* 89.10 (2018), S. 104703. DOI: 10.1063/1.5048700.
- [78] D. T. Pierce und F. Meier. „Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs“. In: *Physical Review B* 13.12 (1976), S. 5484. DOI: 10.1103/PhysRevB.13.5484.
- [79] D. T. Pierce, F. Meier und P. Zürcher. „Negative electron affinity GaAs: A new source of spin-polarized electrons“. In: *Applied Physics Letters* 26.12 (1975), S. 670–672. DOI: 10.1063/1.88030.
- [80] M. Poelker et al. „Load-locked dc high voltage GaAs photogun with an inverted-geometry ceramic insulator“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 13.1 (Jan. 2010), S. 010101. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.010101.
- [81] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. DOI: 10.1007/978-3-642-37822-5.
- [82] T. Rao und D. H. Dowell. *An Engineering Guide to Photoinjectors*. 2014. eprint: 1403.7539. URL: <https://arxiv.org/abs/1403.7539>.
- [83] P. A. Redhead. „Extreme high vacuum“. In: *Vacuum Technology* OPEN-2000-281 (28. Mai 1999), S. 213–226. DOI: 10.5170/CERN-1999-005.213. (Besucht am 20. 02. 2017).
- [84] M. Reiser. *Theory and design of charged particle beams*. John Wiley & Sons, 2008. DOI: 10.1002/9783527622047.

- [85] B. I. Reznikov und A. V. Subashiev. „Charge limit effects in emission from GaAs photocathodes at high optical excitation intensities“. In: *Semiconductors* 32.9 (1998), S. 1006–1014. ISSN: 1090-6479. DOI: 10.1134/1.1187535.
- [86] E. J. Riehn. „Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011. URL: <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:77-29171>.
- [87] F. Sannibale. „Overview of Electron Source Development for High Repetition Rate FEL Facilities“. en-us. In: *Proceedings of the North American Particle Accelerator Conf. NAPAC2016* (2017), USA. DOI: 10.18429/jacow-napac2016-tub3io02.
- [88] J. J. Scheer und J. Van Laar. „GaAs-Cs: A new type of photoemitter“. In: *Solid State Communications* 3.8 (1965), S. 189–193. DOI: 10.1016/0038-1098(65)90289-9.
- [89] I. Shvedunov et al. „Design of a Prebuncher for Increased Longitudinal Capture Efficiency of MAMI“. In: *Proc. 5th European Particle Accelerator Conf. (EPAC'96)* (Juni 1996). URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e96/PAPERS/THPL/THP078L.PDF>.
- [90] D. Simon. „MESA als Gesamtkonzept mit Schwerpunkt auf Kryotechnik und Strahloptik“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [91] C. K. Sinclair et al. „Dramatic reduction of DC field emission from large area electrodes by plasma-source ion implantation“. In: *Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001*. Bd. 1. IEEE. IEEE, 2001, S. 610–612. DOI: 10.1109/PAC.2001.987582.
- [92] W. E. Spicer. „Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds“. In: *Physical Review* 112.1 (1. Okt. 1958), S. 114–122. DOI: 10.1103/PhysRev.112.114.
- [93] K.-H. Steffens. „Konzeption und Optimierung eines 100keV-Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [94] M. Steigerwald. „Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI“. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [95] T. Stengler. „Entwicklung einer Beschleunigerstruktur für den rezirkulierenden Betrieb an MESA“. in Vorbereitung. Diss. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, In Vorbereitung.
- [96] C. Y. Su, W. E. Spicer und I. Lindau. „Photoelectron spectroscopic determination of the structure of (Cs,O) activated GaAs (110) surfaces“. In: *Journal of Applied Physics* 54.3 (1983), S. 1413–1422. DOI: 10.1063/1.332166.

- [97] S. M. Sze und K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., 2006. DOI: 10.1002/0470068329.
- [98] H. Tang et al. „Experimental studies of the charge limit phenomenon in GaAs photocathodes“. In: *Presented at. SLAC-PUB-6380*. 1993, S. 0344–368.
- [99] V. Tioukine und K. Aulenbacher. „Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 568.2 (2006), S. 537–542. DOI: 10.1016/j.nima.2006.08.022.
- [100] K. Togawa et al. „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* 414.2-3 (1998), S. 431–445.
- [101] A. A. Turnbull und G. B. Evans. „Photoemission from GaAs-Cs-O“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1.2 (1968), S. 155. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/1/i=2/a=303>.
- [102] Vaclab Inc. *New Product of XHV gauge head: 3BG-03*. 1. Apr. 2013. URL: <http://www.microlaser.com/PDFs/3BG-03%20head.pdf>.
- [103] VACOM, Hrsg. *Outgassing Rates of Aluminum compared to Stainless Steel*. Juni 2016. URL: <https://www.vacom.de/en/downloads/white-paper?download=3024:outgassing-rates-of-aluminum-compared-to-stainless-steel>.
- [104] Y. P. Varshni. „Temperature dependence of the energy gap in semiconductors“. In: *Physica* 34.1 (1967), S. 149–154. DOI: 10.1016/0031-8914(67)90062-6.
- [105] Wafer Technology LTD. *Certificate of Conformance: Single Crystal Materials*. Techn. Ber. 21. Feb. 2008.
- [106] F. Watanabe. „Bent belt-beam gauge: Extending low-pressure measurement limits in a hot-cathode ionization vacuum gauge by combining multiple methods“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 28.3 (2010), S. 486–494. DOI: 10.1116/1.3400233.
- [107] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 1996. DOI: 10.1007/978-3-663-11039-2.
- [108] J. K. Winkler. „Photolumineszenzspektroskopie an strained-layer GaAsP Photokathoden“. Diplomarbeit. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2. Okt. 1973.
- [109] M. Woods et al. „Observation of a charge limit for semiconductor photocathodes“. In: *Journal of Applied Physics* 73.12 (1993), S. 8531–8535.
- [110] M. Wutz et al. *Handbuch Vakuumtechnik*. German. 7 Bde. Vieweg, 2000. ISBN: 978-3-322-99948-1.

Literatur

- [111] M. Yamamoto et al. „200 keV Polarized Electron Source for Linear Collider“. In: 19. Aug. 2002.
- [112] J. R. Young. „Outgassing Characteristics of Stainless Steel and Aluminum with Different Surface Treatments“. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 6.3 (1969), S. 398–400. DOI: 10.1116/1.1492700.
- [113] A. Yu. „Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers“. In: *Solid-State Electronics* 13.2 (Feb. 1970), S. 239–247. DOI: 10.1016/0038-1101(70)90056-0.
- [114] P. Y. Yu und M. Cardona. „Electronic Band Structures“. In: *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*. Springer Berlin Heidelberg, 2010, S. 17–106. ISBN: 978-3-642-00710-1. DOI: 10.1007/978-3-642-00710-1_2.