

---

**Optimierung und Charakterisierung eines  
Biprisma-Interferometers für die  
Aharonov-Bohm Physik**

---

**Dissertation**

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Eberhard Karls Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von  
Georg Schütz  
aus Isny

Tübingen  
2018

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation:

7. Januar 2019

Dekan:

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter:

Dr. Alexander Stibor

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. József Fortágh

---

## Zusammenfassung

Die Kontrolle und Manipulation von kohärenten Materiewellen wurde vor über 90 Jahren initiiert, indem der Wellencharakter von Materie nachgewiesen wurde. Im Laufe der Zeit konnten viele Fragen zur Grundlagenphysik, im Besonderen zur Quantenmechanik, beantwortet und die Sensorik verfeinert werden, wobei auch die vor über 60 Jahren entwickelte Biprisma-Interferometrie beigetragen hat. Auch im Hinblick auf aktuelle Forschung ist es erstrebenswert, diesen Wissenschaftsbereich mit konzeptionellen wie technischen Verbesserungen fortzuführen, um sie für zukünftige Projekte und Experimente zu wappnen. Für die konstruktive und technische Optimierung unseres Interferometers hinsichtlich der Entwicklung der Ioneninterferometrie, des routinemäßigen Betriebs sowie der Langzeitstabilität und Reproduzierbarkeit von Messungen wurden mehrere Komponenten neu entwickelt und ersetzt. Als Elektronen- sowie auch Ionenquelle mit hoher Monochromie und Langzeitstabilität verwenden wir eine Einatomspitze und charakterisierten ihre Emission in dieser Arbeit. Zusätzlich ersetzen wir die strahlaufspaltenden Biprismen, die mit einem völlig neuen Herstellungsprozess gefertigt werden, sowie den Detektor, der Messdaten mit hoher Orts- und Zeitauflösung erfassen kann. Zusätzliche Verbesserungen hinsichtlich der Langzeitstabilität und des routinemäßigen Betriebs wurden mit der Identifikation von Störquellen erreicht, um sie durch Modifikation des Aufbaus zu vermeiden oder bei der Datenerfassung und -analyse zu korrigieren. Infolgedessen wurde zur Vermeidung einer störenden Neutralemission beim Ionenbetrieb eine differentielle Druckstufe installiert. Zudem untersuchten wir die Dekohärenzeinflüsse von unterschiedlichen Hintergrundgasen wie auch die Störeinflüsse von mechanischen Schwingungen auf die Interferogramme. In dieser Arbeit wird durch Messungen gezeigt, dass die Erhöhung des Hintergrundgases bis zu einem Vakuumdruck von  $10^{-4}$  mbar durch keinerlei Kontrastverluste in den gemessenen Interferenzen begleitet wird, jedoch reduziert sich die Signalstärke bis zu  $\sim 94\%$ . Dabei haben diese Erkenntnisse unabhängig von der Interferometrie für alle Forschungsbereiche Relevanz, die freie Elektronen nutzen, insbesondere aber auch für zukünftige Sensoren. Mechanische Schwingungen von 300 Hz bis 1 kHz, die zum Teil Resonanzen in den Komponenten zur Manipulation und Führung freier Elektronen verursachen, bewirken hingegen deutliche Kontrastverluste. Dabei können die Interferenzen mit Hilfe einer Korrelationsanalyse auf die nahezu ungestörten Kontraste zurückgerechnet und damit korrigiert werden. Zugleich können auch sämtliche Störparameter ermittelt und somit die Resonanzen identifiziert und Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt werden. Auch diese Methodik ist nicht auf die Biprisma-Interferometrie begrenzt und kann in interferometrischer Grundlagenforschung sowie in der Sensorik zur Analyse, Optimierung und Desensibilisierung von Störeinflüssen herangezogen werden. Des Weiteren sollen die Optimierungen auch zur Realisierung der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Messung zum elektrischen Aharonov-Bohm Effekts dienen. Hierbei wurden unterschiedliche Konzepte für eine Strahlaufspaltung durch Simulationen erstellt und die Komponenten inklusive Positionierungen optimiert. Die in dieser Arbeit durchgeführten Studien stellen eine Grundlage dar, für zukünftige, hochsensibele Messungen an der Phase der Elektronen- sowie Ionenwelle. Dies erlaubt neue Experimente in der Aharonov-Bohm Physik, der Dekohärenz, der Sensorik und auch der kohärenten Elektronenmikroskopie



---

## Abstract

The control and manipulation of coherent matter waves was initiated over 90 years ago by proving the wave character of matter. Over time many questions about fundamental physics and especially about quantum mechanics could be answered and the sensor technology was able to refine. Here the biprism interferometry makes a significant distribution, which is developed 30 years ago. It is worthwhile to continue this field of science with conceptual as well as technical improvements to prepare it for future projects and experiments. Therefore, we present several optimizations to state-of-the-art biprism interferometer concepts, such as data analysis and an advanced method to verify the electric Aharonov-Bohm effect. For the constructional and technical optimization of our biprism interferometer we replaced and improved several components with regard to the development of ion interferometry, routine operation as well as long-term stability and repeatability of measurements. We used a single atom tip as an electron and ion source with a high monochromy and long-term stability and characterized its emission. Additionally, we replaced the biprisms splitting the beam, whereby a novel production process was developed for this part. Also a new detection method was implemented, for high resolution data acquisition in space and time. Further optimizations were made regarding long-term stability of the interferometer through identifying, analyzing and correcting external perturbations e.g. from the lab environment. According to this, a differential pressure stage are installed to avoid the disturbing neutral emission in the ion mode. Furthermore we investigated the influences of several background gases on the electron coherence as well as the influence of mechanical oscillations on the interferograms. We present in this thesis measurements indicating that the acquired interferences show absolutely no contrast losses increasing the background gas pressure up to  $10^{-4}$  mbar, however the signal suffers a loss up to  $\sim 94\%$ . This knowledge is besides interferometry, relevant for all research areas and sensor technologies which use free electrons. On the contrary, mechanical oscillations from 300 Hz to 1 kHz, which partly provoke resonances in the interferometric components for manipulating and guiding electrons, cause obvious contrast reductions. However, with the implementation of a complex correlation analysis, the interference contrast can be revealed almost to the undisturbed level. Thereby, all perturbation parameters can be extracted and the resonance frequencies can be determined. This method is also not restricted to biprism interferometry and can be used in fundamental phase measurements of matter waves as well as in sensor technology for analysis, optimization and desensitization of perturbation influences. Moreover, the optimizations should enable the recommended measurement of the electric Aharonov-Bohm effect, which we propose in this thesis. For this goal, several concepts to guide the beam were simulated to design and optimize the important components including their positioning. The studies in this work focused on the optimization of fundamental phase measurements of free electrons or ions with a high accuracy. It opens the door for novel experimental approaches in Aharonov-Bohm Physics, decoherence, sensor technologies and microscopy with coherent electrons.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>I. Liste der Publikationen</b>	<b>3</b>
1. Dissertationsbezogene Publikationen	5
2. Sonstige während der Doktoratszeit entstandene Publikationen	7
<b>II. Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>3. Grundlagen zur Interferometrie mit Materiewellen</b>	<b>11</b>
3.1. Theorie der Biprisma-Interferometrie . . . . .	13
3.1.1. Ideale Quelle und Bestimmung des Streifenabstandes der Interferenz . . . . .	13
3.1.2. Reale Quelle und Bestimmung der Emissionsfläche . . . . .	15
3.2. Übersicht des eigenen Experiments . . . . .	17
<b>4. Zielsetzung</b>	<b>21</b>
<b>III. Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>23</b>
<b>5. Ergebnisse des verbesserten Interferometers [Publikation 1]</b>	<b>25</b>
5.1. Optimierte Emission durch Einatomspitzen . . . . .	25
5.2. Optimierte Biprismen . . . . .	30
5.3. Optimiertes Messen durch den Delayline Detektor . . . . .	33
5.4. Diskussion der Ergebnisse . . . . .	36
<b>6. Interferenzverhalten mit Hintergrundgas [Publikation 2]</b>	<b>39</b>
6.1. Aufbau und Messung . . . . .	39
6.2. Analyse der Messung . . . . .	40
6.3. Diskussion und Vergleich zu den Simulationen . . . . .	42
6.3.1. Lambert-Beer'sches Gesetz . . . . .	42
6.3.2. SCWW-Simulation . . . . .	42
6.3.3. DCCW-Simulation . . . . .	46
<b>7. Störung durch mechanische Dephasierung [Publikation 3]</b>	<b>51</b>
7.1. Mess- und Auswertungsverfahren der Dephasierung . . . . .	51

7.2. Ergebnisse aus den gemessenen Dephasierungen . . . . .	54
7.3. Diskussion und Erweiterung der Ergebnisse . . . . .	59
<b>8. Effektive Strahlaufspaltung für die elektrische Aharonov-Bohm-Physik [Publikation 4]</b>	<b>61</b>
8.1. Konzepte zur Strahlaufspaltung . . . . .	61
8.2. Simulationsverfahren . . . . .	64
8.3. Simulation von Elektroneninterferenzen und Strahlaufspaltung . . . . .	66
8.4. Diskussion und Bewertung der Neutralemission . . . . .	69
8.4.1. Vergleich zur experimentellen Realität . . . . .	69
8.4.2. Technische Realisierbarkeit des vorgeschlagenen Konzeptes . . . . .	71
8.4.3. Neutralemission . . . . .	72
<b>9. Ausblick</b>	<b>79</b>
<b>IV. Anhang</b>	<b>83</b>
<b>A. Experimenteller Aufbau</b>	<b>85</b>
A.1. Vakuumkammer des Interferometers . . . . .	85
A.2. Testvakuumkammer . . . . .	87
A.3. Pumpsystem . . . . .	88
A.4. Abschirmungen . . . . .	88
A.5. Kühlsystem . . . . .	89
A.6. Elektronik für die Interferometerkomponenten . . . . .	92
<b>B. Interferometer</b>	<b>93</b>
B.1. Emitter . . . . .	96
B.2. Ablenker . . . . .	96
B.3. Biprisma . . . . .	98
B.4. Wienfilter . . . . .	99
B.5. Bilddrehspule . . . . .	101
B.6. Quadrupollinsen . . . . .	102
B.7. Detektoren . . . . .	105
<b>C. Angehängte Publikationen</b>	<b>109</b>
C.1. Publikation 1 . . . . .	109
C.2. Publikation 2 . . . . .	117
C.3. Publikation 3 . . . . .	122
C.4. Publikation 4 . . . . .	143
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>153</b>





## **Teil I.**

### **Liste der Publikationen**



# 1. Dissertationsbezogene Publikationen

In diesem Abschnitt soll eine Übersicht der Publikationen mit Erklärung des Eigenanteils gezeigt werden, auf denen diese Arbeit beruht. Die einzelnen Publikationen sind im Anhang C mit Genehmigung der Herausgeber abgedruckt.

- **Publikation 1** [SRP+14]

GEORG SCHÜTZ, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, SIMON MEIER, PHILIPP SCHNEEWEISS, ARNO RAUSCHENBEUTEL, ANDREAS GÜNTHER, WEI-TSE CHANG, ING-SHOUH HWANG, UND ALEXANDER STIBOR

Biprism electron interferometry with a single atom tip source, *Ultramicroscopy* **141** (2014) 9-15, ©2014 Elsevier

Neben Alexander Rembold, Andreas Pooch und Alexander Stibor übernahm ich den Großteil der Anlagen-Optimierung, sowie die experimentelle Vorbereitung zu den Messungen und deren Durchführung. Dabei produzierte und lieferte Wei-Tse Chang die Emissionsquellen mit dem Know-how der Abteilung um Prof. Ing-Shouh Hwang (Academia Sinica, Taipeh, Taiwan), und stand beratend zur Seite. Auch Philipp Schneeweiss (TU Wien) ergänzte unseren Aufbau um die Quarzglasfäden für die Biprismen, was durch das Know-how der Abteilung um Prof. Arno Rauschenbeutel ermöglicht wurde. Ebenso habe ich neben Alexander Rembold, Andreas Pooch und Alexander Stibor, einen großen Beitrag zur experimentellen Konzeption geleistet und wirkte zusätzlich mit Alexander Rembold und Alexander Stibor bei der Analyse der gewonnenen Daten und beim Verfassen der Publikation mit, kleinere Beiträge kamen von Andreas Günther und Simon Maier.

- **Publikation 2** [SRP+15a]

GEORG SCHÜTZ, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, WEI-TSE CHANG, UND ALEXANDER STIBOR

Electron matter wave interferences at high vacuum pressures, *Measurement* **68** (2015) 201-204, ©2014 Elsevier

Die notwendigen Modifikationen und die experimentelle Vorbereitung zur Messung wurde größtenteils von mir mit Beiträgen von Alexander Rembold, Andreas Pooch und Alexander Stibor gemacht. Ebenso wurde die Durchführung der Messungen ebenfalls größtenteils von mir mit Beiträgen von Alexander Rembold gemacht. Einen großen Beitrag zur wissenschaftlichen Grundidee wurde neben

Alexander Stibor auch von meiner Seite geleistet. Die gewonnenen Daten wurden von Alexander Rembold und mir analysiert und interpretiert. Die Erstellung des Manuskripts und dessen Publikation übernahm Alexander Stibor mit Beiträgen von Alexander Rembold, Andreas Pooch und mir.

- **Publikation 3** [**RSR+17**]

ALEXANDER REMBOLD, **GEORG SCHÜTZ**, ROBIN RÖPKE, WEI-TSE CHANG, ING-SHOUH HWANG, ANDREAS GÜNTHER, UND ALEXANDER STIBOR

Vibrational dephasing in matter-wave interferometers,  
New Journal of Physics **19** (2017) 033009, ©2017 IOP Publishing

Die Konzeptionierung, anschließende Modifikationen und die experimentelle Vorbereitung zur Messung wurde größtenteils von mir mit Beiträgen von Alexander Rembold und Alexander Stibor gemacht. Die Durchführung der Messungen wurde ebenfalls größtenteils von mir mit Beiträgen von Alexander Rembold und Alexander Stibor gemacht. Dabei lieferte uns wiederum Wei-Tse Chang die Elektronen Emissionsquellen. Die wissenschaftliche Grundidee und die Analyse der gewonnenen experimentellen Daten geht auf Alexander Rembold, Robin Röpke und Andreas Günther zurück. Bei der Erstellung des Manuskripts und dessen Publikation war vor allem Alexander Rembold zusammen mit Andreas Günther federführend, dabei wurden auch Beiträge von Alexander Stibor geleistet.

- **Publikation 4** [**SRP+15b**]

**GEORG SCHÜTZ**, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, HENRIKE PROCHEL, UND ALEXANDER STIBOR

Effective beam separation schemes for the measurement of the electric Aharonov-Bohm effect in an ion interferometer,  
Ultramicroscopy **158** (2015) 65-73, ©2014 Elsevier

Die experimentelle Vorbereitung zur Messung und die Durchführung der Messung wurde größtenteils von mir mit Beiträgen von Alexander Rembold, Andreas Pooch, Henrike Prochel und Alexander Stibor gemacht. Die Datengewinnung durch Simulationen hingegen wurde größtenteils von Alexander Stibor bewältigt mit Beiträgen von Alexander Rembold und mir. Dabei geht die wissenschaftliche Grundidee und die Analyse der gewonnenen experimentellen Daten auf Alexander Stibor und mich zurück sowie mit Beiträgen von Alexander Rembold und Andreas Pooch. Bei der Erstellung des Manuskripts und dessen Publikation war vor allem Alexander Stibor federführend mit Beiträgen von Alexander Rembold, Andreas Pooch und mir.

## 2. Sonstige während der Doktoratszeit entstandene Publikationen

In diesem Abschnitt soll eine Übersicht der Publikationen gezeigt werden, die im Zeitraum der Doktorarbeit des Autors entstanden sind, die jedoch nicht in dieser Arbeit explizit angesprochen sind.

- **Publikation 5** [**RSC<sup>+14</sup>**]

ALEXANDER REMBOLD, **GEROG SCHÜTZ**, WEI-TSE CHANG, ANDRÉ STEFANOV, ANDREAS POOCH, ING-SHOUH HWANG, ANDREAS GÜNTHER UND ALEXANDER STIBOR

Correction of dephasing oscillations in matter-wave interferometry,  
Physical Review A **89** (2014) 033635, ©2017 American Physical Society

- **Publikation 6** [**GRSS15**]

ANDREAS GÜNTHER, ALEXANDER REMBOLD, **GEROG SCHÜTZ** UND ALEXANDER STIBOR

Multi-frequency perturbations in matter-wave interferometry,  
Physical Review A **92** (2015) 053607, ©2017 American Physical Society

- **Publikation 7** [**RRS<sup>+17</sup>**]

ALEXANDER REMBOLD, ROBIN RÖPKE, **GEROG SCHÜTZ**, JÓZSEF FORTÁGH, ALEXANDER STIBOR UND ANDREAS GÜNTHER

Second-order correlations in single-particle interferometry,  
New Journal of Physics **19** (2017) 103029, ©2017 IOP Publishing



**Teil II.**

**Einleitung**





# 3. Grundlagen zur Interferometrie mit Materiewellen

Der Grundstein für zahlreiche Experimente mit Materiewellen wurde im Jahr 1924 von Louis de Broglie gelegt, indem er in seiner Arbeit [Bro24] jeglicher Materie einen Wellencharakter mit der Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  zusprach. Sie ist über

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \tag{3.1}$$

definiert und ist somit von dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$ , der Ruhemasse  $m$  und der Geschwindigkeit  $v$  des Teilchens abhängig. Der erste direkte Nachweis wurde im Jahr 1927 von Davisson und Germer [DG27] mittels Beugung von Elektronen an einem Nickel-Einkristall erbracht und somit der Wellencharakter der Materie experimentell bestätigt. Ein weiterer Beweis der Welleneigenschaften von massebehafteten Teilchen wurde 1930 von Estermann und Stern [ES30] geliefert, die neutrale Heliumatome an Lithiumfluoridkristallen beugten, was zugleich der erste Nachweis für strukturbehaftete Teilchen war. Die ersten modernen Atominterferometer wurden jedoch erst im Jahr 1991 von Carnal und Mlynek [CM91], die Heliumatome mit Hilfe eines Young'schen Doppelspalt interferieren ließen, und zugleich von Keith [KETP91], die Natriumatome mittels eines Gitters zur Interferenz brachten, realisiert. Zusätzlich bildeten sich spezielle Bereiche der Atominterferometrie, wie die Ramseyinterferometrie, welche auf der 1949 entwickelten Theorie von Norman F. Ramsey [Ram50] basiert, und die Interferometrie mit ultrakalten Atomen [ATM+97]. Die Gesamtheit der Atominterferometrie ebnete den Weg für viele Untersuchungen zum grundlegenden Verständnis der Physik wie für den Sagnac-Effekt bei atomaren Materiewellen [RKW+91] und "welcher Weg"-Experimente mit Atomen [MZM+15], ebenso machte dies eine Vielzahl von hoch präzisen Sensoren möglich, wie z.B zur Messung der Gravitation bzw. deren Beschleunigen [PCC99, HFS+13] sowie zur Rotationsbestimmung via Gyroskop[GBK97].

Eine weitere Erhöhung der Masse und der Komplexität der Materieteilchen wurde durch die Verwendung von Molekülen erreicht. Führende Institute brachten unter anderem Fullerene [ANVA+99] und Moleküle bis zu Massen von  $\sim 6900$  u [GET+11] bzw.  $\sim 10000$  u [EGA+13] zur Interferenz. Es wurden dabei nicht nur Massenrekorde erreicht, sondern man untersuchte auch das Dekohärenzverhalten unter thermischer Strahlung [HHB+04] und das Kohärenzverhalten von interferierenden C70-Molekülen bei Kollision mit Hintergrundgasen [HUB+03]. Einen schönen Überblick zur Atominterferometrie gibt es von Cronin [CSP09]. Ebenfalls ladungsneutrale Teilchen wurden in dem Experiment von Rauch, Treimer und Bonse [RTB74] verwendet, die einen Neutronenstrahl an Siliziumkristallen beugten und somit zwei separierte Neutronenstrahlen generierten und zur Interferenz brachten. So fiel der Startschuss für die

Neutroneninterferometrie, und es konnten damit viele Fragen zur Neutronenphysik und Quantenmechanik beantwortet werden, darunter wurden auch Experimente zum Aharonov-Bohm Effekt durchgeführt [ACK<sup>+</sup>92, LMAW98].

Das Prinzip der Biprisma-Interferometrie wurde 1954 von Möllenstedt und Düker entwickelt und verwirklicht [MD55, MD56, Dük55]. Interferometer dieser Art wurden für unterschiedlichste Experimente verwendet, darunter waren viele Untersuchungen zum Grundverständnis der Quantenmechanik wie z.B. Messungen zur Kohärenz der Elektronen wie bei den Experimenten von Möllenstedt und Wohland zur Kohärenzlänge [MW80, Woh85] bzw. die Energiespektralmessungen durch Hasselbach und Schäfer [HSW95], die Dekohärenz über Oberflächen von Sonntag und Hasselbach [SH05, Son06, SH07], die Hanbury Brown-Twiss Korrelation mit freien Elektronen von Kiesel und Hasselbach [KRH02, Kie00] und natürlich die Experimente bezüglich des Aharonov-Bohm Effekts von Möllenstedt und Bayh [MB62]. Zusätzlich wurden diese Interferometer auch als Sensoren vorgeschlagen und mit den Sagnac-Experimenten [Nic89, HN93] sowie der Realisierung des Kompaktinterferometers [PSL<sup>+</sup>17] die Sensibilität und Praktikabilität dargelegt. Dabei besitzen sie wegen ihrer großen Wegaufspaltung [Sch85] großes Potential bezüglich ihrer Präzision. Eine Übersicht zu diesem Thema kann in [Has10] gefunden werden.

An den oben genannten Experimenten erkennt man die überaus wichtigen und breitgefächerten Beiträge der Interferometrie zur Grundlagenforschung sowie zu der enormen Vielfalt an Detektoren und Sensoren, die in vielen Bereichen große Bedeutung haben. Daher ist es sehr lohnenswert, die Interferometrie physikalisch und technisch weiterzuentwickeln und neue Konzepte für Messmethoden zur Grundlagenforschung bis hin zur Datenanalyse voranzubringen. Hierzu muss ebenfalls die Konzeptionierung von hochsensiblen Interferometerkomponenten sowie die Vermeidung von Störungen bzw. die Entstörung diverser Messdaten vorangebracht werden, was für die erwähnte Sensorik sowie auch für die Grundlagenforschung von enormer Bedeutung ist. Aber auch bei diversen Anwendungen und Detektorkonstruktionen in einer Niedervakuumumgebung [GRL<sup>+</sup>03, ILG<sup>+</sup>01, PY09] ist Anlass zu Untersuchungen des Kohärenzverhaltens freier Elektronen gegeben.

Zunächst soll gesagt sein, dass diese Dissertation auf Experimenten basiert, die mit einem Biprisma-Interferometer sowohl mit Elektronen als auch mit Ionen durchgeführt wurden. Aufgrund der Übergabe dieses Interferometers von dem emeritierten Prof. Dr. Franz Hasselbach an uns, kann diese Arbeit als eine traditionelle Weiterführung der Biprisma-Interferometrie in Tübingen mit neuen Konzepten und wissenschaftlichen Erkenntnissen sowie grundlegenden konzeptionellen und technischen Modifikationen angesehen werden. Dabei wurden schon viele Modifikationen und Optimierungen gleich zu Beginn unternommen, aber auch im Laufe der Promotion wurde immer wieder Optimierungsarbeit geleistet, die durch Messungen initiiert sowie auch untersucht und verifiziert wurde. In Teil III können die wichtigsten Modifikationen und die zugrundeliegenden sowie weiterführenden Experimente eingesehen werden.

## 3.1. Theorie der Biprisma-Interferometrie

Zunächst soll auf die theoretischen Grundlagen der Biprisma-Interferometrie mit Materiewellen eingegangen werden, welche die Basis der weiteren Experimente darstellen, und auf denen diese Dissertation beruht und im späteren Verlauf teilweise zurückgegriffen werden soll.

### 3.1.1. Ideale Quelle und Bestimmung des Streifenabstandes der Interferenz

Das Biprisma ist ein leitender Faden, welcher wie in der Darstellung von Abbildung 3.1 senkrecht zur Strahlrichtung zwischen einem geerdeten Ablenkpaar positioniert ist und auf unterschiedliche Potentiale angespannt werden kann. Auf unsere konstruktive Realisierung wird in Abschnitt 5.2 und Anhang B.3 eingegangen. Mit solch einem Biprisma kann nun ein kohärenter Elektronenstrahl aufgespalten, anschließend überlagert und zur Interferenz gebracht werden. In Abbildung 3.1 ist der Strahlenverlauf schematisch dargestellt, hierbei liegt das Biprisma zwischen der Emissionsebene und der Interferenzebene jeweils im Abstand von  $d_{QB}$  bzw.  $d_{BI}$  auf der optischen Achse (gestrichelte Linie), welche wiederum senkrecht zu der Emissionsebene  $\varepsilon$  und der Überlagerungsebene  $\xi$  liegt. Durch das Biprisma kommt es zu einer Aufspaltung der Emission in zwei Teilwellen  $\Psi_1 = |\Psi_0|e^{(ikr_1)}$  und  $\Psi_2 = |\Psi_0|e^{(ikr_2)}$ . Durch eine positive Anspannung des Biprismas werden diese Teilwellen mit dem Ablenkwinkel  $\gamma$  zum Biprisma hin umgelenkt, wobei dieser Ablenkwinkel über die Emissionsspannung  $U_{Em}$ , Biprismaspannung  $U_{BP}$ , dessen Radius  $r_{BP}$  und die Distanz zwischen den beiden Erdbacken  $R_{EB}$  über

$$\gamma = \gamma_0 \frac{U_{BP}}{U_{Em}}, \quad \text{mit } \gamma_0 = \frac{\pi}{\ln \frac{R_{EB}}{r_{BP}}} \quad (3.2)$$

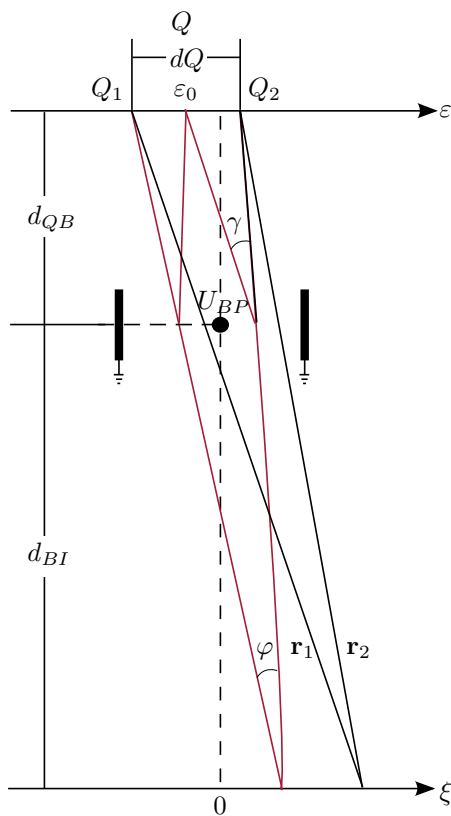
definiert [Mai97, MD56] ist. Dadurch erscheinen die beiden Teilwellen von den Quellen  $Q_1$  und  $Q_2$  zu kommen. Durch geometrische Überlegungen und der Kleinwinkelnäherung erhalten wir zudem den Zusammenhang zwischen Überlagerungswinkel  $\varphi$  und dem Ablenkwinkel der Elektronen  $\gamma$  mit

$$\varphi = \frac{d_Q}{d_{QB} + d_{BI}} = \frac{2d_{QB}}{d_{QB} + d_{BI}}\gamma. \quad (3.3)$$

Für die Intensität  $I(\xi)$  der überlagerten Teilwellen in der Interferenzebene am Ort  $\xi$  ergibt sich

$$\begin{aligned} I(\xi) &= |\Psi_1 + \Psi_2|^2 \\ &= |\Psi_0|^2 [2 + e^{(ik\Delta r)} + e^{(-ik\Delta r)}], \end{aligned} \quad (3.4)$$

mit der Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda_{dB}$  und dem Wegunterschied der beiden Teilwellen  $\Delta r = r_1 - r_2$ . Durch die Annahme, dass die Abstände  $d_{QB}$  und  $d_{BI}$  groß im Vergleich zu dem Quellabstand  $d_Q$  und den Abständen  $\epsilon$  und  $\xi$  von der optischen Achse sind,



**Abbildung 3.1.:** Strahlenschemata des Biprisma-Interferometers. Der Teilchenstrahl, emittiert von der Quelle  $Q$  am Ort  $\varepsilon_0$ , spaltet sich kohärent am Biprisma auf und die dabei entstandenen Teilstrahlen werden durch die Biprismaspitzen um den Winkel  $\gamma$  abgelenkt und in der Interferenzebene  $\xi$  mit dem Winkel  $\varphi$  überlagert. Dabei sind die Abstände zwischen Quelle und Biprisma  $d_{QB}$  und zwischen Biprisma und Interferenzebene  $d_{BI}$ . Die Interferenz kann auch als Überlagerung aus zwei unabgelenkten Strahlen angesehen werden, die von den beiden Quellen  $Q_1$  und  $Q_2$  im Abstand  $dQ$  emittiert werden. [Sch85]

erhalten wir unter Berücksichtigung der Gleichung 3.3 für den Wegunterschied  $\Delta r = \varphi(\xi - \frac{d_{BI}}{d_{QB}}\varepsilon)$ . Damit folgt für die Intensitätsverteilung

$$I(\varepsilon, k, \xi) = I_0 \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( e^{i\varphi k \left( \xi - \frac{d_{BI}}{d_{QB}} \varepsilon \right)} + e^{-i\varphi k \left( \xi - \frac{d_{BI}}{d_{QB}} \varepsilon \right)} \right) \right] \\ = I_0 \left[ 1 + \cos \left( \varphi k \left( \xi - \frac{d_{BI}}{d_{QB}} \varepsilon \right) \right) \right], \quad (3.5)$$

mit  $I_0 = 2|\Psi_0|^2$ . Dabei wird die Intensität maximal, wenn für das Argument des Kosinus  $\varphi k \left( \xi - \frac{d_{BI}}{d_{QB}} \varepsilon \right) = n \cdot 2\pi$  mit  $n \in \mathbb{Z}$  gilt. So erhalten wir für den Abstand  $s$  der Interferenzmaxima

$$s = \frac{2\pi}{\varphi k} = \frac{\lambda_{dB}}{\varphi}. \quad (3.6)$$

Er hängt nur von dem Überlagerungswinkel  $\varphi$  und der Teilchenwellenlänge nach Louis de Broglie von Gleichung 3.1 ab. Die entstehende Interferenz wird zusätzlich von der Fresnel-Beugung moduliert, die an den Biprismakanten entsteht [Boe40, Boe43, KDD64b, KDD64a, KDD67]. Dabei nimmt die Intensität am Rand des Biprismaschattens sehr schnell zu, oszilliert mit einer rasch abnehmenden Amplitude um eine mittlere Intensität, bis sie schließlich in einer mittleren Intensität endet und nahezu konstant bleibt. Durch eine große Überlappung der beiden Teilwellen liegt die Schattenkante bereits außerhalb des Detektors, weshalb wir meist nur Interferenzen mit dem Intensitätsmittel der Beugung betrachten. Aus diesem Grund wird die Beugung in dieser Dissertation weitestgehend vernachlässigt.

### 3.1.2. Reale Quelle und Bestimmung der Emissionsfläche

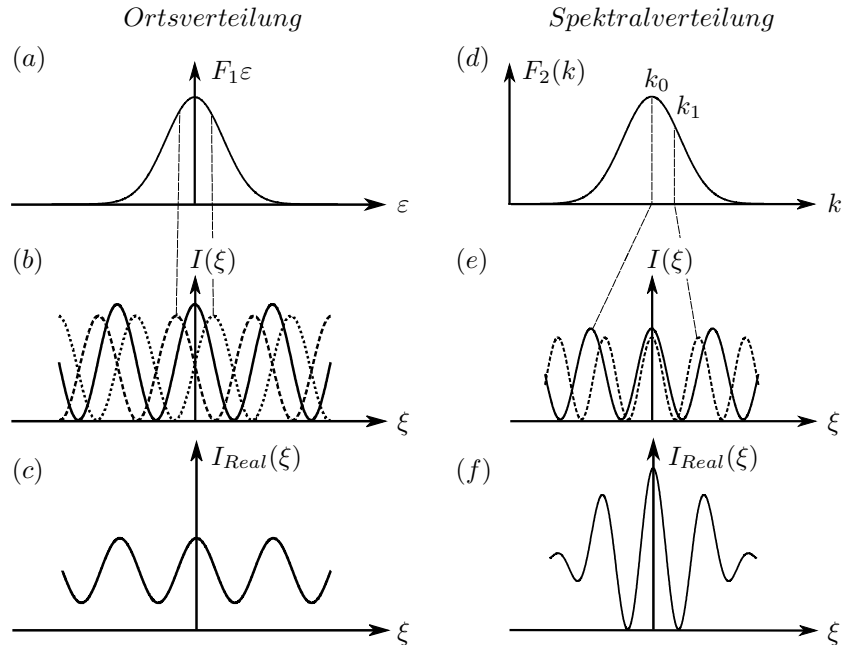
Es ist zu beachten, dass die zuvor gezeigte Intensitätsverteilung  $I(\xi)$  nur für perfekte Systeme gilt, deren Quellgröße vernachlässigbar klein ist und die ideal monochromatisch emittieren. Um eine realistischere Abschätzung zur Intensitätsverteilung  $I_{Real}$  zu bekommen, müssen die

realen Quellen mit endliche Emissionsflächen beschrieben werden, wodurch sie reduzierte transversale Kohärenzen besitzen. Dabei wird angenommen, dass aus jedem Emissionspunkt  $\varepsilon$ , wie in Abbildung 3.2(a) zu sehen, eine eigene und zu allen anderen leicht verschobene Interferenz entsteht, was in Abbildung 3.2(b) dargestellt ist. In Abbildung 3.2(c) überlagern sich schließlich diese inkohärent und bedingen eine Reduzierung des Kontrastes  $K$ . Neben einer endlichen Emissionsfläche besitzen reale Quellen auch eine endliche Energiebreite, sprich die Emission ist polychromatisch, was einem verringerten longitudinalen Kontrast ent-

spricht. Ebenso kann dies, wie Abbildung 3.2(e) aufgeführt, als eine inkohärente Überlagerung aus Interferenzen betrachtet werden, die aus Emissionen mit unterschiedlichen Wellenzahlen  $k$  entstehen, deren Spektrum in Abbildung 3.2(d) zu sehen ist. Die dabei resultierenden Interferenzen sind in Abbildung 3.2(f) dargestellt und zeigen eine Reduzierung des Kontrastes. Diese räumliche und energetische Breite der Spitze kann über eine Verteilungsfunktion  $F(\varepsilon, k)$  beschrieben werden. Unter der Annahme, dass jeder Ort das selbe Energiespektrum besitzt, können die beiden Verteilungsfunktionen

$$F(\varepsilon, k) = F_1(\varepsilon) \cdot F_2(k) \quad (3.7)$$

unabhängig von einander beschrieben, und dadurch separiert werden. Die Funktionen seien des Weiteren auf Eins normiert. Zusätzlich wird mit den Annahmen, dass die



**Abbildung 3.2.:** Der Einfluss einer endlichen Quellbreite und der dadurch verbundenen Ortsverteilung der Emission  $F_1(\varepsilon)$  (a) bzw. der Polychromasie der Quelle durch die Spektralverteilung  $F_2(k)$  (d). Durch die Ortsverteilung generieren die unterschiedlichen Emissionsorte Interferenzen mit gleicher Periodizität, jedoch unterschiedlicher Phase (b). Bei inkohärenter Überlagerung der einzelnen Interferenzen ergibt dies ein Interferenzmuster mit geringem Kontrast über den gesamten Bereich (c). Durch die Spektralverteilung generieren die unterschiedlichen Wellenzahl  $k$  um das Maximum  $k_0$  der Emissionselektronen Interferenzen mit unterschiedlicher Periodizität (e), aber mit dem Maximum 0. Ordnung auf  $\xi = 0$ . Die Interferenzen besitzen bei inkohärenter Überlagerung einen zu beiden Seiten des Maximum 0. Ordnung abfallenden Kontrast (f).

Quelle auf der optischen Achse liegt und ihr Emissionsmaximum bei der Wellenzahl  $k_0$  liegt, von den Erwartungswerten  $\langle \varepsilon \rangle := 0$  und  $\langle k \rangle := k_0$  gefordert. Die Standardabweichungen werden wir im Folgenden als  $\langle \varepsilon^2 \rangle =: \Delta\varepsilon$  und  $\langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2 =: \Delta k$  bezeichnen. Somit können die Verteilungsfunktionen gaußförmig gewählt werden [LW84, Sch85, Mai97], die dadurch die Form

$$F_1(\varepsilon) = \frac{1}{\Delta\varepsilon\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon^2}{(\Delta\varepsilon)^2}\right)} \quad \text{und} \quad F_2(k) = \frac{1}{\Delta k\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{(k-k_0)^2}{(\Delta k)^2}\right)} \quad (3.8)$$

besitzen. Die Intensität wird am Ort  $\xi$  mit Berücksichtigung der Dekohärenz zu

$$I_{DK}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{-\infty} I(\xi) F_1(\varepsilon) F_2(k) d\varepsilon dk. \quad (3.9)$$

Mit der weiteren Bedingung, dass die Wellenzahl  $k$  nur in einem kleinen Bereich um ihr Spektralverteilungsmaximum an der Stelle  $k_0$  von Null verschieden ist, kann die Relation zu Fourier-Integralen umgeformt werden und man erhält somit die Funktionen

$$G_1(\varphi, k_0, \Delta\varepsilon) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d_{BI}}{d_{QB}}\varphi k\Delta\varepsilon\right)^2} \quad \text{und} \quad (3.10)$$

$$G_2(\varphi_0, \xi, \Delta k) = e^{-\frac{1}{2}(\varphi_0\xi\Delta k)^2}, \quad (3.11)$$

die aufgrund der gewählten Symmetrie von  $F_1$  und  $F_2$  reell sind. Mit diesen beiden Größen kann nun die Intensität als

$$I_{Real}(\xi) = I_0 \left[ 1 + G_1(\varphi, k_0, \Delta\varepsilon) G_2(\varphi_0, \xi, \Delta k) \cos\left(2\pi\frac{\xi}{s}\right) \right] \quad (3.12)$$

geschrieben werden. Über die Definition des Kontrastes

$$K := \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.13)$$

kann die Intensität zu

$$I_{Real} = I_0 \left[ 1 + K \cos\left(2\pi\frac{\xi}{s}\right) \right] \quad (3.14)$$

mit  $K = G_1 \cdot G_2$  umformuliert werden. Über den Kontrast  $K$  kann nun auf die Funktion  $G_1$  und somit auf die Ortsverteilung  $\Delta\varepsilon$  geschlossen werden, indem die Kontrastreduzierung in Abhängigkeit der Streifenbreite bestimmt wird. Hierzu muss jedoch die Kontrastreduzierung durch die Reduzierung der transversalen Kohärenz aufgrund der Quellbreite, also durch die Funktion  $G_1$ , wesentlich größer sein als durch die Reduktion der longitudinale Kohärenz auf Grund der Energiebreite der Spitze, also durch die Funktion  $G_2$ , was in [Sch97] theoretisch abgeschätzt und bestätigt wurde. Aufgrund unserer ähnlichen Spannungsversorgung mit nahezu gleicher Restwelligkeit kann auch in unserem Fall  $G_2 \approx 1$  gesetzt werden. Verwendet man für den Überlagerungswinkel  $\varphi$  die Gleichung 3.6,

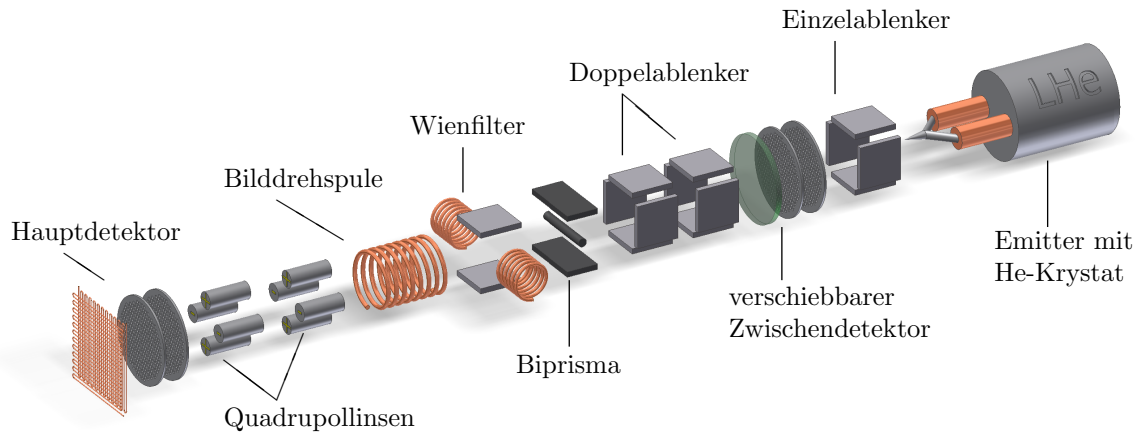
so erhält man über Gleichung 3.10 den Kontrast

$$K \simeq G_1 = e^{-2\left(\pi \frac{d_{BL}}{d_{QB}} \frac{\Delta\varepsilon}{s}\right)^2}. \quad (3.15)$$

Damit lässt sich die Emissionsgröße über den Kontrast und die Streifenabstände bestimmen.

## 3.2. Übersicht des eigenen Experiments

Das von Dr. Maier aus der Arbeitsgruppe um Prof. Dr. Hasselbach übernommene Interferometer besitzt neben den grundlegenden Komponenten wie Elektronenquelle, Biprisma und Detektor zusätzliche Komponenten um die Handhabe und vor allem die Interferenzen zu verbessern [SRP+14]. Eine Übersicht und Darstellung der Komponenten unseres Interferometers und deren Reihenfolge kann in Abbildung 3.3 eingesehen werden.



**Abbildung 3.3.:** Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten und deren Reihenfolge in unserem Interferometer. Relationen nicht maßstabsgetreu.

Am vorderen Teil des Interferometers ist die Elektronenquelle positioniert, die in Abbildung 3.3 rechts zu sehen ist. Sie erzeugt freie Elektronen und beschleunigt diese anschließend in einem schmalen Emissionskonus. Sie wird aus einer Wolframspitze gefertigt, die auf einen Helium-Kryostaten montiert ist. Da wir neben einer Elektronenemission auch mit Ionenemissionen verschiedenster Elemente arbeiten, muss für einen ausreichenden Richtstrahlwert die Spitze zusätzlich mit flüssigem Helium gekühlt werden. So wird z.B. der Richtstrahlwert bei einer Reduzierung der Spitzentemperatur von  $\sim 50$  K auf  $\sim 25$  K für Helium um eine Größenordnung erhöht [KHF+08].

Um eine grobe Vorjustage der Emissionsrichtung zu unternehmen, gibt es direkt nach der Quelle einen Einfachablenker, der durch seine großen Spannungen von bis zu  $\pm 450$  V an den Ablenkplatten Richtungskorrekturen bis zu  $34^\circ$  für einfach geladene Teilchen mit einer Energie von 1 keV bewirken kann (siehe auch Anhang B.2).

Gefolgt wird der Einzelablenker von dem Zwischendetektor, mit dem man die Charakteristika der Emissionsquelle überprüft. Um Verfälschungen der Emissionsabbildung durch Blenden anderer Komponenten, wie zum Beispiel die Reduzierungen auf ein kleineres Teilgebiet der Emission, muss die sie quellnah geschehen und kann daher nicht mit dem Hauptdetektor erfolgen. Durch die Spitze vor dem Zwischendetektor wird somit ein Feldelektronen- bzw. Feldionenmikroskop realisiert, über das die Oberflächenstruktur und die Emissionseigenschaften der Spitze bewertet und das korrekte Arbeiten der Quelle bestätigt werden kann. Im Anschluss ist der Doppelablenker montiert, welcher ein Instrument für die Feinjustage ist und dafür sorgt, dass der Strahl auf der optischen Achse des Interferometers liegt. Aus diesem Grund werden die Ablenkplatten mit einer eher vergleichsweise geringen Spannung von bis zu  $\pm 45$  V angesteuert, wodurch Richtungskorrekturen bis zu  $3.2^\circ$  für einfach geladenen Teilchen mit einer Energie von 1 keV pro Ablenkpaar bewirkt werden.

Das Biprisma als Kernelement des Interferometers wird nach dem Doppelablenker montiert, mit dem der Strahl aufgespalten und zur Interferenz gebracht wird. Dabei kann durch die geeignete Wahl der angelegten Spannung am Biprisma die Aufspaltung der beiden entstandenen Teilstrahlen aufgeweitet oder reduziert werden. Interferenzen erhält man nun durch eine Reduzierung bei der sich die Teilstrahlen überlappen. Die Gegenelektroden bleiben dabei stets geerdet.

Daran anschließend ist das Wienfilter [SKH00, Has10] mit seinen gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern. Durch sein geschwindigkeitsseparatives Arbeiten war das Vermessen von Elektronenspektren die ursprüngliche Idee und Nutzung. Es können jedoch auch die Wellenpakete, mit denen man die Elektronen im Interferometer beschreibt, longitudinal verschoben werden. Falls die beiden Wellenpakete der Teilstrahlen zueinander verschoben sind kann das Wienfilter sie wieder zur maximalen Überlappung bringen und somit den Kontrast der Interferenz verbessern [NH93]. Da die Ionen wesentlich kleinere Kohärenzlängen besitzen (siehe auch Anhang B.4) ist dieses Instrument bei der Ioneninterferometrie deutlich relevanter als bei der Elektroneninterferometrie. Im Anschluss wurde die Bilderspule installiert, die mit Hilfe eines magnetischen Feldes in Strahlrichtung die entstandenen Interferenzen dreht und sie den unterschiedlichen Vergrößerungsachsen der Quadrupollinsen anpasst. Diese sind direkt anschließend montiert und dienen der Vergrößerung des Emissions- bzw. Interferenzmusters. Um auch eine ausreichende Vergrößerung für die Ioneninterferometrie zu gewährleisten, werden über eine kurze Driftstrecke zwei Quadrupollinsen hintereinander montiert. Sie besitzen jeweils zwei Vergrößerungsachsen, um einerseits senkrecht zu den Interferenzstreifen stark genug zu vergrößern und somit genügend große Streifenabstände  $s$  am Hauptdetektor zu garantieren und andererseits eine geringe Vergrößerung parallel zu den Interferenzstreifen zu bekommen, um keine großen Ereignisverluste zu erhalten, wodurch die Messungen langwierig und fehlerbehaftet würden.

Am Ende des Interferometers ist der Hauptdetektor montiert, der die ankommenden Teilchen misst und sie einzeln auf einem PC mit hoher und räumlicher Auflösung speichert. Somit können sämtliche Messungen aufgezeichnet, ausgewertet und analysiert werden. Zusätzlich erhalten wir über den Detektor ein Live-Bild um die Justage der Emission bzw. des Strahlverlaufs vor den Messungen durchzuführen.



Für eine detailliertere Beschreibung bezüglich der Funktionsweise und technischen Umsetzung des Interferometers wird dem Leser Anhang B empfohlen, für mehr Informationen über die technischen Herausforderungen rund um das Interferometer, wie z.B. die Vakuumkammer, Kryotechnik und Elektronik, soll auf den Anhang A verwiesen werden.

Die beiden wichtigsten und somit kritischsten Komponenten sind die Emissionsquelle und der Biprismafaden. Somit lohnt es sich, diese erst genauer zu untersuchen, zu charakterisieren und zu optimieren. Aber auch ein zuverlässiger und anwendungsfreundlicher Hauptdetektor, der zusätzliche Messtechniken für neuartige Messungen und Analysen ermöglicht, erweist sich als sehr hilfreich und dient der Optimierung des Interferometers und der Experimente. Daher ist ein Teil der vorliegenden Dissertation der Optimierung und Charakterisierung dieser drei Komponenten gewidmet und wird daher in Kapitel 5 genauer angesprochen.



## 4. Zielsetzung

Diese Dissertation soll den Weg für die Untersuchung der Aharonov-Bohm (AB) Physik mit Hilfe von einem ionenbetriebenen Biprismainterferometer ebnen. Dabei ist das primäre Ziel, der direkte Nachweis des elektrischen AB-Effekts nach dem Originalkonzept von Aharonov und Bohm aus dem Jahre 1959 [AB59]. Ebenso soll mit geladenen Ionen der magnetische AB-Effekt untersucht werden, da auch hier noch offene Fragen bezüglich des Effekts auf Teilchen mit innerer Struktur [Sil93] existieren.

Um dieses Ziel zu erreichen muss vorab die Ioneninterferometrie realisiert werden. Daher soll in dieser Arbeit der Fortschritt zur Implementierung eines Ioneninterferometers mit Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit auf Basis eines schon existierenden Experimentes [HM96, Mai97] vorgestellt werden. Die dabei extrem kleine Wellenlänge von mehreren 10 pm und die davon abhängige extrem kurze longitudinale Kohärenzlänge stellt eine besondere Herausforderung dar, da die Ioneninterferometrie sehr sensitiv gegenüber externen dephasierenden Störungen und Drifts wie mechanische und elektromagnetische Schwingungen, Temperaturinstabilitäten bei der Kühlung sowie instabile Spannungs- und Stromversorgungen. Hierfür sollen zunächst mittels Elektroneninterferometrie und teils auch mit einer Ionenemission die Störungen identifiziert und exakt spezifiziert werden. Auf diese Weise können Messmethodik und experimenteller Aufbau optimiert, neu auslegt und teils ersetzt werden. Eine zusätzliche Herausforderung ergibt sich durch einen großen Detektionshintergrund sowie Signal-Rausch-Verhältnis.

Grundlegend für die Ioneninterferometrie ist jedoch zunächst eine intensive Strahlquelle, die zudem eine gute transversale Kohärenz garantiert. Hierzu soll eine neu entwickelte Einatomspitze (SAT) verwendet und in unser Experiment implementiert sowie deren atomare Emission mit einer, für die angestrebten Versuche, ausreichenden Intensität bzgl. des Elektronen- sowie Ionenbetriebs verifiziert werden. Ebenso muss die Kühlung der Ionenquelle bezüglich ihrer Temperaturstabilität im Lang- und Kurzzeitbereich stabilisiert sowie die Arbeitstemperatur reduziert werden, um Drifts zu vermeiden und höhere Emissionsintensitäten zu erhalten. Auch eine Überarbeitung und teilweise Ersetzung der Elektronik sowie Abschirmkomponenten des Experiments wird angestrebt um einen Zugewinn bei der Stabilität zu erreichen. Um eine ideale Nutzung der optimierten Emission zu garantieren, soll ein hocheffizienter Detektor eingesetzt werden, der die Ereignisse orts- sowie zeitaufgelöst aufzeichnet, um so die Daten mittels Korrelationen zu analysieren. Dadurch sollen Störungen die sich dephasierend oder driftend auf die Elektroneninterferometrie auswirken, detektiert und charakterisiert werden. Zudem kann die Methode auch bei schlechten Interferenzen zwischen den Störungen Dephasierung und Dekohärenz unterscheiden, wodurch wir ein weiteres Tool für die Optimierung der Interferenzen durch eine Nachanalyse der schon aufgenommenen Daten erhalten. Ferner soll der Störeinfluss von Hintergrundgas auf die Elektronenkohärenz experimentell untersucht sowie theoretisch nachvollzogen werden. Mit Hilfe dieser Theorie könnte eventuell weitere Erkenntnisse über das Entstehen von

Neutralteilchen bei der Ionenemission erlangt werden. Überdies soll die Detektion von Neutralteilchen bei einer Ionenemissionen experimentell untersucht und eine Reduzierung der Hintergrundintensität sowie eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnis durch eine differentielle Druckstufe nachgewiesen werden.

Um nach der Implementierung der Ioneninterferometrie den elektrostatischen AB-Effekt durchzuführen, muss ein schlüssiges Gesamtkonzept vorliegen. Dies soll eine Strahlaufspaltung von mindestens  $300\ \mu\text{m}$  sowie eine ausreichende Vergrößerungsoptik beschreiben. Dabei muss die Dimensionierungen des Interferometers beachtet sowie eine minimale Signalrate der SAT für akzeptable Aufnahmezeiten garantiert werden. Zudem sollen auch Überlegungen in Bezug auf die benötigten Potentialpulse im ns-Bereich und zur gepulsten Detektion einfließen.

## **Teil III.**

# **Ergebnisse und Diskussion**



# 5. Ergebnisse des verbesserten Interferometers [Publikation 1]

In diesem Kapitel soll über die Optimierung des Interferometers sowie über die dadurch erzielten Messungen berichtet werden. Zunächst wird auf die Emissionsquelle eingegangen, die durch den Einsatz einer Einatomspitze stark verbessert wurde. Dabei werden die Grundzüge der Herstellung und die Eigenschaften sowie die Vorteile für die Elektronen- und Ionenemission aufgeführt. Des Weiteren wird die Optimierung durch neu eingesetzte Biprismafäden sowie deren Herstellung dargestellt. Dabei soll auch auf deren Beschichtung eingegangen werden, zumal die resultierende Oberflächenstruktur direkten Einfluss auf die Feldverzerrungen hat. Von zentraler Bedeutung in dieser Arbeit und den Publikationen [SRP<sup>+</sup>14, RSR<sup>+</sup>17, SRP<sup>+</sup>15b] ist das Vorliegen aller gemessener Datenpunkte mit präzisen Orts- und Zeitkoordinaten, weshalb das hier eingesetzte Detektorsystem näher erläutert werden soll. Die hier gezeigten Interferenzen wurden an einem Biprisma-Interferometer gemessen, das in Kapitel 3.2 beschrieben ist.

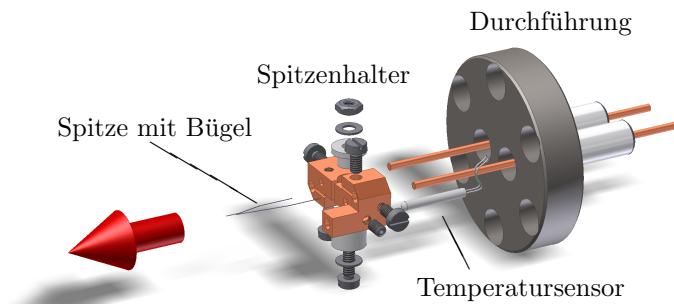
## 5.1. Optimierte Emission durch Einatomspitzen

Um möglichst kontrastreiche Interferenzen erzielen zu können ist die Quelle von entscheidender Bedeutung. Sie sollte eine hohe Langzeitstabilität und Reproduzierbarkeit aufweisen. Die Gruppe um Prof. Dr. Hasselbach verwendete hierfür sogenannte Super-tips [KWMK96, JBBK88]. Für deren Herstellung wurde ein einkristalliner Wolframdraht mit  $\langle 111 \rangle$ -Orientierung in einer Lauge geätzt, die resultierenden Spitzenradien liegen bei  $\sim 100$  nm. Durch ein spezielles Glühverfahren, bei dem gleichzeitig die Spitze angespannt wird und in der Vakuumkammer ein Helium-Partialdruck von  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar herrscht, formt sich eine kleine Erhebung auf der Spitze, deren Quellbreite  $\sim 4$  nm [KK04] beträgt. Diese erzielten nun, wie in Tabelle 5.1 aufgeführt, höhere Richtstrahlwerte als konventionell geätzte Spitzen, auch dank der Selbstfokussierung des Strahls durch die Geometrie der Spitze.

### Einatomspitze

Die von uns verwendeten Spitzen sind sogenannte Single Atom Tips (SAT) oder Einatomspitzen [KHF<sup>+</sup>04, KHF<sup>+</sup>06, KHF<sup>+</sup>09, HCL<sup>+</sup>13], die eine sehr hohe Intensität und Stabilität der Elektronen- sowie Ionenemission [KHF<sup>+</sup>08] besitzen, und zudem gut reproduzierbar bei der Wiederherstellung (siehe unten) sind. Sie sind ebenfalls aus einem einkristallinen  $\langle 111 \rangle$ -Wolframdraht mit einem Durchmesser von  $125 \mu\text{m}$  gefertigt, der zu einer Spitze geätzt wird. Die Spitzenradien und Geometrien können bei dem

Herstellungsverfahren [CHC+12] derart angepasst werden, dass sie unseren Bedürfnissen entsprechen. Zum Zeitpunkt der Datennahme wurden Spitzen mit einem Radius von  $\sim 50$  nm für Elektronen verwendet. Für Ionenemissionen werden vergleichsweise niedrige Emissionsspannungen benötigt, um solche zu erhalten, werden Spitzen mit  $\sim 20$  nm verwendet. In Abbildung 5.1 sieht man, dass der hierfür verwendete Draht meist zwischen 1 mm und 4 mm lang ist und auf einen V-förmigen Wolframbügel per Punktschweißen fixiert wird. Jedoch wird die Ein-



**Abbildung 5.1.:** Die Spitze ist auf einen Wolframbügel geschweißt, der wiederum mit Schrauben auf dem geteilten Spitzenhalter befestigt ist. Die beiden Spitzenhalterteile sind durch eine Keramik isoliert, so dass mittels der Durchführung über den Wolframbügel Strom fließen und die Spitze geheizt werden kann. Mit der geformten SAT können sowohl Elektronen wie auch Ionen emittiert werden, angedeutet mit einem roten Pfeil.

atomspitze im Gegensatz zur Supertip zusätzlich mit einem harten Edelmetall wie Platin, Palladium oder, wie in unserem Fall, mit Iridium beschichtet. Diese Herstellungsmethode kann in [KHF+06] genauer eingesehen werden. Die Spitzen werden in einer Kooperation mit Prof. Dr. Hwang (Academia Sinica, Taipeh) für uns in Taiwan hergestellt, auf Spitzenhalter, die dem in Abbildung 5.1 entsprechen, montiert, in Behältnissen fixiert und zugesandt. Der Halter wurde von uns speziell für das Interferometer designed, sowie das Behältnis für den Spitzenhalter, welches für den Postweg robust ausgelegt wurde. Der Spitzenhalter selbst besteht aus zwei Kupferklötzchen, die durch eine nichtleitende Keramik verbunden werden. Die beiden Klötzchen sind nahezu baugleich und bei der Endkonfiguration punktgespiegelt zueinander angeordnet, dabei ist jedes Drahtbügelende an einem Klötzchen über einen Klemmmechanismus so fixiert, dass die Spitze exakt entlang der optische Achse des Interferometers ausgerichtet ist. Sie werden aus Kupfer mit guter thermischer Leitfähigkeit gefertigt, um die Spitze über den Kryostaten (siehe auch Anhang A.5) für die Ionenemission zu kühlen (siehe auch Abschnitt 3.2). Mittels zweier separater Löcher kann der gesamte Halter auf die Durchführung montiert und mit Schrauben fixiert werden. Somit kann bei einem Spitzenwechsel im Interferometer der gesamte Halter transferiert werden, ohne dass der Drahtbügel selbst montiert werden muss, wodurch die Gefahr einer Beschädigung der hochempfindlichen Spitze stark reduziert wird. Zusätzlich kann mit einer Spannung an der Durchführung ein Stromfluss durch den Halter und somit durch den Drahtbügel getrieben werden, der die Spitze aufheizt. Des Weiteren ist an einem Klötzchen eine Haltevorrichtung für den Temperatursensor vorhanden. Da die Spitzentemperatur einen sehr starken Einfluss auf die Intensität der Ionenemission besitzt, ist ein Temperatursensor an dieser Stelle von essentieller Bedeutung. Auch Temperaturschwankungen aufgrund eines nicht optimal arbeitenden Kühlsystems (siehe dazu Anhang A.5) kann so rechtzeitig erkannt und behoben werden.



Aufspaltungsschema	Quellbreite	Energiebreite [eV]	Maximale Helligkeit [A/m <sup>2</sup> sr]
thermische Emission	20 – 100 µm Rai98	0.5 – 2 Rai98	10 <sup>9</sup> Rai98
Geätzte Spitze	< 10 nm CHC <sup>+</sup> 12	0.2 – 0.4 Rai98	10 <sup>13</sup> Rai98
Nanoröhrchen-Spitze	5 – 18 nm JL02, Jon04	0.2 JD03, JAO <sup>+</sup> 05	10 <sup>13</sup> JL02, Jon04
Supertip	4 nm KK04	0.5 KWMK96 (Ionen: 1 BJBK88)	10 <sup>13</sup> – 10 <sup>14</sup> KWMK96 (Ionen: 10 <sup>14</sup> BBK90)
SAT	3 Å KHF <sup>+</sup> 08	0.4 KHF <sup>+</sup> 06, PSK <sup>+</sup> 18	10 <sup>13</sup> – 10 <sup>14</sup> KHF <sup>+</sup> 04, IUC <sup>+</sup> 07 (Ionen: 10 <sup>15</sup> KHF <sup>+</sup> 08)

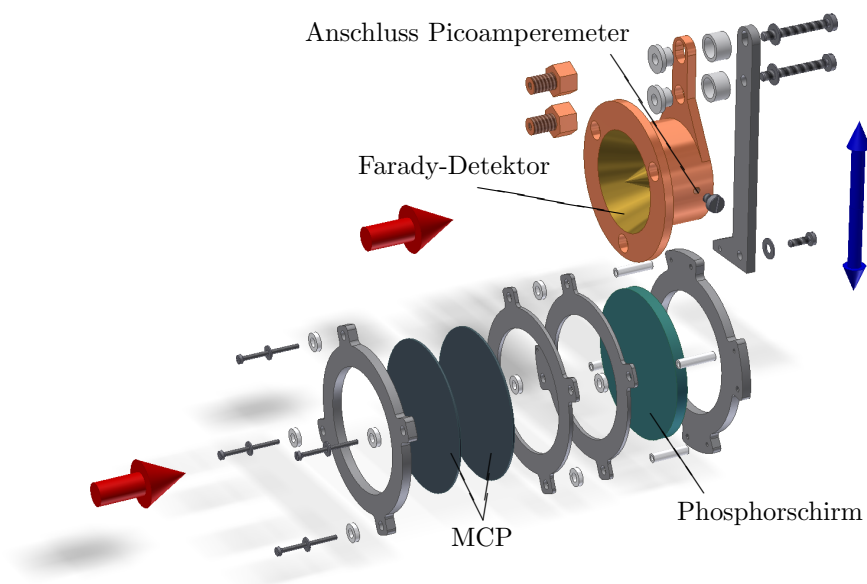
**Tabelle 5.1.:** Vergleich der Quellbreiten, der Energiebreiten und der maximalen Helligkeiten verschiedener Quellen für die Emission von Elektronen und Ionen. Die Ionenemission in den runden Klammern wurde bei einem Helium-Partialdruck von 1 mbar bestimmt. Tabelle aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Diese vorgefertigten Spitzen werden in die Testkammer (siehe auch Anhang A.2) gebaut, in der keine störenden Elemente zwischen Spitze und Detektor installiert sind und die Spitzen parallel zu Versuchen im Interferometer charakterisiert werden. Das Vakuum muss besser als  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar sein, um durch häufiges Glühen der Spitze keine Einlagerungen von Fremdatomen in das Edelmetall Iridium zu verursachen. Beim ersten längeren Aufheizen zur Bestimmung des Strom-Temperatur-Verlaufs auf 800 °C bis 950 °C, bildet sich aus dem Iridium eine atomare Monolage auf der geätzten Wolframspitze. Bei einem nochmaligen, gezielten Heizen auf die formgebende Temperatur, die zwischen 900 °C bis 1100 °C liegt, formt sich die Spitze vollständig. Diese formgebende Temperatur ist abhängig von der Spitzengeometrie und von kleinen Schwankungen im Herstellungsprozess und unterscheidet sich daher von Spitze zu Spitze. Die Temperaturbestimmung wird über ein optisches Pyrometer getätigt, das außerhalb der Kammer platziert wird. Das Aufheizen der Spitze regelt ein Matlab-Programm, das zunächst eine Rampe bis zum gewollten Strom fährt, diesen dann für einige Minuten hält, anschließend den Strom langsam unter den Glühbeginn der Spitze regelt und schließlich rasch auf Null abfällt. Die Geschwindigkeiten für die Stromzunahme und der -abnahme unter den Glühstart ist nicht kritisch und kann mit ungefähr  $10 \text{ mA/s}$  zügig sein. Die Stromabnahme zwischen dem Stromplateau und dem Glühstart, also nach dem Heizen, ist sehr kritisch und muss mit  $\sim 1 \text{ mA/s}$  langsam erfolgen. Durch das Glühen werden die Atome beweglich und mittels der Oberflächenspannung bildet sich am Ende der Spitze (auf der Position des kleinsten Krümmungsradius) eine dreiseitige Iridium-Pyramide, die aus einem einzelnen Atom an der Spitze besteht. War die Formung nicht erfolgreich oder wird durch Feldionisation wegen zu hoher Emissionsspannung bzw. durch sonstige Umwelteinflüsse die Pyramidenspitze zerstört, kann sie jederzeit mit einem weiteren Aufheizen wiederhergestellt werden. Die Pyramide besteht aus mehreren Atomschichten, die man mittels Feldionisation nacheinander sehen kann. Die oberste Schicht besteht bei idealem Aufbau aus einem einzelnen Atom, die zweite aus 3 Atomen, die dritte aus 10 Atomen [FCNT01, KHF<sup>+</sup>09, HCL<sup>+</sup>13]. Dies kann mit einem MCP Detektor gut dargestellt werden, da die Anordnung Spitze-Detektor ein Feldelektronen- bzw. Feldionenmikroskop darstellt [KHF<sup>+</sup>08, Tso90]. Der Vorteil dieser Einatomspitzen

liegt in dem großen Richtstrahlwert bei gleichzeitig niedriger Energiebreite dank der kleinen Quellbreite. Dadurch besitzt die SAT sehr gute longitudinale und transversale Kohärenzeigenschaften, welche für die Ioneninterferometrie äußerst relevant sind. In Tabelle 5.1 können die einzelnen Spitzenkonzepte verglichen werden.

## Emissionscharakterisierung

Um die einatomare Emission der SAT zu verifizieren, wurden die Intensitätscharakteristika und das Emissionsmuster gemessen. Vorab sollen jedoch noch ein paar Worte zu dem Detektorsystem erwähnt werden, welches in Abbildung 5.2 dargestellt ist.



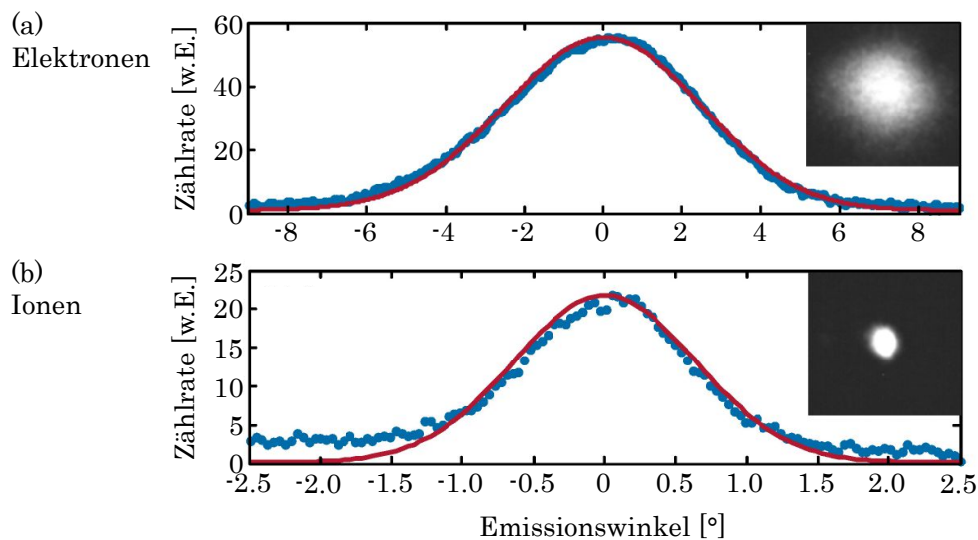
**Abbildung 5.2.:** Der Faraday-Detektor und der darunter liegende MCP-Detektor sind an eine lineare Durchführung montiert, um sie in die Bahn der Teilchenemission (rote Pfeile) zu verschieben (blauer Pfeil). Der Faraday-Detektor ist mit isolierender Keramik montiert, um die eintreffende Ladung über ein Picoamperemeter zu messen.

Um das Emissionsbild aufzunehmen, bedienen wir uns eines Mikrokanalplatten-Detektors, auch microchannel plate detector (MCP-Detektor) genannt, der in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Er besteht aus zwei multichannel plates, die in der Chevron-Anordnung montiert wurden, wodurch die leicht schrägen Kanäle nicht auf Achse liegen. Auf diese Weise werden Elektronen durch einfallende Emissionsteilchen aus den Kanalwänden geschlagen, wodurch sich das Signal um den Faktor  $10^5$  bis  $10^6$  erhöht. Diese Elektronenlawine prallt nun auf den dahinter montierten Phosphorschirm, der sie in ein Lichtsignal umwandelt, welches durch ein Vakuumfenster mittels einer CCD-Kamera<sup>1</sup> aufgenommen und verarbeitet werden kann. Um die Elektronenintensität eines größeren Bereichs als bei dem MCP-Detektor in Abhängigkeit von der an die Spitze angelegten Feldionisations-Spannung zu untersuchen, wurde ein Faraday-Detektor konstruiert, der ebenfalls in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Dieser besteht aus einem konusförmigen Becher

---

<sup>1</sup>C-Cam Technologies BCi4-6600-U-M-40

mit einem darin montierten Kegel. Da die Elektronen auf keine zur Flugrichtung senkrecht stehende Flächen aufprallen, werden weder die Emissionselektronen noch die aus der Oberfläche geschlagenen Elektronen zurück gestreut. Dieser Verlust würde ansonsten zu einem Messfehler führen. Der Faraday-Detektor ist aus Kupfer gefertigt und mit Gold beschichtet, wodurch der elektrische Widerstand minimiert und zugleich mögliche Oxidationen an der Oberfläche vermieden werden. Somit entstehen keine Aufladungen, die eine abstoßende Wirkung auf ankommende Elektronen haben, was wiederum zu Messfehlern führen könnte. Für optimale Messdaten, auch bei leicht dejustierten Spitzen, müssen beide Detektoren direkt vor die Spitze ins Vakuum montiert werden. Um aufwendige Umbauarbeiten zu vermeiden, wurden sie übereinander an eine lineare Durchführung montiert, so dass man sie im Wechsel vor die Spitze positionieren kann, angedeutet mit dem blauen Pfeil in Abbildung 5.2. Der Faraday-Detektor sammelt die emittierten geladenen Teilchen, dessen Strom man über ein Picoamperemeter<sup>2</sup> ausmessen kann. Eingebaut in der Testvakuumkammer beträgt der Abstand zwischen Spitze und den Detektoren 42 mm.



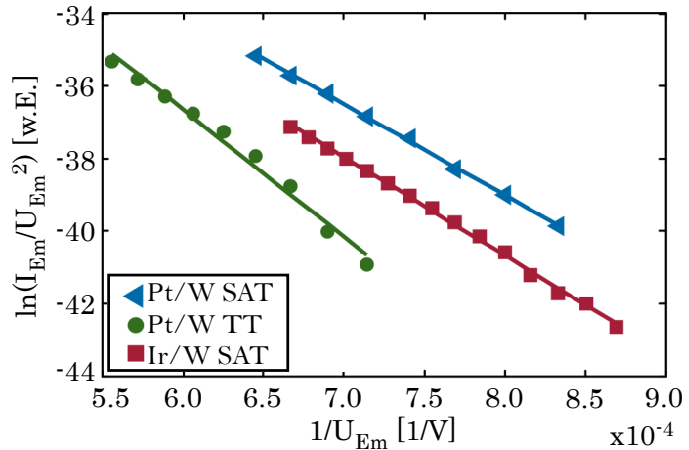
**Abbildung 5.3.:** Die Datenpunkte (blaue Punkte) zeigen die in vertikaler Richtung aufsummierte Emission der Elektronen (a) bzw. Ionen (b) des Emissionsmusters, aufgenommen mit einer CCD Kamera und in der eingebetteten Abbildung dargestellt. Angepasst ist eine Gaußkurve (rote Linie). Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Mit diesem Aufbau wurde nun eine Spitze mit Hilfe einer Emission von Elektronen bzw. Heliumionen exemplarisch charakterisiert. Für die Messung der Elektronenemission betrug der Druck des Vakuums  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar und die Spitze wurde auf  $-1050$  V angespannt. Die Aufnahme mit dem MCP-Detektor wurde dann in der vertikalen Richtung aufsummiert, was in Abbildung 5.3(a) zu sehen ist. Die Messpunkte zeigen das Histogramm der Spitzenemission, daran angepasst ist eine Gaußfunktion. Der daraus resultierende Emissionswinkel (FWHM) beträgt  $6.15(\pm 0.04)^\circ$ , der gut mit der platinbeschichteten Einatomspitze aus [KHF<sup>+</sup>04] übereinstimmt. Das Heliumionenemissionsmuster von der selben Spitze wurde ebenfalls gemessen. Dafür wurde die Spitze

<sup>2</sup>Keithley Series 6485 Picoammeter

auf 38 K mit Hilfe eines Kryostaten (siehe auch Anhang A.5) gekühlt und mit 3.39 kV angespannt. In der Testkammer war der Helium-Partialdruck bei  $4 \cdot 10^{-7}$  mbar. In Abbildung 5.3(b) ist das Histogramm der Intensität und in der eingebetteten Abbildung das Emissionsmuster zu sehen. Der Emissionswinkel ist mit  $1.48(\pm 0.06)^\circ$  in guter Übereinstimmung zum Literaturwert [KHF+08] von  $1.5^\circ$ . Dieser Literaturwert wurde an einer iridiumbeschichteten Einatomspitze bestimmt, die auf 20 K gekühlt wurde und zwischen 7 kV und 8 kV angespannt wurde.

Mit dem Faraday-Detektor konnte die spannungsabhängige Emission gemessen werden, die dabei gewonnenen Ergebnisse sind in dem Fowler-Nordheim Diagramm [FN28, For99] aus Abbildung 5.4 zu sehen. Der Emissionsstrom  $I_{Em}$  wurde für die Spannungen  $U_{Em}$  zwischen -1150 V und -1500 V gemessen. In Abbildung 5.4 sind zusätzlich Literaturwerte [KHF+06] für eine Trimerspitze und für eine Einatomspitze zu sehen, die mit Platin beschichtet waren. Wie man erkennt, stimmen Steigung und Achsenabschnitt unserer Messungen gut mit denen der Einatomspitze überein. Des Weiteren ist das Emissionsmuster, welches in Abbildung 5.3 gezeigt wurde, gaußförmig und ohne Nebemissionen oder verwaschene Ränder, so wie die Emissionen der SAT in [KHF+06, KHF+08]. Durch diese Daten wird gezeigt, dass die Formung einer Einatomspitze gelungen ist und somit bei gleicher Methodik wiederholbar ist.



**Abbildung 5.4.:** Fowler-Nordheim Plot einer verwendeten SAT (rote Kurve). Zusätzlich ist noch die Emissionscharakteristika einer Platin SAT (blaue Kurve) und einer Platin Trimerspitze (grüne Kurve) aus [KHF+06] dargestellt. Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

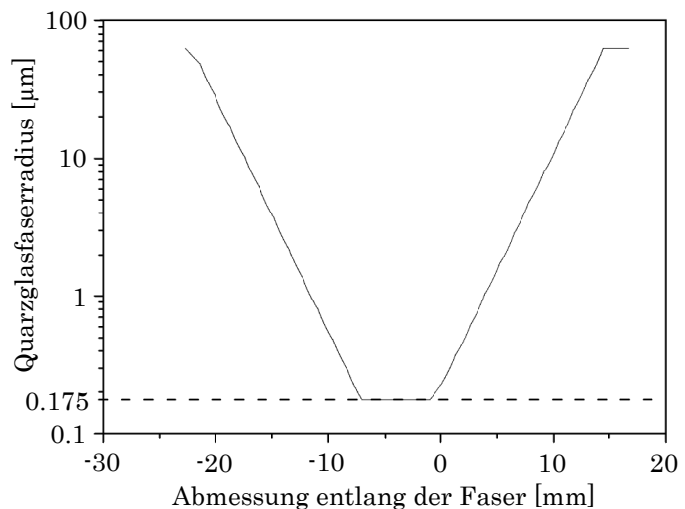
## 5.2. Optimierte Biprismen

Die Gruppe um Prof. Hasselbach verwendete selbst hergestellte Biprismafäden. Dabei wurde mit einer Knallgasflamme ein Quarzglasstab erhitzt und durch rasches manuelles auseinanderziehen extrem dünne Fäden erzeugt. Der Durchmesser variierte dadurch zwischen 200 nm und 600 nm [Mai97, MD56] und wies entlang des Fadens Schwankungen im 100 nm-Bereich auf. Anschließend wurde der Faden auf einen Fadenhalter geklebt und mit einer Metallschicht versehen. Zur Vermeidung von Kontaminationen musste er sofort in das Interferometer eingebaut werden und somit konnte man den exakten Durchmesser nicht mehr mit Hilfe eines Elektronenrastermikroskops bestimmen. Kontaminationen unter der Metallschicht führen zu Unebenheiten und somit zu Feldverzerrungen. Diese Feldverzerrungen erschweren die Justage und führen zu Kontrastverlusten. Verunreinigungen auf dem Metallfilm führen zur gleichen Problematik,

jedoch nimmt Ihre statische Aufladung mit der Elektronenemission zu. Dadurch wird die Emission immer stärker abgelenkt und es entstehen Drifts.

## Herstellungsmethode

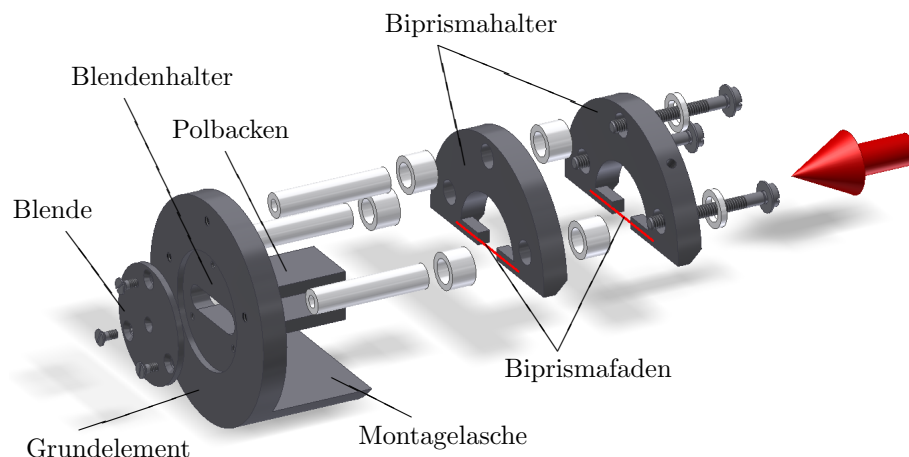
Für präzisere und reproduzierbarere Ergebnisse wurde eine Kooperation mit Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel von der Technischen Universität Wien eingegangen. Dessen Gruppe entwickelte ein Faserziehgerät um hochpräzise Quarzglasfäden zu produzieren. Dabei wird eine Glasfaser in zwei Stelltische eingespannt und über einer Wasserstoff-Sauerstoff-Flamme positioniert [War07, WVM<sup>+</sup>07, WRB08]. Sobald die Glasfaser weich ist, wird sie gedehnt und in axialer Richtung verschoben. Alles wird über eine Software gesteuert und kontrolliert [SGFR10]. In unserem Experiment sind Fäden mit einem Durchmesser von 350 nm auf einer Länge von  $\sim 6$  mm eingesetzt, wofür in der Software das Profil, das in Abbildung 5.5 zu sehen, eingestellt wurde. Beide Enden verlaufen konisch auf den ursprünglichen Durchmesser, mit dem der Faden auf den Halter geklebt wird. Durch diese Herstellungstechnik sind auch Fasern mit Durchmessern von 100 nm möglich, wobei für jegliche Fäden eine maximale radiale Unsicherheit von 10 % gilt [War07].



**Abbildung 5.5.:** Das radiale Profil des unbeschichteten Quarzglasfadens, der von uns als Biprisma verwendet wird. Der minimale Schaft von 175 nm Radius erstreckt sich gleichmäßig über eine Länge von 6 mm. Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Diese produzierten Fäden werden dann direkt mittels den Stelltischen auf die eigens dafür angefertigten Biprismahalter, die in Abbildung 5.6 zu sehen sind, positioniert und geklebt. Der Halter selbst besteht aus einer sichelförmigen Titanscheibe mit zwei boltzenähnlichen Verlängerungen in Richtung Mitte, an die die Fäden geklebt werden. Diese Halterungen werden in einer dafür konstruierten Aluminiumbox nach Wien gesendet, in der sie nach Aufkleben der Fäden wieder untergebracht werden, um mögliche Verunreinigungen zu vermeiden. Die Fäden inklusive Halter werden dann in unserer Arbeitsgruppe mit einem Metallfilm beschichtet und an das Biprisma-Grundelement gebaut, dabei werden immer zwei Biprismahalter montiert. Das Biprisma-Grundelement besteht aus den beiden Polbacken, dem hinteren Blendenhalter, für die Montage unterschiedlichen Blenden, und der Montagelassche, wodurch es über ein Gewinde im Interferometer auf die optische Achse montiert werden kann (siehe dazu Anhang B). Bei der Datennahme für [Publikation 1] war zunächst keine Blende eingebaut. Die metallischen Teile der Anordnung werden mit dem gleichen Metall beschichtet, um auftretende

Kontaktpotentiale zu vermeiden, die zu Offsetspannungen oder sogar Feldverzerrungen zwischen den Biprismen und den Polbacken führen können. Dies beeinflusst die Justage negativ und hätte womöglich einen Kontrastverlust der Interferenzmuster zur Folge.

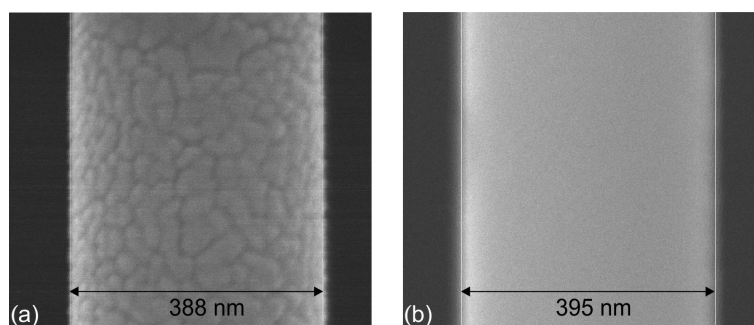


**Abbildung 5.6.:** Die Biprismen (rote Striche) werden auf die Biprismahalter geklebt, die wiederum über nichtleitende Keramiken an das Grundelement geschraubt werden, so dass die Biprismen exakt zwischen den Polbacken liegen. So können alle Elemente auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden. Ebenfalls besitzt das Grundelement auf der Rückseite eine Blendenhalterung für unterschiedliche Blenden. Darunter die halbrunde Lasche, um sie im Interferometer auf die optische Achse zu montieren (siehe auch Anhang B). Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

Die Polbacken und die Biprismahalter werden über nichtleitende keramische Bauteile miteinander montiert, um sie auf unterschiedliche Potentiale zu legen. Es werden immer zwei Biprismen eingebaut, da die Fäden durch das Montieren oder Ausbacken der Kammer reißen können, einer der Fäden nicht die geforderte Reinheit besitzt oder etwas dejustiert ist.

Es wurden zwei unterschiedliche Metall-Beschichtungen getestet, reines Gold und Gold-Palladium (60:40), die an einer hausitäsinternen Sputteranlage aufgetragen wurden. Die Oberflächenbeschaffenheit der beiden Beschichtungen wurden mittels eines Rasterelektronenmikroskops betrachtet, dessen Aufnahmen in Abbildung 5.7 zu sehen sind. In Abbildung 5.7(a)

ist die Gold-Beschichtung mit einer Art Flockenstruktur zu sehen, was eine sehr raue und unebene Struktur und somit mögliche Feldverzerrungen und dadurch bedingter Kontrastverlust bedeutet. Die Oberflächenstruktur der Gold-Palladium-Beschichtung, zu sehen in Abbildung 5.7(b), ist hingegen sehr homogen und glatt. Zusätzlich lassen sich die Durchmesser der beiden beschichteten Fäden



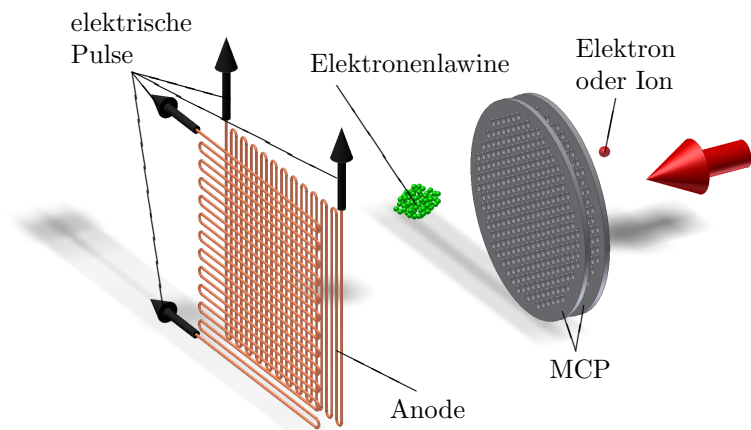
**Abbildung 5.7.:** Die Biprismafäden mit einer Gold-Beschichtung (a) und Gold-Palladium-Beschichtung (b) wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop aufgenommen. Letztere ist wesentlich homogener und gleichmäßiger. Aus den aufgeführten Durchmessern ergeben sich die Schichtdicken 19 nm (a) und 23 nm (b). Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

aus den Elektronenmikroskop-Aufnahmen bestimmen. Mit einem Durchmesser von 388 nm für die Gold-Beschichtung bzw. 395 nm für die Gold-Palladium-Beschichtung liegen die Schichtdicken bei 19 nm bzw. bei 23 nm. Die Ungenauigkeiten wurden dabei nicht bestimmt. Zur Vollständigkeit soll gesagt sein, dass auch Schichtfolgen von Aluminium und Gold oder Silber und Gold realisiert werden können [Mai97]. Jedoch müssen hierbei die Metall-Targets der Anlage gewechselt werden und somit das Vakuum inklusive den Biprismafäden belüftet und abgepumpt werden, was die Gefahr von Verunreinigungen auf dem Faden erhöht.

### 5.3. Optimiertes Messen durch den Delayline Detektor

Sehr wichtig ist ein gutes Detektionssystem, das kleine Intensitäten gut verarbeitet sowie auch die gemessenen Daten vorteilhaft integriert, da die Spitzenemission nicht beliebig erhöht werden kann.

Aus diesem Grund verwenden wir einen sogenannten Delayline Detektor, kurz DLD<sup>3</sup> [JMUP+02]. Bei der Gruppe um Prof. Dr. Hasselbach wurde hingegen ein MCP-Detektor, der aus zwei MCP-Platten und einem Phosphorschirm besteht, mit einem Durchmesser von 36 mm mittels einer CCD-Kamera zur Datennahme und Aufzeichnung verwendet, der schon in Abschnitt 5.1 vorgestellt wurde. Zunächst soll das Messprinzip des DLD etwas genauer erläutert werden, wofür in Abbildung 5.8 eine schematische Darstellung zu sehen

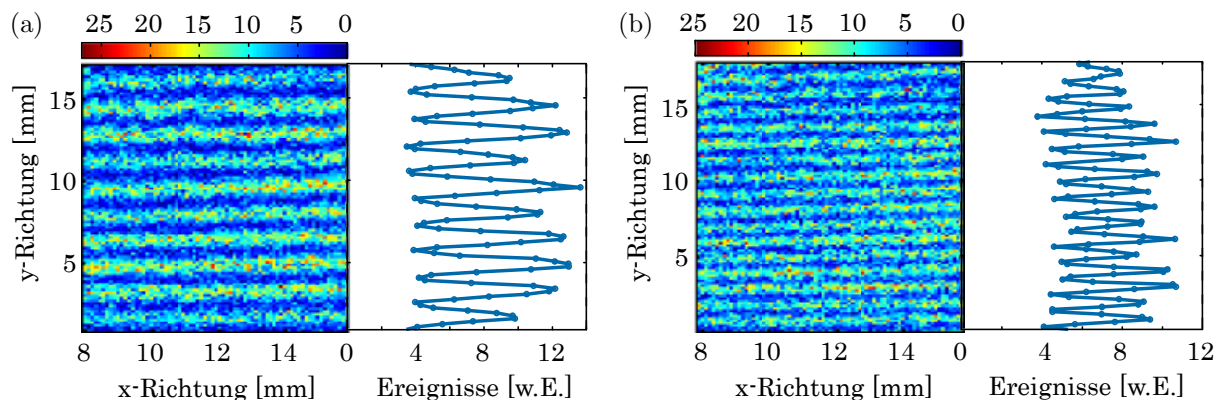


**Abbildung 5.8.:** Das Prinzip eines Delayline Detektors. Ankommendes Elektron/Ion (rote Kugel) initiiert in den beiden MCPs (graue Scheiben) eine Elektronenlawine (grüne Kugeln), die dann auf die Anode, die aus Kupferdrähten besteht, elektrische Pulse auslöst (schwarze Pfeile). Die Pulse werden zu Orts- und Zeitkoordinaten umgerechnet. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

ist. Wie schon beim vorigen Detektor benutzt dieser ebenfalls zwei MCPs in der Chevron-Anordnung (siehe dazu Abschnitt 5.1). Nachdem das eintreffende Elektron oder Ion (rote Kugel) vervielfacht wurde und zu einer Elektronenlawine (grüne Kugeln) anwuchs, deponiert diese eine elektrische Ladung in die Anode, welche eine Art Geflecht aus zwei Kupferdrähten darstellt. In dem jeweiligen Draht werden somit zwei elektrische Pulse initiiert, die zu den Enden des Drahtes laufen (schwarze Pfeile). Aus der Laufzeitdifferenz der Pulse kann nun die exakte Position der eintreffenden Elektronenlawine und somit die Position des ankommenden Elektrons bzw. Ions bestimmt werden. Diese Pulse werden elektronisch verstärkt, verarbeitet und digitalisiert. Als Daten können sie über den PC verrechnet, integriert und dargestellt werden. So werden

<sup>3</sup>DLD 40 von der Firma RoentDek

die einzelnen Ereignisse für die Darstellung am PC oder um die Messung auszuwerten in ein von uns definiertes Binning einsortiert, sodass wir ein zweidimensionales Histogramm bekommen, was der Intensitätsverteilung entspricht, wie zum Beispiel das Interferenzmuster in Abbildung 5.9. Zusätzlich zu den Positionen wird auch die Ankunftszeit des jeweiligen Teilchens aufgezeichnet. Die Genauigkeit der Positionsbestimmung liegt bei unserem Model bei  $100\ \mu\text{m}$  und die Genauigkeit der Zeitbestimmung liegt bei unter  $1\ \text{ns}$ , jedoch besitzt der Detektor eine Totzeit zwischen zwei Pulsen von  $310\ \text{ns}$ , die durch die Softwaresteuerung noch verkleinert werden kann. Durch die zusätzliche Zeitauflösung können Korrelationen zwischen den einfallenden Teilchen berechnet werden. Es sind zeitliche Korrelationen möglich, wie sie in [Publikation 1] zu sehen sind sowie auch Ortskorrelationen, wie sie in Kapitel 7 diskutiert werden.



**Abbildung 5.9.:** Elektroneninterferenzen mit dem Gold-Palladium beschichteten Biprisma und einer Anspannung von  $0.5\ \text{V}$  (a) und  $0.7\ \text{V}$  (b). Das jeweils linke Diagramm zeigt die Intensitätsverteilung aufgenommen mit dem DLD. Rechts die Histogramme der jeweils in x-Richtung aufsummierten Intensitäten. Die daraus bestimmten Kontraste sind (a)  $51.3(\pm 4.1)\%$  und (b)  $35.8(\pm 3.1)\%$ . Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Mit diesem neuen Detektor wurde eine Reihe von Elektroneninterferenzen aufgenommen bei denen die Einatomspitze auf  $1.55\ \text{kV}$  angespannt wurde. Die Biprismen wurden mit verschiedenen Spannungen versorgt, was zu unterschiedlichen Streifenabständen der Interferenzmuster führt. Exemplarisch sind in Abbildung 5.9 die Intensitätsverteilungen zweier Messungen mit einer Biprismaspannung von  $0.5\ \text{V}$  (a) und  $0.7\ \text{V}$  (b) zu sehen. Aus den erhaltenen Messungen werden dann die Kontraste und die Streifenbreite der Interferenzen bestimmt. Dafür werden alle Ereignisse einer Zeile der Intensitätsverteilung aufsummiert und anschließend durch die Anzahl der Zeilenbinnings dividiert, dadurch erhält man ein eindimensionales Histogramm der Intensitäten, die in Abbildung 5.9 jeweils rechts von den Intensitätsverteilungen zu sehen sind. An diese erhaltene Intensität  $I(y)$  aufgetragen gegenüber der  $y$ -Koordinate fitten wir nun Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2, über die der Kontrast  $K$  bestimmt werden kann.  $I_0$  stellt die mittlere Intensität dar und  $y$  entspricht der Koordinate  $\xi$  in Gleichung 3.14. Die Kontraste der exemplarisch gezeigten Interferenzen in Abbildung 5.9 konnten mit  $51.3(\pm 4.1)\%$  (a) und  $35.8(\pm 3.1)\%$  (b) bestimmt werden.

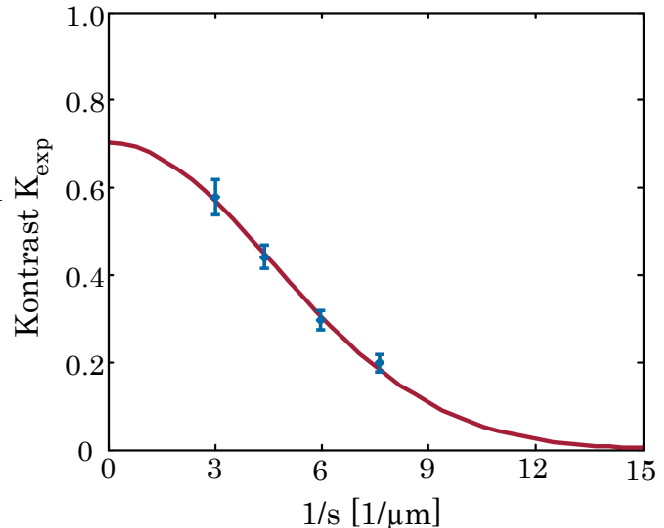
Wie in Abschnitt 3.1.2 schon beschrieben, hängt der Kontrast von der Quellbreite ab. Diese kann über Interferenzmessungen bestimmt werden, bei dem die Abhängigkeit des Kontrastes von den Streifenabständen untersucht wird. Da die Interferenzen am DLD



vergrößert betrachtet werden und somit die Streifenabstände um die Vergrößerung  $M$  weiter auseinander liegen, müssen wir dies in der Kontrastgleichung

$$K_{th} = 1/\gamma K_{exp} = e^{-2\left(\pi \frac{d_{BI}}{d_{QB}} \frac{M\Delta\varepsilon}{s}\right)^2} \quad (5.1)$$

berücksichtigen. Zusätzlich wird ein Faktor  $\gamma$  eingeführt, der die Verkleinerung des theoretischen Kontrastes  $K_{th}$  auf den experimentellen Kontrast  $K_{exp}$  beschreibt. Dieser kann durch inkohärente Elektronen und Hintergrundelektronen gesenkt werden, die durch Stöße, Reflektionen oder Ablenkungen entstehen. Mechanische und thermische Drifts können ebenfalls zu Kontrastverlusten führen sowie mechanische Vibrationen. Kritisch für den Kontrastverlust sind Verunreinigungen des Biprismas unter dem Metallfilm und im Besonderen auf dem Metallfilm (siehe auch Abschnitt 5.2). Außerdem führt eine endliche Energiebreite der emittierten Elektronen, die in der theoretischen Betrachtung vernachlässigt wurde, ebenfalls zu einem Kontrastverlust. Die Vergrößerung von  $M \sim 4460$  zu dieser Messung wurde über eine Simulation mit dem Programm Simion<sup>4</sup> bestimmt. In Abbildung 5.10 sind die Messpunkte der Biprismaspannungen 0.5, 0.7, 0.9 und 1.1 V, die mit einem Gold beschichteten Biprisma gemacht wurden, inklusive der angepassten Gaußfunktion von Gleichung 5.1 zu sehen. Über die Parameter der Anpassung an die Interferenzdaten bekommen wir die Kontrastreduktion  $1/\gamma = 0.72(\pm 0.05)$  und die Spitzengröße  $\varepsilon = 37(\pm 2)$  nm. Für die Spitzengröße, berechnet aus den Daten des mit Gold-Palladium beschichteten Biprismas, bekommen wir  $\varepsilon = 44(\pm 5)$  nm.



**Abbildung 5.10.:** Aufgetragen ist der Kontrast über den inversen Streifenabstand  $s$  für die Interferenzen der Biprismaspannungen 0.5, 0.7, 0.9 und 1.1 V. Angepasst ist die Gleichung 5.1. Abbildung aus [Publikation 1] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Über die Parameter der Anpassung an die Interferenzdaten bekommen wir die Kontrastreduktion  $1/\gamma = 0.72(\pm 0.05)$  und die Spitzengröße  $\varepsilon = 37(\pm 2)$  nm. Für die Spitzengröße, berechnet aus den Daten des mit Gold-Palladium beschichteten Biprismas, bekommen wir  $\varepsilon = 44(\pm 5)$  nm.

Die Messwerte sind wesentlich größer als die erwartete Größe von 0.3 nm, was einem Iridiumatom entspricht [KHF<sup>+</sup>08]. Eine mögliche Erklärung könnte die Oszillation des Biprismafadens oder der Einatomspitze sein. In [JNOR11] wird die Schwingungsanregung einer Glasfaser, die einen Durchmesser im Sub-Wellenlängenbereich besitzt, durch evaneszente Kopplung an einen Mikroresonator mit einer Frequenz von 200 Hz und einer mittleren Amplitude von 9 nm untersucht. Solche Oszillationen könnten zu Interferenzkontrasten führen, die einer Quellgröße von 18 nm zugeordnet werden. Dabei könnten zum Beispiel die Oszillationen von thermische Anregungen, bei denen sich

<sup>4</sup>Simion Version 8.1

Amplituden von 5 nm ergeben können [JNOR11], eine untere Limitierung der virtuelle Quellbreitenvergrößerung und somit eine zusätzliche Limitierung des Kontrastes vorgeben.

## 5.4. Diskussion der Ergebnisse

Der neue DLD bringt einige Vorteile mit sich. Einerseits kann man über die Software unterschiedliche Integrationszeiten, Diagramme und Histogramme darstellen lassen, andererseits umgeht man manche Verlustraten, die bei dem System aus Phosphorschirm und CCD-Kamera auftauchen. So tragen unter anderem die Konversion von Elektronen zu Photonen, wie auch die Aufnahme der Lichtpulse des Phosphorschirms mittels einer CCD-Kamera zu Verlusten bei. Hinzu kommen auch eventuelle Linsenfehler, die von der Kameraoptik herrühren. Bei der verwendeten Kamera ist der Bildausschnitt nicht an die Größe des Detektors angepasst, sodass es zu Auflösungsverlusten kommt. Es müssen außerdem jegliche Lichtquellen vermieden werden, da sie für die CCD-Kamera Störsignale sind. Trotz dieser Schwächen können mit dem System Phosphorschirm/CCD-Kamera auch Elektroneninterferenzen mit guten Kontrasten aufgenommen werden [Mai97].

Der größte Vorteil des DLD liegt jedoch in seiner zusätzlichen Zeitauflösung der einzelnen Ereignisse, die wir dadurch nachträglich zeitlich [Publikation 1] und räumlich [Publikation 3] miteinander korrelieren können. Die räumlichen Korrelationen werden in Kapitel 7 näher behandelt, jedoch soll hier schon erwähnt sein, dass auf Grund dieser Methode einige Verbesserungen vorangetrieben worden sind. Abgesehen von der Identifikation möglicher störender Schwingungen können auch lineare Drifts, bei denen sich das Interferenzmuster räumlich linear verschiebt, analysiert oder zurückgerechnet werden. Dies kann durch Elektronik, die noch nicht im thermischen Gleichgewicht ist, und durch thermische Veränderungen des Versuchsaufbaus entstehen. Somit besitzt man eine weitere Möglichkeit Interferenzstreifen effektiv auszuwerten und deren Kontrast zu verbessern, selbst wenn nach Aufsummierung der Messpunkte nur noch ein sehr schlechter Kontrast oder gar keine Interferenzstreifen mehr sichtbar sind.

Die Abweichung der experimentell bestimmten Quellgröße von der erwarteten Emissionsgröße einer Einatomspitze kann durch die Schwingung des Biprismafadens erklärt werden, wie in 5.3 schon erwähnt. Um die Resonanz der Biprismafäden theoretisch abschätzen zu können, benutzen wir die Spannung  $\sigma$ , die von der Dehnung  $\epsilon_D$  des Fadens abhängt [HHW<sup>+</sup>14]. Die Dehnung des Fadens beträgt beim Abriss des Fadens (maximale Dehnung)  $\epsilon_{D_{max}} = 7.4 \pm 0.2\%$  [HHW<sup>+</sup>14] bei einem Fadendurchmesser von 350 nm. Daraus kann nun eine Fadenspannung und mittels der Saitenschwingung eine Resonanzfrequenz bestimmt werden. Da es sich hier um die maximal mögliche Spannkraft handelt, ist das Ergebnis der Resonanz von  $\omega_{FR_{max}} = 2\pi \times 250.6$  kHz nur eine obere Abschätzung. Von unseren Kooperationspartnern erhielten wir die mündliche Angabe, dass die für uns produzierten Fäden beim Aufkleben auf die Halter eine Dehnung von 5% aufweisen. Aus diesem Wert kann wiederum die Spannkraft aus [HHW<sup>+</sup>14] und somit die Resonanzfrequenz des Fadens mit  $\omega_{FR_{5\%}} = 2\pi \times 199.8$  kHz bestimmt werden. Die verwendeten Daten für die Kontrastbestimmungen aus Abbildung 5.9 besitzen maximal 300000 Ereignisse pro Datensatz und wurden mit einer

Zählrate von 3000 Hz aufgenommen. Um die Schwingung zu identifizieren, können wir nur die detektierten Ereignisse heranziehen, bei denen der zeitliche Abstand  $\Delta t$  kleiner als die Periodendauer der Schwingung  $T_{FR} = 2\pi/\omega_{FR}$  ist. Hierfür simulierte man die poissonverteilte Emission und ermitteln die Anzahl der Elektronen, die der Forderung  $\Delta t < T_{FR}$  gerecht werden. Mit den oben genannten Randbedingungen wurden 100 Simulationen unternommen, bei denen wir gerade mal  $4024 \pm 60$  Ereignisse bzw.  $4919 \pm 66$  Ereignisse erhalten. Daraus kann keine aussagekräftige  $g^{(2)}$ -Funktion erstellt werden, mit der die Frequenz der Biprismaschwingung ermittelt werden kann. Dies gilt natürlich nur, wenn die Schwingung nicht phasenstabil ist, ansonsten könnten auch Zeitabstände größer als die Periodendauer herangezogen werden. Des Weiteren ist fraglich, ob die Amplitude des Biprismas für eine darstellbare Störung ausreichend ist. Daher sollen hier einige Abschätzungen gezeigt werden. Hierzu müssen einige Annahmen getroffen werden. Zunächst soll der Biprismafaden parallel zur Interferenzebene schwingen, so das die Amplitude als Versatz der Interferenzstreifen wahrgenommen werden kann, da die Position des Biprismas die Position der Streifen auf dem Detektor definiert. Als weitere Annahme soll eine thermische Anregung wie in [JNOR11] angenommen werden, bei der sich eine Amplitude von 5 nm ergibt. Wenn diese Amplitude einen direkten Versatz des Streifenmusters am Ort des Biprismas bewirkt, so kann über die Dimensionen des Interferometers (siehe dazu Anhang B), den Strahlensatz und mit der Annahme einer punktförmigen Emissionsquelle der Versatz  $A_V = 23.94$  nm am Ort des DLD berechnet werden. Wie auch das Interferenzmuster wird auch die, über das Biprisma, eingebrachte Störung mittels den Quadrupollinsen vergrößert, dabei wird die Vergrößerung aus dem oberen Abschnitt von  $M = 4460$  angenommen. Die Schwingung kann über eine Störung in der Phase des Interferenzmusters beschrieben werden, wobei die minimale noch messbare Phasenamplitude  $\varphi_{1,min}$  in [RRS<sup>+</sup>17] beschrieben wird. Da die Ablenkung bekannt ist, kann mittels der Zählrate  $Z$  die nötige Teilchenzahl  $N$  der Messung bestimmt werden, um eine solch kleine Störung zu detektieren.

$$\varphi_{1,min} = 0.8842\pi \cdot \frac{(Y/s)^{\frac{1}{4}}}{KN^{\frac{1}{2}}(\tau_{max}/T)^{\frac{1}{4}}} \xrightarrow{T=N/Z} N = \left( \frac{0.8842\pi}{K\varphi_{1,min}} \right)^4 \cdot \frac{Y}{\tau_{max}Zs}$$

$Y$  entspricht der Integrationslänge, die der räumlichen Größe der Messung entspricht. Außerdem ist der Streifenabstand  $s$ , der Kontrast  $K$ , der maximal ausgewertete Zeitabstand  $\tau_{max}$  zweier Teilchen und die Messzeit  $T$ . Wenn wir für die Variablen  $Y = 20$  mm,  $K = 68\%$  was in nachfolgenden Messungen erreicht wurde,  $\tau_{max} = 0.1$  ms um nahezu zwanzig Perioden der Störung darzustellen und  $Z = 3000$  Hz. Dabei erhält man für die Teilchenzahl  $N = 7.71 \cdot 10^9$ , was einer Aufnahmedauer  $T = 2.57 \cdot 10^6$  s  $\simeq 35.6$  Tagen entspricht. Solch lange Messungen sind aus Gründen der Stabilität und aufgrund der großen Datenmengen sehr schwierig durchführbar und mit unserem Rechnersystem nicht möglich. Mit einer Erhöhung der Zählrate  $Z$  lassen sich jedoch die benötigten Teilchen und die Aufnahmedauer reduzieren. Die höchsten Zählraten bei Interferenzmessungen lagen bei  $Z \sim 100$  kHz, wodurch sich die Aufnahmezeit auf  $T = 231.4$  s reduziert. Eine derartige Messung wurde jedoch zu dieser Zeit nicht durchgeführt und würde den DLD stark belasten sowie den Rechner an den Rand seiner Kapazität bringen.

Würde man bei den gestörten Interferenzmustern davon ausgehen, dass nicht die Schwingung des Biprismas, mit der oben erwähnten Amplitude von 5 nm, sondern eine vergrößerte Emissionsfläche verantwortlich wäre, so würden sich mehrere Interferenzmuster verschiedenster Emissionsorten, wie in 3.1.2 beschrieben, überlagern. Mit der Annahme, dass der maximale Versatz der verschiedenen Interferenzmuster  $A_V = 23.94$  nm ist, kann wieder über die Dimensionen des Interferometers (siehe dazu Anhang B) und dem Strahlensatz ein virtueller Quellradius von  $\sim 6.3$  nm für die Spitze abgeschätzt werden. Da jedoch bei diesem Effekt im Gegensatz zu einem schwingenden Biprisma keine Oszillationen in der Interferenz vorherrscht, könnte durch eine  $g^{(2)}$ -Analyse der Interferenzaufnahmen mehr über den vorherrschenden Effekt ausgesagt werden. Aus diesem Grund könnte man durch eine Realisierung von der oben genannten Oszillationsmessung, die bis zu solch hohen Frequenzen funktioniert, die Erklärung zur Messung der erhöhten Quellbreite [SRP+14] verifizieren, und dabei die genauen Schwingungsfrequenzen der Biprismen bestimmen.

## 6. Interferenzverhalten mit Hintergrundgas [Publikation 2]

Um das Interferometer weiter zu verbessern, wurden die Störungen verschiedener Einflüsse untersucht. In diesem Kapitel soll der Einfluss von Restgas im Vakuum auf das Kohärenzverhalten der emittierten Elektronen analysiert werden. Es wird gezeigt, dass sie nicht nur der Dekohärenz, sondern vor allem einer Bewegungsänderung unterliegen. Durch den großen Massenunterschied zu Ionen ist dieses Verhalten leider nicht direkt auf deren Emission übertragbar (siehe dazu Abschnitt 8.4). Jedoch könnte mit solchen Daten eventuell eine obere Grenze des Vakuums für zukünftige Elektroneninterferometer abgeschätzt werden, deren Anwendung unter anderem im Sensorenbereich Verwendung findet.

### 6.1. Aufbau und Messung

Um den Einfluss von Hintergrundgasen auf die Elektroneninterferenz zu untersuchen, werden Wasserstoff, Helium und Stickstoff verwendet. Durch die unterschiedlichen Gassorten können eventuelle Einflüsse der Ionenmassen auf die Kontraste betrachtet werden. Für eine genaue Charakterisierung der Störung wird bei unterschiedlichen Hintergrundgasdrücken der Kontrast der Elektroneninterferenzen mit dem Aufbau aus Abschnitt 3.2 gemessen. Dabei wurden die Messungen mit einer Elektronenenergie von  $U_{Em} = 1.58 \text{ kV}$  und einer Biprismaspannung von  $U_{BP} = 0.35 \text{ V}$  bei den Hintergrundgasen He und  $\text{N}_2$  bzw. mit einer Elektronenenergie von  $U_{Em} = 1.44 \text{ kV}$  und einer Biprismaspannung von  $U_{BP} = 0.4 \text{ V}$  beim Hintergrundgas  $\text{H}_2$  aufgenommen. Die Quadrupolspannungen wurden auf  $U_{QP1} = 600 \text{ V}$  bei He,  $U_{QP1} = 660 \text{ V}$  bei  $\text{N}_2$  und auf  $U_{QP1} = 600 \text{ V}$  bei  $\text{H}_2$  eingestellt.

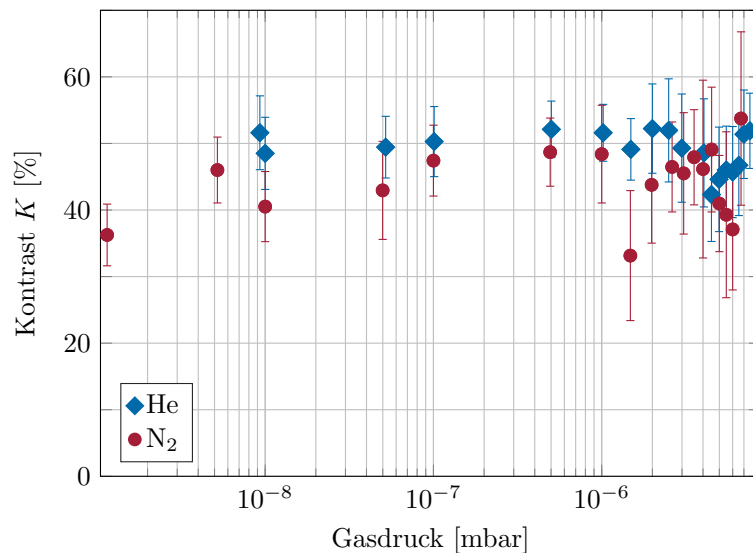
Es werden für die Versuche hochreine Gase verwendet, die mittels einer Reinstgasleitung und eines Gasdosierventils in die Vakuumkammer geleitet werden. In der Vakuumkammer werden die Gase dann mit einer kleinen Rohrleitung bis an die Spitze befördert (siehe auch Anhang A.5), von wo sie sich dann in der gesamten Kammer ausbreiten. Daher ist ein Druckgefälle von der Spitze zum DLD sehr wahrscheinlich. Der Druck ist jedoch durch den DLD mit maximal  $1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$  limitiert, da es sonst zu Überschlügen in den MCPs und dadurch bedingte Beschädigungen kommen könnte.

Das Vakuum wird mittels einer Kombination aus Ionengetterpumpe und Kryopumpe sowie einer NEG-Pumpe aufrecht erhalten (siehe auch Anhang A.3). Die Ionengetterpumpe produziert jedoch bei hohen Drücken eine große Anzahl an Ionen, die ein beträchtliches Hintergrundrauschen in der Messung verursachen. Diesen Hintergrund nehmen wir bei ausgeschalteter Spitze auf und subtrahieren ihn von den Interferenzmessungen. Die Hintergrundmessungen werden immer direkt nach der Interferenzmessung

durchgeführt, um gleiche äußere Einflüsse und gleiche Druckverhältnisse des Hintergrundgases zu garantieren. Dieses Verfahren war bei He und N<sub>2</sub> notwendig um über die Ionengetterpumpe den Druck stabil halten zu können. Bei den Messungen mit H<sub>2</sub> konnte die Ionengetterpumpe ausgeschaltet und die reinen Interferenzmuster ohne Hintergrund aufgenommen werden, was unter anderem durch die sehr effektiv H<sub>2</sub> absorbierende NEG-Pumpe (siehe auch Anhang A.3) ermöglicht wurde. Um bei den einzelnen Messungen den Hintergrund subtrahieren und sie anschließend bei gleichem Hintergrundgas vergleichen zu können, besitzen alle Aufnahmen der Hintergrundgase He und N<sub>2</sub> exakt 25 s und des Hintergrundgases H<sub>2</sub> exakt 20 s Integrationszeit.

## 6.2. Analyse der Messung

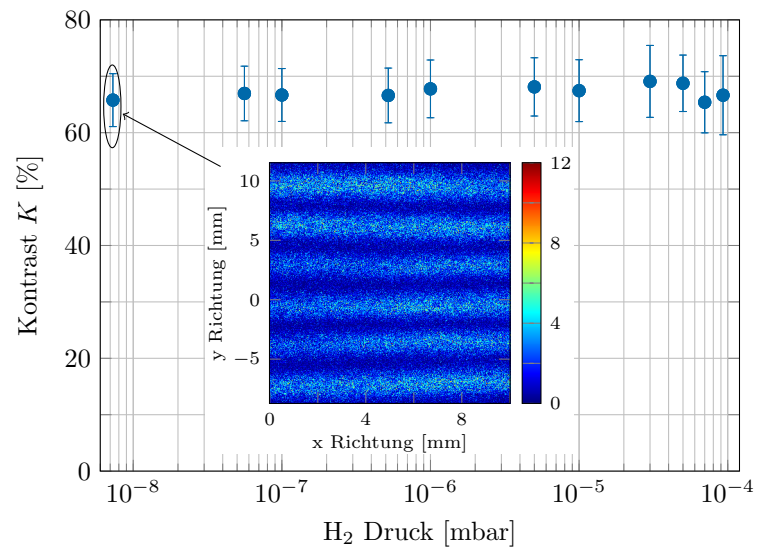
Von den erhaltenen Interferenzmustern werden nun die Kontraste nach dem Verfahren aus Abschnitt 5.3 berechnet. In Abbildung 6.1 sind die Messungen mit den Hintergrundgasen He und N<sub>2</sub> für verschiedene Drücke zwischen 10<sup>-9</sup> mbar und 10<sup>-6</sup> mbar zu sehen. Die Kontraste  $K$  der einzelnen Messungen bleiben über den gesamten Druckbereich nahezu konstant, was für eine vollkommene Erhaltung der Kohärenz spricht. Wie in Abbildung 6.1 ebenfalls leicht zu erkennen, besitzen die Messpunkte jedoch bei höheren Drücken einen wesentlich größeren Fehlerbalken. Dieser ist einerseits dem steigenden Hintergrundrauschen und andererseits auch der sich stetig reduzierenden Zahl interferierender Elektronen und der dadurch zunehmenden statistischen Unsicherheit zu verdanken.



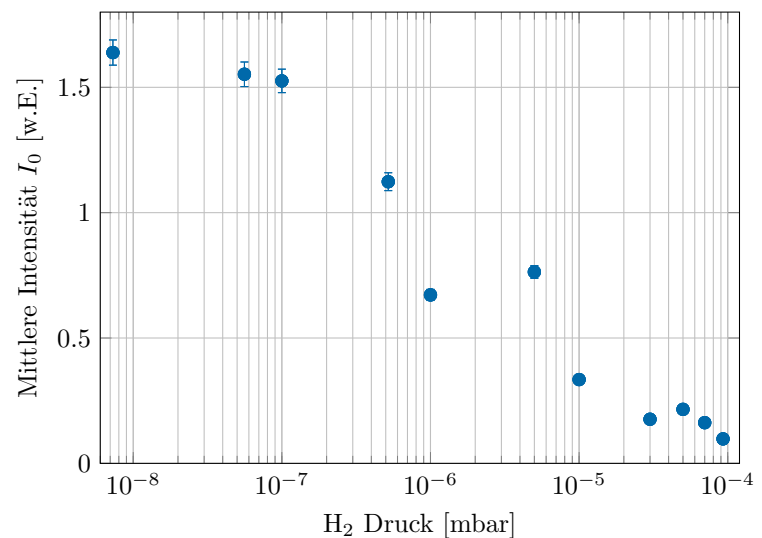
**Abbildung 6.1.:** Die Kontraste der Elektroneninterferenzen sind gegenüber dem Druck des Hintergrundgases Helium (blaue Raute) und Stickstoff (rote Punkte) aufgetragen. Abbildung aus [Publikation 2] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Bei den in Abbildung 6.2 gezeigten Messungen mit H<sub>2</sub> als Hintergrundgas liegt der Kontrast etwa bei  $K = 67\%$  und ist ebenfalls über den gesamten Druckbereich nahezu konstant. Im Inset ist exemplarisch die Messung für einen H<sub>2</sub>-Gasdruck von  $7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar zu sehen. Trotz gleichbleibender Kohärenz aller detektierter Elektronen, wie man an dem gleichbleibenden Kontrast erkennen kann, werden zu großen Hintergrundgasdrücken hin effektiv weniger Teilchen detektiert. In Abbildung 6.3 ist die Abnahme der mittleren Intensität  $I_0$ , die über Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 bestimmt wurde, für einen zunehmenden H<sub>2</sub>-Gasdruck in der Kammer dargestellt.

Bei der Messung für den maximalen  $\text{H}_2$ -Gasdruck von  $9.3 \cdot 10^{-5}$  mbar reduziert sich die mittlere Intensität auf 6% zum Maximalwert der Messung mit einem  $\text{H}_2$ -Druck von  $7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar. Dieser große Verlust wird durch Streuung der Elektronen an den viel schwereren Atomen bzw. Molekülen verursacht. Durch die starke Vergrößerung der Quadrupollinsen genügen schon leichte Bahnänderungen der Elektronen um einen großen Versatz zu generieren und sie dadurch nicht mehr am Detektor zu registrieren. Anders ausgedrückt, durch die Vergrößerung der Quadrupollinsen wird nur ein sehr kleiner Teil des Strahls auf dem Detektor dargestellt, wodurch die Elektronen schon bei kleinen Bahnänderungen diesen Bereich verpassen. Wenn ein Elektron, das ursprünglich zu dem Interferenzmuster beigetragen hätte, an einem Gasmolekül streut und somit seine Kohärenz mit hoher Wahrscheinlichkeit verliert, wird es nicht als störender Hintergrund zu sehen sein, sondern komplett aus dem Sichtfeld gestreut worden sein. So erhält man unabhängig vom Restdruck der Kammer immer klare Interferenzen und kann so auch in hohen Druckbereichen arbeiten.



**Abbildung 6.2.:** Der Kontrast ist gegen den Druck des Hintergrundgases Wasserstoff aufgetragen. Im Inset ist eine typische Interferenzmessung für die Kontrastbestimmung, gemessen bei einem Druck von  $7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar abgebildet. Abbildung aus [Publikation 2] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.



**Abbildung 6.3.:** Die mittlere Intensität  $I_0$  der Interferenzmuster ist gegen den  $\text{H}_2$ -Gasdruck aufgetragen. Abbildung aus [Publikation 2] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

### 6.3. Diskussion und Vergleich zu den Simulationen

Für zukünftige Experimente und die Weiterentwicklung der Sensorik ist die Messung kontrastreicher Interferenzen durch kohärente Elektronen auch bei hohen Drücken grundlegend, was mit diesem Experiment bestätigt werden konnte. Jedoch ist die Abnahme der Elektronen, die das Interferenzmuster generieren, essentiell und könnte somit eine Grenze für die Aufnahme klarer Interferenzen vorgeben, insbesondere wenn die Aufnahmezeit durch äußere Einflüsse limitiert ist. Daher ist es sinnvoll, den Mechanismus zu verstehen, der dem Streuen von Elektronen am Hintergrundgas zu Grunde liegt.

#### 6.3.1. Lambert-Beer'sches Gesetz

Zunächst soll versucht werden die Problematik mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz

$$T = \frac{I_T}{I_A} = e^{-\tau}, \quad (6.1)$$

zu erfassen, wobei  $T$  die Transmission,  $I_A$  die Anfangsintensität,  $I_T$  die transmittierte Intensität und  $\tau$  die optische Dicke darstellt. Es kommt aus der Optik und beschreibt eine exponentielle Abnahme der Intensität eines Strahls beim Durchlaufen eines Mediums. Um abweichend von der Optik für diesen Fall die Abschwächung eines Strahls zu verallgemeinern, kann die optische Dicke  $\tau$  mittels einer Teilchendichte  $n$  und dessen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  beschrieben werden:

$$\tau = \sum_{i=1}^N \tau_i = \sum_{i=1}^N \sigma_i \int_0^z n_i(z) dz \quad \xrightarrow{N=1} \quad \tau = \sigma_i \int_0^z n_i(z) dz \quad (6.2)$$

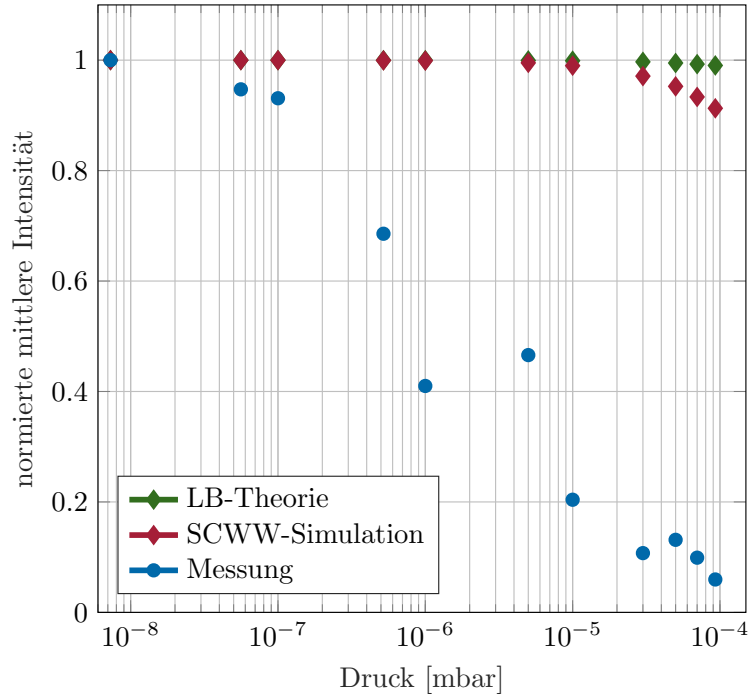
Da immer nur mit einer Gassorte gemessen wird, entfällt die Summe über verschiedene Komponenten. Die somit berechnete Reduzierung der mittleren Intensität  $I_0$  kann in Abbildung 6.4 für die jeweiligen Drücke des Hintergrundgases Wasserstoff eingesehen werden. Für den Wirkungsquerschnitt wurde  $\sigma_i = 7.5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$  angenommen, der dem Übergang  $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}^+$  für eine Teilchenenergie von  $U_{Em} = 1.44 \text{ kV}$  entspricht [TK87]. Dabei ist dieser Wirkungsquerschnitt viel zu klein, um die Intensitätsabnahme erklären zu können. Versucht man den Wirkungsquerschnitt über die Intensitätsabnahme mittels Anpassung an die Messdaten zu bestimmen, liegt dieser zwei Größenordnungen über dem Literaturwert.

#### 6.3.2. SCWW-Simulation

In Abbildung 6.4 ist ebenfalls eine Simulation zu sehen, die sich aus einer Ionisations-Wechselwirkung und der Coulomb-Wechselwirkung zusammensetzt. Die aus der Elektron-Wasserstoff-Wechselwirkung erzeugten  $\text{H}^+$ -Ionen und die Zählrate werden als statisch angenommen, d.h. die Ionen bewegen sich nicht und bleiben an der Position, an der sie entstehen und die Elektronen werden nicht nacheinander behandelt, sondern als Einheit gleichzeitig verrechnet. Daher wollen wir sie SCWW-Simulation (Statisch, Coulomb Wechselwirkung) nennen. Hierfür wird zunächst die Elektronenemission zufällig



mit der Randbedingung generiert, sodass die Emission eine Gaußverteilung mit einem Winkel von  $6^\circ$  aufweist (siehe dazu Abschnitt 5.1). Diese Emission wird in drei Bereiche aufgegliedert. Die Elektronen des ersten Bereichs besitzen einen so großen Emissionswinkel, dass sie auf die Blende des Einfachablenkers (siehe auch Anhang B.2) treffen. An dieser Stelle soll kurz erwähnt werden, dass diese Blende für die Realisierung einer differentiellen Druckstufe installiert wurde, von der aber in diesen Experimenten kein Gebrauch gemacht wurde. Die Elektronen des zweiten Bereichs fallen in den Winkelbereich, der die Blende des Einfachablenkers passiert, jedoch auf die Blende des Biprisma-Halters (Biprisma-Blende) trifft (siehe auch Abschnitt 5.2). Beide dieser Blenden haben einen Öffnungsdurchmesser von 0.5 mm. Im dritten Bereich sind die Elektronen, die ohne Hindernis auf dem Detektor landen, diese sollen Signalelektronen genannt werden.



**Abbildung 6.4.:** Vergleich der gemessenen Daten mit Wasserstoff-Hintergrundgas (hellblaue Punkte) mit den Ergebnissen aus den Lambert-Beer'sche Theorie (grünen Rauten) und der SCWW-Simulation (rote Rauten).

Die Vergrößerung des Strahls durch die Quadrupollinsen (siehe auch B.6) und die dadurch verbundenen Reduzierung der detektierten Elektronen auf dem Hauptdetektor (siehe auch B.7) kann vernachlässigt werden, da die normierten mittleren Intensitäten auf die des Druckes  $7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar bezogen sind und somit jegliche normierte mittlere Intensität ein Verhältnis darstellt. Dabei wurden alle Messungen mit der selben Vergrößerung aufgenommen und somit hebt sie sich heraus. Der Strahlverlauf der Signalelektronen wird in einzelne Schichten von  $10 \mu\text{m}$  Dicke zerlegt. Da wir einen Emissionsradius von 1 nm annehmen, ist der Signalelektronen-Strahl divergent und die einzelnen Schichten stellen flache Kegelstümpfe dar. Für weitere Rechnungen wird die kleinere Fläche  $A_{SE}$  der Kegelstümpfe verwendet, was zu Gunsten der Strahlabschwächung wirkt, wie im späteren Verlauf zu sehen sein wird. Zusätzlich wird in dieser Simulation die Annahme gemacht, dass man ein Druckprofil des Hintergrundgases in Richtung des Strahles hat, bei dem der Maximaldruck an der Spitze vorherrscht, danach bis zur Blende auf einen Minimaldruck exponentiell abfällt, und anschließend den kompletten Strahlverlauf bis zum Detektor konstant bleibt. Das Maximum ist dabei zwei Größenordnungen größer als das Minimum. Diese Annahme wurde getroffen, da im Experiment der Drucksensor weit vom Gaseinlass entfernt ist, der sich direkt an der Spitze befindet, und da der Druck vor und hinter der Blende des ersten Ablenkers

am Punkt des Stahldurchganges nahezu gleich sein sollte (siehe auch Anhang A.5). Da der Gaseinlass einen Druckunterschied von über zwei Größenordnungen zwischen Spitzenbereich und der restlichen Kammer generieren kann, wurde angenommen, dass er ebenfalls einen Druckunterschied von wenigstens zwei Größenordnungen zwischen direkter Spitzenumgebung und der restlichen Spitzenbereichs erzeugen kann. Weil sich das Gas in der zentralen Vakuumkammer (siehe auch Anhang A.5) nahezu ungehindert ausbreiten kann, ist die Annahme des konstanten verlaufenden Drucks ebenfalls gerechtfertigt.

Zunächst wird die Wechselwirkung der Elektronen mit den Blenden betrachtet [Don03]. Jeder Treffer eines Elektrons weist die Wahrscheinlichkeit von 35 % [Rai98] auf, um ein sogenanntes 'secondary electron' (SE) oder ein 'back scattered elektron' (BSE) zu erzeugen. Zur Vereinfachung wollen wir im weiteren Verlauf die Gesamtheit aus SE und BSE ausschließlich BSE nennen. Für die BSE wurden zusätzlich Streurichtungen in Form von zwei zufälligen Winkeln generiert, deren Wahrscheinlichkeitsverteilung der bekannten Streubirne [Rai98] für den Auftreffwinkel des einkommenden Elektrons von  $0^\circ$  zum Lot der Oberfläche entspricht. Da unsere Auftreffwinkel im Maximum  $6^\circ$  zum Oberflächenlot besitzen, kann diese Annahme getroffen werden. Mit den Streuwinkeln weiß man nun, welche BSE in den Signalelektronen-Strahl gelangen, und wenn ja, in welche Schicht des Strahls. Das Verhältnis aus dem Streuquerschnitt  $\sigma$  [TK87] des Gesamtstreuprozess  $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{SUMME}$ , der aus dem Streuprozesses  $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e$  und  $\text{H}_2 + e \rightarrow 2\text{H}^+ + 3e$  besteht, multipliziert mit der Anzahl der Wasserstoffmoleküle der jeweiligen Schicht ergibt die Wahrscheinlichkeit, dass das BSE ein bzw. zwei Ionen erzeugt. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass immer zwei Ionen erzeugt werden, also der Prozess  $\text{H}_2 + e \rightarrow 2\text{H}^+ + 3e$  dominiert, was die Reduzierung der Signalelektronen begünstigt. Dabei wird für jedes BSE die tatsächliche Wechselwirkung vom Programm zufallsgeneriert. Als Wechselwirkungsenergie wurde 85 eV angenommen, was dem Maximum des Wirkungsquerschnittes entspricht. Da die BSE natürlich ein ganzes Energiespektrum abdecken, begünstigt auch diese Annahme die Reduzierung der Signalelektronen. Die Generierung von Ionen auf der Flugbahn der BSE bis zum Signalelektronen-Strahl wurde nicht berücksichtigt. Da wir die Ionen raumfest annehmen, würden diese generierten Ionen außerhalb des Strahls ohnehin keine abschirmende Wirkung zeigen. Dieses Verfahren wird an der Biprisma-Blende ebenfalls angewendet.

Hinzu kommt natürlich die Betrachtung der Wechselwirkung zwischen den Signalelektronen und dem Hintergrundgas, die schichtenweise abläuft und für jede einzelne Schicht extra bestimmt wird. Dabei wird berücksichtigt, dass die Ablenker-Blende eine Gegenelektrode zur emittierenden Spitze darstellt, und somit die Elektronen bis zur Blende auf ihre maximale Geschwindigkeit beschleunigt werden. Daher haben wir von Spitze zu Blende einen linearen Energiezuwachs der Elektronen. Mit Beachtung des Einflusses der Energien beim Streuprozess  $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{SUMME}$  können die Streuquerschnitte der Ionen bestimmt werden. Wenn wir nun die Anzahl der Wasserstoffmoleküle der Schicht mit dem Streuquerschnitt multiplizieren und durch die Schichtfläche  $A_{SE}$  des Signalelektronen-Strahls dividieren, erhalten wir einen inversen Transmissionskoeffizienten  $B_{Mol}$ . Dieser wird auf die Gesamtzahl der Signalelektronen multipliziert, so wissen wir wie viele Elektronen mit dem Wasserstoff wechselwirken und verloren gehen, und wie viele  $\text{H}^+$ -Ionen wir dadurch erzeugen. Es sei an dieser Stelle erwähnt,

dass durch die Stetigkeit der inversen Transmissionskoeffizient  $B_{Mol}$  auch eine irrationale Anzahl an Ionen erzeugt bzw. Signalelektronen beseitigt werden können.

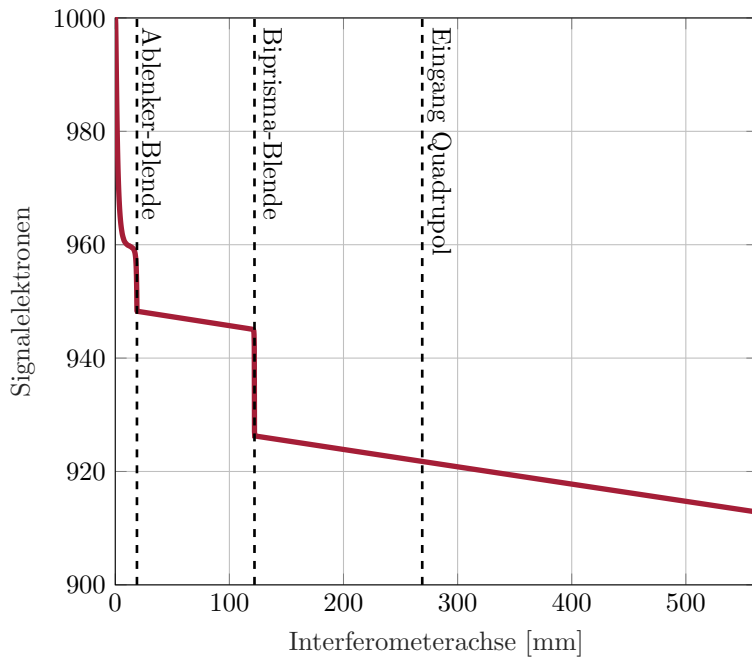
Für die mit Signalelektronen und BSE erzeugten Ionen können wir nun einen zusätzlichen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Ion}$  definieren. Hierzu wird für jede Schicht ein maximaler Ablenkwinkel  $\theta$  für die Signalelektronen definiert, mit dem sie gerade noch zum Detektor gelangen. Dieser ergibt sich aus den Abständen der Elektronen zu den beiden Blenden. Dabei wird das Passieren der Ablenker-Blende, der Biprisma-Blende und des Quadrupoleingangs (siehe auch Anhang B.6) gefordert. Aus diesem maximalen Ablenkwinkel  $\theta$  kann mittels Coulombabstoßung aus den resultierenden Hyperbelbahnen, analog zum Rutherford-Streugesetz, ein effektiver minimaler Blockaderadius  $b$  definiert werden [Han00]:

$$\cot \frac{\theta}{2} = \frac{8\pi\epsilon_0 E_{kin}}{Z_1 Z_2 e^2} b \quad \implies \quad b = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 E_{kin}} \cot \frac{\theta}{2} \quad (6.3)$$

Aus diesem Radius kann nun ein Streuquerschnitt  $\sigma_{Ion} = \pi b^2$  definiert werden, bei dem ein Signalelektron nicht mehr am Detektor ankommt. Die Wirkungsquerschnitte werden wieder mit der Ionenanzahl der Schicht multipliziert und in Relation zur Schichtfläche  $A_{SE}$  gebracht. Dies stellt wiederum einen inversen Transmissionskoeffizienten  $B_{Ion}$  dar, mit dem der Verlust an Signalelektronen berechnet werden kann. So ermittelt man die Anzahl der Signalelektronen nach jeder Schicht neu, und wiederholt dies Schicht für Schicht.

Hiermit wurden die Abschwächung der Elektronenzählrate für die 11 Druckeinstellungen der Messungen simuliert. Für die Signalelektronen wurden 1000 Elektronen angenommen, dadurch ergab sich eine Elektronenzahl von  $\sim 600000$  für den ersten Bereich und  $\sim 38000$  für den zweiten Bereich. Die am Detektor zu sehende Anzahl an Signalelektronen, wie auch die Messdaten, wurden so normiert, dass sie bei der höchsten Druckeinstellung  $p = 7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar gleich eins sind. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Trotz einiger Annahmen und Näherungen zu Gunsten der Abschwächung erreicht die Simulation bei größeren Drücken nur knapp über 10% der Signalabnahme wie sie bei den Messungen zu sehen sind. Eine Näherung ist, immer die kleinere Fläche der Schicht zu verwenden, damit ist das Verhältnis von den einzelnen Wirkungsquerschnitten zu dieser Fläche und somit der Verlust der Signalelektronen größer. Auch die Annahme, dass immer zwei Ionen erzeugt werden und diese weder vom Entstehungsort driften noch dass sie rekombinieren bis alle Signalelektronen wechselwirken, dient einer stärkeren Abnahme des Signals. Aber auch dass alle Signalelektronen mit jedem Ion wechselwirken, das generiert wurde, dient einer stärkeren Abnahme des Signals. Die Abnahme dieser Simulation ist jedoch stärker als sie das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt, die auf der reinen Wechselwirkung zwischen dem Wasserstoff und den Elektronen basiert.

Um aus dieser Simulation Rückschlüsse ziehen zu können, betrachten wir an welcher Stelle die Abnahme der Signalelektronen am größten ist. In Abbildung 6.5 sind die verbleibenden Signalelektronen gegen die Koordinate entlang der Interferometerachse aufgetragen. Die größte Reduzierung findet direkt an der Spitze statt, wie auch vor den Blenden. Somit ergibt sich eine Reduzierung von  $\sim 60\%$  zwischen der Spitze und der Ablenker-Blende. Der recht hohe Verlust an den Blenden ist der großen Menge an



**Abbildung 6.5.:** Elektronenverlust in Abhängigkeit zur Flugstrecke für die SCWW-Simulation. Die Ordinatenachse entspricht den Signalelektronen die noch keiner Wechselwirkung unterlagen. Am Ende des Interferometers verbleiben 617 Signalelektronen, die zur Intensität beitragen.

Ionen geschuldet, die direkt vor den Blenden entstehen, da die BSE an dieser Stelle eine besonders hohe Dichte und Wahrscheinlichkeit besitzen, die  $H_2$ -Moleküle in dem Signalelektronen-Strahl zu treffen. Die hohen Verluste nahe der Spitze haben mehrere Gründe. Zunächst werden viele Signalelektronen durch Streuung verloren, da sie an dieser Stelle aufgrund der Beschleunigung das Maximum des Wirkungsquerschnittes bei  $\sim 100$  eV durchlaufen. Diese hohe Wechselwirkung erzeugt natürlich auch viele Ionen, wenn auch die Anzahl der Ionen durch die BSE eher gering ausfällt. Dies steigert somit den inversen Transmissionskoeffizienten  $B_{Ion}$ , der

direkt den Signalelektronenverlust beschreibt. Aber nicht nur die Ionenzahl steigert den inversen Transmissionskoeffizienten, sondern auch die Vergrößerung der Streuquerschnitte durch die Verkleinerung der maximal möglichen Ablenkwinkel  $\theta$  bei spitzennahen Schichten. Eine weitere Steigerung kommt aufgrund der kleineren Schichtflächen des Strahls vor der Spitze zustande. Aus diesen Gründen werden die meisten Signalelektronen direkt nach der Emission verloren, wie wir in Abbildung 6.5 sehen können.

### 6.3.3. DCCW-Simulation

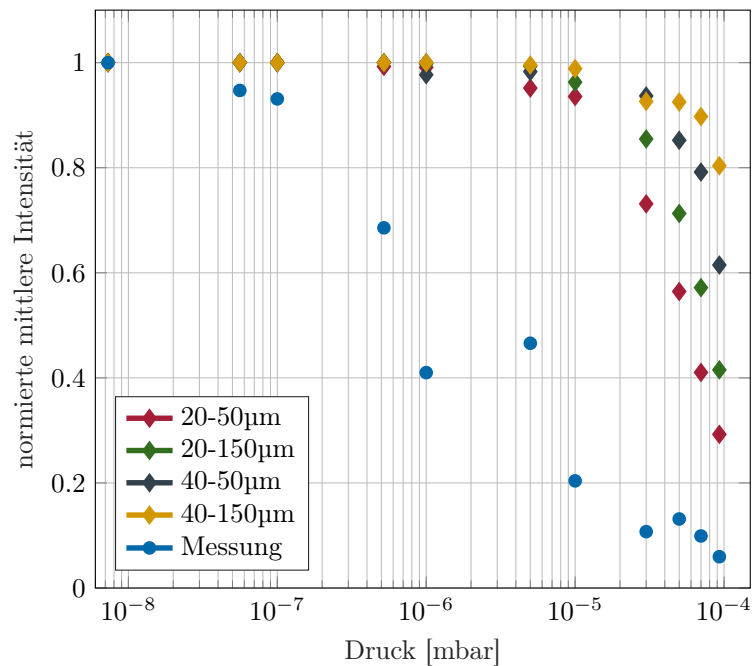
Wie aus Abbildung 6.5 gesehen werden kann, wird die hauptsächliche Reduzierung durch Wechselwirkungen direkt vor der Spitze verursacht, daher untersuchen wir diese im Zwischenbereich von Spitze und Blende etwas genauer. Hierfür soll eine weitere Simulation gemacht werden, bei der die gleichen Wechselwirkungen zwischen Elektronen, Molekülen und Ionen betrachtet werden, aber ansonsten nur in geringem Maße an die vorherige anknüpft. Sie umfasst insgesamt 1000 Schleifen mit jeweils 10 Elektronen. Dabei kann die Abfolge der Schleifen als eine Art zeitliche Entwicklung der Intensitätsreduzierung betrachtet werden, da die Wechselwirkungsprodukte einer Schleife in den darauffolgenden verwendet werden. Aus diesem Grund wollen wir sie DCCW-Simulation (Dynamisch, Coulomb Wechselwirkung) nennen. Zunächst wird die Elektronenemission zufallsgeneriert, mit einem gaußförmigen Emissionsprofil und einem Öffnungswinkel von  $6^\circ$  als Nebenbedingung (siehe dazu Abschnitt 5.1). Dann betrachtet man wie die emittierten Elektronen bis hin zur ersten Blende mit dem

Hintergrundgas wechselwirken. Wie in der vorherigen Simulation beschrieben, nehmen wir einen exponentiellen Druckverlauf von der Spitze zur Blende an, wobei der Druck an der Spitze um zwei Größenordnungen höher liegt. Zudem nehmen wir ein homogenes elektrisches Feld zwischen der Spitze und der Ablenker-Blende an, welches das Beschleunigungsfeld der Elektronen näherungsweise beschreiben soll.

Wir werden nun die zwei mögliche Streuprozesse  $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e$  und  $\text{H}_2 + e \rightarrow 2\text{H}^+ + 3e$  [TK87] getrennt behandeln sowie deren geschwindigkeitsabhängig beachten. Hierzu wird der Raum zwischen Spitze und Blende wieder in Schichten von  $10\ \mu\text{m}$  Dicke zerlegt. Da wir ihn zylindrisch mit einem Radius von  $10\ \text{mm}$  beschreiben, ergeben sich dadurch kreisförmige Scheiben. Man bestimmt für jeden Streuquerschnitt der obigen zwei genannten Wechselwirkungsmechanismen eine Relation zwischen der Summe aus den Streuquerschnitten aller Atome der Schicht und der Schichtfläche  $A_Z$ . Ab hier werden die Prozesse schichtweise bis zur Blende behandelt und berechnet. Für jedes Elektron wird zufallsgeneriert, ob es am Hintergrundgas streut und mit welchem Mechanismus dies geschieht. Die dabei entstehenden Ionen werden später ihre Verwendung finden. Die aus der Wechselwirkung frei gewordenen Bindungselektronen werden durch das elektrische Feld auf die Blende weiter beschleunigt und in die Wechselwirkung miteinbezogen. Haben die 10 emittierten Elektronen und die Bindungselektronen die Position der Blende erreicht, werden von ihnen die Koordinaten berechnet. Von den auf die Blende treffenden Elektronen [Don03] werden nun mittels dem Rückstreuoeffizienten  $\eta = 0.35$  ([Rai98]) die Anzahl der SE oder BSE (im weiteren Verlauf wollen wir die Gesamtheit aus SE und BSE als BSE bezeichnen) ermittelt. An dieser Stelle sollen wieder zwei Vereinfachungen unternommen werden. Einerseits wird nicht das typische Energiespektrum der BSE verwendet, sondern es wird für jedes BSE eine Energie zufällig generiert, die kleiner ist als die Energie des auslösenden Elektrons. Andererseits nehmen wir vergleichbar zu einem senkrechtem Wurf an, dass sich die BSE senkrecht von der Oberfläche wegbewegen, sich durch das herrschende Feld bis zum Umkehrpunkt verlangsamen und wieder zurück auf die Blendenoberfläche beschleunigen. Während der Bewegung durch das Hintergrundgas werden für jedes Elektron die Wechselwirkungen betrachtet, analog zur obigen Beschreibung für die Emissionselektronen. Die dabei entstehenden Ionen werden wieder vorgemerkt und die frei gewordenen Bindungselektronen werden analog zu den vorherigen behandelt und unter Beachtung des Streuprozesses mit  $\text{H}_2$  auf die Blende beschleunigt. Diese, samt den BSE, werden beim Aufschlagen auf die Blende wiederum neue BSE erzeugen und das Schemata fängt von neuem an. Dies wird so lange wiederholt bis keine BSE mehr entstehen.

Nach diesen Interaktionen zwischen Elektronen und dem Hintergrundgas werden alle Ionen zusammengezählt und unter Annahme, dass sie sich durch das Feld zur Spitze hin bewegen, in eine bestimmte Anzahl von Schichten zufällig einsortiert. In Abbildung 6.6 sind vier Datenreihen gezeigt, bei denen diese im Abstand von  $20\ \mu\text{m}$  bis  $150\ \mu\text{m}$  vor der Spitze einsortiert wurden. Diese Verteilung der Ionen wird beim nächsten Schleifendurchgang beachtet. Das Vorgehen ist das selbe wie bei der SCWW-Simulation. Zunächst wird der maximale Ablenkwinkel von jeder Schicht bestimmt, unter dem die Elektronen den Detektor noch erreichen, d.h. man kommt mit diesem Winkel auch durch die Biprisma-Blende. Mit Formel 6.3 kann dann der Radius und somit der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Ion}$  des Ions bestimmt werden. Nun wird zu

jeder Schicht die Anzahl der Ionen bestimmt und damit wieder eine Relation zwischen den summierten Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{Ion}$  und der Querschnittsfläche  $A_{SE}$  des Signal-Konus der jeweiligen Schicht gebildet. Der Signal-Konus ist der gedachte Konus mit dem Blendenloch als Grundfläche und der Emissionsfläche als Deckfläche. Dabei nehmen wir wieder einen Emissionsradius von 1 nm an. Weil die Ionen in der ersten Schleife erst erzeugt werden müssen, gibt es die Coulomb-Wechselwirkung erst in den darauffolgenden Schleifen. Zusätzlich werden wir die Ionen von den 10 vorherigen Schleifen mitberücksichtigen und in den Schichten belassen, da wir ihnen die Lebensdauer  $\tau_{Ion}$  zugestehen, auf die wir später zu sprechen kommen. Die Bestimmung der Coulomb-Wechselwirkung der Ionen auf die Elektronen verläuft ähnlich wie die Ionisationswechselwirkung. Wir ermitteln dazu die Ionenanzahl jeder Schicht, multiplizieren diese mit dem oben bestimmten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Ion}$  und bilden das Verhältnis zu der Schichtfläche  $A_{SE}$ , das uns die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wiedergibt. Dabei wird schichtweise bei jedem einzelnen Elektron zufallsgeneriert, ob es wechselwirkt und somit nicht mehr zu dem Signal beiträgt. Wir machen an dieser Stelle die Annahme, dass die rausgestreuten Elektronen nur noch die Ablenkerblende treffen aber trotzdem auf ihrem Weg dorthin mit dem Hintergrundgas interagieren können.



**Abbildung 6.6.:** Vergleich der gemessenen Daten mit Wasserstoff-Hintergrundgas (hellblaue Punkte) mit den Ergebnissen aus der DCWW-Simulation (Rauten). Dabei wurden die, durch die Wechselwirkung, entstandenen Ionen in einem Abstand zwischen 20  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$  (rote Rauten), 20  $\mu\text{m}$  und 150  $\mu\text{m}$  (grüne Rauten), 40  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$  (dunkelblaue Rauten), 40  $\mu\text{m}$  bis 150  $\mu\text{m}$  (gelbe Rauten) vor der Spitze in Schichten einsortiert.

Zu guter Letzt muss noch die Strahlabschwächung berechnet werden. Hierzu identifizieren wir zunächst die Anzahl der anfangs zufällig generierten Emissionselektronen, die ohne jegliche Interaktion durch die Blenden auf den Detektor treffen würden, die aus den insgesamt 10000 simulierten Elektronen im Mittel nur 440 Elektronen zählt. Ebenfalls werden die Emissionselektronen gezählt, die trotz der herrschenden Wechselwirkungen mit dem Hintergrundgas und den Ionen den Detektor erreichen. Aus diesem Verhältnis kann nun die Abschwächung des Strahls bestimmt werden, die in Abbildung 6.6 zu sehen ist. Wir wollen nun nochmals auf die Lebensdauer der Ionen zu sprechen kommen. Die Messung bei  $7.3 \cdot 10^{-9}$  mbar besitzt eine Zählrate von 26021 Hz,

was einem mittleren Zeitabstand von  $38.4 \mu\text{s}$  zwischen zwei Elektronen entspricht. Dieser beschreibt bei den Simulationen den Zeitabstand zwischen zwei am Detektor sichtbaren Teilchen bei niedrigem Druck, was den 440 wechselwirkungsfreien Elektronen unserer Simulation entspricht. Der Zeitabstand zwischen allen 10000 simulierten Elektronen ist somit um den Faktor  $10000/440$  geringer als der Zeitabstand  $38.4 \mu\text{s}$ , der dem Bruchteil an wechselwirkungsfreien Elektronen entspricht, und demgemäß nur  $1.69 \mu\text{s}$ . Da die Ionen über 10 Schleifen hinweg beachtet werden und bei jeder Schleife 10 Elektronen emittiert werden, nimmt man implizit eine Lebensdauer von  $169 \mu\text{s}$  für die Ionen vor der Spitze an.

In Abbildung 6.6 ist die Intensitätsabnahme von vier Simulationen zu sehen, bei denen die Bereiche des Ionenaufenthalts vor der Spitze zwischen  $20 \mu\text{m}$  und  $1500 \mu\text{m}$  liegt. Darüber hinaus sind zum Vergleich die Messdaten in dem Diagramm zu sehen. Wir haben zwei Simulationen, bei der die untere Grenze des Bereichs der Ionenverteilung bei  $20 \mu\text{m}$  liegt, dabei reduziert sich das Elektronensignal am Detektor bis zu 70 %, und somit wesentlich stärker als bei den Simulationen mit einer unteren Grenze von  $40 \mu\text{m}$ , bei der die Reduzierung bis zu 40 % beträgt. Des Weiteren wurden Simulationen mit zwei unterschiedlichen oberen Grenzen des Bereichs erstellt, dabei sortieren wir die Ionen entweder bis  $50 \mu\text{m}$  oder bis  $150 \mu\text{m}$  ein. Wie wir in Abbildung 6.6 sehen, hat diese Variation jedoch keinen so großen Einfluss auf die Elektronenreduzierung, deren Unterschied bei unter 10 % liegt, im Vergleich zur unteren Grenze. Der Grund ist, dass Ionen in spitzennahen Schichten wesentlich größere Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten verursachen. Diese kommen durch die kleineren Schichtflächen  $A_{SE}$  aber auch durch den reduzierten Winkelbereich, bei dem die Elektronen noch kohärent auf den Detektor treffen, vergrößert den Blockaderadius  $b$  (siehe auch Gleichung 6.3) der Coulomb-Wechselwirkung zustande. Daher ist es fraglich, wie die Grenzen des Bereichs sinnvoll gewählt werden können.

Des weiteren erkennt man in Abbildung 6.6, dass die Datenreihen der simulierten Daten im mittleren Druckbereich eine viel zu hohe mittlere Intensität besitzen, und daher die Simulationen den Sachverhalt nur unzureichend beschreiben. Sehr wahrscheinlich führt hierzu auch die Generierung mehrerer Wirkungsquerschnitte beim Streuen eines Signalelektrons. Dadurch entstehen meist ein oder zwei Ionen mit zusätzlichen frei gewordenen Bindungselektronen die wiederum Ionen erzeugen können. Auf diese Weise erweitert sich quasi jeder Wechselwirkungsquerschnitt zwischen Elektron und Wasserstoff mit zusätzlichen Coulomb-Wechselwirkungsquerschnitten von mehreren Ionen, wodurch die Kurve stark abfällt, sobald der Druck hoch ist.

Daher können diese Simulationen nur Abschätzungen der Prozesse darstellen, die bei solch einem Versuchsaufbau ablaufen. Zumal der exponentielle Druckabfall von der Spitze zur Blende des ersten Ablenkens von zwei Größenordnungen sehr groß abgeschätzt wurde. Vor allem weil man sich bei diesen Druckbereichen in der molekularen Strömung befindet und sich um der Spitze keine zusätzliche Begrenzung existiert, die in irgendeiner Weise die Bewegung der Gasteilchen begrenzt. Daher erhält man aus diesen Simulationen der Reduzierung der mittleren Intensität eher eine obere Abschätzung, die trotzdem wesentlich geringer als die gemessene mittlere Elektronenintensität ausfällt.

Des Weiteren werden nicht alle Prozesse erfasst, wofür nicht nur eine Beschreibung der Emission sondern auch des Hintergrundgases per Einzelteilchendynamik nötig wäre,

dies jedoch zu einer Überlastung unserer Rechnerkapazität führen würde. Fraglich ist auch, ob wir alle Prozesse erkennen, und sie weitestgehend exakt beschreiben können. Bei der Beschreibung der Ionenbewegung wurde dessen Ende am Feldursprung und somit deren Aufschlagen auf die Spitze völlig vernachlässigt. Bei diesem Vorgang kann nicht exakt beschrieben werden, wie sich die Spitze ändert und was dies für die Emission bedeutet. Jedoch wurden bei Emissionstests nach diesen Experimenten mit hohen Hintergrundgasdrücken keine Änderungen festgestellt, weder bei dem Kohärenzgrad der Elektronenemission noch bei der Intensität. Daher kann der Einfluss der Ionen auf die Spitze nur temporäre Intensitätsabschwächungen verursachen, z.B. als Adsorbate. Zusätzlich können Effekte des Hintergrundgases auf den Detektor nicht ausgeschlossen werden. Dabei würden die Gasteilchen die Kanäle der MCPs fluten und somit die Effektivität heruntersetzt. Auch durch mögliche Adsorbate auf der Oberfläche der Kanäle könnte beim Einschlag eines Teilchen die Elektronenlawine abschwächen oder gar komplett verhindern. Zudem wurden keinerlei Wirkungen der Ionen auf die Feldgeometrie beachtet. Da das effektive Emissionszentrum nur aus einem Atom besteht, kann der Einfluss eines im Mikrometerbereich davor positionierten Ions sehr groß sein. Eventuell kommt es dadurch zu einer Absenkung der Spannung und somit zu einer Änderung des Emissionsverhaltens, was möglicherweise einen veränderten Kurvenverlauf der simulierten Datenpunkte bedingt.



## 7. Störung durch mechanische Dephasierung [Publikation 3]

Eine weitere Störquelle sind mechanischen Schwingungen, welche eine Dephasierung des Interferenzmusters bewirken. Diese Schwingungen kommen von den Bauteilen des Interferometers selbst und können daher nicht umgangen werden. In Abschnitt 5.3 wurde schon mit der Schwingung des Biprismas für eine Abweichung der Emissionsfläche von der Theorie argumentiert. In diesem Kapitel analysieren wir die Interferenzen nach möglichen Störfrequenzen unabhängig vom Bauteil und können sehr deutlich Resonanzfrequenzen des Interferometers erkennen.

### 7.1. Mess- und Auswertungsverfahren der Dephasierung

Um die Anfälligkeit des Interferometers auf mögliche mechanische Störquellen zu ermitteln und um die neue Methode zur Rekonstruktion verwaschener Interferenzen zu testen und zu optimieren, wurde versucht die Resonanzfrequenzen des gesamten Interferometers und seiner Einzelkomponenten zu bestimmen. Hierbei wurde die gesamte Vakuumkammer einer künstlichen Oszillation ausgesetzt, deren Frequenz von 0 Hz bis 1000 Hz variiert wurde. Hierfür verwendeten wir einen Lautsprecher und einen Piezo als Oszillatoren, die an der Vakuumkammer befestigt wurden. Der Lautsprecher wurde am Einlassstutzen für das Helium des Kryostaten (siehe auch Anhang A.5) montiert, so dass die Membran in die Längsrichtung des Kryostaten und somit in die Längsrichtung des Interferometers oszilliert. Um mit der Membran des Lautsprechers eine ausreichende Anregung der Resonanzen zu erzielen, wurden darauf noch zusätzliche Gewichte montiert. Damit wurden Störeinflüsse im Frequenzbereich von 100 Hz bis 320 Hz untersucht. Der Piezo wurde an die Außenwand der Vakuumkammer (siehe auch Anhang A) genau zwischen der linearen Durchführung des Zwischendetektors und dem Flansch des Kühlschildes befestigt. Auch der Piezo musste noch mit einem Gewicht belastet werden, um eine ausreichende Anregung zu erhalten. Der Piezo regte den Aufbau in vertikaler Richtung an, und somit senkrecht zum Lautsprecher, exakt über dem Zwischendetektor mit einem Frequenzspektrum zwischen 330 Hz und 1000 Hz. Piezo und Lautsprecher wurden immer nur einzeln verwendet um bei jeder Messung (im weiteren Verlauf auch Piezo- oder Lautsprecher-Messung genannt) nur eine Anregungsfrequenz an das Interferometer anzulegen. Dabei wurden immer Interferenzstreifen mit je  $(1.95 \pm 0.02) \cdot 10^5$  Elektronen bei Zählraten von  $2.0 \pm 0.5$  kHz bei den Lautsprecher-Messungen und  $11 \pm 2$  kHz bei den Piezo-Messungen aufgenommen. Für die Frequenzabstände der Anregung wurden 10 Hz gewählt, bei schmalen oder eng aneinanderliegenden Resonanzen reduzierten wir die Frequenzabstände auf 2 Hz.

Die Ansteuerung des Lautsprechers und des Piezos wurde mit einem Funktionsgenerator<sup>1</sup> realisiert. Der Druck des Vakuums während der Messungen lag bei  $4.5 \cdot 10^{-10}$  mbar. Die angelegten Spannungen für die Elektronenemission lagen zwischen  $U_{Em} = 1.45$  kV und  $U_{Em} = 1.6$  kV. Die Elektronenemission wurde von dem DLD (siehe auch Abschnitt 5.3) aufgenommen, der wie schon erwähnt eine räumliche und zeitliche Auflösung besitzt und somit für jedes detektierte Elektron eine Zeit- und Ortskoordinate speichert. Die Elektronenverteilung des Interferenzmusters kann dabei mit der theoretischen Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$f(y, t) = f_0 \left( 1 + K_0 (ky + \varphi(t)) \right) \quad (7.1)$$

beschrieben werden, wobei  $K_0$  der Kontrast ist,  $k = 2\pi/s$  die Wellenzahl und  $s$  der Streifenabstand der ungestörten Interferenz.  $f_0$  stellt einen Normierungsfaktor dar. Die Störung löst dann eine zeitabhängige Phasenverschiebung

$$\varphi(t) = \sum_{j=1}^N \varphi_j \cos(\omega_j t + \phi_j) \quad (7.2)$$

aus, die  $N$  verschiedene Frequenzen beinhalten kann. Dabei sind  $\varphi_j$  die Phasenamplitude und  $\phi_j$  die Phase der Störung mit der Frequenz  $\omega_j$ . Um alle an der Störung beteiligten Frequenzen mit Phasenamplitude und Phase finden und charakterisieren zu können, wird zunächst aus den Orts- und Zeitkoordinaten der Elektronen ein zweidimensionales Histogramm  $N_{u,\tau}$  erstellt, das der Korrelationsfunktion

$$g^{(2)}(u, \tau) = \frac{TY}{N^2 \Delta\tau \Delta u} \frac{N_{u,\tau}}{\left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \left(1 - \frac{|u|}{Y}\right)} \quad (7.3)$$

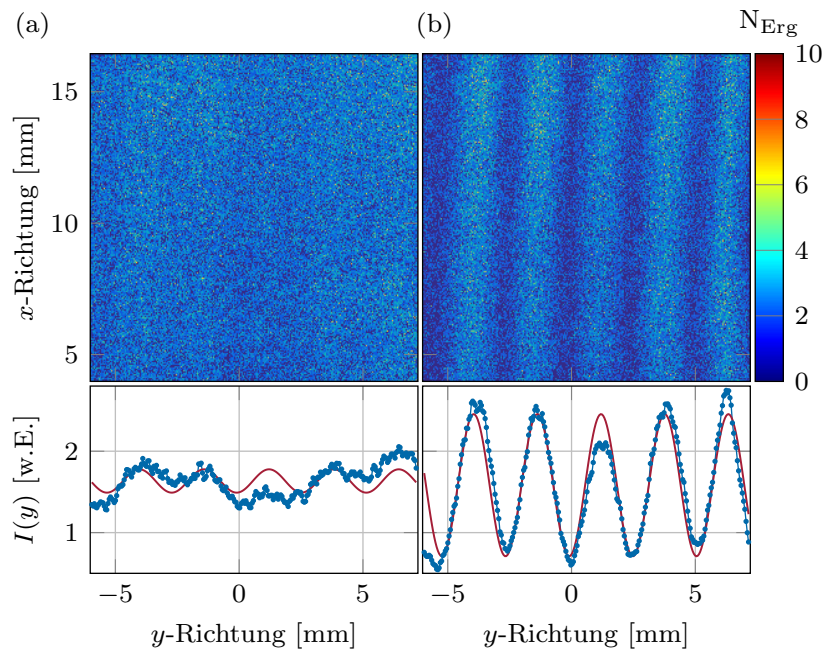
entspricht. Wobei das Histogramm  $N_{u,\tau}$  über alle Elektronenabstände ( $u = y_i - y_j$ ) und Zeitabstände ( $\tau = t_i - t_j$ ) erzeugt wird.  $T$  und  $Y$  beschreiben die Aufnahmezeit und die räumliche Ausdehnung der Detektorfläche,  $\Delta\tau$  und  $\Delta u$  beschreiben jeweils die Bin-Größe des Histogramms. Der Faktor  $[(1 - \tau/T)(1 - |u|/Y)]^{-1}$  korrigiert  $N_{u,\tau}$  für die endliche Aufnahmezeit und räumliche Ausdehnung der Messung. Die Korrelationsfunktion wird wie folgt normiert:  $\langle g^{(2)}(u, \tau) \rangle = 1$ . Für die exakte theoretische Beschreibung sei auf [RSC<sup>+</sup>14, RRS<sup>+</sup>17, GRSS15] und [Publikation 3] verwiesen.

Da die künstliche Störung mit der Frequenz  $\omega_0$  das Interferenzmuster verschwimmen lässt, wie in Abbildung 7.1(a) zu sehen, kann die Interferenz und ihre Streifenabstände nur sehr schwer identifiziert werden. Bei solchen Messungen erhält man durch Mittelung in x-Richtung und der Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 einen sehr niedrigen Kontrast oder bei falscher Bestimmung des Streifenabstandes sogar einen unrealistischen Kontrastwert. Aus diesem Grund wird der Kontrast aus dem  $g^{(2)}$ -Histogramm wie z.B. im Inset von Abbildung 7.2 bei  $\tau = 0$  bestimmt, womit wir Übereinstimmungen von über 95 % zum ungestörten Kontrast erreichen können. Die Bedingungen und Voraussetzungen, u.a. an das Binning und die Störampplitude, für diese hohe Präzision werden in [Publikation 3] und [Rem17] genauer aufgezeigt. Nach Erhalt des exakten Kontrastes

---

<sup>1</sup>Agilent 33522A, 30-MHz-Funktions-/Arbiträrsignalgenerator

und der Streifenabstände des Interferogramms, erstellt man ein Amplitudenspektrum über die diskrete Fouriertransformation, wie sie zum Beispiel in Abbildung 7.2 zu sehen ist, um die Frequenz der Störung zu ermitteln. Dafür wird für jedes Schnittprofil des Teilchenabstandes  $u = Ns/2$  mit  $N \in \mathbb{Z}$  eine Fouriertransformation erstellt und anschließend über alle gemittelt. Mit der darin enthaltenen Störfrequenz, den oftmals auch darin enthaltenen harmonischen Vielfachen und der zugrundeliegenden Theorie [RRS<sup>+</sup>17, Rem17] kann nun die Phasenamplitude der Störfrequenz bestimmt werden.

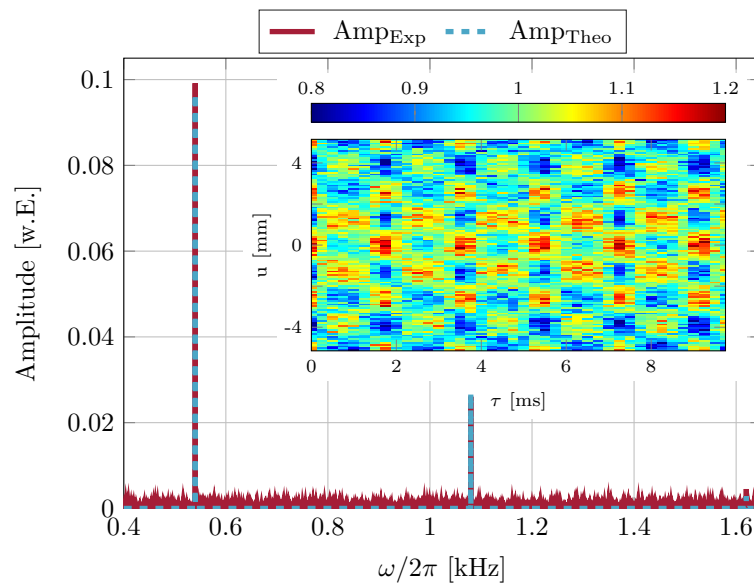


**Abbildung 7.1.:** Durch eine Störung verwaschenes Elektroneninterferenzmuster (a) deren Störfrequenz gleich 540 Hz ist und ein zurückgerechnetes Interferenzmuster (b) mittels der Störungsparametern, die durch den Algorithmus [RRS<sup>+</sup>17, Rem17] bestimmt worden sind. Unter beiden Diagrammen ist das jeweils in x-Richtung integrierte Histogramm (blaue Punkte) und eine angepasste Kurve der Gleichung 3.14 zu sehen, um den Kontrast zu bestimmen. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

Wenn mehr als eine Störfrequenz und deren Harmonische die Interferenz beeinträchtigen, können die Frequenzen  $\omega_j$ , die Phasenamplituden  $\varphi_j$  und die Phasenbeziehungen  $\phi_j$  der einzelnen Störfrequenzen zueinander mit Hilfe eines Algorithmus ermittelt werden (näheres in [Publikation 3]). Dabei bestimmt man nacheinander ein theoretisches Fourierspektrum mit unterschiedlichen Kombinationen aus Frequenzen, die dem experimentellen Fourierspektrum entnommen werden, und vergleicht sie anschließend mit diesem. Dieser Algorithmus identifiziert die Frequenzen mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % bei drei Störfrequenzen und 70 % bei vier Störfrequenzen. Mit den Informationen Phasenamplituden  $\varphi_j$ , Frequenzen  $\omega_j$  und Phasenbeziehungen  $\omega_j$  der Störung können die verwaschenen Interferenzmuster aus Abbildung 7.1(a) wiederhergestellt werden, indem jede einzelne Elektronenposition  $y_i$  mit den Störungsdaten neu berechnet wird.

Exemplarisch soll ein analysierter Datensatz gezeigt werden, der durch den Piezo mit einer Anregungsfrequenz von 540 Hz sowie einer Emissionsspannung von 1.6 kV, einer Biprismaspannung von 0.3 V und einer Spannung der zweiten Quadrupollinse

von 1200 V aufgenommen wurde. In der eingebetteten Grafik in Abbildung 7.2 sehen wir das Histogramm, das die  $g^{(2)}$ -Funktion beschreibt. Es wurde mit einem Binning von  $\Delta u = 90 \mu\text{m}$  und  $\Delta\tau = 50 \mu\text{s}$  berechnet und hat eine periodische Intensitätsverteilung entlang beider Achsen. Der Grund liegt in einer periodischen Störung von  $\sim 1.9 \mu\text{s}$  und der Streifenabstände von  $\sim 2.5 \text{mm}$  der Interferenz. Bei  $\Delta\tau = 0$  wurde der Kontrast mit  $K_{g^{(2)}} = 58.5 \pm 3.2\%$  und der zugehörige Streifenabstand mit  $s_{g^{(2)}} = 2.60 \pm 0.02 \text{mm}$  identifiziert. Aus dem Histogramm in Abbildung 7.2 wurde ebenfalls das Amplitudenspektrum berechnet, in dem die Anregungsfrequenz von 540 Hz und deren Harmonische zu erkennen sind.



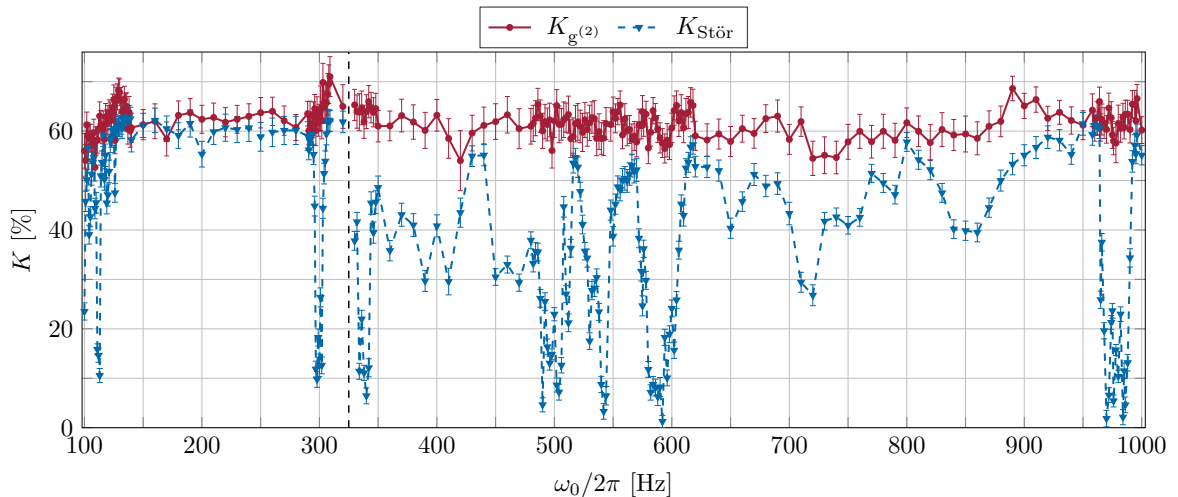
**Abbildung 7.2.:** Amplitudenspektrum die von der Messung mit der Störfrequenz 540 Hz (rote Linie) berechnet mittels diskreter Fouriertransformation aus der Korrelationsfunktion (eingebetteten Graphik). Nachdem die Störfrequenz identifiziert worden ist, wurde die theoretische Fouriertransformation an die Daten angepasst (blaue Linie) um die Störampplitude zu bestimmen. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

Nachdem die Störparameter über die  $g^{(2)}$ -Funktion und deren Fouriertransformation identifiziert wurden, können sie beim Zurückrechnen des Interferenzmusters zusätzlich verfeinert werden. Dabei wird die Frequenz  $\omega_1$ , Phasenamplitude  $\varphi_1$  und Phase  $\phi_1$  in einem kleinen Fenster um die bestimmten Störparameter variiert um den Kontrast des zurückgerechneten Interferenzmusters zu maximieren. Die daraus erhaltene Frequenz ist  $\omega_1/2\pi = 539.9938 \text{ Hz}$ , Phasenamplitude ist  $\varphi_1 = 0.66\pi$ , und Phase ist  $\phi_1 = 0.59\pi$ . Die damit zurückgerechneten Interferenzstreifen aus Abbildung 7.1(b) weisen einen rekonstruierten Kontrast von  $K_{Rek} = 55.5 \pm 2.8\%$  und Streifenabstände von  $s_{Rek} = 2.57 \pm 0.01 \text{ mm}$  auf.

## 7.2. Ergebnisse aus den gemessenen Dephasierungen

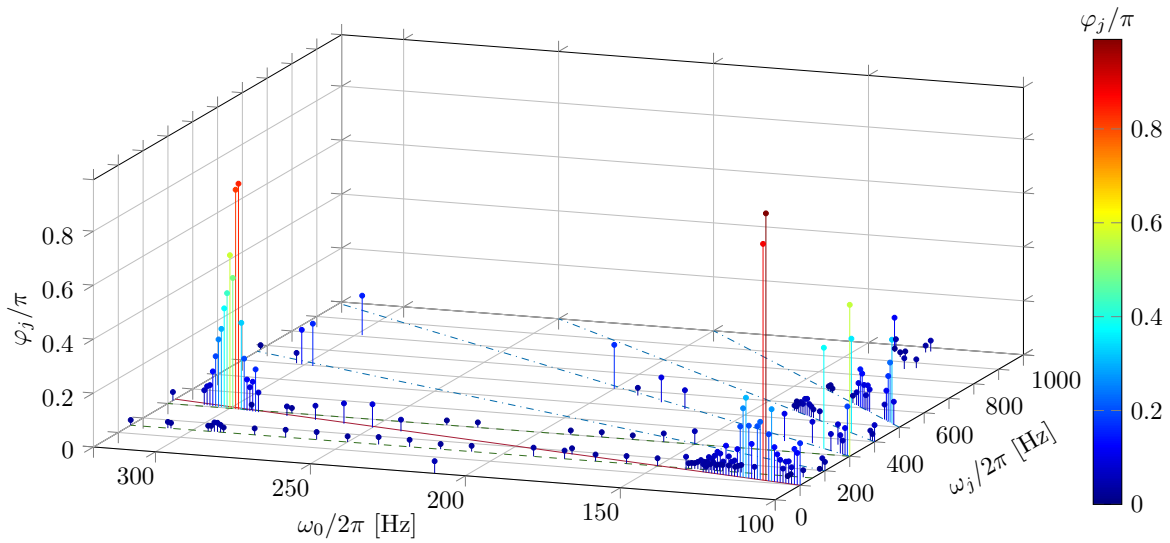
Mit diesem Verfahren können nun die gemessenen Daten ausgewertet werden, dabei wurden bei allen erstellten Korrelationsfunktionen ein räumliches Binning von  $\Delta u = 90 \mu\text{m}$  und ein zeitliches Binning von  $\Delta\tau = 200 \mu\text{s}$  für die Lautsprecher-Messungen bzw.  $\Delta\tau = 50 \mu\text{s}$  für die Piezo-Messungen verwendet. Die Daten wurden mit einer maximalen Korrelationszeit von  $\tau = 10 \text{ s}$  ausgewertet, dabei wurde der Kontrast  $K_{g^{(2)}}$  aus den Korrelationsdaten bei  $\tau = 0 \text{ s}$  bestimmt, die das rot dargestellte Kontrastspektrum in Abbildung 7.3 bilden. Aus den in x-Richtung gemittelten gestörten Interferenzen

wurden ebenfalls die Kontraste  $K_{\text{Stör}}$  nach Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 bestimmt, die das blau dargestellte Kontrastspektrum in Abbildung 7.3 bilden. In diesem Kontrastspektrum sind die Anregungsfrequenzen klar erkennbar, die im Interferometer oder deren Bauteilen Oszillationen auslösen. Jedoch müssen die Anregungsfrequenzen nicht identisch zu den Resonanzen des Interferometers oder dessen Bauteilen sein. Wie man in Abbildung 7.4 und 7.5 zu sehen bedeutet dies, dass man auch Antwortfrequenzen beobachtet, die nicht den Anregungsfrequenzen entsprechen oder Harmonische von ihr sind. Daher ist es wichtig, alle beteiligten Störfrequenzen einer jeden verwaschenen Interferenzmessung zu identifizieren.

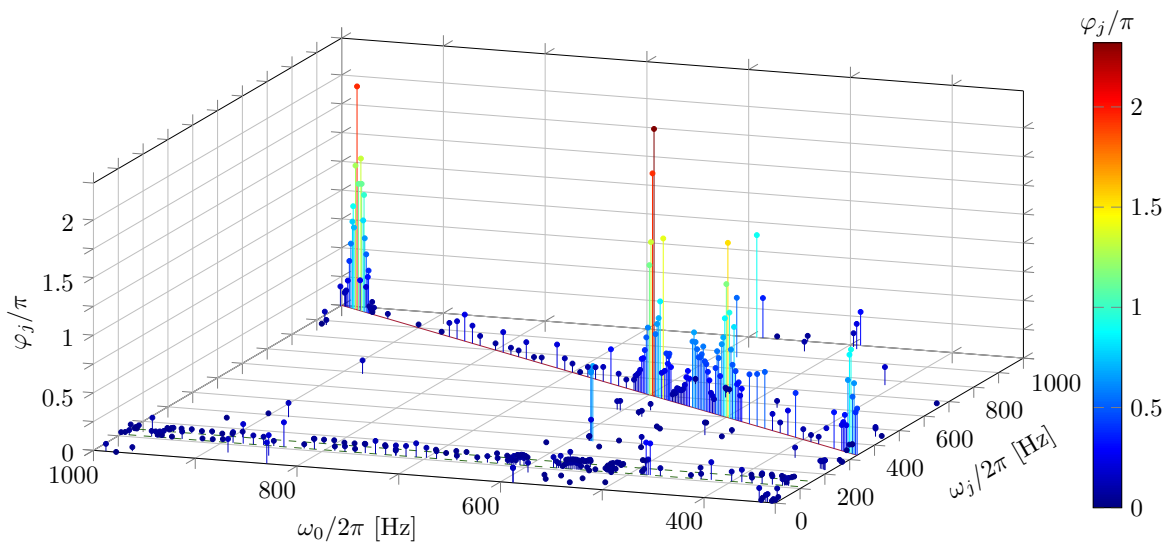


**Abbildung 7.3.:** Kontrast  $K_{\text{Stör}}$  (blaue Dreiecke) der Lautsprecher- und Piezo-Messung, den man durch eine Anpassung der Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 an das gemittelte Histogramm ermittelte, und Kontrast  $K_{g^{(2)}}$  (rote Punkte), der über die Korrelation bei  $\tau = 0$  bestimmt wurde. Beide Messreihen wurden mit einer schwarzen gestrichelten Linie getrennt. Bei den Lautsprecher-Messungen [bzw. Piezomessungen] bekommt man die mittleren Kontraste  $K_{g^{(2)}} = 62.5 \pm 3.4\%$  [ $K_{g^{(2)}} = 61.3 \pm 2.7\%$ ] mit dem mittleren Fehler der Einzelmessungen  $\pm 3.0\%$  [ $\pm 3.2\%$ ] und den Streifenabständen  $\lambda_{g^{(2)}} = 2.62 \pm 0.04$  mm [ $\lambda_{g^{(2)}} = 2.65 \pm 0.05$  mm] mit dem mittleren Fehler der einzelnen Anpassungen  $\pm 0.02$  mm [ $\pm 0.02$  mm] und  $\lambda_{\text{Stör}} = 2.60 \pm 0.05$  mm [ $\lambda_{\text{pert}} = 2.65 \pm 0.04$  mm] mit dem mittleren Fehler der einzelnen Anpassungen  $\pm 0.05$  mm [ $\pm 0.03$  mm]. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

Daher wird das oben genannte Verfahren auf die Messungen angewendet, um die Frequenzen und Phasenamplituden der beteiligten Störungen zu erhalten. Das durch die Störung mit dem Lautsprecher erhaltene Antwortspektrum ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Die rote Linie markiert den Fall, dass die Antwortfrequenz  $\omega_j/2\pi$  gleich der Anregungsfrequenz  $\omega_0/2\pi$  ist. Darüber hinaus können wir die Frequenzen  $\omega_0/2\pi$ , an dem die maximalen Phasenamplituden  $\varphi_j$  des Spektrums sind, in Abbildung 7.3 als Einbrüche des Kontrasts  $K_{\text{Stör}}$  wieder finden. Die blauen Strichpunktlinien zeigen die höheren Harmonischen der Frequenzgleichheit zwischen Anregung und Antwort. Dass an diesen Stellen ebenfalls einige Anregungen im Interferometer vorliegen, schuldet man der Eigenschaft des Lautsprechers, dessen Membran meist nicht monofrequent schwingt sondern oftmals zusätzliche Schwingungsmuster bei höheren Harmonischen besitzt. Daher kann nicht auf Resonanzen des Interferometers geschlossen werden,



**Abbildung 7.4.:** Antwortspektrum mit Phasenamplitude  $\varphi_j$  des Interferometers aus den Lautsprecher-Messungen. Die rote Linie zeigt den Fall, dass die Anregungsfrequenz  $\omega_0/2\pi$  gleich der Antwortfrequenz  $\omega_j/2\pi$  ist. Die blaue Strichpunkt-Linien zeigen die höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz. Die grünen gestrichelten Linien markieren die konstanten Antwortfrequenzen 150 Hz und 300 Hz. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.



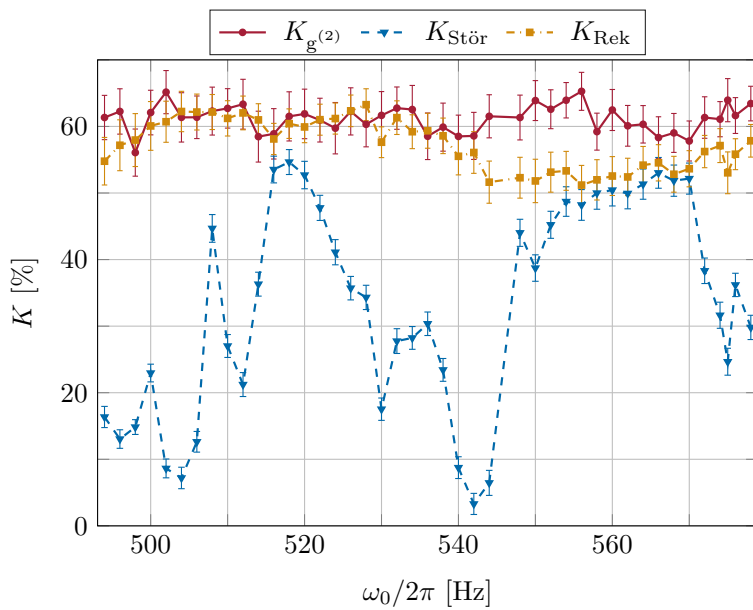
**Abbildung 7.5.:** Antwortspektrum mit Phasenamplitude  $\varphi_j$  des Interferometers aus den Piezo-Messungen. Die rote Linie zeigt den Fall, dass die Anregungsfrequenz  $\omega_0/2\pi$  gleich der Antwortfrequenz  $\omega_j/2\pi$  ist. Die grünen gestrichelten Linien markieren die konstanten Antwortfrequenzen 111.4 Hz und 150 Hz. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

die durch resonanzferne Frequenzen angeregt worden sind. Die maximale Stör-Amplitude ist  $\varphi_j = 0.99\pi$  bei der Störfrequenz  $\omega_j/s\pi = 112$  Hz. Die grün gestrichelt horizontalen Linien zeigen eine Reihe von anharmonischen Anregungen bei  $\omega_j/2\pi = 150$  Hz und  $\omega_j/2\pi = 300$  Hz des Interferometers an, die nicht von den Anregungsfrequenzen abhängig sind. Das Auftauchen solcher Frequenzen kann mehrere Gründe haben. Einerseits könnte das Interferometer hier Resonanzen besitzen, diese müssten jedoch sehr breit sein um sie mit jeder Frequenz zwischen  $\omega_0/2\pi = 100$  Hz und  $\omega_0/2\pi = 320$  Hz anregen zu können. Andererseits könnten dies auch höhere Harmonische des Stromnetzes sein, wobei zu erwarten wäre, dass auch die Grundfrequenz von  $\omega_{Netz}/2\pi = 50$  Hz zu sehen ist.

Das durch den Piezo erhaltene Antwortspektrum ist in Abbildung 7.5 zu sehen, das von  $\omega_0/2\pi = 320$  Hz bis  $\omega_0/2\pi = 1$  kHz gemessen wurde. Wiederum markieren die rot- bzw. die grün-gestrichelten Linien die Übereinstimmung von Antwortfrequenz  $\omega_j$  und Anregungsfrequenz bzw. die konstante anharmonische Anregung der Frequenzen 111.4 Hz und 150 Hz. Wie oben schon erwähnt könnte die Antwortfrequenz von 150 Hz eine höhere Harmonische der Netzfrequenz sein. Die Antwortfrequenz von 111.4 Hz passt jedoch zu keiner Harmonischen der Netzfrequenz und könnte daher eine umweltbedingte Störung sein. Es ist auch mit hoher Wahrscheinlichkeit auszuschließen, dass sie eine Resonanz des Interferometers darstellt, da sie in dem Spektrum des Lautsprechers nicht vorherrscht. Im Falle einer Resonanz müsste diese nur vertikal angeregt werden können (siehe dazu die Anordnung von Piezo und Lautsprecher in Abschnitt 7.1), was durch die mechanischen Verbindungen aller Bauteile und somit dem hohen Kopplungsgrad der einzelnen Schwingungsmoden sehr unwahrscheinlich ist.

Beim Vergleich der beiden Spektren aus Abbildung 7.4 und 7.5 erkennt man, dass die Spitzenamplituden der Piezo-Messungen um einiges höher sind als die Lautsprecher-Messungen. Der Grund könnte an der Schwingungsrichtung der Anregungselemente liegen. Der Lautsprecher oszilliert entlang der Interferometerachse und somit Lotrecht zum DLD und der Interferenzebene. Dagegen oszilliert der Piezo senkrecht zur Interferometerachse und somit senkrecht zu den Interferenzstreifen. Folglich wird das Maximum der Interferenz bei Oszillationen leichter in das Minimum abgelenkt.

Um eine Vorstellung zu bekommen, wie groß die Schwingungsamplituden des Bauteils einer solchen Störung sind, wollen wir hier eine Abschätzung geben. Die Messungen wurden mit einer Emissionsspannung von  $U_{Em} = 1.45$  kV und einer Überlagerungsspannung von  $U_{BP} = 0.3$  V gemacht, woraus sich mit Gleichung 3.6 aus Abschnitt 3.1.1 eine Streifenabstände von  $s = 880$  nm berechnen lässt. Mittels der maximalen Phasenamplitude  $\varphi_j$  kann die Stör-Amplitude  $A(\varphi_j) = s \frac{\varphi_j}{2\pi}$  berechnet werden. Die daraus resultierenden Amplituden sind 6 nm für die Phasenamplitude von  $\varphi_1 = 0.014\pi$  bei der Frequenz von  $\omega_1/2\pi = 111.4$  Hz und  $1.021 \mu\text{m}$  für die Phasenamplitude von  $\varphi_1 = 2.320\pi$  bei der Frequenz von  $\omega_1/2\pi = 594$  Hz. Diese Amplituden gelten für das unvergrößerte Interferenzmuster, also direkt vor den Quadrupollinsen. Die schwingenden Komponenten oszillieren aus geometrischen Gründen daher je nach Position nur einen Bruchteil dieser Amplituden. Daher ist es schwer abzuschätzen, ab welcher Amplitudenstärke die einzelnen Resonanzen kritisch für kontrastreiche Interferenzen sind und wie leicht die verantwortlichen Resonanzen durch äußere Einflüsse angeregt werden können.



**Abbildung 7.6.:** Aufgetragen sind die Kontraste der integrierten Messungen mit Störung  $K_{Stör}$  (blaue Dreiecke), Kontraste aus den Korrelationen  $K_{g^{(2)}}$  (rote Punkte) und die Kontraste aus den zurückgerechneten Interferenzmustern  $K_{Rek}$  (gelbe Rechtecke) gegen die Anregungsfrequenzen  $\omega_0/2\pi$  mittels Piezo. Abbildung aus [Publikation 3] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

Mit Hilfe der Phasenamplitude, der exakten Frequenz und der Phasenbeziehung jeder einzelnen Störung können wir bei den verwaschenen Interferenzmustern die Störungen herausrechnen. Exemplarisch ist für die Anregungsfrequenz  $\omega_0/2\pi = 540$  Hz ein zurückgerechnetes Interferenzbild in Abbildung 7.1(b) zu sehen. Im Vergleich zur gestörten Aufnahme kann der Kontrast  $K_{Rek}$  wieder gut ermittelt werden, was auch in Abbildung 7.6 für die Piezomesseungen zwischen die Frequenzen  $\omega_0/2\pi = 494$  Hz und  $\omega_0/2\pi = 578$  Hz zu sehen ist. Über den gesamten Bereich kann der Kontrast  $K_{Rek}$  nahezu auf den Kontrast  $K_{g^{(2)}}$  zurückgerechnet werden.



### **7.3. Diskussion und Erweiterung der Ergebnisse**

Die Messungen zeigen sehr schön die Resonanzen des Interferometers und deren Komponenten. Diese Resonanzen besitzen jedoch durch die starke Anregung meist große Amplituden im Vergleich zu den umweltbedingten Resonanzschwingungen. Bei Messungen mit sehr kleinen Streifenabständen, wie sie durch langsame Elektronen, hohe Biprismaspannungen oder einfach durch massereiche Ionen realisiert werden, sind aber auch kleine Schwingungsamplituden sehr hinderlich und sollten daher vermieden werden. Daher ist es von Nutzen, wenn man die Resonanzen im Interferometer lokalisieren und das oszillierende Bauteil optimieren kann. Eine Möglichkeit sind dynamische Simulationen der einzelnen Bauteile des Interferometers zu erstellen, um die exakten Resonanzfrequenzen zu erhalten. Diese Frequenzen können dann mit den Antwortfrequenzen der Messungen verglichen werden. Die Bestimmung wurde mittels einer FEM Simulation (Finite Elemente Methode), die das Programm Inventor zu Verfügung stellt, durchgeführt. Die Ergebnisse sind jedoch nicht eindeutig, da durch die Komplexität des Interferometers sehr viele Schwingungsmoden mit unterschiedlichsten Frequenzen gefunden werden und die Übereinstimmung zur Resonanz nicht eindeutig ist. Minimale Abweichungen von Abmessungen oder Materialeigenschaften verursachen große Abweichungen von den wirklichen Resonanzen, und somit schlägt die Lokalisierung fehl. Daher muss der Aufwand gegenüber dem Verbesserungspotential abgewogen werden. Es bleibt dennoch fraglich, ob die Materialeigenschaften so exakt bestimmt werden können, da alle Bauteile in einer hausinternen Werkstatt gefertigt worden sind und dessen Gefügeveränderungen, wie z.B. Spannungen im Werkstück nach Wärme- oder Kräfteinwirkungen, nicht exakt abgeschätzt werden können.

Mit dem hier vorgestellten Vorgehen ist es möglich, auch sehr verwaschene Interferenzbilder auszuwerten und zu analysieren. Die zugrunde liegenden Störungen müssen dabei nicht wie im vorherigen Abschnitt angeführten Beispiel mechanische Oszillationen sein, sondern es können auch elektromagnetische Schwingungen [GRSS15] oder Temperaturdrifts untersucht und zurückgerechnet werden. Nichtperiodische Störungen können immerhin auf Interferenzeigenschaften und Störparameter untersucht werden, ohne sie zurückrechnen zu können, solange die Kohärenz groß genug ist und durch die Störung nicht verloren geht. Damit können nun auch Aufnahmen gemacht werden, bei denen zunächst nur die Position der Überlagerung (siehe auch Kapitel 3.2) in der Messung bekannt ist jedoch noch keine Interferenzstreifen zu sehen sind. So können Messungen bei Verdacht von Störungen nachträglich ausgewertet und analysiert werden. Vorstellbar ist auch eine Echtzeit-Korrelation der Daten während der Messung, womit sie sich während der Aufnahmen optimieren lässt. Ein gutes Beispiel für die Optimierung der Messapparatur ist die Nachanalyse von Elektroneninterferenzen, bei der eine periodische Störung von 50 Hz identifiziert werden konnte. Man konnte schließlich den Netztransformator der Detektorelektronik als Störquelle identifizieren. Nachdem man ihn wesentlich weiter von dem Interferometer positionierte, konnte die Störung auf über ein Zehntel gedrückt werden.



## 8. Effektive Strahlaufspaltung für die elektrische Aharonov-Bohm-Physik [Publikation 4]

Aharonov und Bohm beschrieben 1959 in ihrer theoretischen Arbeit [AB59], wie schon Ehrenberg und Siday [ES49] zehn Jahre zuvor, den physikalischen Einfluss eines Skalar- und Vektorpotentials auf die quantenmechanische Phase eines geladenen Teilchens. Um diesen Effekt messen zu können, schlugen Aharonov und Bohm in ihrer Veröffentlichung eine konkrete Messanordnung zur Bestimmung dieser quantenmechanischen Phase vor. Hierbei sollen geladene Teilchen einem skalaren bzw. vektoriellen Potential ausgesetzt werden, ohne dass auf sie deren elektrische bzw. magnetische Felder wirken. Dieses ursprünglich feldfreie Messprinzip wurde später als Typ I bezeichnet. Typ II bezeichnet folglich die Experimente [MP85, COK<sup>+</sup>89, AC84, ACK<sup>+</sup>92, LMAW98, Zei86, BB08], bei denen der Aharonov-Bohm-Effekt (AB-Effekt) trotz einer gleichzeitigen Feldexposition, die die Bahn der Teilchen nicht verändert, gemessen wird. Der magnetische AB-Effekt Typ I konnte schon mit Hilfe eines Elektroneninterferometers experimentell bestätigt werden [MB62, Cha60, TOM<sup>+</sup>86]. Jedoch im Falle des elektrostatischen AB-Effekts Typ I fehlen bislang derartige experimentelle Bestätigungen. Eine schöne Übersicht zu diesem Thema bietet [BT09], und [Wed11] enthält eine volle quantenmechanische Beschreibung des AB-Effekts. Im Folgenden wird ein technisch realisierbares Konzept zur Messung des elektrischen AB-Effekts vorgestellt, welches Ionen statt Elektronen als potentialsensitive Teilchen verwendet. Hierbei dient als Grundlage ein vorhandenes Biprisma-Interferometer, für das verschiedene Konzepte zur Strahlaufspaltung vorgestellt werden. Die Aufspaltung muss die Positionierung zweier kleiner Zylinder [AB59] gewährleisten und somit wesentlich größer als die eines einzelnen Biprismas sein. Mit Hilfe von Simulationen können dann die jeweiligen Aufspaltungskonzepte bezüglich einer ausreichenden Ionensignalstärke für die Messung bewertet werden.

### 8.1. Konzepte zur Strahlaufspaltung

Für das von Aharonov und Bohm vorgeschlagene Experiment stellt ein Materiewelleninterferometer die Grundlage dar. Mit dessen Hilfe kann ein geladener Teilchenstrahl kohärent aufgespalten werden, um anschließend dessen Teilstrahlen durch zwei Metallzylinder zu führen, sie zu überlagern und das resultierende Interferenzmuster mit einem Detektor zu vermessen. Der Teilchenstrahl wird bei dem Vorschlag von Aharonov und Bohm mit einer gepulsten Elektronenquelle realisiert, sodass sich die Elektronen nur in den Zylindern aufhalten, wenn diese auf Potential liegen. Infolgedessen sind die Elektronen einem skalaren Potential  $V$  aber nie einem elektrischen Feld ausgesetzt. Je nach

Potentialunterschied ergibt sich eine unterschiedliche Phasenverschiebung  $\Phi_{el}$  zwischen den beiden Teilstrahlen, was sich wiederum in einem Versatz des Interferenzmusters zeigt. Die Beschreibung der Phasenverschiebung ist

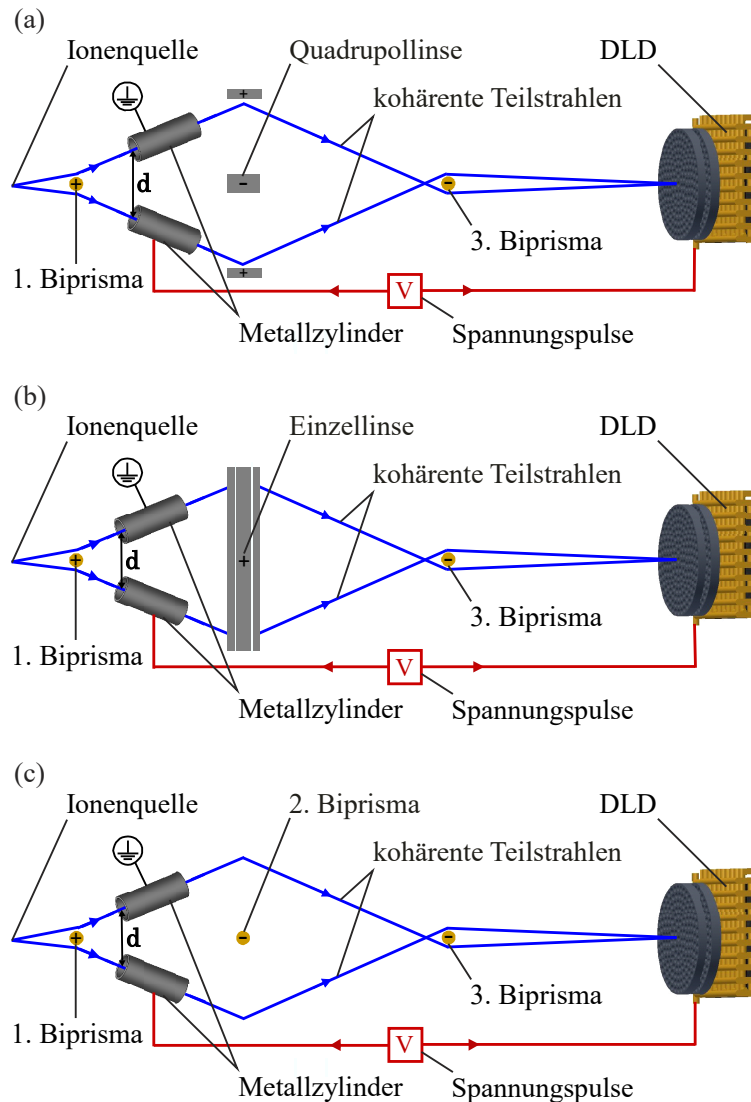
$$\Delta\Phi_{el} = \frac{e}{\hbar} \int V dt, \quad (8.1)$$

wobei  $e$  die Elementarladung und  $\hbar$  das Wirkungsquant darstellen. Dabei wird über die Pulsdauer des Potentials  $t$  integriert.

Für uns typische Emissionsspannungen der Elektronen liegen bei ca. 1.0 kV, daher kann die Elektronengeschwindigkeit auf  $v_{El} \sim 2 \cdot 10^7$  m/s abgeschätzt werden. Für die Metallzylinder nehmen wir anhand von Erfahrungswerten von Schmid et al. [Sch85] eine Länge von 3 mm an, da dieser seine Metallzylinder erfolgreich ins Experiment einfügte. Mit diesen Werten kommt man auf eine Aufenthaltsdauer von  $t \sim 150$  ps, jedoch muss eine Aufenthaltsdauer von  $t \sim 100$  ps angenommen werden um zu garantieren, dass keine eventuellen Streufelder der Ränder auf die Elektronen wirken. Da diese ultrakurze Pulsdauer technisch sehr problematisch und schwierig umzusetzen ist, sollte in der Konzeptfindung diese Schwierigkeit umgangen werden.

Mit Hilfe einer Ionenemission ist die Messmethodik leichter zu realisieren, da die geringere Geschwindigkeit der Ionen eine längere Aufenthaltsdauer in den Zylindern bedingt. Eine typische Emissionsspannung für Wasserstoff ist 3.8 kV, bei der die Single Atom Tip (SAT) diesen idealerweise in  $H_2^+$  ionisiert und beschleunigt. Durch die höhere Masse des Wasserstoffs wird es trotz der hohen Emissionsspannung nur auf eine Geschwindigkeit von  $v_{Ion} \sim 6 \cdot 10^5$  m/s beschleunigt. Dadurch verlängert sich die Aufenthaltsdauer der Ionen in den 3 mm langen Zylindern auf  $t \sim 5$  ns. Spannungspulse in dieser Länge sind technisch deutlich leichter zu realisieren, da schon kommerzielle Pulsgeneratoren Pulse von 1 ns Länge bereitstellen. Zum Vergleich müssten Elektronen auf eine Energie von  $\sim 1$  eV abgebremst werden, was schon experimentell durchgeführt wurde, jedoch ist die Realisierbarkeit für ein Biprisma-Interferometer mit einer ausreichend großen Strahlaufspaltung fragwürdig. Aharonov und Bohm [AB59] schlugen vor, die Quelle und das Potential der Zylinder zu pulsen. Die Realisierung solch einer Quelle wurde in [HSATK06, HKK06] durch gepulstes bestrahlen einer Emissionsspitze mit einem Femtosekundenlaser für Elektronen gezeigt, deren Übertragbarkeit auf Ionen jedoch zweifelhaft ist. Im Gegensatz zu diesem Vorschlag sollen, wie es in Abbildung 8.1 skizziert ist, die Potentiale der Zylinder und das Zeitfenster des Detektors gepulst werden. Durch diese Methode werden nur die Ionen detektiert, die sich zum Zeitpunkt des Potentialpulses im Zylinder befanden. Dabei soll der Pulsgenerator einerseits die Spannungspulse für die Zylinder generieren, und andererseits den Detektor über eine Logikschaltung ansteuern. Diese beiden Steuerpulse müssen eine fein justierte Verzögerung je nach Geschwindigkeit der Ionen besitzen, um den Zylinderdurchflug und die Detektion der Ionen zu koordinieren.

Um die beiden Metallzylinder positionieren zu können, müssen die Teilstrahlen einen größeren Abstand erreichen als die gewöhnliche Aufspaltung durch ein einzelnes Biprisma (siehe auch Abschnitt 3.2), die nur die Größe des Biprismadurchmessers besitzt. Es gibt mehrere Konzepte um eine große Strahlaufspaltung zu verwirklichen [Sch85, MB62, SH07], drei von ihnen sollen genauer behandelt werden. Diese drei Aufspaltung sind in



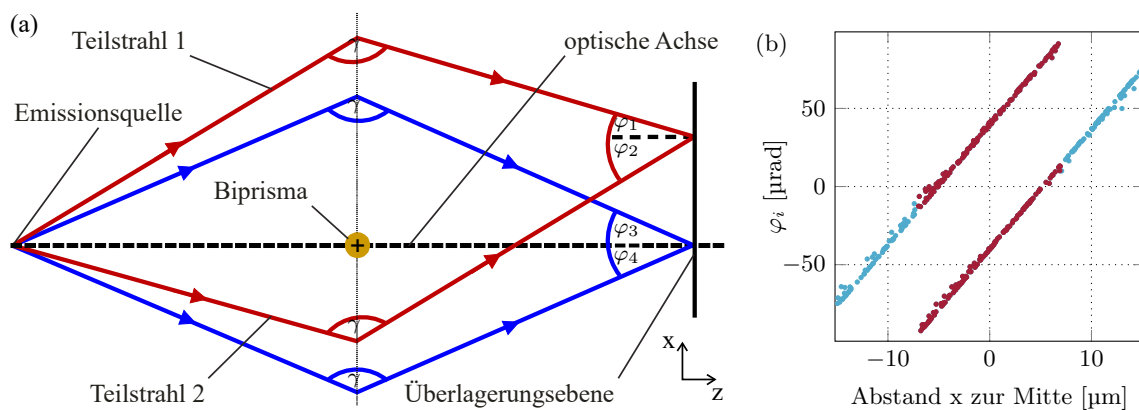
**Abbildung 8.1.:** Skizzen der drei Konzepte zur Messung des elektrischen AB-Effekts. Der Ionenstrahl einer kohärenten Quelle wird durch ein Biprisma auf  $100\ \mu\text{m}$  aufgespalten und dabei durch zwei Metallzylinder geführt. Zusammengeführt werden die Teilstrahlen entweder durch eine fokussierende Quadrupollinse (a), eine Einzellinse (b) oder einen weiteren Biprismafaden (c), um sie anschließend mit dem letzten Biprisma zu überlagern. Durch eine gepulste Spannungsquelle werden die Zylinder angesprochen und die Ionenevents mit Hilfe des DLD selektiert. Abbildung aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Abbildung 8.1 zu sehen. Dabei fordern wir einen Mindestabstand von  $100\ \mu\text{m}$  der beiden Teilstrahlen, der durch Aufspaltungsversuche von [Sch85] realistisch und experimentell durchführbar erscheint. Jedes Konzept besteht zunächst aus einem positiv angespannten Biprisma, welches den Strahl nicht nur aufspaltet, sondern die Teilstrahlen zusätzlich von einander ablenkt. Um die Teilstrahlen anschließend zu überlagern, wird ein fokussierendes Element benötigt, wie in Abbildung 8.1 skizziert, das eine Quadrupollinse (QPL) (a), eine Einzellinse (b) [FSL<sup>+</sup>09] oder ein zweites Biprisma (c) sein kann. Um Verwechslungen mit den vergrößernden QPL zu vermeiden, wollen wir die QPL für die Strahlüberlagerung fokussierende QPL nennen. Im Anschluss wird ein zweites bzw. drittes negativ angespanntes Biprisma für eine verbesserte Strahlführung verwendet. Die beiden Teilstrahlen kreuzen sich dabei vor diesem Biprisma und werden nach ihm mit einem beliebigen Überlagerungswinkel zur Interferenz gebracht. Das Kreuzen der Strahlen ist unproblematisch, da bei einer maximalen Zählrate von  $200\ \text{kHz}$  im Schnitt alle  $5\ \mu\text{s}$  ein Ion emittiert wird,

jedoch die Aufenthaltsdauer eines jeden Ions im Interferometer durch die oben abgeschätzte Geschwindigkeit nur  $\sim 0.8 \mu\text{s}$  beträgt, und somit sich die einzelnen Ionen nicht beeinflussen können. Die Methodik dieser Teilstrahlenführung hat den Vorteil, dass die Aufspaltungsweite beliebig variiert werden kann, ohne dass der Überlagerungswinkel und somit der Streifenabstand geändert werden müssen und das dadurch der Überlagerungswinkel deutlich kleiner ist als ohne ein drittes Biprisma.

## 8.2. Simulationsverfahren

Die Durchführbarkeit der drei Konzepte zur Messung des AB-Effekts, die in Abbildung 8.1 skizziert sind, wurde mit Hilfe einer Simulation analysiert. Um deren Zuverlässigkeit zu bestätigen, haben wir zusätzlich eine gemessene Elektroneninterferenz mittels Simulation nachgestellt. In diesem Abschnitt soll die Simulation erläutert und die erhaltenen Daten vorgestellt werden.



**Abbildung 8.2.:** Skizze eines Elektronenstrahls (a) der mit einem positiv angespannten Biprisma aufspaltet, wieder zusammengeführt und in der Interferenzebene überlagert wird. Jeglicher Teilstrahl wird unabhängig vom Abstand zum Biprisma um den gleichen Winkel  $\gamma$  abgelenkt. Der Überlagerungswinkel ergibt sich aus den Auftreffwinkeln zum Lot  $\varphi_i$  der Teilstrahlen:  $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_4 = \varphi$ . Die einzelnen Auftreffwinkel  $\varphi_i$  können in einer klassischen Computersimulation bestimmt werden und somit auch der Streifenabstand der Interferenz. (b) die Auftreffwinkel in Abhängigkeit des Abstandes zur optischen Achse der simulierten Elektronentrajektorien. Jede Linie von Datenpunkten repräsentiert einen Teilstrahl, wobei die roten Datenpunkte den Überlagerungsbereich markieren. Abbildung aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Verwendet wird das Simulationsprogramm Simion<sup>1</sup>, mit dem die Trajektorien der einzelnen geladenen Teilchen ermittelt werden. Für ein aussagekräftiges Ergebnis werden  $3 \cdot 10^6$   $\text{H}_2^+$  Ionen bzw. Elektronen angenommen, von denen wir nur die klassischen Trajektorien ausgeben lassen können. Um trotzdem eine Aussage über die Streifenabstände zu erhalten, ermitteln wir zunächst die Überlagerungswinkel der Teilchentrajektorien. Da die konstante Ablenkung um den Winkel  $\gamma$  von allen geladenen Teilchen eine fundamentale Eigenschaft des Biprismas ist, werden alle Trajektorien, die sich nach einem Abstand  $z$  überlagern, den gleichen Überlagerungswinkel  $\varphi$  besitzen [MD56],

<sup>1</sup>Simion, Version 8.1, Scientific Instrument Service Inc., USA

und daher können wir über alle von den Trajektorien erhaltenen Überlagerungswinkel mitteln und über Gleichung 3.6 aus Abschnitt 3.1.1 den Streifenabstand bestimmen.

Dieses Vorgehen soll anhand der Simulation von Elektronen erläutert werden. Zunächst wird von jedem Elektron der Winkel  $\varphi_j$  zwischen Trajektorie und dem Lot der Überlagerungsebene in Richtung  $z$  ausgegeben, was in Abbildung 8.2(a) skizziert ist. Bei uns entspricht diese dem Eingang der vergrößernden QPL. Wenn man nun wie in Abbildung 8.2(b) dargestellt, die einzelnen Winkel  $\varphi_j$  gegenüber dem Abstand zur Mitte in  $x$ -Richtung aufträgt, erkennt man zwei parallele Linien gebildet aus Datenpunkten, die den beiden Teilstrahlen entsprechen. Das Gebiet, bei dem sich die Datenpunkte in  $x$ -Richtung überlappen (rote Datenpunkte), entspricht dem Überlagerungsbereich der beiden Teilstrahlen, die hierdurch zur Interferenz gebracht werden. Um den Überlagerungswinkel der beiden Teilstrahlen zu bestimmen, berechnet man zunächst alle Überlagerungswinkel der einzelnen Trajektorien, indem die Winkeldifferenzen  $\varphi_i - \varphi_j$  aller Datenpaare des gleichen Abstands  $x$  ermittelt werden. Im Anschluss mittelt man über alle Überlagerungswinkel, welche abgesehen von kleinen Schwankungen der Simulation sehr ähnlich sind. Die Schwankungen selbst können uns noch eine Fehlerabschätzung liefern. Aus diesem Überlagerungswinkel  $\varphi$  kann, wie oben schon erwähnt, über Gleichung 3.6 aus Abschnitt 3.1.1 den Streifenabstand der Interferenz im Überlagerungsbereich berechnet werden.

Aufspaltungsschema	BP1-QP1-BP3	BP1-EL-BP3	BP1-BP2-BP3
Erstes Biprisma	20 (30)	20 (30)	20 (30)
Metallzylinder	60.5	60.5	60.5
Fokussierendes Bauteil	87 (352.5/-40)	68.43 (1830)	68 (-110.3)
Drittes Biprisma	117 (-69.57)	92 (-54.6)	92 (-80.76)
Erste vergrößernde QPL	282.25 (-800/800)	257.25 (-900/900)	257.25 (-770/770)
Zweite vergrößernde QPL	307.55 (-2570/2570)	282.55 (-2040/2040)	282.55 (-3060/3060)
Delayline Detektor	592	588	588

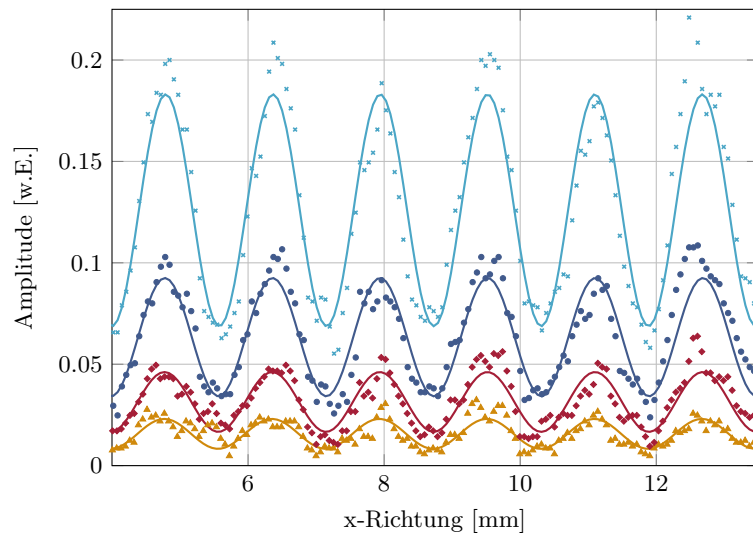
**Tabelle 8.1.:** Abstände (in mm) von der Ionenemissionsquelle zur Mitte der Komponenten, für die drei Konzepte der Aufspaltung. Falls für die Simulation notwendig, sind in den Klammern die verwendeten Spannungen angegeben. Die Spannungen der vergrößernden QPL sind vor dem Slash für die Elektroden die auf der großen Vergrößerungsachse liegen (parallel zum Biprisma) bzw. nach dem Slash für die kleine Vergrößerungsachse (siehe auch Anhang B.6). Tabelle aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Für die Simulation zur Nachstellung der Elektroneninterferenz werden nur das Biprisma und die vergrößernden QPL beachtet, deren Positionen und Abmessungen dem experimentellen Aufbau (siehe auch Anhang B) entsprechen. Die Komponenten Ablenker, Wienfilter und Bilderspule werden nicht berücksichtigt, die Strahlführung und Kohärenz korrigieren. Deshalb muss eine perfekte Ausrichtung der Spitze und Emissionsrichtung angenommen werden. Zusätzlich wird die Winkelverteilung der Emission gaussförmig mit einer Halbwertsbreite von  $6.15^\circ$  angenommen (siehe auch Abschnitt 5.1). Für die Simulation der Ioneninterferenzen mit Hinblick auf die Messungen des elektrostatischen AB-Effekts werden im Gegensatz zur vorigen Simulation zur Elektroneninterferenz wesentlich mehr Bauteile benötigt. Zu beachten sind die beiden Biprismen,

die fokussierende Komponente und die zwei vergrößernde QPL. Hinzu kommen noch die beiden Metallzylinder, die rechteckig mit den inneren Hohlmaßen von 1.1 mm Höhe, 0.2 mm Breite und 3 mm Länge angenommen werden. Für zukünftige experimentelle Aufbauten würden natürlich die Komponenten Ablenker, Wienfilter und Bilderspule (siehe auch Anhang B) hinzukommen, die zur Positionierung der simulierten Komponenten beachtet werden müssen. Für die drei Aufspaltungskonzepte können in Tabelle 8.1 die zur Simulation verwendete Positionen und Betriebsspannungen der einzelnen Komponenten eingesehen werden. Für die Halbwertsbreite der Ionenemission wird  $1.5^\circ$  angenommen (siehe dazu Abschnitt 5.1).

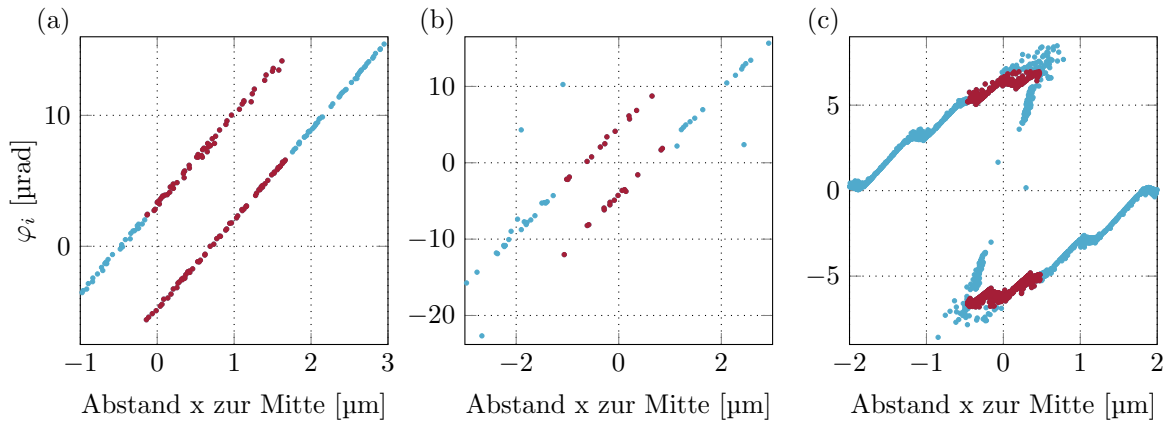
### 8.3. Simulation von Elektroneninterferenzen und Strahlaufspaltung

Zunächst soll die Zuverlässigkeit der Simulation überprüft werden. Hierfür wird eine gemessene Elektroneninterferenz mit einer Simulation der Messung verglichen. Die dafür verwendete Messung, welche in Abbildung 8.3 zu sehen ist, wurde mit dem ursprünglichen Interferometer aus Abschnitt 3.2 aufgenommen. Dabei hatten die Elektronen eine Energie von 1.55 kV, woraus sich eine Wellenlänge für die Teilchen von  $\lambda_{dB} = 3.1 \cdot 10^{-11}$  m ergibt. Das Biprisma wurde mit 0.5 V angespannt, die erste vergrößernde QPL war geerdet und die zweite vergrößernde QPL wurde mit 1795 V angespannt. Aus dem so aufgenommenen Interferenzmuster wurden wieder mit dem Verfahren aus Abschnitt 5.3 mehrere Histogramme erstellt, je eines mit  $2 \cdot 10^3$ ,  $5 \cdot 10^3$ ,  $1 \cdot 10^4$ ,  $2 \cdot 10^4$  Datenpunkten der Messung. Durch Anpassen der Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 an die Datenpunkte erhält man für die Streifenabstände der Messung  $s_{Exp} = 1.58 \pm 0.01$  mm.



**Abbildung 8.3.:** Messung einer Elektroneninterferenz mit dem Interferometer aus Abschnitt 3.2. Aus der Messung wurden verschiedene Histogramme (siehe dazu Abschnitt 5.3) gefertigt, die einer Messung mit  $2 \cdot 10^3$  (gelbe Dreiecke),  $5 \cdot 10^3$  (rote Rauten),  $1 \cdot 10^4$  (dunkelblaue Punkte) und  $2 \cdot 10^4$  (hellblaue Kreuze) Ereignissen auf der gesamten Detektorfläche (40 mm Durchmesser) entsprechen. Es wurde an die Datenpunkte eine Sinusfunktion angepasst, woraus erkennbar wird, dass die Phase auch aus nur  $2 \cdot 10^3$  Ereignissen bestimmt werden kann. Abbildung aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.





**Abbildung 8.4.:** Simulierte Ionentrajektorien für die Konzepte zur Aufspaltung mit einer fokussierenden Quadrupollinse (a), einer Einzellinse (b) und einem Biprisma (c) mit einer Teilstrahlseparierung von  $100\ \mu\text{m}$  (siehe auch Abbildung 8.1). Die Auftreffwinkel sind an der Eingangsebene des ersten Quadrupols in Abhängigkeit des Abstandes zur optischen Achse aufgetragen und daher ohne Vergrößerung. Jede Linie von Datenpunkten repräsentiert einen der Teilstrahlen, wobei die roten Datenpunkte die Überlagerungsbereiche markieren. Abbildung aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Die Auftreffwinkel der simulierten Elektronen-Trajektorien sind in Abbildung 8.2(b) zu sehen, woraus der Überlagerungsbereich zu  $11.5\ \mu\text{m}$  und der Überlagerungswinkel zu  $\varphi = 50.44 \pm 0.9\ \mu\text{rad}$  bestimmt wurden. Dies entspricht einem Streifenabstand von  $615 \pm 11\ \text{nm}$ . Mit der ermittelten Vergrößerung der Quadrupole von  $M = 2828$  erhalten wir für den simulierte Streifenabstand am Detektor  $s_{Sim} = 1.74 \pm 0.03\ \text{mm}$ , der relativ nah am experimentellen Wert  $s_{Exp} = 1.58 \pm 0.01\ \text{mm}$  liegt. Die kleine Abweichung liegt an der Vernachlässigung der, im Experiment notwendigen, Strahlführung durch die Ablenker sowie durch den Einfluss der geerdeten Blenden, die sich vor und nach jeder Komponente befinden (siehe auch Anhang B), in der Simulation.

Für die Simulation der Ioneninterferenzen wurden  $\text{H}_2^+$ -Ionen verwendet, die mit einer Energie von  $3.8\ \text{kV}$  von einer punktförmigen Quelle mit einem Öffnungswinkel von  $1.5^\circ$  (FWHM) emittiert werden (siehe auch Abschnitt 5.1). Die Auftreffwinkel wurden an der Eingangsebene des ersten vergrößernden QPL bestimmt, also zunächst ohne Vergrößerung der Interferenz, und sind für die fokussierende QPL in Abbildung 8.4(a), für die Einzellinse (b) und für den dritten Biprismafaden (c) gegen den Abstand zur Mitte in  $x$ -Richtung aufgetragen. Wiederum entsprechen die nahezu parallelen Linien, gebildet aus Datenpunkten, den Teilstrahlen und die roten Datenpunkte dem Überlagerungsbereich. In Tabelle 8.2 sind die daraus erhaltenen Überlagerungsbereiche und Überlagerungswinkel aufgeführt, die alle im Bereich von  $10\ \mu\text{m}$  liegen und womit sich schließlich die unvergrößerten Streifenabstände  $s$  bestimmen lassen.

Bei einer weiteren Simulation soll die Zählrate nach einer ausreichenden Vergrößerung der Interferenz geklärt werden. Dabei wählen wir eine Vergrößerung, sodass der resultierende Streifenabstand  $s$  am Detektor in etwa der gemessenen Elektroneninterferenz aus Abbildung 8.3 von  $s_{Exp}$  entspricht, wozu die vergrößernden QPL auf die in Tabelle 8.1 aufgeführten Spannungen gelegt werden. Setzt man die  $\text{H}_2^+$ -Ionen, die auf die Detektorfläche von  $40\ \text{mm}$  Durchmesser (siehe auch Abschnitt 5.3) treffen, in Relation zu den emittierten  $3 \cdot 10^6$ , so erhält man ein Verhältnis, mit dem man hinsichtlich der realen

Emissionsrate von 35 pA [KHF<sup>+</sup>08] die im Experiment zu erwartende Ionenzählrate bestimmen kann. Diese simulierte absolute Ionenzählrate und die bei realer Emissionsrate zu erwartende Zählrate können in Tabelle 8.2 eingesehen werden.

Aufspaltungsschema	BP1-QP1-BP3	BP1-EL-BP3	BP1-BP2-BP3
Überlagerungsbereich [ $\mu\text{m}$ ]	1.76	1.71	0.92
Überlagerungswinkel [ $\mu\text{rad}$ ]	$7.98 \pm 0.22$	$8.80 \pm 0.58$	$11.97 \pm 0.35$
Streifenabstand vor Vergrößerung [ $\mu\text{m}$ ]	$41.0 \pm 1.1$	$37.2 \pm 2.4$	$27.3 \pm 0.8$
Streifenabstand am Detektor [mm]	$1.32 \pm 0.04$	$1.04 \pm 0.07$	$1.21 \pm 0.04$
Gesamtsignal am Detektor [Ionen]	58	22	395
Ionenzählrate [Hz]	4215	1599	28703
Aufnahmedauer der AB-Messung [s]	540	1414	80

**Tabelle 8.2.:** Resultate der Simulationen für die drei unterschiedlichen Aufspaltungskonzepte. Der Überlagerungsbereich, der Überlagerungswinkel und der Streifenabstand vor der Vergrößerung wurden von den Daten aus Abbildung 8.4 berechnet. Die Streifenabstände und das Gesamtsignal am Detektor wurden aus einer weiteren Simulation entnommen, bei der die vergrößernden QPL mitberücksichtigt wurden. Aus dieser Information und der Emissionsrate der SAT für  $\text{H}_2^+$  aus Kuo et al. [KHF<sup>+</sup>08] wurde die Ionenzählrate und die Aufnahmedauer berechnet. Tabelle aus [Publikation 4] entnommen und leicht modifiziert. Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier.

Der Aufbau dieser Konzepte soll nur eine Modifikation des schon vorhandenen Interferometers darstellen, daher wird, wie in Tabelle 8.1 zu sehen, die Vakuumkammer und der Abstand zwischen Quelle und Detektor weitestgehend beibehalten. Für die weiteren Abschätzungen wird daher ein Abstand von 588 mm herangezogen, wodurch die Ionen mit einer Geschwindigkeit von  $v_{Ion} \sim 6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  diese Strecke in  $\sim 1 \mu\text{s}$  zurücklegen. Bei der in Tabelle 8.1 aufgeführten höchsten Zählrate von 28703 Hz ist im Mittel maximal ein Ion im Interferometer und mit einer Wiederholrate der Pulse von 1 MHz sind die Zylinder währenddessen nur einmal auf Potential. Die Länge der Potentialpulse wird so eingestellt, dass die Ionen eine Strecke  $L_{ZS} = 2.6 \text{ mm}$  zurücklegen, damit Einflüsse von möglichen Streufeldern an den Zylinderrändern vermieden werden, und sich die Ionen während des Pulses im geschirmten Zylinder befinden. Da die Ionen nicht periodisch emittiert werden und somit die Wiederholrate der Pulse nicht auf den Zeitabstand der Ionen eingestellt werden kann, sind nur wenige im Zylinder, während er auf Potential liegt, und tragen zur Messung bei. Dieser Bruchteil ergibt sich aus dem Verhältnis von Interferometerlänge  $L_{Int}$  und der geschirmten Zylinderlänge  $L_{ZS}$ , woraus sich für eine Ionenzählrate von 28703 Hz eine Detektion von  $\sim 127 \text{ Hz}$  ergibt, mit der man den elektrostatischen AB-Effekt über das Konzept der drei Biprismen nachweisen kann. Für die anderen Konzepte erhalten wir wesentlich kleinere Zählraten, die ebenfalls in Tabelle 8.2 einzusehen sind.

Um eine Aufnahmedauer für die AB-Messung abzuschätzen, müssen wir die Anzahl von Ereignissen für eine gut bestimmbare Phase wissen. Dafür werden Elektroneninterferenzen mit unterschiedlicher Anzahl von Detektorereignissen erstellt und an jeden Datensatz die Gleichung 3.14 aus Abschnitt 3.1.2 angepasst, was in Abbildung 8.3 zu sehen ist. Da in allen Datensätzen die Phase der Interferenz klar bestimmt werden kann, benötigen wir folglich nur 2000 Detektorereignisse um eine Interferenz darzustellen und

deren Phase zu bestimmen. Mit der zuvor bestimmten Zählrate von  $\sim 127$  Hz für das Biprisma-Konzept, bedarf eine Interferenzmessung  $\sim 16$  s. Will man den Phasenversatz über fünf Messungen beobachten, ohne dass sich die Umgebungsbedingungen ändern oder Störungen die Messungen beeinflussen, so benötigt man insgesamt  $\sim 80$  s. Für die anderen beiden Konzepte benötigt man wesentlich länger, 540 s für die fokussierenden QPL und 1414 s für die Einzellinsen. Diese Messdauern sind für die jeweiligen Konzepte in Tabelle 8.1 aufgeführt. Um eventuellen Messstörungen durch eine Optimierung der Aufnahmezeit aus dem Weg zu gehen, sollte daher der Biprismafaden als fokussierendes Element verwendet werden. In [Mai97, HM96, HM99] wurden Interferenzen mit He-Ionen über eine Aufnahmedauer von 15 min erfolgreich gemessen und somit die Abwesenheit relevanter Störungen über diesen Zeitraum bestätigt. Daher ist die Annahme berechtigt, mit einer Aufnahmezeit von 80 s erfolgreich zu sein.

## 8.4. Diskussion und Bewertung der Neutralemission

### 8.4.1. Vergleich zur experimentellen Realität

Bei allen Simulationen wurden keine Justagekomponenten wie Ablenker, Drehspule und Wienfilter beachtet, deren Funktionen im Anhang B.4 erläutert werden. Die Justage mit diesen Komponenten ist für den Erfolg der Messungen essentiell, jedoch geht an deren Blenden ein Teil der Emission verloren, somit wurde bei den Simulationen der Idealfall angenommen. Zusätzlich wurde davon ausgegangen, dass die Emissionsrichtung entlang den optischen Achsen der beiden vergrößernden QPL verläuft. Jedoch besitzt die Montage dieser Linsen eine nicht vernachlässigbare Ungenauigkeit, weshalb weder die beiden Achsen der Linsen exakt parallel zueinander sind oder perfekt einer Achse entsprechen, noch dass der Strahl exakt an den optischen Achsen entlang geführt werden kann. Dies führt zu unterschiedlichen Problematiken. Zunächst kann der zu betrachtende Ausschnitt aus der Detektionsfläche wandern. Dies kann mit Hilfe der Ablenker kompensiert werden, was bei starken Korrekturen zur Minderung von Zählrate und Kohärenz führen kann. Ebenso können die leichten Dejustierungen der vergrößernden QPL zu starken Verzerrungen des Interferogramms führen oder die Vergrößerung selbst mindern, sodass die Vergrößerung nicht die Vorhersagen oder sogar die notwendige Vergrößerung erreicht.

Für die Messungen der Ioneninterferometrie, und für die darauf basierende Messung des elektrostatischen Aharonov-Bohm Effekts, ergeben sich aus der kleinen Wellenlänge und der daraus folgenden kleinen Kohärenzlänge der Wasserstoffionen, die über Gleichung B.2 aus Anhang B.4 berechnet werden kann, weitere Herausforderungen. Um hier eine Abschätzung der Kohärenzlänge zu zeigen, sollen für die Emissionsspannung eine Restwilligkeit von  $10^{-5}$  [Mai97] und für die Kohärenzschwelle  $a_{SW} = 1$  angenommen werden. Somit erhalten wir für die longitudinale Kohärenzlänge für  $H_2$  bei einer Emissionsspannung von  $U_{Em} = 3.8$  kV  $l_K = 46.6$  nm. Zum Vergleich besitzt eine Elektronenemission bei einer Emissionsspannung von  $U_{Em} = 1$  kV eine Kohärenzlänge von  $l_K = 7.76$   $\mu$ m, und ist somit über zwei Größenordnungen größer.

Dabei darf die Verschiebung der Wellenpakete nicht größer als die Kohärenzlänge sein um ohne den Wienfilter einzusetzen noch Interferenzen zu erhalten. Die Verschiebung

kann mit Gleichung B.3 aus Anhang B.4 und dem Ansatz, dass die beiden Teilstrahlen an der Spitze in einem Punkt beginnen und am Biprisma den Abstand der Biprisma-durchmessers besitzen. Dadurch kann der Strahlabstand  $\Delta x_{WF}$  über die geometrischen Maße des Interferometers mit Hilfe des Strahlensatzes abgeschätzt werden. Aus diesem Ansatz ergeben sich für den Wellenversatz  $\Delta y_K$ , verursacht durch den Einzelablenker bzw. für den Doppelablenker (siehe auch B.2) jeweils bei maximaler Anspannung, für eine  $H_2$ -Ionenemission mit einer Emissionsspannung von  $U_{Em} = 3.8 \text{ kV}$   $\Delta y_K = 13.0 \text{ nm}$  bzw.  $\Delta y_K = 225.2 \text{ nm}$  und für eine Elektronenemission mit einer Emissionsspannung von  $U_{Em} = 1 \text{ kV}$   $\Delta y_K = 49.6 \text{ nm}$  bzw.  $\Delta y_K = 855.7 \text{ nm}$ . Somit ist die Kohärenzlänge der  $H_2$ -Ionen wesentlich kürzer als der maximale mögliche Wellenversatz und kann daher zu einer vollkommenen Auslöschung der Interferenz führen. Zum Vergleich ist die Kohärenzlänge der Elektronen ein bis zwei Größenordnungen größer als der maximal mögliche Wellenversatz wodurch die Interferenz stets zustande kommen.

Um in dem detektiertem Überlagerungsbereich nach Interferenzen zu suchen, die durch eventuelle Verschiebungen der Wellenpakete nicht zustande kommen, müssen sie mittels des Wienfilters schrittweise verschoben und das Erscheinen von Interferenzen über eine Detektoraufnahme überprüft werden. Die Schrittgröße muss dabei kleiner als die Kohärenzlänge  $l_K$  sein. Mit Gleichung B.3 aus Anhang B.4 kann die Schrittgröße der Spannung für den Wienkondensators berechnet werden. Der Strahlabstand  $\Delta x_{WF}$  soll über die geometrischen Maße des Interferometers und dem Biprismadurchmessers mit Hilfe des Strahlensatzes abgeschätzt werden. Für eine einfachere Abschätzung wurde angenommen, dass sich die Wellenpakete am Eingang der ersten Quadrupollinse kreuzen, also eine Überlagerung von exakt Null herrscht. Dabei ergibt sich eine Schrittweite für die Kondensatorspannung des Wienfilters von  $U_{WF} = 353 \text{ V}$ . Dabei benötigt man eine Wienfilterspannung von  $U_{WF} = 1706 \text{ V}$  um einen Wellenpaketversatz von maximal  $\Delta y_K = 225.2 \text{ nm}$ , die durch einen voll angespannten Doppelablenker entstehen kann, kompensieren.

Aus diesem Grund müssen daher mindestens fünf bis sechs Detektoraufnahmen gemacht und ausgewertet werden. Durch die Veränderung des Spulenstroms ändert sich die Wärmezufuhr und somit das thermische Gleichgewicht des gesamten Wienfilters, die den Überlagerungsbereich des Emissionsmuster aus dem Detektionsbereich des DLD driften lässt. Erfahrungen zeigen, dass ein thermisches Gleichgewicht im Anschluss einer Justage des Spulenstroms erst nach 0,5 h bis 2 h erreicht ist. Da die Spitze mit flüssigen Helium nach Erreichen der Spitzentemperatur maximal  $\sim 8 \text{ h}$  gekühlt werden kann, wodurch die benötigte Messzeit für fünf bis sechs Messungen, die bis zu 12 h andauern kann, zu Problemen führen.

Im Vergleich zu den eben erwähnten theoretischen Abschätzungen gibt es zwei maßgebliche Unterschiede die in realen Experimenten beobachtet werden können. Einerseits muss durch eine gut ausgerichtete Emissionsquelle der Ionenstrahl nicht in dem hohen Maße korrigiert werden, wodurch die Ablenkspannungen, vor allem die des Doppela-blenkers, weit unterhalb den oben beschriebenen Maximalabschätzungen liegen. Aus diesem Grund reichen für eine ideale Überlappung der Wellenpakete meistens die Spannungsquellen mit  $U_{WF} = \pm 10 \text{ V}$  für die Versorgung des Wienfilterkondensator (siehe auch Anhang B.4). Andererseits können die Interferenzen nur bei einem Versatz der Wellenpakete am Detektor aufgelöst werden, die einem Bruchteil der Kohärenzlänge entspricht. Gründe hierfür ist einerseits die schnelle Abnahme des Kontrastes beim

Versatz der Wellenpakete vom ideal [PSK+18] und andererseits der ohnehin durch unterschiedliche Umgebungseinflüsse stark reduzierte maximal mögliche Kontrast, der einer idealen Überlagerung der Wellenpakete entspricht. Auf die zwei stärksten Umgebungseinflüsse Signal-Rausch-Verhältniss und des so genannten Neutralspots soll später eingegangen werden. Daher muss die Schrittweite an die Parameter 'maximal erreichbaren Kontrast' sowie 'Kontrastverlauf' angepasst werden, die jedoch nur sehr ungenau abgeschätzt werden können. Folglich muss diese Schrittweite sehr stark reduziert werden, wodurch sich für die Suche nach Ioneninterferenzen weitaus mehr als die oben genannten fünf bis sechs Detektoraufnahmen ergeben. Folglich können sich Messzeiten weit über den oben genannten 12 h ergeben, die jedoch durch die begrenzte Kühlzeit nicht erreichbar sind. Leider können auch keine Messungen an einem anderen Tag bzw. nach dem Tausch des Behälters für flüssiges Helium beim Erreichen der maximal möglichen Messzeit an den schon überprüften Parameterraum angeschlossen werden. Der Grund liegt in den Änderungen unterschiedlichster Parameter, wie z.B diverse Spannungseinstellungen für die Strahlführung, durch ein erneutes Helium-Kühlen von einem bereits aufgewärmten Kryostaten und Emissionsquelle sowie Vakuumkammer.

Zudem kann es vorkommen, dass durch eine Neujustage des Wienfilters, falls des Ionenstrahl nicht exakt auf die optischen Achse des Wienfilters ausgerichtet ist, der Strahlengang erneut ausgerichtet und daher die Ablenker mit anderen Spannungswerten angespannt werden muss. Da dadurch die Suche der richtigen Kombination aus Ablenker- und Wienfilterspannung ein iterativer Prozess ist, kann sie nur sehr schwierig vorab bestimmt werden. Infolgedessen erhöht sich unter Berücksichtigung der Wartezeit für das Erreichen des thermische Gleichgewichts die Messzeit stark.

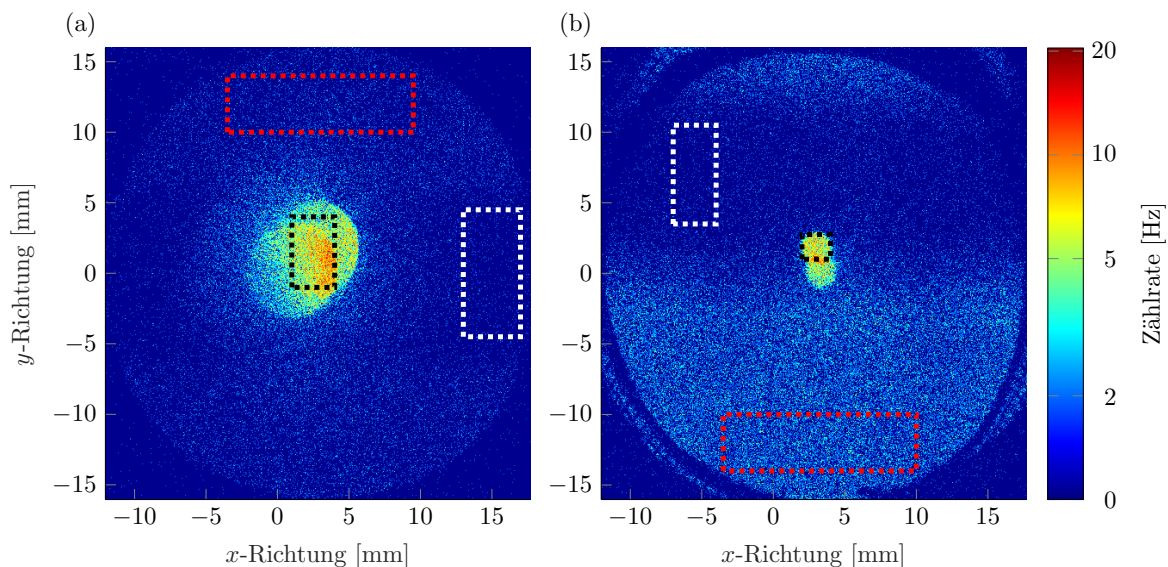
Aus diesen Gründen ist die Durchführung der Ioneninterferometrie sehr anspruchsvoll, weshalb wir sie bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht realisieren konnten. Die oben genannten kritischen Umwelteinflüsse, Signal-Rausch-Verhältnis und der Neutralspot, sollen daher in Abschnitt 8.4.3 genauer behandelt werden.

#### **8.4.2. Technische Realisierbarkeit des vorgeschlagenen Konzeptes**

Um alle Komponenten mit den in Tabelle 8.1 angegebenen Abständen zu installieren, sind viele Modifikationen des Interferometers notwendig. Unter anderem muss der Einfachablenker (siehe dazu Anhang B.2) inklusive Halterung vollkommen ersetzt werden, an dem zusätzlich das gesamte Interferometer mittels Keramikstangen montiert ist (siehe dazu Anhang B). Des Weiteren soll nach dem ersten Biprisma der Zwischendetektor installiert werden, was durch die notwendige Änderung des Fensters eine Neugestaltung der Kammer nach sich zieht. Dies sind anspruchsvolle technische Änderungen, die zu einem kompletten Neudesign und zu einer langen Umbauzeit führen. Eine zusätzliche Herausforderung ergibt sich aus dem geringen Abstand von nur 20 mm zwischen der Spitze und dem ersten Biprisma, wodurch die Länge des Einfachablenkers sehr kurz ausfallen wird. Dies und die zum ersten Biprisma geringe Driftstrecke bedingt eine starke Erhöhung seiner Spannungsversorgung, um den Ionenstrahl noch auf das Biprisma justieren zu können. Solch starke Strahlablenkungen bedingen oftmals eine Verzerrung des Strahls und somit einen Emissions- und Kohärenzverlust. Daher ist es fraglich, ob gleichzeitig Design und nötige Zählrate aufrechterhalten werden können, was erst mit einer Realisierung des Designs in einem Versuchsaufbau überprüft werden kann.

### 8.4.3. Neutralemmission

Eine große Herausforderung bzgl. der Ioneninterferometrie betrifft die hohe Zählrate des Hintergrunds und das Erscheinen des sogenannten Neutralspots, wie man an der Messung in Abbildung 8.5 sehen kann. Dieser Neutralspot macht sich als kreisförmiger Bereich mit sehr hoher Zählrate bemerkbar und kann durch keine elektromagnetischen Felder abgelenkt und somit von der Detektorfläche verschoben werden, woraus sich die Annahme eines neutralen Teilchenstroms ergibt. Durch geschickte Justage können die möglichen Interferenzen neben diesen Spot gelenkt werden, jedoch ist ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) ein weiteres Problem, das dem Hintergrundgas zugeschrieben werden kann. Diese Problematik wurde analysiert und optimiert um die Machbarkeit der Ioneninterferometrie zu steigern. Hierzu wurden verschiedene Modifikationen des Interferometers und deren Wirkung überprüft, hier soll aber nur die Messungen vor und nach allen Verbesserungen vorgestellt werden.



**Abbildung 8.5.:** Messungen für die Bestimmung der Neutralspotstärke und des SRV vor (a) und nach (b) den Modifikationen des Interferometers. Hierzu wurden die Zählratendichten des Neutralspots im Bereich des schwarz gestrichelten, die des Hintergrundes im weiß gestrichelten und die der nutzbaren Ionen im rot gestrichelten Rechteck bestimmt.

Da die Problematik des Neutralspots und des Hintergrunds durch den Wasserstoff verursacht wird, wäre in der Vakuumkammer ein sehr niedriger Restdruck von Vorteil. Um jedoch genügend Ionen zu generieren, muss um die Spitze ein  $\text{H}_2$ -Druck von ca.  $10^{-6}$  mbar herrschen, daher wurde im vorhandenen Interferometer eine differentielle Druckstufe realisiert. Um eine räumliche Trennung zwischen dem Spitzenbereich und der restlichen Kammer zu gewährleisten, musste einerseits zwischen dem Stickstoff-Kühlschild (siehe auch Anhang B) und der äußeren Kammerwand eine Trennwand montiert werden. Andererseits wurde eine Blende mit 0.5 mm Durchmesser in Strahlrichtung nach dem Einfachablenker platziert (siehe auch Anhang B.2), was ein Kompromiss von Passage des Ionenstrahls und Blockade des  $\text{H}_2$ -Gases darstellt. Die Trennwand wurde aus Edelstahl gefertigt, um eine geringe Wärmeleitfähigkeit zwischen

Stickstoff-Kühlschild und Vakuumkammer zu erhalten und so die Wärmeeinkopplung in den flüssigen Stickstoff zu verringern, was zu einer Zunahme der Spitzentemperatur und -vibrationen durch ein siedenden Stickstoff führen kann. Die gesamte Spitzenhalterung wird mit flüssigem Helium gekühlt und ist daher eine ungewollte aber recht effektive Kryopumpe die den  $H_2$ -Druck um die Spitze stark verringert, wodurch der  $H_2$ -Gasfluss in die Kammer erhöht werden muss. Um auf der Druckstufenseite des Interferometers trotzdem einen niedrigeren  $H_2$ -Druck zu erhalten, wurde eine Ionengetterpumpe, eine Kryopumpe, die mit Stickstoff betrieben wird, und eine NEG-Pumpe eingesetzt (siehe auch Anhang A.3), wodurch der Druck im Spitzenbereich um eineinhalb Größenordnungen über dem Druck des anderen Bereichs liegt. Nach den Ionenemissionsexperimenten konnte der Druck im Spitzenbereich durch die differentielle Pumpstufe zum Teil nicht mehr unter  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar evakuiert werden, wodurch eine Wiederherstellung der SAT nicht mehr erfolgen konnte, da hierfür ein Druck im Bereich von  $10^{-10}$  mbar notwendig ist. Um nach solchen Experimenten die Pumprate im Spitzenbereich zu erhöhen, wurde ein Bypass mit Eckventil zwischen den beiden Druckstufenbereichen installiert. Durch eine, wie in Abbildung B.4 aus Anhang B.3, dargestellte weitere Blende mit 0.5 mm Lochdurchmesser am Biprismahalter können die trotz der Maßnahmen entstandenen Neutralteilchen und eventuelle Hintergrundteilchen vom Detektor weitestgehend fern gehalten werden. Dies macht sich auch an der räumlichen Einschränkung des Neutralspots bemerkbar, von dem wir in Abbildung 8.5 eine Messung sehen.

Diese beiden Blenden, aber vor allem die Blende des Einfachablenkers, erschweren erheblich die Justage des Ionenstrahls. Die Spitze kann nur auf mehrere 10  $\mu\text{m}$  genau justiert werden und zudem ist ihre Emissionsrichtung nicht exakt bekannt. Da die Blende direkt nach dem Einfachablenker ist, kann dieser nur minimale Fehler in der Emissionsrichtung ausgleichen, da für große Korrekturen der Ionenstrahl stark verzerrt wird und es somit zu einem weiteren Verlust der Ionenzählrate führt. Oder aber man bekommt den Strahl, wie bei einer schlecht vorjustierten Spitze oder durch eine Spitze mit extrem geneigter Emissionsrichtung, wegen seinem großen Winkel zur optische Achse erst gar nicht durch die Blenden der nächsten Bauteile justiert. Daher wurde zwischen dem Interferometer und dem Kryostaten ein Wellbalg installiert (siehe auch Anhang A.1), mit dem nach Einbau die Spitze noch horizontal und vertikal zur Blende verschoben werden kann. Vollständigkeitshalber soll hier erwähnt sein, dass der Wellbalg eine Verkippung bzw. Rotation des Kryos mit der Spitze bewirkt. Jedoch ist der Rotationsradius im Vergleich zur Positionsänderung der Spitze parallel zur Blende so groß, dass die Kleinwinkelnäherung angesetzt werden kann und somit die Spitzenverschiebung als parallel zur Blende angesehen werden kann. Als letzte Verbesserung wurden die gesamten Abschirmrohre zwischen den Interferometerkomponenten und das Strahlführungsrohr des Zwischendetektors durch Rohre aus einem Gittergeflecht ausgetauscht. Somit können  $H_2$ -Teilchen, die trotz der differentiellen Druckstufe durch die Blende des Einfachablenkers geraten und so zu einer Verstärkung des Neutralspots führen, effektiver abgepumpt und daher schneller aus dem Pfad des Ionenstrahls entfernt werden. Dadurch sollte die Produktion der Neutralteilchen durch Stöße unterdrückt werden.

	Vor der Optimierung	Nach der Optimierung
Emissionsspannung [kV]	6.5	5.75
Biprismaspannung [V]	2.87	0.68
Spitztemperatur [K]	34	18.4
H <sub>2</sub> -Druck [mbar]	$5.45 \cdot 10^{-6}$	$5.75 \cdot 10^{-6}$
Spannung der 1. vergrößernde QPL [V]	$\pm 142$	$\pm 2040$
Spannung der 2. vergrößernde QPL [V]	$\pm 2400$	0
kleine Vergrößerungsachse	5.5	35
große Vergrößerungsachse	365	1332

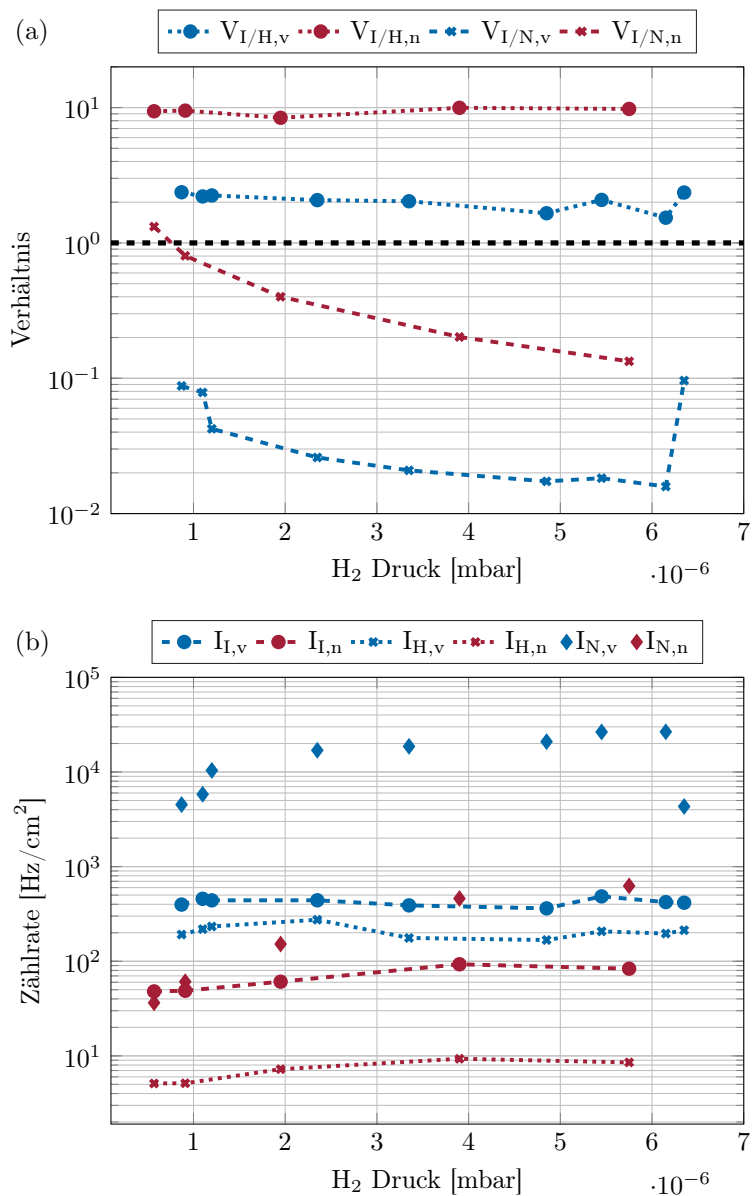
**Tabelle 8.3.:** Die wichtigsten Betriebseinstellungen für die Messungen aus Abbildung 8.5 vor und nach der Modifikation des Interferometers. Die negativen Spannungen der vergrößernden Quadrupollinsen sind für die Elektroden, die auf der großen Vergrößerungsachse liegen (parallel zum Biprisma) bzw. die positiven für die kleine Vergrößerungsachse. Aus diesen Spannungen konnten dann die Vergrößerungen der beiden Achsen ausgerechnet werden (siehe auch Anhang B.6).

Für die Bestimmung der Hintergrundzählrate und Stärke des Neutralspots nehmen wir zunächst eine Ionenemission mit positiv angespanntem Biprismafaden auf. Dies ergibt eine Detektoraufnahme mit einem deutlich erkennbaren Schatten des Biprismas, wie in Abbildung 8.5 zu sehen. Solche Aufnahmen werden mit dem Interferometersystem gemessen, wie es in Abschnitt 3.2 beschrieben ist. Für die Erzeugung von Ionen an der Spitze verwendet man hochreinen Wasserstoff, der über eine Reinstgasleitung zur Kammer geleitet und dessen Druck mit einem Gasdosierventil eingestellt wird. Die Parameter zur Messung und die nach dem Verfahren aus Anhang B.6 errechneten Vergrößerungen vor bzw. nach der Optimierung sind in Tabelle 8.3 zu finden. Ebenso der H<sub>2</sub>-Druck für die beiden exemplarischen Messungen, die vor der Optimierung, in Abbildung 8.5(a) dargestellt, bzw. nach der Optimierung, in Abbildung 8.5(b) dargestellt, aufgenommen wurden. Dabei gilt die Vergrößerung für die Kombination beider vergrößernden QPL und die kleine Vergrößerungsachse meint die Vergrößerung entlang des Biprismas und die große Vergrößerungsachse senkrecht dazu.

Um die Intensität des Neutralspots, des Hintergrunds und der nutzbaren Ionendetektion zu bewerten, werden in den Messungen Bereiche definiert, in denen die Detektorereignisse aufsummiert werden. In Abbildung 8.5 sind die Bereiche des Neutralspots als schwarze, die des Hintergrunds als weiße und die der Ionen als rote Rechtecke zu sehen. Um diese Bereiche mit unterschiedlichen Größen vergleichen zu können, werden die Ereignisse als Zählrate pro Fläche gerechnet, daher sprechen wir von einer Zählratendichte. Somit kann das in Abbildung 8.6 dargestellte Verhältnis von Ionen zu Neutralspot bestimmt werden, was ein Anhaltspunkt für die Stärke der Neutralteilchenproduktion ist. Das Verhältnis zwischen Ionen und Hintergrund gibt das SRV wieder, das für gute Ergebnisse und eine erleichterte Messung so groß wie möglich sein sollte. Auch angesichts der höheren Verluste durch die zusätzlichen Bauteile für die Aharonov-Bohm Messungen sollte man ein SRV weit über eins anstreben.



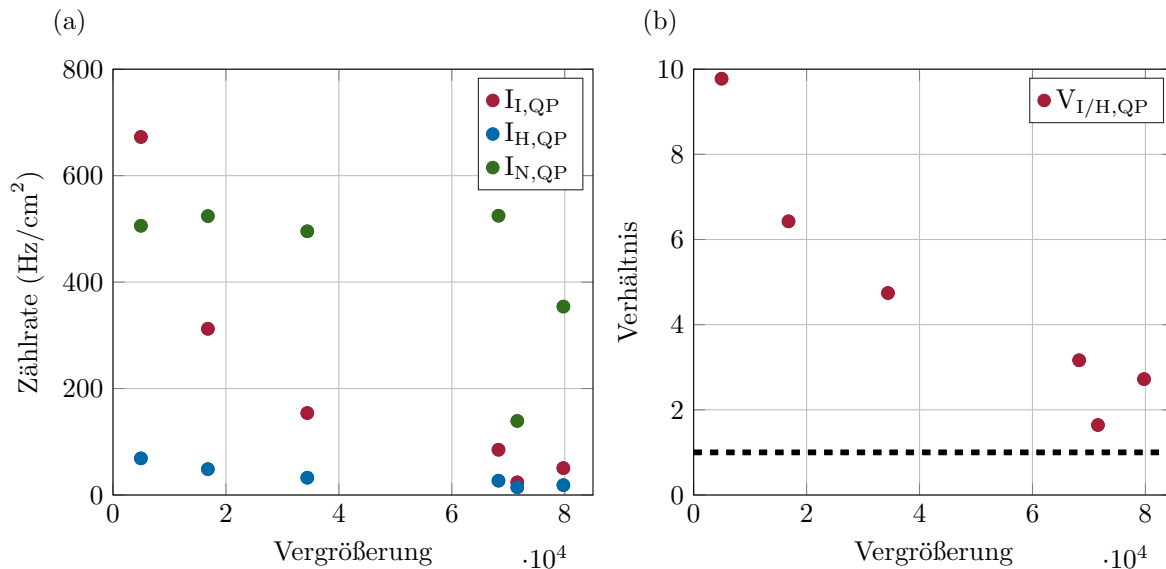
Durch die Optimierung konnte nicht nur die Intensität des Neutralspots reduziert werden, wie im späteren Verlauf gesehen werden kann, sondern auch dessen Größe am Detektor, wie in Abbildung 8.5 klar ersichtlich. Das führt zu einer erleichterten Messung, da zukünftige Interferenzen nicht bis zum Detektorrand justiert werden müssen. Solch eine Justage verhindert auch eine optimale Vergrößerung und bedingt zusätzliche Verzerrungen, die eine Messung unwahrscheinlicher machen. Ein zusätzlicher verwaschener Rand des Neutralspots vor der Optimierung, wie in Abbildung 8.5(a) gut zu erkennen, bekräftigt dieses Argument. Eine Messung der Interferenzen würde in einem Randgebiet von ca. 5 mm Sinn ergeben, da nur in diesem Gebiet das reine Hintergrundrauschen zu sehen ist. Dieser Fall liegt bei Abbildung 8.5(b) nicht vor, da der Neutralspot nur einen sehr kleinen Bereich der Detektorfläche in Anspruch nimmt und keine großen Verwaschungen des Randes aufweist.



**Abbildung 8.6.:** Messungen vor und nach der Optimierung des Interferometers für den Betrieb mit Ionen, jeweils mit dem Index 'v' und 'n' versehen. Die Verhältnisse der Zählratendichten von Ionen zu Neutralteilchen  $V_{I/N}$  und von Ionen zu Hintergrundteilchen  $V_{I/H}$  sind in (a) zu sehen. Die gestrichelte Linie markiert dabei das Verhältnis von eins. In (b) sind die Zählratendichten der Ionen  $I_I$ , der Neutralteilchen  $I_N$  und des Hintergrunds  $I_H$  aufgetragen. Alle Daten sind gegenüber dem H<sub>2</sub>-Druck aufgetragen.

Da das Hintergrundgas bei der Entstehung der Neutralteilchen und des Rauschsignals ein wichtiger Faktor darstellt, werden diese Intensitäten und zusätzlich die reine Ionenintensität in Abhängigkeit vom H<sub>2</sub>-Druck gemessen. Daraus können nun die Verhältnisse zwischen Neutralspot und Ionen bzw. Hintergrund und Ionen gebildet werden um sie unabhängig von Emissionscharakteristiken der SAT vergleichen zu können.

Die Ergebnisse der einzelnen druckabhängigen Intensitäten können in Abbildung 8.6(b), die der Verhältnisse in (a) eingesehen werden. Dabei nimmt die Intensität des Neutralspots  $I_N$  mit steigendem Druck stark zu und dadurch nimmt das Verhältnis zu den Ionen  $V_{I/N}$  ab um dabei nahezu in eine Sättigung überzugehen. Da wir jedoch für ein ausreichendes Ionensignal einen Gasdruck im Bereich von  $10^{-6}$  mbar benötigen, müssen wir uns hinsichtlich dieser Einstellmöglichkeit mit einem hellen Neutralspot arrangieren. Trotzdem konnte durch die Optimierung des Interferometers das Verhältnis der Neutralteilchen zu den Ionen um fast eine Größenordnung reduziert werden. Relevanter ist jedoch für uns die Reduzierung des SRV um einen Faktor fünf von  $V_{IH,vor} \sim 2$  auf  $V_{IH,nach} \sim 10$  und dessen Konstanz über den für uns interessanten Druckbereich. Dadurch braucht man bei der Wahl des richtigen  $H_2$ -Drucks kein Verschlechtern des SRV zu befürchten und kann ihn bis zu einer für die Justage und Messung ausreichenden Emission erhöhen. So muss nur zwischen hoher Zählratendichte und einem intensiven Neutralspot abgewogen werden. Die absoluten Zählratendichten vor der Optimierung sind wesentlich höher als danach, was auf die Vergrößerung und die Emissionsspannung zurückzuführen ist.



**Abbildung 8.7.:** Zählratendichte der Ionen  $I_{I,QP}$ , des Hintergrunds  $I_{H,QP}$  und der Neutralteilchen  $I_{N,QP}$  in Abhängigkeit der Vergrößerung durch die vergrößernden Quadrupollinsen (a) und das Verhältnis  $V_{I/H,QP}$  dieser beiden Parameter (b). Dabei markiert die gestrichelte Linie ein Verhältnis von eins.

Um die Ionenemission, die durch alle Blenden kommt, mit der Anzahl der generierten Neutralteilchen zu vergleichen, betrachten wir die Messung nach der Optimierung bei einem Druck von  $5.75 \cdot 10^{-6}$  mbar. Da der Neutralspot nicht vergrößert werden kann, bleibt dessen Zählratendichte nahezu konstant, was Abbildung 8.7 bis auf den zweitletzten Datenpunkt bestätigen kann. Dadurch ist sie wegen der hohen Ionenzählrate bei schwacher Vergrößerung fast nicht auszumachen. Jedoch bei starker Vergrößerung, wie sie in unserer betrachteten Messung vorliegt, wird die gleiche Ionenanzahl auf eine wesentlich größere Fläche verteilt, die natürlich durch eine begrenzte Detektorfläche nicht dargestellt werden kann. Der Faktor, um den sich die Fläche vergrößert,

ergibt sich aus der Multiplikation beider Vergrößerungsachsen aus Tabelle 8.3 und ist gleich  $M_V = 46620$ . Für diese Messung, die in Abbildung 8.6(a) zu sehen ist, liegen uns eine Zählratendichte für Ionen von  $I_{I,n} = 83.38 \text{ Hz/cm}^2$  und für Neutralteilchen von  $I_{N,n} = 625.17 \text{ Hz/cm}^2$  vor. Dadurch ist der Neutralspot bei dieser Vergrößerung sehr intensiv im Vergleich zur Ionenzählrate, wie wir es auch von Abbildung 8.5 kennen. Die errechnete Ionenzählratendichte ohne Vergrößerung  $I_{uv}$  ergibt sich nun aus dem Produkt von der ursprünglichen Zählratendichte  $I_{I,n}$  und dem Faktor  $M_V$  und ist  $I_{uv} = 3887.2 \text{ kHz/cm}^2$ . Damit machen die Neutralteilchen nur 0.16 % der detektierten Teilchen aus. Nimmt man nun an, dass die Neutralteilchen aus den Ionen durch Kollisionen oder Rekombination entstehen, so ist die Ionenabnahme durch diesen Prozess von geringer Bedeutung. Daher kann die Emissionsreduzierung durch diesen Prozess vernachlässigt werden.

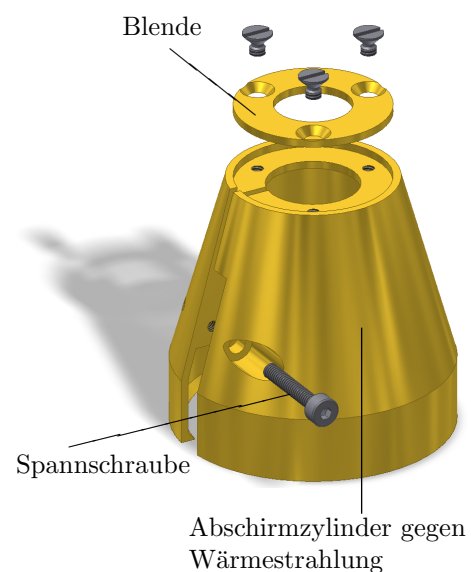


## 9. Ausblick

Wenn man sich das Ziel setzt, die Messung der Aharonov-Bohm Physik nach dem Vorschlag dieser Dissertation [SRP<sup>+</sup>15b] umzusetzen, muss zunächst das Ziel der reproduzierbaren Ioneninterferometrie erreicht werden. Daher gelten die nächsten Schritte der weiteren Verbesserung des Systems.

Bei der Ioneninterferometrie ergeben sich einige Problematiken, welche es zu beachten gibt und worüber hier ein kleiner Überblick skizziert werden soll. Angefangen bei der Vorjustage wird aufgrund der, im Vergleich zu Elektronen, viel kleineren Streifenbreite eine viel größere Vergrößerung notwendig ohne dabei zu viele am Detektor auftretende Ereignisse zu verlieren. Die hierfür verwendeten Quadrupollinsen (QPL) müssen hierbei so eingestellt, dass die große Vergrößerungsachse die Interferenz senkrecht zu den Streifen stark vergrößert und gleichzeitig die kleine Vergrößerungsachse parallel zu den Streifen nur wenig vergrößert (siehe auch Anhang B.6). Bei der schrittweisen Vorgehensweise muss der Strahl stets nachjustiert werden, so dass die Position des Biprismas auf dem Detektor immer sichtbar ist. Durch eine ebenfalls starke Vergrößerung der Emission in Richtung der kleinen Achse (siehe auch Anhang B.6) durchläuft man dabei einerseits sehr detektionsschwache Bereiche und andererseits die Umklapp-Punkte (siehe auch Anhang B.6). In beiden Fällen kann die Position des Biprismas durch den Überlagerungsbereich oder Schattenwurf nur sehr schwer erkannt werden, wodurch die gesamte Vorjustage der Emission sehr schwierig wird.

Eine Möglichkeit ist die Emission zu erhöhen, was durch eine Reduzierung der Spitzentemperatur erreicht werden kann (siehe auch Abschnitt 3.2). Hierfür wurde das Konzept einer zusätzlichen Wärmestrahlungsabschirmung, wie sie in Abbildung 9.1 zu sehen ist, der Spitze realisiert, indem ein zusätzliches Strahlungsschild direkt um die Spitze angebracht wurde. Trotz eines sorgfältig erarbeiteten Konzeptes, bei dem die Konstruktion aus Kupfer gefertigt wurde, um sie über den LHe-Kryostaten effektiv kühlen zu können und einer Gold-Beschichtung, die die ankommende Restwärmestrahlung reflektiert, konnte die Spitzentemperatur dadurch leider nicht gesenkt werden. Daher



**Abbildung 9.1.:** Technische Zeichnung des Wärmestrahlungsschildzylinders. Über die Spannschraube kann der Zylinder auf den Spitzenflansch montiert werden, wo er samt der stirnseitig montierten Blende die SAT vor Wärmestrahlung bewahrt und somit tiefere Temperaturen ermöglicht.

wird es für die Interferometrie mit Ionen von enormer Bedeutung sein, sich diesem Konzept nochmals zu widmen und das Strahlungsschild zu verbessern oder gleich ein neues Kühlsystem, eventuell mit verbessertem Kryostaten, zu erarbeiten. Der getestete Zylinder ist so konstruiert, dass unterschiedliche Blenden, sowie mehrere voneinander isolierte Blenden vor die Spitze montiert werden können. Dadurch kann ein Gegenfeld zwischen zwei Blenden erzeugt werden, das die Teilchenenergie reduziert [PSK+18]. Durch diese Technik kann mit höheren Emissionsspannungen bei gleichbleibenden Teilchenenergien gearbeitet werden, was eine Erhöhung der Spitzenemission ermöglicht. Verzichtet man auf höhere Emissionsspannungen, so kann die Technik für eine Reduzierung der Teilchenenergie verwendet werden, um die Wirkungsstärke der anderen Komponenten, insbesondere den QPL, zu erhöhen oder um den Umklapppunkt auf einen anderen Vergrößerungsbereich zu verschieben. Jedoch ist diese Vorgehensweise nur mit Elektronenemissionen realisiert worden, was für die geplante AB-Physik auf Emission mit Ionen übertragen werden muss. Dabei stellt sich zunächst die Frage, ob sich das Emissionsverhalten ändert, ob sich zum Beispiel der Emissionswinkel vergrößert oder ob die Generierung von Neutralteilchen (siehe auch Abbildung 8.4.3) sich stark erhöht, was die Detektion negativ beeinflusst. Somit muss bei dem Einsatz dieses Verfahrens für Ionenemission es dahingehend optimiert werden.

Eine weitere Möglichkeit den Umklapppunkt zu verschieben, ist eine zusätzliche dritte QPL einzusetzen, die eine exakt umgekehrte Polarisation und somit zu den anderen QPL vertauschte Vergrößerungsachsen besitzt (siehe auch Anhang B.6). Dabei könnten durch die große Vergrößerungsachse der zusätzlichen QPL die Umkehrpunkte zu höheren bzw. kleineren Gesamtvergrößerungen verschoben werden, um ihn dadurch zu vermeiden bzw. nun eine genügend hohe Zählrate bei der Justage zu besitzen.

Um nicht nur ein besseres Verständnis der Interferometrie im Niederdruckbereich, sondern auch für die Entstehung des Neutralspots (siehe Abschnitt 8.4.3) und somit eine Verbesserung der Ioneninterferometrie zu erlangen, müsste die theoretische Beschreibung der Elektroneninterferometrie mit Hintergrundgasen etwas verfeinert werden. Es sollte zunächst der Verlauf der mittleren Intensität besser beschrieben werden (siehe auch Abschnitt 6.3), wobei eventuell noch nicht bedachte Prozesse aufgedeckt würden, die man in weiteren Messreihen genauer untersuchen sollte. Zusätzlich würden dabei mögliche Unterschiede aufgrund der verwendeten Gassorte zwischen den Messungen zu sehen sein. Anschließend könnte eine leicht modifizierte Theorie die Neutralemission beschreiben und quantifizieren, deren Ursprung unserer Ansicht nach ebenfalls Kollisionen zwischen den emittierten Teilchen, also den Ionen, und dem Hintergrundgas darstellen. Dabei wird ein Teil der Ionen jedoch nicht vollkommen aus dem Sichtfeld gestreut, sondern nur neutralisiert. Aus diesem Grund können deren Bahntrajektorien nicht mehr von den Interferometerkomponenten manipuliert und daher weder abgelenkt noch mit den QPL vergrößert werden, was zu den kreisförmigen Abbildungen der Neutralteilchen im Emissionsbild führt (siehe auch Abbildung 8.5). Auch wenn der Emissionsanteil der Neutralteilchen nur im Promillebereich liegt, so könnte versucht werden, diesen gerichteten Fluss für Experimente nutzbar zu machen. Dafür müsste jedoch der Neutralteilchenfluss etwas genauer charakterisiert werden. Ein großes Interesse gilt dabei der Energieverteilung, die nicht nur für die Nutzbarkeitsstudie von großem Wert ist, sondern eventuell auch bei der Klärung des Entstehungsprozesses.

---

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung eines solchen Interferometers könnte in der Verwendung von Niob-Spitzen liegen, die auf supraleitende Temperaturen gebracht werden [NYU<sup>+</sup>98, Osh99, Brä13]. Dabei nimmt die Elektronenemission unterhalb der Sprungtemperatur  $T_C$  stark bei gleichzeitiger Abnahme der Energiebreite zu. Solche Spitzen können natürlich vielseitig in der Elektroneninterferometrie eingesetzt werden, doch stellt sich die Frage, ob diese Spitzen auch einen guten Ionenemitter darstellen und ob sie eine Verbesserung im Emissionsverhalten aufweisen. Nachdem die technische Herausforderung der Kühlung unter die Sprungtemperatur  $T_C = 9.26$  K gelöst ist, kann die Charakterisierung solcher Spitzen mit Elektronen und vor allem auch mit Ionen vorgenommen werden. Dabei ist das Emissionsverhalten und deren zugrundeliegende Physik genau so interessant wie auch die anschließende Nutzbarkeitsstudie für die AB-Physik.

Unabhängig von der Realisierung der Ioneninterferometrie kann die Strahlaufspaltung über drei Biprismen (siehe auch Abschnitt 8.1) schon für Elektronen aufgebaut und bis hin zur Interferometrie getestet werden, um somit die ersten Erfahrungen zu sammeln und die Grenzen unseres Designs auszuloten. Dabei helfen die Erfahrungen, die von der vorangegangenen Gruppe um Prof. Dr. Franz Hasselbach und im Besonderen die Erfahrungen von Dr. Hubert Schmid [Sch85] gesammelt worden sind. Nach der Umstellung auf eine Ionenstrahlaufspaltung stehen der Einbau und die ersten Tests der für den AB-Effekt notwendigen Zusatzteile wie Zylinder und Elektronik an. Verlaufen die ersten Tests positiv, so sollte die eigentliche Messung des elektrostatischen AB-Effekts möglich sein. Durch die Verwendung von Ionen können abweichend von der Messung des elektrostatischen AB-Effekts nach dem Prinzip von Aharonov und Bohm zusätzliche Untersuchungen und Messungen bezüglich des Effekts auf strukturbehaftete Teilchen unternommen werden. Dabei ist nicht nur der elektrostatische sondern auch der magnetische AB-Effekt Neuland und könnte weitere grundlegende Fragen der Physik beantworten. Als theoretischer Anhaltspunkt wäre das Paper von Silverman [Sil93] erwähnenswert, der die innere Struktur der Ionen für die resonante optische Anregung durch einen Laser verwendet und dabei zeigt, dass sich das Abstrahlverhalten durch den magnetischen AB-Effekt verändert.

Im Hinblick auf die Ioneninterferometrie werden zunächst Elemente und Moleküle mit geringen Massen verwendet, da sie nach Gleichung 3.1 aus Kapitel 3 relativ große Wellenlängen besitzen und die Interferenzstreifen somit am leichtesten aufzulösen sind. Wenn dieses Ziel erreicht ist, wird unser Interferometer mit massenreicheren Teilchen, seien es schwerere Atome oder Moleküle, getestet und so die Tauglichkeit für die Biprisma-Interferometrie überprüft um zunächst die Welleneigenschaften dieser Teilchen zu bestätigen und deren Dekohärenzverhalten untersucht werden. Analog zu den Dekohärenzversuchen mit einem Elektroneninterferometer, mit dem das Verhalten der Elektronenkohärenz über verschiedenen Oberflächen wie sie von Hasselbach und Sonntag [SH05, Son06, SH07] untersucht wurden, kann so das Kohärenzverhalten von ionisierten Atome oder Moleküle betrachtet werden. Zusätzlich hilft bei diesen Untersuchungen die Korrelationsanalyse und die damit verbundene Messmethodik. Dadurch kann bei einer Kontrastreduzierung der Interferenzen sehr gut zwischen den Störeinflüssen Dekohärenz und Dephasierung unterschieden werden. Es soll an dieser Stelle kurz erwähnt werden, dass diese Methodik für jegliche interferometrische Mes-

sungen auch zu sämtlichen Dekohärenzeffekten angewandt werden kann, und so viele Projekte verbessert, zum Teil vereinfacht und mit sehr hoher Genauigkeit betrieben oder gar erst realisiert werden können. Dabei soll mit dem vorhandenen Equipment zunächst die Dekohärenz von Elektronen über unterschiedlichen Oberflächen, darunter auch supraleitende Oberflächen, untersucht werden, um anschließend die selben Experimente mit ionisierten Atomen und Molekülen zu wiederholen. Mit solchen Vergleichsdaten, die an der selben Apparatur entstanden sind, kann daraufhin die Theorie über das veränderte Kohärenzverhalten auf Grund der inneren Struktur und der damit verbundenen dipolinduzierten Dekohärenz von Atomen bzw. Molekülen [Kar14] überprüft werden, die einen deutlichen Unterschied zu Elektronen zeigen sollte.

Aber auch für andere Forschungsbereiche, die sich mit Experimenten zur Quanten- sowie Quantenhybrid-Systeme beschäftigen, können durch die Untersuchungen zum Dekohärenzverhalten von Atomen und Molekülen, aber auch freien Elektronen, nahe von Oberflächen voran gebracht werden. Somit kann das Dekohärenzverhalten Erkenntnisse zu grundlegenden quantenmechanischen Fragen sowie zum Übergang zwischen quantenmechanischer und klassischer Physik gewonnen werden, um z.B. die unterschiedlichsten Quantensysteme möglichst lang in einem kohärenten Zustand zu halten. Aber auch der Erkenntnisgewinn zur Abhängigkeit des Kohärenzverhalten vom Oberflächenmaterial kann ebenso für weitere Forschungsbereiche, wie etwa zur Material- und Oberflächenanalyse herangezogen werden. Bei Experimenten zu optomechanischen Oszillatoren im nm-Bereich [CASN<sup>+</sup>11], zu Bose-Einstein Kondensaten nahe eines mechanischen Oszillator [HCH<sup>+</sup>10], zu ultrakalten Atomen nahe einer optischen Faser [SVA<sup>+</sup>07] und zu polaren Molekülen die mit einen supraleitenden Resonator koppeln [ADD<sup>+</sup>06], zu ultrakalten Rubidiumatomen die an einen kohärenten supraleitenden koplanaren Resonator koppeln [HBL<sup>+</sup>17], können im Bereich der Quanten- und Quantenhybridsysteme die oben genannten grundlegenden Untersuchungen einen großen Beitrag leisten. Aber auch wissenschaftliche Herausforderungen in der Mikroskopie wie die Untersuchung von strukturierten Oberflächen durch ultrakalte Atomwolken [GSV<sup>+</sup>11], sowie die Entwicklung des Quanten-Elektronenmikroskop [PY09, KHK<sup>+</sup>16] mit deren Hilfe Oberflächen und Dünnschichten ohne einer Elektronenstrahlexposition, wie sie bei üblichen Elektronenmikroskopen üblich ist, zerstörungsfrei untersuchen lässt, können von dieser Grundlagenforschung profitieren.

Mit den oben beschriebenen Methodik der Korrelation können auch kontrastarme Interferenzen korrigiert werden und ist somit eine sehr hilfreiches Instrument für Sensoren, die dadurch verbessert oder sogar erstmals realisiert werden können. Eine richtungsweisende Entwicklung ist, das in unserer Abteilung als Sensor konstruierte Mininterferometer [PSL<sup>+</sup>17], das mit Hilfe von Korrelationen wesentlich verbessert und somit seine Leistungsfähigkeit und Einsatzvielfalt stark gesteigert werden konnte. Des Weiteren soll diese Arbeit und der darin beschriebenen Modifikationen und Verbesserungen des Interferometers die Grundlage der Untersuchung zur Signalübertragung mit Hilfe von Materiewellen. Dabei sollen der Elektronenstrahl über einen Wienfilter in seiner Kohärenz moduliert werden, sodass sich das aufmodulierte Signal in dem Kontrast der Interferenz widerspiegelt. Hierzu muss das Wienfilter selbst über eine modulierte Spannung bzw. Strom angesprochen werden.



**Teil IV.**

**Anhang**



# A. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird auf die technischen Details unseres Vakuum- und Kühlsystems sowie auf die notwendige Abschirmungen und der elektrischen Versorgung des Interferometers eingegangen werden.

## A.1. Vakuumkammer des Interferometers

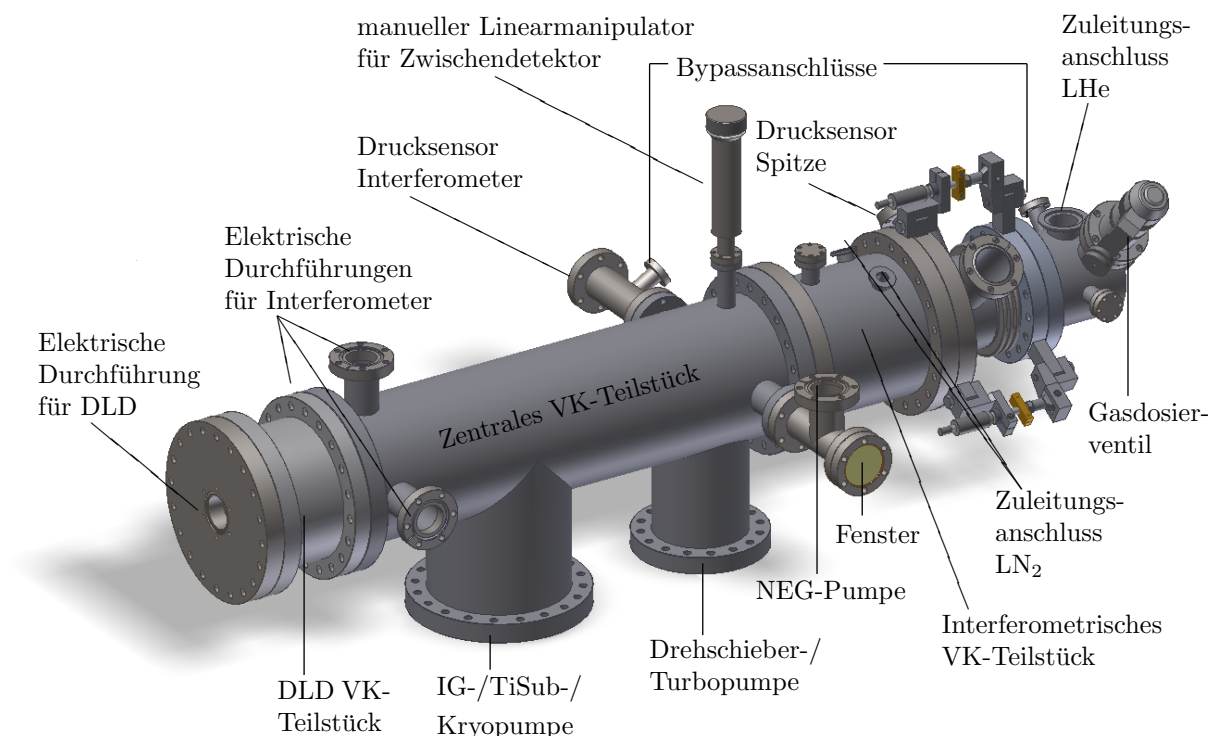
Die Vakuumkammer (VK), die als technische Zeichnung in Abbildung A.1 zu sehen ist, hat eine Länge von 120 mm und wird mit dem vorderen und hinteren CF150-Flansch des zentralen Teilstücks auf dem schwingungsgedämpften Tisch (siehe dafür Anhang A.4) fixiert. Dieser besitzt in der Mitte eine rechtwinklige Aussparung, sodass diverse Pumpen (siehe dafür Anhang A.3) über Verlängerungsstücke an der Kammer montiert werden können. Am hinteren Ende des Hauptteils ist das interferometrische Teilstück, ebenfalls in Abbildung A.1 zu sehen, in dessen Innern der Wärmestrahlungsschild montiert und daran das Interferometer (siehe dafür Anhang B) angeflanscht ist. Für die Kühlung des Wärmestrahlungsschildes sind zwei Anschlüsse für flüssigen Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) vorhanden.

Da eine differentielle Druckstufe zwischen dem Spitzenbereich und dem Interferometer realisiert wurde (siehe auch Abbildung A.4 von Abschnitt A.5), benötigt man einen Bypass, der in Abbildung A.1 angedeutet ist, um den Spitzenbereich für eine eventuelle Erneuerung der Spitze optimal zu evakuieren. Für eine optimale Überwachung des Vakuumdrucks sind zwei Drucksensoren in der Kammer installiert. Ein Drucksensor bestimmt den Druck im Bereich des Interferometers und der andere misst den Druck im Spitzenbereich, deren Zugänge sind in Abbildung A.1 dargestellt. Dadurch konnte eine Druckdifferenz im Betrieb mit Ionen von über eineinhalb Größenordnungen zwischen den beiden Bereichen erreicht werden.

Durch das seitliche Fenster, auch in Abbildung A.1 zu erkennen, kann über einen Spiegel auf die Spitze bzw. den Zwischendetektor (siehe dafür Abschnitt B.7) gesehen werden, womit das Glühen beobachtet bzw. das Emissionsmuster der Spitze beurteilt werden kann. Um das Interferometer für einen Umbau aus dem zentralen Teilstück zu bekommen, muss der Detektor entfernt werden, wofür das Delayline-Detektor (DLD) VK-Teilstück abgeflanscht wird. Da der DLD nicht über den Flansch ragt, kann er nach dem Abnehmen mit einem Blindflansch verschlossen und sicher aufbewahrt werden. Anschließend wird die Verkabelung des Interferometers von den elektrischen Durchführungen getrennt, der manuelle Linearmanipulator des Zwischendetektors entfernt und das Interferometer entnommen.

Für die Dephasierungsmessungen wurde, wie in Kapitel 7 schon erwähnt, ein Lautsprecher bzw. ein Piezo an die Vakuumkammer montiert. Der Piezo wurde in Richtung der Emission  $\sim 20$  mm nach dem Flansch des manuellen Linearmanipulators installiert, sodass die Amplitude der Schwingung in Richtung des Antriebs zeigt. Als Gewicht

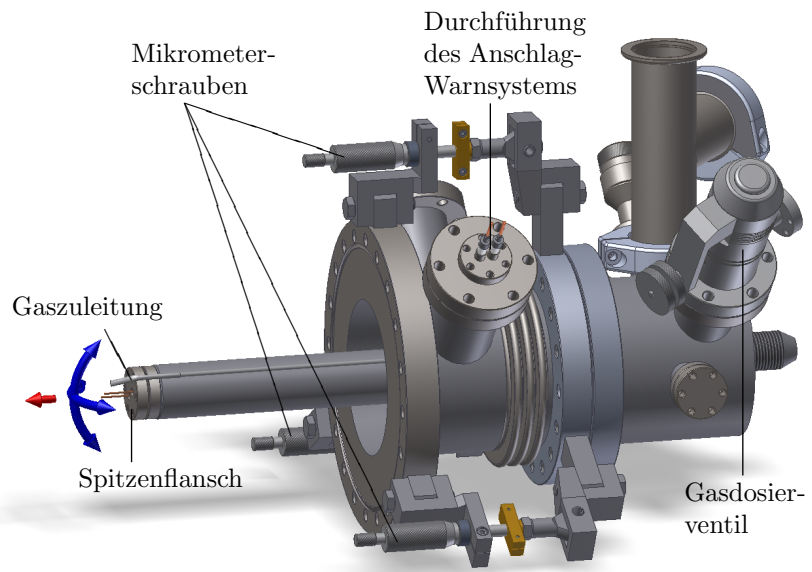
wurde ein Hohlzylinder mit einem Gewicht von  $\sim 470$  g genutzt, der über den Linearmanipulator geschoben wurde und mit der Kante auf dem Piezo steht. Der Lautsprecher hingegen wurde an die Stirnseite des Kryostaten auf den Zuleitungsanschluss des flüssigen Heliums (siehe auch Abbildung A.4 von Abschnitt A.5) montiert, sodass die Schwingungsamplitude in Richtung des Interferometers gerichtet ist. Die Membran, die einen Durchmesser von  $\sim 9.4$  cm besitzt, wurde durch eine angeklebte Gewindestange mit mehreren Muttern zusätzlich beschwert, deren Gesamtgewicht beträgt  $\sim 66.5$  g.



**Abbildung A.1.:** Technische Zeichnung der Vakuumkanmer mit Bezeichnung der Einzelkomponenten. Zusätzlich sind die Montagepositionen diverser Anbauten gezeigt, die selbst nicht in der technischen Zeichnung dargestellt sind. Die diversen Pumpen werden in Anhang A.3 genauer behandelt.

Da durch die Realisierung der Druckstufe mit einer Blende von 0.5 mm nach dem Einfachablenker die Justage der Spitzenemission erheblich erschwert wurde, musste eine Justiermöglichkeit der Spitzenposition innerhalb des Vakuums realisiert werden. Daher wurde ein sogenannter Wellbalg installiert, um kleine Positionskorrekturen nach dem Einbau der Spitze unternehmen zu können, der in Abbildung A.2 betrachtet werden kann. Mittels Mikrometerschrauben lässt sich die Position der Spitze und deren Emission in horizontaler und vertikaler Richtung justieren. Da wir durch gegenseitige Verkipfung der beiden Flansche des Wellbalgs arbeiten, stellt dies keine lineare Verschiebung der Spitze dar, sondern eine Rotation. Die Rotationsachse entspricht der Verbindungslinie der beiden gegenüber der zu verstellenden Mikrometerschraube liegenden Kugelgelenke. Da jedoch die Justage der Spitze im Millimeter-Bereich liegt und somit viel kleiner als der Rotationsradius ist, kann die Bewegung nahezu als linear angenommen werden. Aus diesem Grund wird praktisch nur die Position der Emissionsquelle ohne Einfluss auf die Emissionsrichtung justiert. Der Abstand zwischen Spitzenflansch

zum Wärmestrahlungsschild sind nur  $\sim 5$  mm (siehe auch Abbildung A.4 von Anhang A.5), deshalb wurde ein Anschlag-Warnsystem installiert, das beim Justieren eine Beschädigung des Schildes, des Spitzenflansches oder des Kryostaten verhindert. Dieses Warnsystem besteht aus einem einseitig isolierten Blech, das an die Innenwand des Schildes gelegt wird und mit einer elektrischen Durchföhrung verkabelt wird. Sobald der Spitzenflansch die Innenwand des Schildes und somit das Blech beröhrt, haben wir einen elektrischen Kontakt zur Kammerwand, welcher mit einem Durchgangsprüfer permanent überwacht werden kann.



**Abbildung A.2.:** Technische Zeichnung des Wellbalg. Über die Mikrometerschrauben lässt sich durch den Wellbalg der Spitzenflansch am Kryostaten in horizontaler und vertikaler Richtung verschieben (blaue Pfeile). Zu große Verschiebungen signalisiert das Anschlag-Warnsystem. Ebenfalls zu sehen ist das Gaszuleitungssystem mit Dosierventil und Gaszuleitung zur Spitze, wodurch eine Ionenemission mit der Spitze (nicht im Bild) möglich ist (roter Pfeil).

Für die Ionenemission wird hochreines Gas von der Reinheit 5.5 oder 6.0 verwendet, dass von der Gasflasche über eine spezielle Reinstgasleitung mit 1.5 bar bis 2.5 bar zu dem in Abbildung A.2 dargestellten Gasdosierventil geleitet wird. Von dort wird es über die Gaszuleitung bis an die Spitze geleitet, bevor es sich in der Kammer verteilt. Dabei wird mit einem Druck bis zu  $10^{-4}$  mbar gearbeitet, der mit einer Genauigkeit von  $\sim 10\%$  eingestellt werden kann.

## A.2. Testvakuumkammer

Der Hauptteil des Testkammersystems besteht aus einem CF-Doppelkreuzstück mit CF100-Flanschen, davon sind zwei rotierbar. Diese Art eine Kammer zu konstruieren ist sehr einfach gehalten und zugleich sehr variabel, was sie zum Testen verschiedener Komponenten ideal macht. Unter anderem wurde in dieser Kammer auch das Temperaturverhalten in Abhängigkeit vom Stromfluss für das Glöhren der Spitzen sowie auch deren Emissionsverhalten (siehe dafür Abschnitt 5.1) vor Einbau in das Interferometer charakterisiert. Um die Glöhfarbe und den innen liegenden Detektor zu betrachten, ist ein Fenster installiert. Das Vakuum wurde mit Hilfe einer Drehschieber- und Turbomolekularpumpe erzeugt und aufrechterhalten. Wenn es die experimentellen Anforderungen verlangten, wurde zusätzlich eine Ionengetterpumpe und/oder eine

Kryopumpe verwendet. Um das geforderte Vakuum zu überwachen ist permanent ein Drucksensor installiert.

### A.3. Pumpsystem

Für die Vakuumkammer des Interferometers wurden zwei Pumpen verwendet, die das Vakuum erzeugen und je nach Anforderungen ein bis vier Pumpen, die das Vakuum erhalten (siehe auch Abbildung A.1 von Anhang A.1). Um die Luft aus der Kammer zu evakuieren, wird eine Drehschieberpumpe und eine Turbomolekularpumpe verwendet. Sie evakuieren auch Restbestandteile, die beim Ausbacken der Vakuumkammer bei  $\sim 200^\circ\text{C}$  entstehen. Das Ausbacken selbst ist nach Öffnen und Schließen der Kammer notwendig, um den richtigen Enddruck beim Experimentieren zu erreichen, da durch einen Umbau Luftfeuchte und andere Verunreinigungen in die Kammer kommen. Nach dem Ausbacken der Kammer kann über ein Schiebeventil die Verbindung zu diesen beiden Pumpen getrennt werden. Das Vakuum erhält dann eine Ionengetterpumpe (IG-Pumpe) aufrecht, in Kombination mit einer Titansublimationspumpe (TiSub-Pumpe) und einer Kryopumpe. Jedoch produziert die Ionengetterpumpe geladene Teilchen, die nicht zu dem Hauptexperiment und vor allem nicht zu dem Detektor gelangen sollten. Um dies zu gewährleisten, ist die Pumpe über ein Verlängerungsstück an die Kammer angebracht, worin sich zusätzlich ein eigens konstruierter Ionenfänger aus Kupfer befindet. Somit gibt es für die Teilchen keine direkte geometrische Verbindung von Pumpe zum Interferometer, wodurch geladene Teilchen an dem Fänger stoßen und neutralisiert werden. Die Kryopumpe wird meistens mit flüssigem Stickstoff betrieben, für den ein Pufferspeicher konstruiert wurde. Um den Einfluss des Titan dampfes auf das Experiment auszuschließen, wird das Titan nur direkt nach dem Ausbacken der Kammer sublimiert. Als letzte Pumpe wird eine sogenannte NEG-Pumpe (Non-Evaporable Getter) verwendet. Sie ist zum einen durch ihr absorbierendes Gettermaterial eine ideale Lösung für unsere empfindliche Emissionsquelle (siehe dafür Abschnitt 5.1), da sie passiv pumpt und weder vibriert (Turbomolekularpumpe) noch beschichtet (TiSub-Pumpe) noch Ionen emittiert (IG-Pumpe). Zum anderen pumpt sie sehr effektiv Wasserstoff, dessen zunehmende Konzentration im Vakuum während des Glühvorgangs die Wahrscheinlichkeit zu einem Misslingen der Spitzenformung stark erhöht.

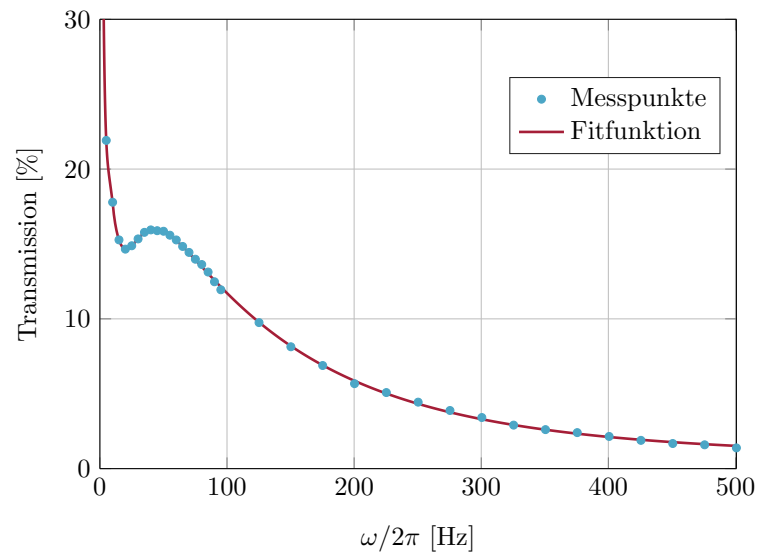
### A.4. Abschirmungen

Um mechanischen Störungen vorzubeugen ist das gesamte Experiment in einem schwingungsgedämpften Bereich des Gebäudes untergebracht, das heißt die Labore sind mechanisch vom Großteil des Gebäudes durch ein eigenes Fundament entkoppelt. Zusätzlich steht der Versuchsaufbau auf einem getrennten Betonabschnitt innerhalb unseres Labors. Diese beiden Maßnahmen halten die meisten Gebäudeschwingungen von dem Interferometer fern. Als zusätzliche Entkopplung steht das Interferometer auf einem durch Luftpolsterung schwingungsgedämpften Tisch. Daher können weder Gebäudeschwingungen noch andere zum Teil höherfrequente Schwingungen und Störungen in das Interferometer relevant einkoppeln.

Um gegen elektrische Störungen und Schwingungen vorzugehen, die in Form von Störungen in der Betriebsspannung, elektrische und magnetische Felder und elektromagnetische Strahlung auftreten, müssen verschiedene Ansatzpunkte verfolgt werden. Zum Einen wird auf die Sauberkeit der Betriebsspannung geachtet. Dabei darf die Betriebsspannung eine maximale Restwelligkeit nicht überschreiten (siehe auch Anhang A.6). Mit geschirmten Kabeln als Zuleitungen soll zudem eine Einkopplung von Störspannungen verhindert werden. Um kleine Einkopplungen vor den Vakuumdurchführungen abzufangen, sind alle Stecker mit RL-Tiefpässen versehen. Die elektrischen

Felder sind leicht vom Interferometer abzuschirmen, da die geerdete Vakuumkammer aus Edelstahl einen Faradayschen Käfig darstellt. Um magnetische Felder abzuschirmen, liegt das Interferometer innerhalb zweier Zylinder, die aus Kupfer bzw. Mu-Metall bestehen. Diese sollen magnetische Felder und Wechselfelder jeglicher Frequenz  $\omega$  weitestgehend abschirmen. Zusätzlich sind noch Kupfer-Abschirmrohre auf die optische Bank zwischen den Komponenten (siehe auch Anhang B) und unter dem Zwischendetektor installiert (siehe auch Anhang B.7). In Abbildung A.3 sehen wir eine Messung der Abschirmqualität gegenüber

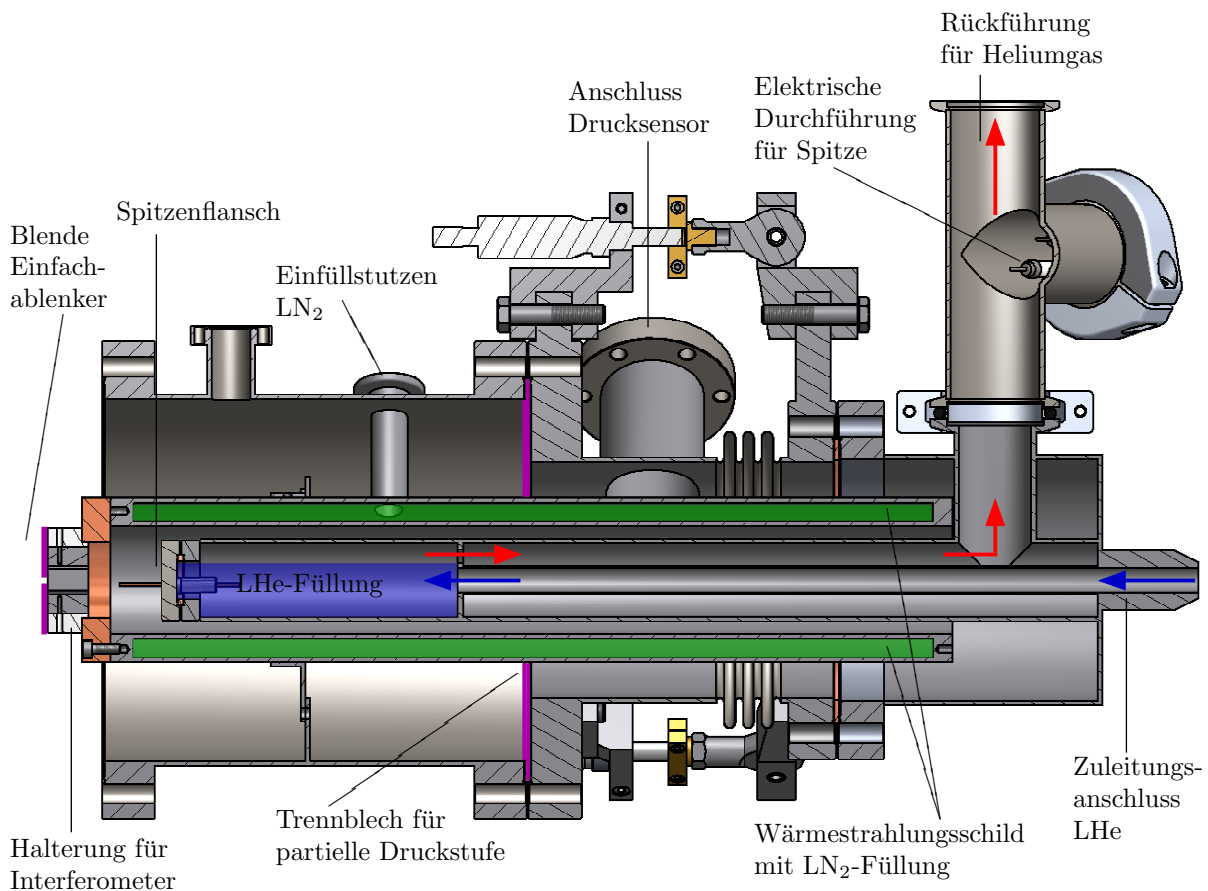
magnetischen Wechselfeldern der Frequenz  $\omega/2\pi$ , indem wir mit Hilfe der  $g^{(2)}$ -Korrelation von Elektroneninterferenzen die Transmission bestimmten [GRSS15]. Die Abschirmung ist bei sehr niedrigen Frequenzen am geringsten und nimmt für größere Frequenzen hin stark zu und erreicht weit über 90%. Glücklicherweise sind statische Felder nicht kritisch, da sie nur einen Versatz des Interferenzmusters verursachen, der mit den Ablenkern kompensiert werden kann. Um die Dephasierung von elektromagnetischen Wechselfeldern bis hin zu hochfrequenter elektromagnetischer Strahlung zusätzlich zu reduzieren, ist das gesamte Experiment von einer metallischen Abschirmkammer umgeben, die ebenfalls geerdet ist.



**Abbildung A.3.:** Transmission des magnetischen Wechselfeldes durch die beiden Metallzylinder (Kupfer und Mu-Metall) in Abhängigkeit von der Frequenz  $\omega/2\pi$ , gemessen durch die  $g^{(2)}$ -Korrelation und eine angepasste Funktion. Abbildung aus [RRS<sup>+</sup>17] entnommen und leicht modifiziert, Nachdruck mit Genehmigung von IOP Publishing.

## A.5. Kühlsystem

Der Heliumkryostat in Abbildung A.4 ist das zentrale Glied des Spitzen-Kühlsystems, dabei werden Temperaturen bis zu  $T_{Sp} = 15$  K erreicht. Dieser wurde von der Arbeitsgruppe um Prof. Dr. Hasselbach konstruiert, da es kommerziell keinen Kryostaten gab,



**Abbildung A.4.:** Technische Zeichnung des Kühlsystems. Das flüssige Helium fließt vom Heber in den Kryostaten (blaue Pfeile), füllt die vordere Kammer am Spitzenflansch, verdampft allmählich und wird gasförmig wieder in die Rückleitungen geführt (rote Pfeile). Die Spitze samt Halter (siehe auch Abschnitt 5.1) wird an den Spitzenflansch montiert und somit über die Helium-Füllung gekühlt (blaue Fläche). Nicht in der Zeichnung ist die elektrische Verbindung zwischen der oberen Durchführung und dem Spitzenflansch durch den Kryostaten für die elektrische Ansteuerung der Spitze. Um die Spitze ist das Wärmestrahlungsschild, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird (grüne Fläche). Dabei bildet der Abschluss die Halterung des Interferometers aus Kupfer. Ebenfalls zu sehen ist die differentielle Druckstufe, realisiert mit dem Trennblech und der Blende nach dem Einfachablenker (lila markiert).

der den Ansprüchen der hohen Ströme und Spannungen des Experiments entspricht. Um auf solch tiefe Temperaturen zu kommen, bedarf es einer effektiven Kühlung und einer reduzierten Kopplung der Wärmequellen, die wir im Folgenden aufzeigen wollen. Für die Kühlung der Spitze ist der Heliumkryostat zuständig. Er wird über eine Transferleitung von einer Helium-Kanne mit flüssigem Helium (LHe) versorgt. Das LHe wird durch den Kryostaten geleitet um die Kammer des vorderen Kryostatenteils zu füllen, in Abbildung A.4 als blaue Fläche angedeutet, sodass die Kontakte des Spitzenflansches im LHe liegen. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit der elektrischen Durchführung und des Spitzenhalters, die aus Kupfer gefertigt sind, kann die Spitze samt Halter (siehe dazu Abschnitt 5.1) effektiv gekühlt werden. Zur Entkopplung der Wärmestrahlung muss der vordere Kryostatenteil inklusive Spitze von einem Wärmestrahlungsschild umgeben werden, der mit flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) gekühlt wird, und in Abbildung A.4



als grüne Fläche angedeutet ist. Er bildet einen doppelwandigen Zylinder, der spitzenseitig mit dem Halter des Interferometers abgeschlossen ist. Der Halter ist aus hochwärmeleitendem Kupfer gefertigt, sodass die Stirnseite des Zylinders ebenfalls auf LN<sub>2</sub>-Temperatur kommt. Da Schild und Halter nun auf LN<sub>2</sub>-Temperatur gebracht werden, wird das Aufheizen der Spitze durch Wärmestrahlung weitgehend unterdrückt. Dabei ist durch die enormen Temperaturveränderungen auf eine genaue Verschraubung des Spitzenflanschs zu achten, da durch minimale Abweichungen vom Ideal sofort ein Leck beim Kühlvorgang zwischen dem LHe-Behältnis und dem Vakuum entstehen kann. Um eine Temperaturstabilität von  $\Delta T_{Sp} < 1$  K zu erreichen und somit auch ein starkes oszillierendes Kühlverhalten zu unterbindet, halten wir über eine Helium-Gasflasche und einen speziellen Druckminderer den Kannendruck des LHe auf  $< 5$  mbar konstant und stellen in der Rückleitung mit einem Dosierventil den Rückfluss des gasförmigen Heliums ein.

Als nächstes muss eine reduzierte Wärmeleitung über elektrische Kontaktierungen sichergestellt werden, um auf die oben genannte Temperatur  $T_{Sp}$  zu kommen. In dem selbstkonstruierten Halter befindet sich ebenfalls ein Temperatursensor um die Temperatur der Spitze zu messen (siehe auch Abschnitt 5.1), der mittels einer Vierpunktmessung ausgelesen wird. Für deren Spannungsmessung wurden Manganin-Drähte verwendet, da diese eine kleine Wärmeleitfähigkeit besitzen und nahezu keine Wärmeeinkopplung in den Sensor verursachen. Für den Stromfluss wurden Kupfer-Drähte verwendet, da sie eine gute elektrische Leitfähigkeit haben und durch den Stromfluss nicht selbst aufheizen. All diese Leitungen sind Kapton-Isoliert und besitzen einen Durchmesser von 0.14 mm.

In der Gruppe um Prof. Hasselbach wurde die Spitzenverkabelung noch im Vakuum am Kryostaten entlang verwirklicht, was eine größere Wärmeeinkopplung verursachte. Im Gegensatz dazu wurde sie hier durch die Rückführung des gasförmigen Heliums gelegt, um die Wärmeeinkopplung der elektrischen Spitzenkontaktierung gering zu halten. Verwendet werden Kapton-Isolierte Kupferdrähte mit Durchmessern von 0.4 – 1.0 mm. Sie gehen zudem durch die LHe-Füllung, wodurch die Kühloberfläche des Spitzenflanschs künstlich vergrößert und somit die Kühleffektivität gesteigert ist. Der relativ große Durchmesser der Zuleitung ist den Heizströmen geschuldet, die für das Formen der Spitze benötigt werden (siehe dazu Abschnitt 5.1). Um bei den hohen Emissionsspannungen (siehe auch Abschnitt 3.2) keine Überschlüge von Zuleitungen zu den geerdeten Wänden in der Heliumatmosphäre innerhalb des Kryostaten zu bekommen, wurde eine spezielle Methode entwickelt, die Drähte zu isolieren. Dabei werden sie, der Übergang und die Durchführungen inklusive deren Keramiken lückenlos mit Schrumpfschläuchen umfasst und isoliert. Die dabei entstehenden Übergänge von Schrumpfschläuchen unterschiedlicher Durchmesser müssen sich überlappen. Um jedoch die endgültige Isoliereigenschaft zu erhalten muss der Kryostat bei 200 °C ausgebacken werden, während er zusätzlich mit einer Drehschieberpumpe evakuiert wird. Dadurch verhindert man das Werfen von Blasen an den Schrumpfschläuchen und erhält durch die Wärme eine durchschlagsfeste gummiartige elektrische Isolation, die auch bei tiefen Temperaturen funktionieren und nicht zu stark thermisch isoliert.

Ebenfalls in Abbildung A.4 in lila zu sehen, ist die Realisierung der differentiellen Druckstufe mit einem Edelstahlblech zwischen dem Wärmestrahlungsschild und der Kammerwand, und einer Blende mit 0.5 mm Durchmesser, die in Strahlrichtung nach

dem Einfachablenker installiert ist. Dies führt während der Ionenemission zu einer Reduzierung der Neutralteilchenbildung, die wir in Abschnitt 8.4 im Detail betrachten.

## A.6. Elektronik für die Interferometerkomponenten

Die Betriebsspannungen und -ströme der einzelnen Komponenten des Interferometers müssen äußerst rauscharm sein, um keine Störungen bei den interferometrischen Messungen zu verursachen. Dafür muss auf eine rauscharme Versorgung ebenso geachtet werden wie auf eine gute Abschirmung. Für Letzteres benutzen wir geschirmte Leitungen mit BNC- oder Lemo-Steckern. Zusätzlich ist die gesamte Treiberelektronik des Interferometers in einem Schaltschrank konzentriert, der wie das Interferometer selbst innerhalb der Abschirmkammer (siehe dazu Anhang A.4) steht. Ausgenommen hiervon ist die Detektorelektronik, da sie zum einen an den PC gekoppelt werden muss, und zum anderen einen Netzanschluss und somit einen Transformator besitzt, der zu einer hohen elektromagnetischen Abstrahlung führt, was in Abschnitt 7.3 diskutiert wurde.

Die Spannungs- und Stromquellen wurden von der Gruppe um Prof. Hasselbach übernommen und zum Teil modifiziert. Die Grenzwerte der zulässigen Rauschpegel der Komponenten und der Quellen kann daher in [Mai97] nachgeschlagen werden. Alle Quellen werden auf eine variable Spannungsversorgung umgestellt, die zwischen einer Batterieversorgung und einer Netzversorgung umgeschaltet werden kann. Für Ersteres nutzt man acht kommerzielle 12 V Autobatterien. Die Netzversorgung wird für die Grobjustage des Interferometers verwendet, um die Elektronik in das thermische Gleichgewicht zu bekommen und wenn nötig über Nacht zu halten, was die Laufzeit der Batterien überfordern würde. Zusätzlich wurde die Ansteuerelektronik des Doppelaflenkers erneuert und hierzu wurden kommerziell erhältliche HV-Module<sup>1</sup> verwendet, da die Justage des Ionenstrahls durch die Modifikation des Interferometers (siehe dazu Abschnitt 8.4.3) höhere Spannungen verlangt.

Die Elektronik des Delayline Detektors (DLD) besteht aus einer Hochspannungsversorgung und eines Signalverstärker. Der DLD benötigt dabei eine Hochspannung von bis zu 3 kV, die von einem mitgelieferten Modul<sup>2</sup> generiert wird, wobei die einzelnen Spannungen für die Anode und die MCPs von einer Elektronik<sup>3</sup> aus der ursprünglichen Hochspannung generiert werden. Für die Verarbeitung der Signale werden diese über einen HF-Signal-Entkoppler<sup>4</sup> hin zu einem Signalverstärker<sup>5</sup> und schließlich in einen Signalanalysator<sup>6</sup> geleitet. Schlussendlich liegen die Signale in digitaler Form vor und können über ein Programm<sup>7</sup> in Echtzeit oder aufsummiert dargestellt werden, sowie aufgezeichnet und gespeichert werden.

---

<sup>1</sup>hivolt HMB-0.5p 8-12 & HMB-0.5n 8-12

<sup>2</sup>Iseg NHQ 214M

<sup>3</sup>RoentDek, HVZ

<sup>4</sup>RoentDek, FT12TP

<sup>5</sup>RoentDek, ATR-19

<sup>6</sup>RoentDek, TDC8HP

<sup>7</sup>RoentDek, COBOLD Version 10.1.1203.2

## B. Interferometer

In Abbildung B.1 ist der grundsätzliche Aufbau des Interferometers zu sehen. Es besteht aus einem Feldemitter, der am Kryostaten befestigt und über den Wellbalg in dem Wärmeschild (siehe auch Anhang A.5) fixiert wird. Darauf folgt der Einfachablenker, der ebenso wie die Keramikstangen, die als optische Bank des Interferometers dienen, über die Interferometer-Halterung montiert wird. Um eine Relativbewegung bzw. Oszillation zwischen Emissionsquelle und Interferometer zu vermeiden, sind alle Interferometerkomponenten sowie der Feldemitter, über den justierbaren Wellbalg, zur Vakuumkammer hin und somit auch zueinander fixiert. Die zylindrischen Keramikstangen haben einen Durchmesser von 10 mm, eine Länge von 520 mm und besitzen einen Abstand von Mittelachse zu Mittelachse von 30 mm. Die Einzelkomponenten werden mit ihren zentral angebrachten Gewindebohrungen auf der optischen Bank über Halteklammern montiert. Da sie alle einen Durchmesser von 36 mm haben und an beide Keramikstangen angepresst werden, sind sie selbst und ihre optische Achse infolge der Fertigungstoleranzen auf  $\sim 10 \mu\text{m}$  [Mai97] genau montiert. Zusätzlich sind die einzelnen Komponenten durch die Verwendung von Keramik zueinander isoliert. Die Abstände zwischen der zum Interferometer orientierten Oberfläche des Spitzenflansches und den Eintrittsblenden der jeweiligen Komponenten können in Tabelle B.1 eingesehen werden. Das Emissionsspitzenende wurde nicht als Ursprung des Messsystems verwendet, da diese Position einer großer Varianz unterliegt, wie man ebenfalls in Tabelle B.1 einsehen kann. Nichtsdestotrotz sind die Abstände zur Emissionsquelle für theoretische Abschätzungen entscheidend. Alle Komponenten mit Ausnahme der Bilddrehspule besitzen an beiden Enden eine Blende, um einerseits die Felder innerhalb des Bauteils zu begrenzen und andererseits um Elektronen zu blocken, die fern der optischen Achse sind. Dadurch verhindert man einerseits das statische Aufladen der isolierenden Bauteile der Komponenten und andererseits reduziert man so den Untergrund der Messungen. Ersteres kann bewirken, dass sich der Teilchenstrahl ungewollt ablenkt, sich stark verzerrt und bei zeitlich zunehmender Aufladung driftet. Zusätzlich werden alle Blendenlöcher gefast,

Komponente	Abstand [mm]
Spitzendurchführung	0.0
Spitze	$\sim 22 - 32$
Emissionsquelle	
Einfachablenker	30.9
Zwischendetektor mit Abschirmrohr	49.9
Doppelablenker	116.7
Biprisma	153.6
Wienfilter	214.9
Bilddrehspule	233.9
Quadrupollinsen	258.9
DLD	610

**Tabelle B.1.:** Abstände der einzelnen Komponenten des Interferometers zum Spitzenflansch des Kryostaten. Alle Maße von der Oberfläche des Flansches zur Eintrittsblende der jeweiligen Komponente.

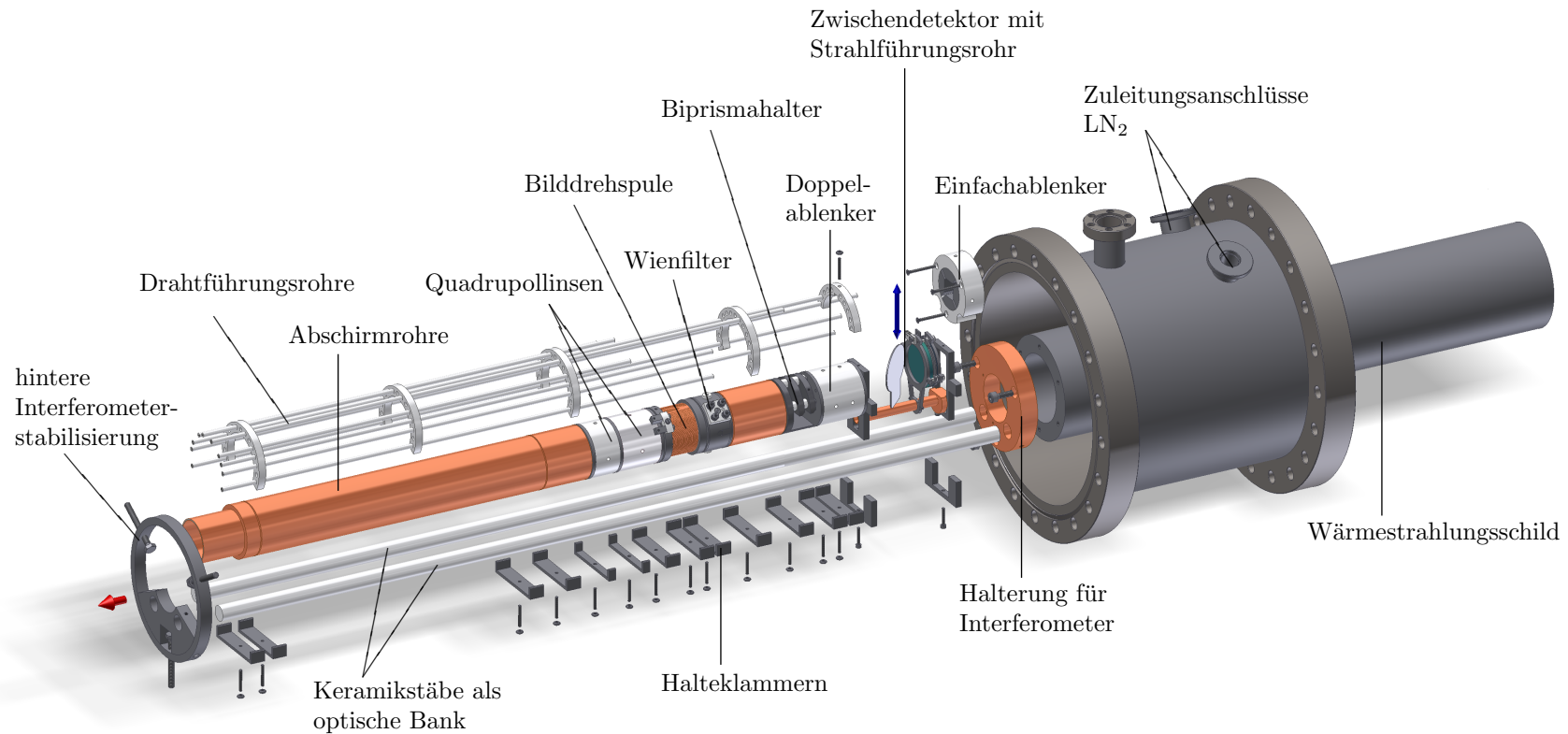
Das Emissionsspitzenende wurde nicht als Ursprung des Messsystems verwendet, da diese Position einer großer Varianz unterliegt, wie man ebenfalls in Tabelle B.1 einsehen kann. Nichtsdestotrotz sind die Abstände zur Emissionsquelle für theoretische Abschätzungen entscheidend. Alle Komponenten mit Ausnahme der Bilddrehspule besitzen an beiden Enden eine Blende, um einerseits die Felder innerhalb des Bauteils zu begrenzen und andererseits um Elektronen zu blocken, die fern der optischen Achse sind. Dadurch verhindert man einerseits das statische Aufladen der isolierenden Bauteile der Komponenten und andererseits reduziert man so den Untergrund der Messungen. Ersteres kann bewirken, dass sich der Teilchenstrahl ungewollt ablenkt, sich stark verzerrt und bei zeitlich zunehmender Aufladung driftet. Zusätzlich werden alle Blendenlöcher gefast,

um keine zum Strahl parallele Fläche zu erhalten, da an diesen die Elektronen zurück in den Strahl gestreut werden und somit zum Hintergrund der Messung beitragen. Des Weiteren wird eine Stabilisierung an das Ende der optischen Bank montiert, die man in Abbildung B.1 betrachten kann. Diese besteht aus einem Ring, der eine Aufnahme für die zwei Keramikstäbe besitzt. Mit den drei nach außen gerichteten Schrauben lässt sich der Stabilisator zwischen die Wände der Vakuumkammer spannen, wodurch das Ende der optischen Bank relativ zur Kammer fixiert wird.

Man verwendet hauptsächlich Komponenten die mit elektrostatischen Feldern arbeiten die sich zur Emissionsspannung linear und unabhängig gegenüber der Emissionsteilchenmasse verhalten. Die Komponenten, die mit magnetischen Feldern arbeiten, zeigen hingegen Hysteresen, die das Justieren erschweren. Jedoch kann man auf die magnetische Komponente nicht gänzlich verzichten, da eine Bilderspule und ein Wienfilter benötigt werden, auf die wir im späteren Verlauf zu sprechen kommen. Diese Hysteresen liegen oftmals an einer dauerhaften Magnetisierung umliegender Bauteile, daher verwendet man nahezu ausschließlich das paramagnetische Material Titan für die metallischen Einzelteile unserer Komponenten. Trotzdem benötigt man Eisenkerne in den Spulen für eine ausreichende Magnetfeldstärke, da diese besonders stark magnetisiert werden können. Um die dauerhafte Magnetisierung wieder aufzuheben, bedarf es einer zusätzlichen Elektronik. Ein weiterer Nachteil der stromgetriebenen Komponenten ist die Wärmeentwicklung durch den Strom für die Magnetfelderzeugung. Bei einer Erwärmung ändert sich der Widerstand der Spule und die Geometrie der Komponente, was wiederum eine Änderung des Magnetfeldes bedeutet. Dies kann einen zeitlichen Drift des Elektronenstrahls bewirken, was folglich Störungen und Drifts in den Messungen verursacht.

Die elektrische Ansteuerung wird über drei Durchführungen in die Kammer nahe des Detektors gebracht (siehe auch Anhang A.1). Von dort werden die kaptonbeschichteten Kupferdrähte mit Durchmessern zwischen 0.14 mm und 1.0 mm zu den jeweiligen Komponenten geführt. Dies geschieht über keramische Drahtführungsrohre, die einen zusätzlichen Überschlageschutz darstellen und ein geordnetes Verlegen garantieren.

Die Abschirmrohre und das Strahlführungsrohr des Zwischendetektors (siehe auch Anhang B.7) sind jeweils aus Kupfer gefertigt und dienen einer zusätzlichen Abschirmung gegen elektromagnetische Felder (siehe auch Anhang A.4). Sie wurden jedoch für Experimente mit Ionenemissionen durch Rohre aus einem Kupfergeflecht ersetzt, um die Arbeitsgase schneller aus dem Ionenstrahlverlauf abpumpen zu können (siehe auch Abschnitt 8.4).



**Abbildung B.1.:** Technische Zeichnung des Interferometers. Die einzelnen Komponenten werden mittels Halteklammern an die beiden Keramikstäbe befestigt, die als optische Bank fungieren. Die Keramikstäbe sind wiederum über eine Halterung an das Wärmestrahlungsschild montiert, die fest mit der Kammerwand verbunden ist. Zusätzlich wird das Ende der Keramikstäbe über einen Ring stabilisiert. Der Zwischendetektor im Strahlengang kann über ein Aufzugsystem durch ein Strahlführungsrohr getauscht werden (blauer Pfeil). Über die gesamte Komponentenanzordnung sind Drahtführungsrohre für die elektrischen Kontaktierungen aus Keramik installiert. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

## B.1. Emitter

Wir verwenden die sogenannte Einatomspitze (SAT) [FCNT01, KHF+04, KHF+06, KHF+08, KHF+09, CHC+12] als Emitter für die Elektronen- und Ionenemission (siehe auch Abschnitt 3.2 und 5.1). Die Halterung der SAT wurde selbst konstruiert und in Abschnitt 5.1 schon angesprochen. Die Dimensionen über den gesamten zusammengebauten Halter sind 18 mm auf 6 mm und durch die Temperatursensorhalterung in Emissionsrichtung 11 mm. Der Temperatursensor<sup>1</sup> selbst hat einen Durchmesser von 1.6 mm und eine Länge von 12.2 mm. Dieser Sensor wird über eine Vierpunktmessung von einem Anzeigegerät<sup>2</sup> ausgelesen und zeigt zunächst die Temperatur des Halters an. Durch seine gute Wärmeleitung und der kleinen Materialmenge der Spitze wird die Temperatur näherungsweise der Spitzentemperatur gleichen, vor allem wenn sich nach längerer Kühlung Halter und Spitze im thermischen Gleichgewicht befinden.

## B.2. Ablenker

Man unterscheidet zwischen zwei Justierungen, die für einen erfolgreichen Messvorgang notwendig sind. Zum einen muss die Ungenauigkeit der Emissionsrichtung und des -winkels ausgeglichen werden. Dies kann als eine Grobjustage des Elektronenstrahls zur optischen Achse angesehen werden und wird mit dem Einfachablenker ausgeführt. Zum anderen wird durch den nachfolgenden Doppelablenker der Strahlengang nochmals feiner justiert um ihn präziser auf die optische Achse der Komponenten zu bringen. Zusätzlich kann durch den Doppelablenker ein 'Beamwalk' durchgeführt werden. Hierzu spannt man zwei aufeinanderfolgende Ablenkpaare mit gleicher Voltzahl jedoch mit entgegengesetzter Polarität an, womit man den Strahl parallel verschiebt.

Die Justierung ist durch eine begrenzte Genauigkeit der Bauteilfertigung und -montage sowie Endmontage auf die optische Bank notwendig, bei der die Genauigkeit im Bereich von wenige 10  $\mu\text{m}$  liegt. Dem unterliegen natürlich alle Komponenten, wodurch ein nachträgliches Justieren des Elektronenstrahls auf die optische Achse unabdingbar ist. Sind die optischen Achsen der einzelnen Komponenten nicht auf einer Linie, so kann auch mit den Ablenkern dieser Fehler nicht vollständig korrigiert werden. Die mögliche Strahlkorrektur kann über den Ablenkwinkel

$$\tan \alpha_A = \frac{1}{2} \frac{l U_A}{d U_{Em}} \quad (\text{B.1})$$

abgeschätzt werden, wobei  $l$  die Länge und  $d$  der Abstand der Ablenkplatten ist sowie  $U_A$  die Spannung zwischen den beiden Ablenkplatten und  $U_{Em}$  die Emissionsspannung bedeutet [Mai97].

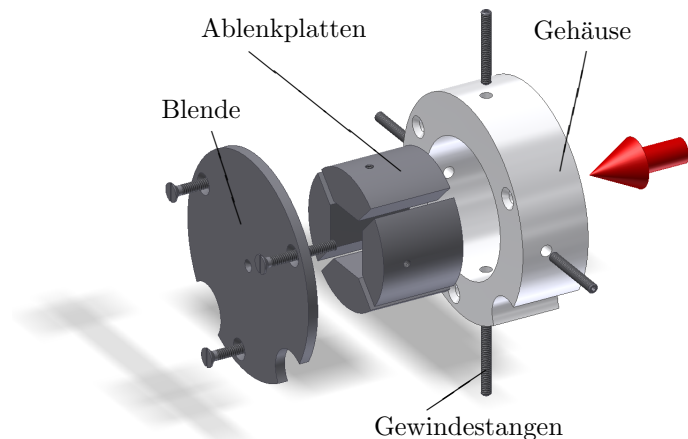
---

<sup>1</sup>LakeShore Cryotronics, platinum resistance thermometers PT-103

<sup>2</sup>LakeShore Cryotronics, Temperatur Monitor Model 211

## Einfachablenker

Direkt nach der Spitze befindet sich ein Einfachablenker um den Elektronenstrahl grob zu justieren, welcher in Abbildung B.2 dargestellt ist. Er besteht aus einem keramischen Gehäuse in dessen Inneren sich vier Ablenkplatten befinden, die eine Länge von 18 mm, eine Breite von  $\sim 9.2$  mm und einen Abstand zur gegenüberliegenden von 12 mm haben. Das Gehäuse selbst ist 18 mm lang und hat einen Innenradius von 28 mm und einen Außenradius von 44.8 mm. Es sind jeweils zwei Ablenkplatten für die Horizontal- bzw. Vertikalablenkung des Teilchenstrahls vorhanden, die gerundete Außenflächen für die Montage und plane Innenflächen auf Grund der nötigen homogenen Feldverteilung besitzen. Ablenkelemente und Blende bestehen aus Titan, die Schrauben aus Edelstahl. Die Ablenkplatten verschraubt man mit Hilfe der Gewindestangen an die Innenwand des isolierten Gehäuses, an denen auch die Spannungsversorgung angebracht wird. Die maximale Ansteuerung der Platten ist  $\pm 450$  V, wobei die gegenüberliegenden Platten mit gleicher Voltzahl aber entgegengesetzter Polarität ange-spannt werden, sodass eine maximale Potentialdifferenz von 900 V erreicht wird. Der sich mittels Gleichung B.1 daraus ergebende maximale Ablenkwinkel für eine Emissionsenergie von 1 kV beträgt  $\alpha = 34^\circ$ . Die Blende mit einer Materialstärke von 1 mm und einem Lochdurchmesser von 0.5 mm wurde später für die Ionenemission installiert, um eine differentielle Druckstufe zu realisieren (siehe auch Abschnitt 8.4). Der Ablenker selbst ragt 3 mm in den Interferometerhalter und ist daran verschraubt, daher benötigt er für die Keramikstäbe die beiden unteren Ausbuchtungen.



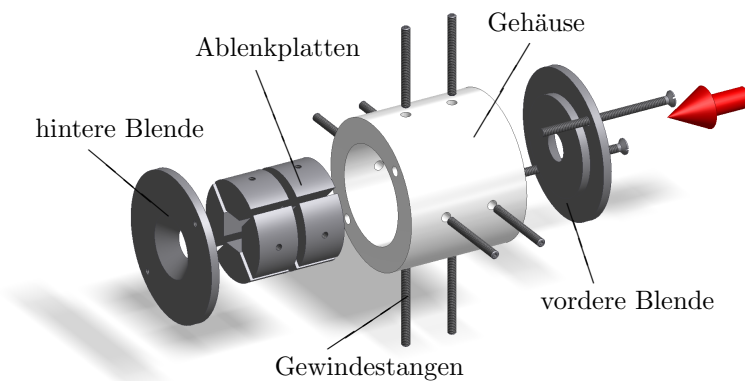
**Abbildung B.2.:** Technische Zeichnung des Einzelablenkers. Die vier Ablenkplatten mit inneren planen Flächen werden durch vier Gewindestangen an das isolierende Gehäuse fixiert und zur elektrischen Kontaktierung verwendet. Die Blende wird mittels drei Schrauben an das Gehäuse montiert. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

## Doppelablenker

Mit dem Doppelablenker, der in Abbildung B.3 dargestellt ist, wird die Feinjustage des Elektronenstrahls gewährleistet. Er besteht im Prinzip aus zwei Einzelablenkern mit einem Abstand von 2 mm. Somit besteht er aus vier Ablenkpaaren, jeweils zwei für die horizontale und zwei für die vertikale Ablenkung des Teilchenstrahls. Dabei haben die einzelnen Platten eine Länge von 10 mm, eine Breite von  $\sim 5.9$  mm und einen Abstand zur Gegenüberliegenden von 8 mm. Die Gesamtlänge der Konstruktion ist 34 mm, wobei die vier Ablenkpaare in der obigen Konstellation mittig angeordnet sind. Das keramische Gehäuse hat einen Innendurchmesser von 24 mm und wird von zwei Blenden abgeschlossen die jeweils einen Lochdurchmesser von 7 mm haben. Die Konstruktion wird von zwei

Schrauben zusammengehalten, wobei die Ablenkplatten wieder eine runde und eine plane Fläche aufweisen und mittels Gewindestangen, die auch als elektrische Kontakte dienen, an die Innenwand des isolierenden Gehäuses angeschraubt werden. Mit den beiden unteren Gewindestangen wird die Komponente zusätzlich über Halteklammern auf die optische Achse fixiert. Zu Anfangs war die maximale Ansteuerung der Platten  $\pm 45\text{ V}$ , wodurch der maximale Ablenkwinkel für eine Emissionsenergie von  $1\text{ kV}$

über Gleichung B.1  $\alpha = 3.2^\circ$  betrug und wir einen maximalen Beamwalk durch die Driftstrecke von  $2\text{ mm}$  zwischen den Ablenkpaaren von  $\sim 0.505\text{ mm}$  erreichen konnten. Später führten wir auch wegen der Ionenemission eine neue Ansteuerelektronik (siehe auch Anhang A.6) mit einer maximale Versorgung von  $\pm 500\text{ V}$  ein. Wie zuvor erhalten die gegenüberliegenden Platten gleiche Voltzahl aber entgegengesetzte Polarität, sodass wir eine maximale Potentialdifferenz von  $1000\text{ V}$  erreichen und somit einen maximalen Ablenkwinkel für eine Emissionenergie von  $1\text{ kV}$  über Gleichung B.1 von  $\alpha = 32^\circ$  und einen maximalen Beamwalk von  $\sim 5.7\text{ mm}$  erreichen können. Diese vergleichsweise große Richtungskorrekturen des Strahls sind notwendig, da bei der Ionenemissionen Teilchenenergien bis zu  $7\text{ kV}$  (siehe auch Abschnitt 3.2) benötigt werden und dadurch die maximale Ablenkmöglichkeit auf zirka ein Sechstel reduziert wird.



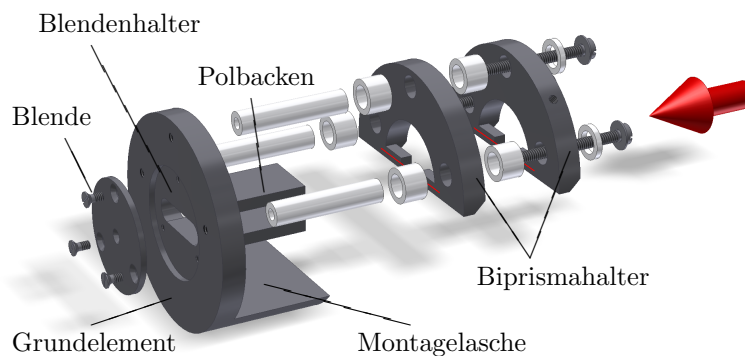
**Abbildung B.3.:** Technische Zeichnung des Doppelablenkers. Die acht Ablenkplatten haben innen plane Flächen werden über acht Gewindestangen an das isolierende Gehäuse fixieren und zur elektrischen Kontaktierung verwendet. Das Bauteil ist zu beiden Seiten mit Blenden abgeschlossen, die über zwei Schrauben fixiert werden. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

### B.3. Biprisma

Der verwendete Biprismahalter aus Abbildung B.4 wurde ja bereits in Abschnitt 5.2 angesprochen, daher sollen hier nur die fehlenden technischen Details beschrieben werden. Er wurde von uns neu konstruiert und von der hausinternen Werkstatt aus Titan hergestellt. Dabei ist er das zentrale Bauteil des Interferometers, das den geladenen Teilchenstrahl aufspaltet, die Teilstahlen anschließend überlagert und schließlich zur Interferenz bringt. Dabei bilden Polbacken, Blendenhalter und Montagelasche das Grundelement, dessen Länge  $21\text{ mm}$  ist. Die beiden Polebacken haben eine Breite von  $10\text{ mm}$  und besitzen dieselbe Länge wie die Montagelasche, zudem haben sie einen Abstand zueinander von  $4\text{ mm}$ , was zugleich auch der Höhe des am Ende befindlichen Langlochs im Blendenhalter entspricht. Die beiden Biprismahalter bestehen aus sichelförmigen Bauteilen, die mit nach innen gerichteten Boltzen enden und ein liches Maß von  $6\text{ mm}$  besitzen, worüber die Fäden gespannt und anschließend angeklebt werden. Die Halter sind über keramische Distanzstücke mit dem Grundelement verschraubt, und können somit auf



unterschiedliche Spannungen gelegt werden. Das erste Biprisma wird 5 mm nach der Vorderkante der Montagelasche installiert. Das zweite Biprisma liegt 8 mm nach dem



**Abbildung B.4.:** Technische Zeichnung des Biprismahalters. Blendenhalterung, Montagelasche und Polbacken bilden das Grundelement. Die Biprismahalter werden über keramische Distanzstücke isolierend an das Grundelement geschraubt, so dass die Biprismen (rote Linien) zwischen den Polbacken liegen und auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden können. Über die Blendenhalterung können unterschiedliche Blenden eingesetzt werden. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

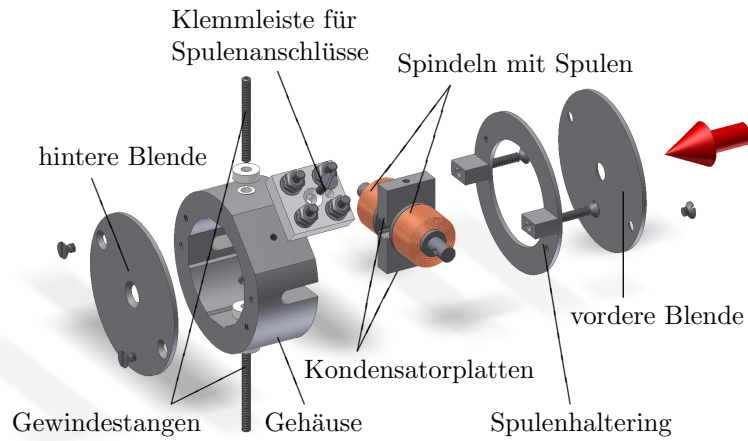
ersten und hat einen Abstand von 7 mm zur Blende. Die Fäden selbst liegen zentral zwischen den beiden Polbacken. Durch die Blendenhalterung können über drei Schrauben verschiedene Blenden installiert werden. Wegen einer hohen Neutralteilchendetektion verwenden wir für die Ionenemission eine Blende mit einem Lochdurchmesser von 0.5 mm (siehe auch Abschnitt 8.4). Die Komponente wird über die zentral angebrachte Gewindebohrung in der Montagelasche mit einer Gewindestange an das Interferometer befestigt. Die Biprismahalter

haben zusätzlich eine oben angebrachte Gewindebohrung für die elektrische Kontaktierung. Beide Biprismen lassen sich mit einer maximalen Spannung von  $\pm 10$  V ansteuern. Für genaueres Justieren lässt sich in der Anstreuerelektronik der Bereich der maximalen Ansteuerung auf  $\pm 1$  V reduzieren.

## B.4. Wienfilter

Das Wienfilter besteht aus zwei Kondensatorplatten und zwei Spulen, um ein elektrisches und ein magnetisches Feld zu generieren. Die Kondensatorplatten haben eine Länge von 12 mm, eine Breite von 4 mm und einen Abstand zueinander von 4 mm. Für eine Feldhomogenisierung an den Seiten besitzen die Platten an den Rändern eine leichte Erhöhung [Mai97]. Die Spulen sind mit einem kaptonisolierten Draht von 0.25 mm Durchmesser realisiert und besitzen eine Windungszahl von 800 [Mai97]. Dieser ist auf Spindeln mit einem Durchmesser von 3 mm gewickelt, welche eine Länge von 7 mm besitzen. Die Spindeln bestehen aus ferromagnetischem Weicheisen [Mai97] um das Feld zu erhöhen ohne die Windungszahl oder den Stromfluss steigern zu müssen, was ein Aufheizen und thermisches Driften verursachen würde. Die Spulen werden mit dem Spulenhaltering und zwei Schrauben fixiert. Für die elektrische Kontaktierung ist auf dem Gehäuse aus Titan eine Klemmleiste montiert. Die Kondensatorplatten werden mit Gewindestangen, die zugleich als Kontaktierung dienen, isoliert an das Gehäuse montiert. Die Komponente ist mit zwei Blenden abgeschlossen die einen Lochdurchmesser von 4 mm besitzen. Die Ansteuermöglichkeit der Kondensatorplattenspannung ist  $\pm 10$  V, wobei die beiden Platten wiederum gleiche Spannungen mit unterschiedlichem

Vorzeichen besitzen und sich somit die maximale Potentialdifferenz von 20 V ergibt. Der Stromfluss der Spule muss an die emittierte Teilchenart angepasst werden, da die Lorentzkraft massenunabhängig wirkt. Daher haben wir für die Elektronenemission eine maximale Ansteuerung von  $\pm 3.5$  mA und für die Ionenemission  $\pm 150$  mA, wobei das Minus ein Stromfluss in entgegengesetzter Richtung bedeutet.



**Abbildung B.5.:** Technische Zeichnung des Wienfilters. Die beiden Spulen auf den ferromagnetischen Spindeln werden mit dem Spulenhaltering am Gehäuse gehalten. Die Kondensatorplatten sind über Gewindestangen isoliert am Gehäuse befestigt. Das Bauteil ist mit zwei Blenden abgeschlossen. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

Wie in Abschnitt 3.2 erwähnt, spaltet das Biprisma die Emission der Quelle  $Q_0$  in zwei Teilstrahlen auf. Diese können durch das Biprisma abgelenkt und, wie in Abbildung B.6 dargestellt, als Emission zweier Quellen  $Q_1$  und  $Q_2$  betrachtet werden. Dabei können die geladenen Teilchen der beiden Teilstrahlen als Wellenpakete mit einer endlichen longitudinalen Kohärenzlänge angesehen werden. Die longitudinale Kohärenzlänge  $l_K$  kann über die Standardabweichung der Spektralverteilung  $\Delta k$  bzw. der daraus folgenden Wellenlängen-  $\Delta \lambda$  oder Spannungsabweichung  $\Delta U_{Em}$  der Emissionsspannung  $U_{Em}$  wie folgt definiert werden:

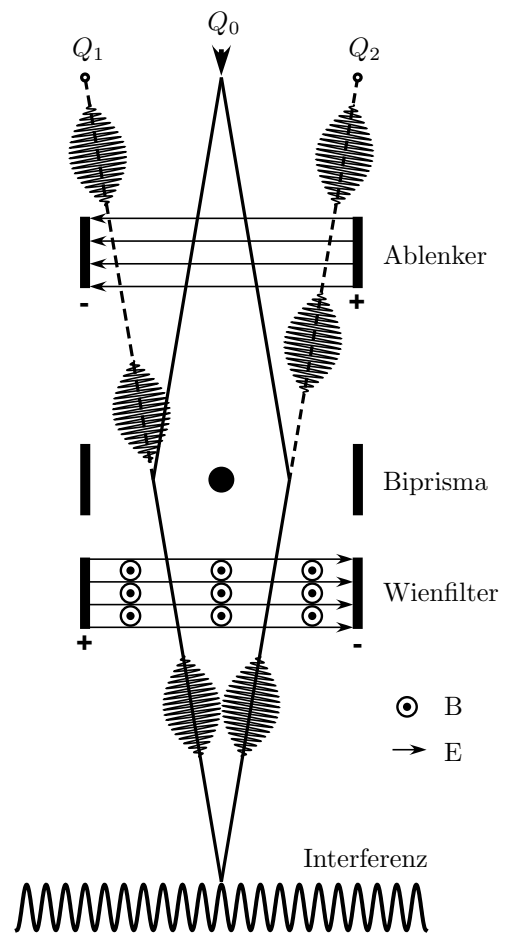
$$\begin{aligned}
 l_K &= a_{KS} \frac{1}{\Delta k} = a_{KS} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \\
 &= a_{KS} \frac{2h}{\sqrt{2m_e}} \frac{\sqrt{U_{Em}}}{\Delta U_{Em}}.
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Wobei  $m_e$  die Elektronenmasse und  $h$  das Plancksche Wirkungsquant ist. Die Konstante  $a_{KS}$  soll dabei die unterschiedlichen Definitionen der Kohärenzschwelle modellieren, die an die jeweiligen experimentellen Bestimmungen angepasst sind und liegt in der Größenordnung von  $\sim 1$  [Mai97, MW80, LW84, NH93]. Diese Wellenpakete besitzen eine Gruppengeschwindigkeit, die von elektrischen Potentialen abhängt und pflanzen sich daher in inhomogenen Potentialen unterschiedlich schnell fort. In den Ablenkern herrscht ein elektrisches Potential, das senkrecht zur Strahlrichtung linear ansteigt und an den beiden Positionen der Teilstrahlen unterschiedliche Werte annimmt, wodurch es zu einer Wegdifferenz zwischen den Wellenpaketen beider Pfade kommt. Diese aufsummierten Wellenpaketdifferenzen der einzelnen Ablenkern und die endliche Kohärenzlänge führen dann zu einer Reduzierung oder sogar zur kompletten Auslöschung des Kontrastes. Die Aufgabe des Wienfilters ist daher, die longitudinale

Verschiebung der beiden Wellenpakete mit einem zusätzlichen elektrischen Potential zu kompensieren. Es wird durch ein Plattenpaar generiert, womit auch ein ablenkendes elektrisches Feld  $E$  einhergeht. Um die ablenkende Wirkung zu kompensieren wird ein magnetisches Feld  $B$  senkrecht dazu angelegt. Um nur die Wegdifferenz der Wellenpakete zu kompensieren und nicht die geladenen Teilchen aus dem ursprünglichen Pfad zu bringen, wird das Wienfilter im kompensierten Zustand verwendet. Dieser tritt ein, wenn die elektrische gleich der magnetischen Kraft ist, die auf die geladenen Teilchen wirkt. Dabei kann die relative Verschiebung der Wellenpakete zueinander  $\Delta y_K$  über die an das Wienfilter angelegte Spannung  $U_{WF}$  über Gleichung

$$\Delta y_K = \frac{L_{WF}}{D_{WF}} \frac{\Delta x_{WF}}{U_{Em}} U_{WF} \quad (\text{B.3})$$

berechnet werden. Zusätzlich gehen die Größen Emissionsspannung  $U_{Em}$ , die Länge  $L_{WF}$  und der Abstand  $L_{WF}$  der Plattenkondensatoren sowie der Abstand der beiden Teilstrahlen  $\Delta x_{WF}$ . Eine genaue Betrachtung der theoretischen Grundlagen sind in [Nic89, NH93] zu finden.

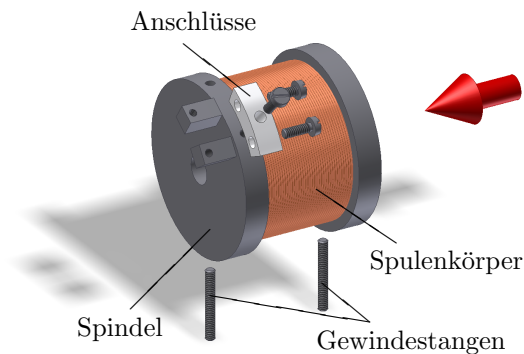


**Abbildung B.6.:** Die vom Ablenker ausgelöste Wegdifferenz der beiden Wellenpakete, ausgehend von den virtuellen Quellen  $Q_1$  und  $Q_2$ , wird durch das Wienfilter kompensiert, um auf einen hohen Kontrast zu kommen [Mai97].

## B.5. Bilddrehspule

Wie schon erwähnt, können die Komponenten nur auf  $\sim 10 \mu\text{m}$  genau gefertigt und montiert werden. So ist es sehr wahrscheinlich, dass die Biprismafäden nicht parallel zu der kleinen Vergrößerungsachse der Quadrupollinse (siehe auch Anhang B.6) stehen, sondern um einen kleinen Winkel dazu verdreht sind. Da die Quadrupollinsen parallel bzw. senkrecht zum Biprisma unterschiedlich vergrößern, wird die Verdrehung des Biprismaschattens bzw. der Interferenzstreifen extrem verstärkt und gelegentlich auch verzerrt. Um dies zu vermeiden wird mittels der Bilddrehspule, die in Abbildung B.7 dargestellt ist, das Emissionsbild gedreht und so die Verkippung der Interferenzstreifen ausgeglichen. Hierzu benötigt man ein zur Interferometerachse parallel verlaufendes Magnetfeld, dass durch die Bilddrehspule erzeugt wird, die eine 24 mm lange Feldspule

ist mit einem Lochdurchmesser von 6 mm. Die Spindel hat einen Innendurchmesser von 9 mm und auf beiden Stirnseiten eine Wandstärke von 3 mm, sodass  $\sim 1500$  Windungen [Mai97] eines kaptonisolierten Kupferdrahts mit 0.25 mm Durchmesser aufgewickelt werden können. Am oberen Ende befindet sich eine zur Spindel isolierte Klemmleiste für den Anschluss. Die Spule wird mit zwei Gewindestangen und Halteklammern auf der optischen Bank befestigt. Wie auch beim Wienfilter muss das magnetische Feld an die Teilchenart angepasst werden. Daher müssen wir Ströme von  $\pm 7$  mA für die Elektronenemission und  $\pm 350$  mA für die Ionenemission verwenden, um das Emissionsbild ausreichend zu drehen.



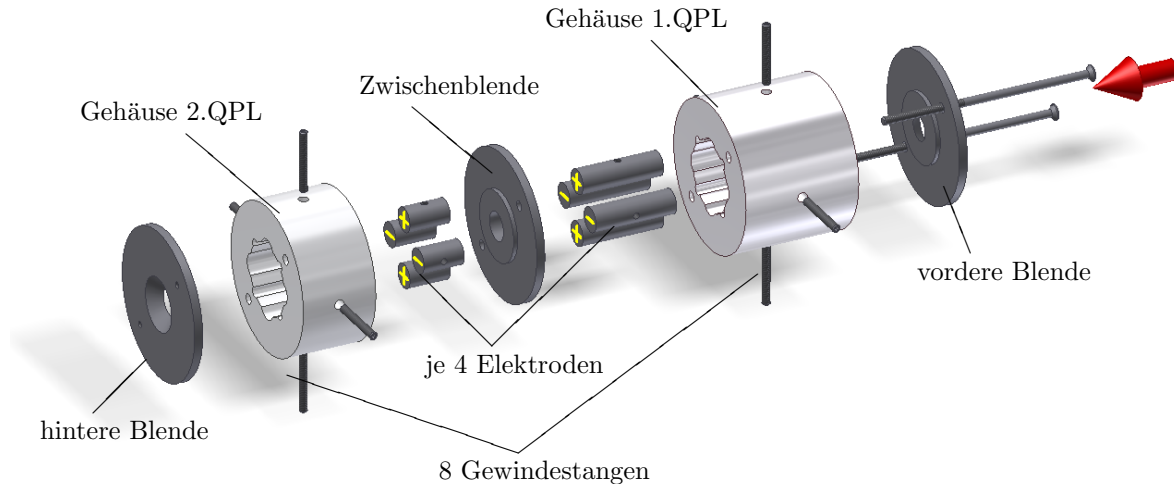
**Abbildung B.7.:** Technische Zeichnung der Bildreherspule. Auf die Spindel wird ein kaptonisolierter Kupferdraht als Spulenkörper gewickelt, der über die oberen Anschlüsse mit Strom versorgt wird. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

## B.6. Quadrupollinsen

Beide Quadrupollinsen sind als eine einzelne Komponente mit einer Zwischenblende konzipiert, dabei ist in Strahlrichtung die erste Quadrupollinse (QPL) länger als die zweite. Die gesamte Konstruktion kann in Abbildung B.8 eingesehen werden. Bei einer idealen QPL sind die Elektroden parabolisch geformt, aus Fertigungsgründen wurden sie jedoch genähert und sind daher zylindrisch. Der Durchmesser aller Elektroden ist 6 mm. Die weiteren Maße für die erste bzw. zweite QPL sind die Längen von 20 mm bzw. von 10 mm, die Abstände zwischen den gegenüberliegenden Elektroden gerechnet von der Zylinderachse aus von 13 mm bzw. von 14 mm und die Längen der Gehäuse von 28 mm bzw. von 18 mm. Mit einer Dicke der Zwischenblende von 2 mm ergibt sich eine Driftstrecke von 10 mm zwischen den beiden QPLn. Der Lochdurchmesser der vorderen Blende ist 6 mm, der der Zwischenblende und der hinteren Blende 7 mm. Die Elektroden werden von acht Gewindestangen in dem Gehäuse gehalten, die gleichzeitig als Kontaktierung fungieren. Das Gehäuse selbst besitzt innen vier zylindrische Vertiefungen, um die Elektroden ortsfest und gut ausgerichtet zu fixieren. Die gesamte Konstruktion wird von zwei Schrauben zusammengehalten.

Die maximale Ansteuerspannung liegt bei  $\pm 2.4$  kV, dabei haben alle Elektroden den gleichen Spannungswert. Die jeweiligen horizontalen bzw. vertikalen Elektrodenpaare haben die gleiche und zueinander die entgegengesetzte Polarität. Dabei sind die Polaritäten der Teilchenladung anzupassen. Bei einer Elektronenemission bekommt die große Vergrößerungsachse, d.h. die obere und untere Elektrode, eine positive Polarität bzw. die kleine Vergrößerungsachse, d.h. die linke und rechte Elektrode, eine negative Polarität. In Abbildung B.8 ist dieser Fall dargestellt. Für die Ionenemission sind die gegensätzlichen Polaritäten zu wählen.

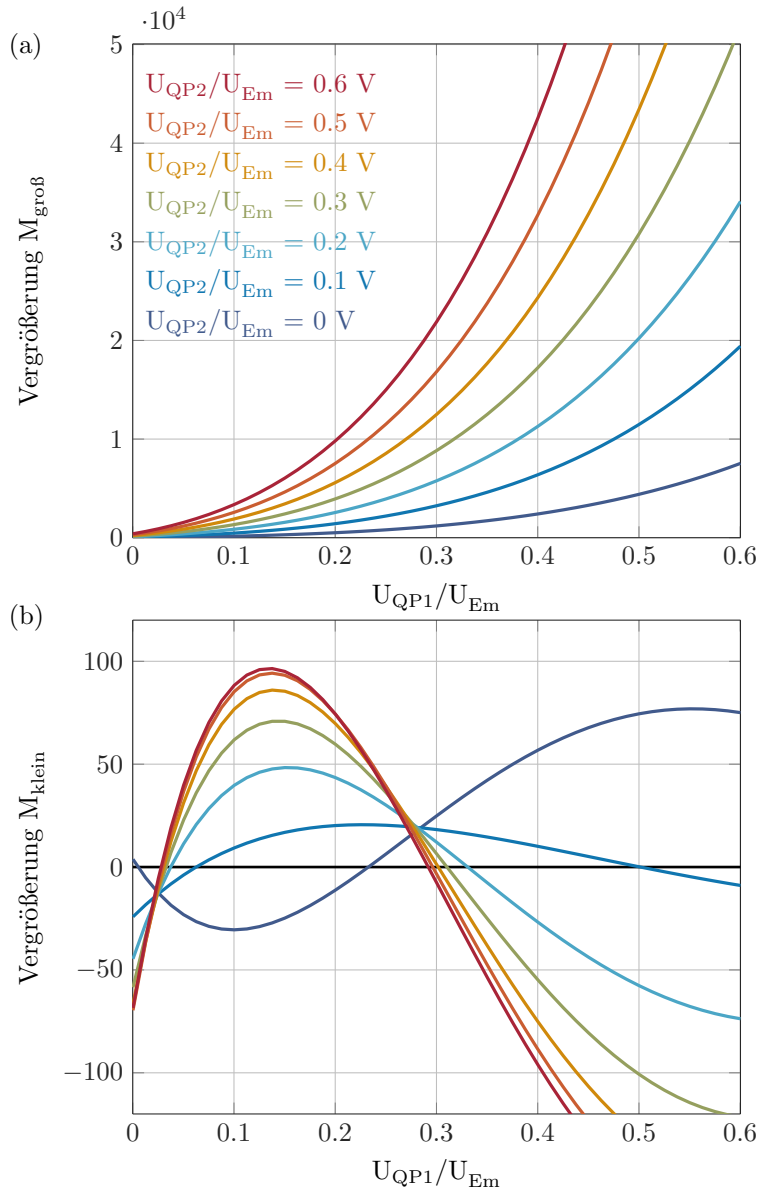
Da die Interferenzstreifenabstände  $s$  zu klein sind (siehe auch Abschnitt 3.2) um sie direkt an unserem Detektor aufzulösen, müssen sie mit einer Vergrößerungsoptik auf das Auflösungsvermögen unseres Detektors (siehe auch Abschnitt 5.3) angepasst



**Abbildung B.8.:** Technische Zeichnung der Quadrupollinsen. Die je vier Elektroden werden mit acht Gewindestangen, die auch als Kontaktierung dienen, in die beiden isolierten Gehäuse fixiert. Sie werden wiederum mit einer dazwischen liegenden Blende aneinander montiert und zusätzlich von zwei Blenden abgeschlossen. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

werden. Daher muss die Vergrößerung nur senkrecht zu den Streifen stattfinden. Eine Einzellinse könnte diese Aufgabe erfüllen, jedoch vergrößert sie in senkrechter Richtung gleich stark wie parallel dazu, was zu einem großen Zählratenverlust führt. Die QPL hingegen besitzt in den zwei Richtungen senkrecht zur optischen Achse unterschiedliche Vergrößerungen, die wir im folgenden große bzw. kleine Vergrößerungsachse nennen wollen, analog zu den Halbachsen einer Ellipse. Somit können die Interferenzstreifen mit der großen Vergrößerungsachse stark vergrößert werden, ohne übermäßige Vergrößerung in paralleler Richtung, wodurch die Zählrate möglichst intensiv gehalten wird. Um auch für die Ionenemission eine ausreichende Vergrößerung zu erhalten, verwendet man zwei nacheinander geschaltete QPL. Die Vergrößerungen können mittels des Transfermatrizenformalismus abgeschätzt werden [Wol87]. In Abbildung B.9 sind die Vergrößerungen der großen Achse in (a) und der kleinen Vergrößerungsachse (b) in Abhängigkeit von der Anspannung  $U_{QP1}$  der ersten QPL in Relation zur Emissionsspannung  $U_{Em}$  aufgetragen. Die einzelnen Graphen der Funktionschar zeigen zusätzlich die Abhängigkeit der Anspannung  $U_{QP2}$  der zweiten QPL wiederum in Relation zur Emissionsspannung  $U_{Em}$ . Dieser Transfermatrizenformalismus beschreibt die große Vergrößerungsachse als defokussierendes Element, dessen Teilchenkoordinaten (Position und Trajektorienwinkel) mit Hyperbelfunktionen beschrieben wird. Daher nimmt die Vergrößerung  $M_{groß}$  stetig zu, was Abbildung B.9(a) zu entnehmen ist. Dagegen werden die Teilchenkoordinaten der kleinen Vergrößerungsachse mit Winkelfunktionen beschrieben, und dadurch nimmt die Vergrößerung nicht über den gesamten Spannungsbereich der QPL zu. Zusätzlich kommt es sogar bei steigender QPL-Spannung zu Überschneidungen der Vergrößerung mit der Abszissenachse  $M_{klein} = 0$  bis hin zu negativen Werten. Das Emissionsbild am Detektor wird dabei hin zu der Überschneidung immer schmaler bis es bei  $M_{klein} = 0$  nur noch ein Strich ist, den wir Umklapppunkt nennen. Bei weiterer Erhöhung der QPL-Spannung verbreitert sich das Emissionsbild wieder zunehmend, wobei die negative Vergrößerung einer spiegelverkehrten Abbildung entspricht.

Arbeitet man nur mit dem ersten QPL und nimmt man die maximale Ansteuerung von  $U_{QP1} = 2.4 \text{ kV}$  und eine Emissionsspannung von  $4 \text{ kV}$ , so erhalten wir  $U_{QP1}/U_{Em} = 0.6$  und eine maximale Vergrößerung von  $\sim 7500$ . Die Emissionsspannung sowie auch die Vergrößerung ist weit über den üblichen Werten für die Elektronenemission, daher reicht die Verwendung der ersten QPL bei Messungen mit Elektronen vollkommen aus. Für die Ionenemission benötigt jedoch Vergrößerungen bis in den Bereich von  $1 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^4$ , wodurch die Verwendung beider QPL nötig wird. Die typischen Emissionsspannungen für Wasserstoffionen liegen zwischen  $U_{Em} = 3 \text{ kV}$  und  $U_{Em} = 4.5 \text{ kV}$ . Für eine ausreichende Vergrößerung  $M_{gro\beta}$  befinden wir uns daher in Abbildung B.9(a) mindestens auf dem Graphen  $U_{QP2} = 0.1$  der Schar. Für die Emission mit Heliumionen liegt die typische Emissionsspannung sogar zwischen  $3.5 \text{ kV}$  und  $7 \text{ kV}$ . Hier können wir im Extremfall die Graphen nur bis zu dem Wert  $U_{QP1}/U_{Em} = 7 \text{ kV}/2.4 \text{ kV} \simeq 0.34$  betrachten, dabei können für eine Mindestvergrößerung von  $M_{gro\beta} = 1 \cdot 10^4$  die Schar erst ab dem Graphen  $U_{QP2}/U_{Em} = 0.2$  und für die Mindestvergrößerung von  $M_{gro\beta} = 2 \cdot 10^4$  die Schar erst ab dem Graphen  $U_{QP2}/U_{Em} = 0.4$  betrachtet werden. Bei all den Abschätzungen sollte zusätzlich beachtet werden, dass sich durch eine zu große Vergrößerung  $M_{klein}$  der kleinen Achse die Zählrate zu sehr reduziert. Wenn wir als Beispiel bei einer Emission von  $U_{Em} = 6 \text{ kV}$  eine Vergrößerung von  $\sim 2 \cdot 10^4$  anstreben, können die Einstellungen



**Abbildung B.9.:** Die über Transfermatrizen ermittelte Vergrößerung der großen Vergrößerungsachse  $M_{gro\beta}$  (a) und der kleinen Vergrößerungsachse  $M_{klein}$  (b) der Quadrupollinsen in Abhängigkeit der Spannung  $U_{QP1}$  der ersten QPL. Die einzelnen Graphen der Funktionenschar zeigen zusätzlich die Abhängigkeit von der Spannung  $U_{QP2}$  der zweiten QPL.

$U_{QP1}/U_{Em} = 0.4$  und  $U_{QP2}/U_{Em} \simeq 0.3$  gewählt werden, wodurch die Vergrößerung der kleinen Achse  $M_{klein} \simeq 60$  ist. Wenn wir aber die Einstellungen  $U_{QP1}/U_{Em} = 0.325$  und  $U_{QP2}/U_{Em} = 0.5$  wählen, so ist die Vergrößerung der kleinen Achse nur  $M_{klein} \simeq -25.7$  und verkleinert somit die Zählratenreduzierung. Dadurch kann ein solches Zwei-QPL-System nicht nur für eine ausreichende Vergrößerung sorgen, sondern kann einer optimalen Kombination aus der Vergrößerung der Interferenz und Erhaltung der Zählrate dienen.

## B.7. Detektoren

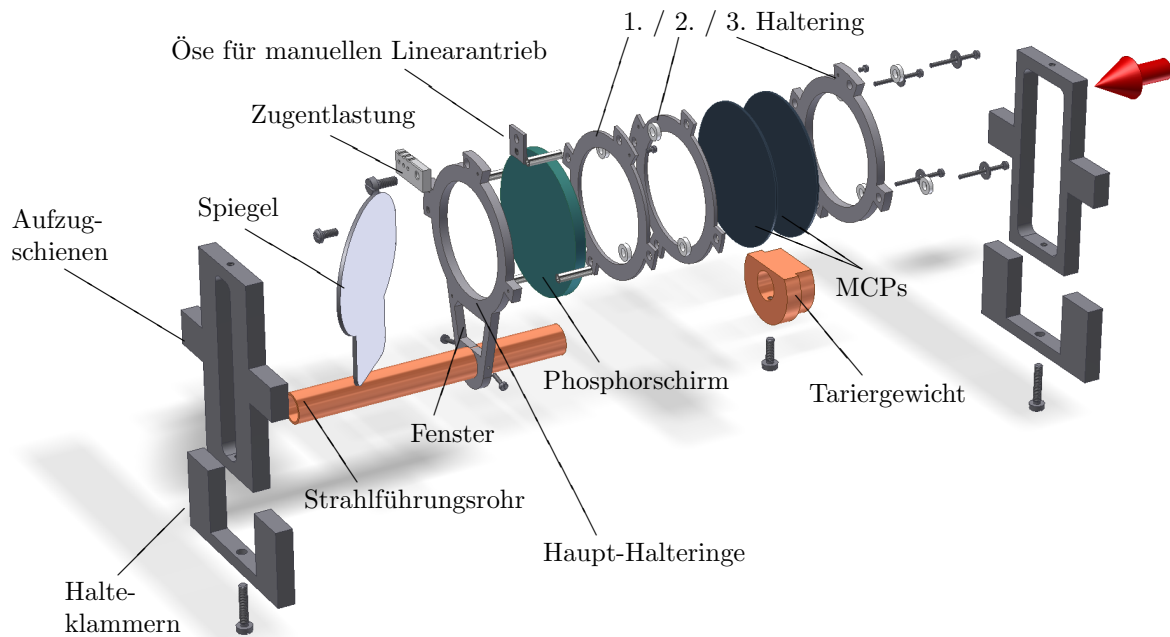
Wir verwenden zwei Detektorsysteme in unserem Interferometer. Zunächst den Zwischendetektor um die Formung der Spitze zu überprüfen, der anschließend für die interferometrischen Messungen aus dem Strahlengang verschoben werden kann, die dann der Delayline-Detektor (DLD) übernimmt.

### Zwischendetektor

Mit unserem selbstkonstruierten Zwischendetektor, der in Abbildung B.10 zu sehen ist, kann Position und Emission der Spitze überprüft sowie der Glühprozess beobachtet und mit dem Pyroskop<sup>3</sup> die Glühtemperatur bestimmt werden.

Der Zwischendetektor besteht aus einem Mikrokanalplattendetektor, bestehend aus zwei MCPs mit einem Phosphorschirm, deren Funktionsweise schon in Abschnitt 5.1 beschrieben wurde, und die über drei Halteringe an den Haupt-Haltering montiert werden. Dabei sind durch die MCPs, den Phosphorschirm oder Keramikteile alle Halteringe, die aus Titan gefertigt sind, zueinander isoliert. Die Dicke des Haupt-Halterings ist 2 mm und die der anderen drei 0.8 mm, dabei haben alle einen Innendurchmesser von 26 mm, was zugleich die Fläche des Detektors definiert. Das Detektorbild wird über den 45° angeordneten Spiegel umgelenkt und kann über ein Fenster in der Vakuumkammer (siehe auch Abbildung A.1 von Anhang A.1) von außen betrachtet werden. Mit diesem System kann das Emissionsbild der SAT nach der Formung (siehe dazu Abschnitt 5.1) bewertet werden, um die atomare Emission der Spitze zu bestätigen. Ebenso kann hiermit der Emissionswinkel abgeschätzt und die Spitze vorjustiert werden. An die Unterseite des Spiegels wurde eine rechteckige Verlängerung angebracht, mit der wir durch das Fenster des Haupt-Halterings die Spitze betrachten können. Das Fenster hat eine Höhe von 9 mm und eine mittlere Breite von  $\sim 11.6$  mm. Bei der Elektronenemission, bei der keine Blende nach dem Einfachablenker (siehe auch Anhang B.2) benötigt wird, kann die Position der Spitze abgeschätzt und während des Formens die exakte Glühtemperatur bestimmt werden. Obwohl bei Betrieb mit Ionen das Sichtfeld zur Spitze durch die Blende stark beschränkt ist, kann die ungefähre Glühtemperatur abgeschätzt und mit der glühenden Spitze deren Position über den Wellbalg (siehe auch Anhang A.1) grob vorjustiert werden. Nach der Formung und Vorjustage der Spitze wird der Zwischendetektor über den manuellen Linearantrieb, der an einer Öse am Haupt-Haltering eingehängt wird, eine Strecke von  $\sim 29$  mm nach oben gezogen. Um ihn ohne verhaken und verdrehen kontrolliert nach oben zu bewegen, wird er über

<sup>3</sup>Mikro-Pyrometer, Pyro-Werk GmbH Hannover



**Abbildung B.10.:** Technische Zeichnung des Zwischendetektors. Mit dessen Hilfe kann das Emissionsbild über den Mikrokanalplattendetektor, der eine Kombination aus zwei MCPs und einem Phosphorschirm ist, oder die Spitze selbst über den Spiegel von außen betrachtet und somit vermessen, bewertet und vorjustiert werden. Der gesamte Detektor kann über den Linearantrieb und den Aufzugsschienen aus dem Strahlengang (siehe auch Abbildung A.1 von Anhang A.1) bewegt werden, wodurch das Abschirmrohr in den Strahlengang kommt und den Emissionsstrahl abschirmt. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

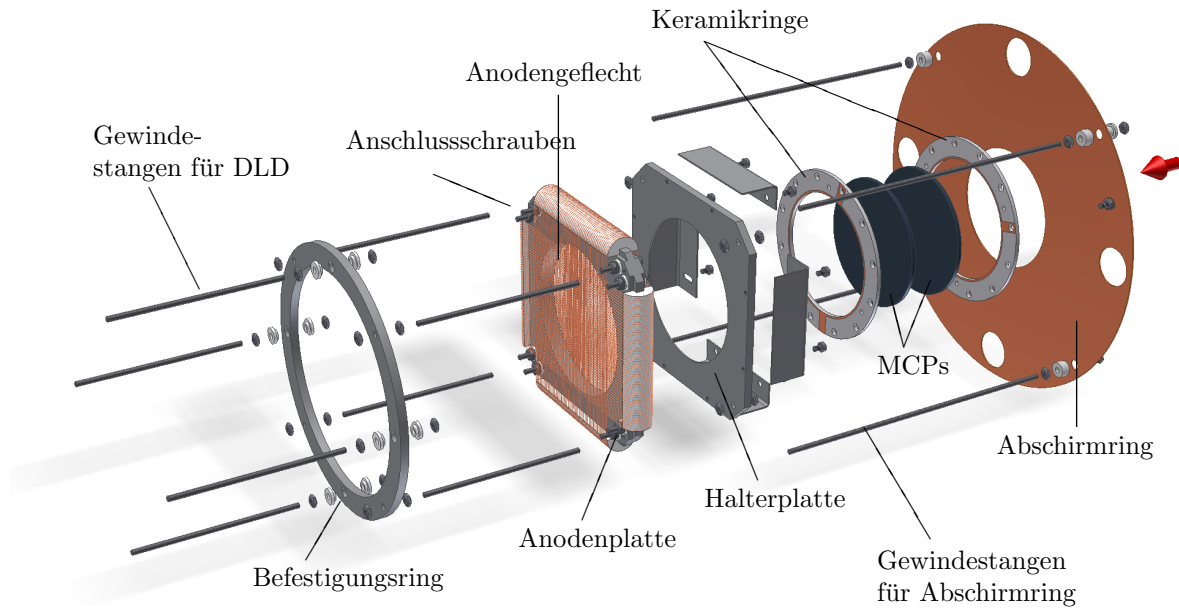
das Abschirmrohr inklusive Tariergewicht in den beiden Aufzugsschienen geführt, die über zwei Halteklammern an die optische Bank montiert sind. Der Detektor wird angehoben, angedeutet durch den blauen Pfeil in Abbildung B.1, bis das Abschirmrohr aus Kupfer im Strahlengang ist, um zusätzlich die Emission abzuschirmen (siehe auch Anhang A.4). Das Abschirmrohr hat eine Länge von 66 mm und einen Innendurchmesser von 6 mm, und wurde im Zuge der Optimierung auf Ionenemission durch ein Kupfergitter ersetzt (siehe dazu Abschnitt 8.5). Um die generierten Elektronen in und nach den MCPs Richtung Phosphorschirm zu beschleunigen, spannt man den zweiten Haltering bis zu 2 kV und den dritten bis zu 7 kV an. Dabei werden beide Spannungen gleichzeitig mittels eines einzigen Reglers proportional zur Maximalspannung erhöht.

## Delayline Detektor (DLD)

Hier werden die technischen Details des Delayline Detektors, von dem in Abbildung B.11 eine technische Zeichnung zu sehen ist, etwas detaillierter beschrieben. Er wird verwendet für die Aufnahme verschiedenster Emissionen inklusive den Interferenzaufnahmen, dabei wurde das Funktionsprinzip bereits in Abschnitt 5.3 erklärt.

Der Hersteller RoentDek gibt beim Modell DLD40 einen Durchmesser der Detektionsfläche von  $> 40$  mm an, die durch die MCPs definiert wird. Sie werden mit den beiden Keramikringen über Klammern an die Halteplatte befestigt und zugleich über





**Abbildung B.11.:** Technische Zeichnung des DLD [Roe]. Die beiden MCPs werden über isolierende Kontaktringe auf die Halterplatte montiert, sowie die Anodenplatte, die der Träger des Anodengeflechts darstellt. Die Halterplatte wird wiederum über acht Gewindestangen und den Haltering auf ein CF150 Flansch montiert. Die vordere Abschirmung verhindert das Eindringen eventueller elektrischer Felder von dem Detektor in das Vakuum vor die MCPs ohne die Emission zu blocken. Die Emission ist mit einem roten Pfeil angedeutet.

eine strukturierte Metallbeschichtung auf den Ringen elektrisch kontaktiert. Da diese beidseitig angebrachten Schichten nicht miteinander elektrisch verbunden sind, dienen die Keramikringe gleichzeitig als isolierende Verbindung. Kernstück ist das Anodengeflecht, die mit isolierenden Randstücken auf die Anodenplatte befestigt und über acht isolierte Anschlussschrauben kontaktiert wird. Anschließend werden die von dem Anodengeflecht erzeugten Signale mit Kupferdrähten von den Schrauben zu einer elektrischen Durchführung geleitet, die sich in einem CF150 Flansch befindet, von wo aus sie via Elektronik weiterverarbeitet werden (siehe auch Anhang A.6). Die Anodenplatte wird ebenfalls auf der Halterplatte fixiert, die über acht Gewindestangen und den Befestigungsring auf den oben schon erwähnten CF150 Flansch montiert wird. Durch die gestufte Befestigung über den Ring ist der Detektor höhenverstellbar und kann auf die Länge des DLD VK-Teilstücks (siehe auch Anhang A.1) und somit auf das Abschirmrohr des Interferometers (siehe auch Abbildung B.1 vom Anfang des Kapitels B) eingestellt werden.

Zusätzlich haben wir einen weiteren Abschirmring aus Kupfer mit einem Durchmesser von 145 mm bündig vor den Detektor konstruiert, der ebenfalls über vier Gewindestangen an den Flansch befestigt wird. Dieser geerdete Abschirmring besitzt mittig eine Öffnung mit einem Durchmesser von 48 mm, sodass die ankommende Emission auf den Detektor treffen kann. Zusätzlich besitzt der Abschirmring vier weitere Löcher mit einem Durchmesser von 15 mm, um das Evakuieren des DLD-VK-Teilstücks zu garantieren. Die elektrischen Felder des von bis zu 3 kV betriebenen DLDs sollen durch den Abschirmring begrenzt und so das Ausbreiten vor die MCPs und in die Vakuumkammer verhindert werden. Ansonsten können Linseneffekte von den radialsymmetrischen

Feldern auf die Emission auftreten, was zu Verzerrungen in den Emissionsabbildungen und Messungen führen kann.

Wie in Abschnitt 5.3 schon erwähnt, werden über Pulse, die durch den Einschlag der Elektronenlawine der MCPs auf die Anode generiert werden, die exakten Orts- und Zeit-Koordinaten bestimmt. Diese Koordianten werden mitsamt der laufenden Nummer des Ereignisses, die eine programmspezifische<sup>4</sup> Formatierung besitzt, in einer Textdatei gespeichert. Letztere kann nun mühelos mit diversen Programmen weiter verarbeitet werden. Unter anderem kann daraus ein zweidimensionales Histogramm erstellt werden, das die Ereignisanzahl eines jeden Ortes wiedergibt. Durch die präzise Messung der Koordianten kann das Binning von uns frei gewählt werden.

---

<sup>4</sup>RoentDek, COBOLD Version 10.1.1203.2

# C. Angehängte Publikationen

## C.1. Publikation 1

GEORG SCHÜTZ, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, SIMON MEIER, PHIL-  
LIPP SCHNEEWEISS, ARNO RAUSCHENBEUTEL, ANDREAS GÜNTHER, WEI-TSE CHANG,  
ING-SHOUH HWANG, UND ALEXANDER STIBOR

Biprism electron interferometry with a single atom tip source,  
Ultramicroscopy **141** (2014) 9-15, ©2014 Elsevier

Der Nachdruck erfolgt mit Genehmigung von Elsevier.



Contents lists available at ScienceDirect

## Ultramicroscopy

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/ultramic](http://www.elsevier.com/locate/ultramic)

## Biprism electron interferometry with a single atom tip source

G. Schütz<sup>a</sup>, A. Rembold<sup>a</sup>, A. Pooch<sup>a</sup>, S. Meier<sup>a</sup>, P. Schneeweiss<sup>b</sup>, A. Rauschenbeutel<sup>b</sup>,  
A. Günther<sup>c</sup>, W.T. Chang<sup>d</sup>, I.S. Hwang<sup>d</sup>, A. Stibor<sup>a,\*</sup><sup>a</sup> Institute of Physics and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>, University of Tübingen, Auf der Morgenstelle 15, 72076 Tübingen, Germany<sup>b</sup> Vienna Center for Quantum Science and Technology, TU Wien - Atominstytut, 1020 Vienna, Austria<sup>c</sup> Institute of Physics and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>, University of Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Germany<sup>d</sup> Institute of Physics, Academia Sinica, Nankang, Taipei, Taiwan, Republic of China

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 28 November 2013

Received in revised form

25 February 2014

Accepted 28 February 2014

Available online 12 March 2014

## Keywords:

Ion beam

Electron interferometry

Matter wave

Biprism

Single atom tip

Field emission

## ABSTRACT

Experiments with electron or ion matter waves require a coherent, monochromatic and long-term stable source with high brightness. These requirements are best fulfilled by single atom tip (SAT) field emitters. The performance of an iridium covered W(111) SAT is demonstrated and analyzed for electrons in a biprism interferometer. Furthermore we characterize the emission of the SAT in a separate field electron and field ion microscope and compare it with other emitter types. A new method is presented to fabricate the electrostatic charged biprism wire that separates and combines the matter wave. In contrast to other biprism interferometers the source and the biprism size are well defined within a few nanometers. The setup has direct applications in ion interferometry and Aharonov–Bohm physics.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

## 1. Introduction

In consideration of the success with interferometers for neutral atoms [1–4] and molecules [5–7], efforts were made to expand the field towards matter wave experiments with ions. They started with the realization of the first biprism interferometer for helium ions by Hasselbach et al. [8–11]. The additional parameter charge combined with the internal structure of ions offers significant advantages in comparison to interferometers for electrons and neutral atoms. Ion interferometers could open up the door for a class of novel quantum optical experiments to test the influence of inner structure in the magnetic Aharonov–Bohm effect [12–14] or the first direct measurement of the electric Aharonov–Bohm effect [14]. Furthermore such a device may allow for interferometry experiments with laser excitation of inner ionic states [13], decoherence studies [15] and might enable for extremely sensitive sensors for rotation and acceleration [16].

However, in the first and only realization of an ion interferometer [8–11], the low helium ion brightness of the field ion source turned out to be the weak point of the design. Very long exposure times of 15 min had to be taken into account to accumulate interference fringes and diffraction for 3 keV He<sup>+</sup> ions. For that

reason further quantum optical experiments have not been possible. A second attempt to build an ion interferometer was made by Krenn et al. [17]. Also in this device the low count rate of the ion source was the main challenge and prevented the successful generation of ion interferences. To solve this issue an alternative source needs to be applied. It was shown that single atom tip (SAT) field emitters generate beams with high brightness for electrons [18] and ions [18–20].

In this paper we demonstrate for the first time the application of an iridium covered W(111) SAT source in a biprism interferometer. The device is based on the setup of Hasselbach et al. [8–11]. We analyze the electron interference pattern in this interferometer, characterize the performance of the SAT emitter in a field ion and field electron microscope and compare it with other emitter types. Furthermore, a new method to fabricate a coherent biprism beam splitter is presented.

In conventional biprism electron or ion interferometers [8–11,15,23–25] the source size and the biprism diameter are not known with high accuracy. In our setup these parameters are well defined within several nanometers. Recently an electron beam from a SAT source was diffracted and interfered at a single wall carbon nanotube using a point projection microscope at different tip sample separations [21,22]. At large separating distance the interference pattern could be interpreted as an electron hologram that contains information about the internal structure of the tube. For smaller tip sample separations the interference fringes are

\* Corresponding author.

E-mail address: [alexander.stibor@uni-tuebingen.de](mailto:alexander.stibor@uni-tuebingen.de) (A. Stibor).

dominated by the biprism effect due to charging of the nanotube. In these experiments the high coherence properties of the SAT could be demonstrated. However, the superposition angle of the separated beam path depends on the nanotube charging and can therefore not be tuned as independently as with an adjustable potential on a biprism fiber. It is likely that this scheme cannot be applied for ion interferometry, since the fringe pattern magnification was performed geometrically with a distance of several hundred nanometers between the tip and the nanotube. For ions the tip voltage needs to be higher and the distance to the nanotube shorter, which may cause arcing. In this context our setup has the advantage that the interference pattern is magnified by a quadrupole lens.

## 2. Biprism interferometry

In biprism interferometry [23] an ideally point-like electron or ion source illuminates coherently a biprism fiber. Applying a positive (for electrons) or negative (for ions) potential on the wire leads to a separation and a deflection of the matter wave. The beam paths combine again shortly after the biprism and interfere with each other. As a result an interference pattern parallel to the biprism wire can be detected in the plane of observation.

### 2.1. Single atom tip field emitters

The choice of the beam source with a highly coherent signal is crucial for an electron or ion biprism interferometer that should be capable of performing sophisticated future matter wave experiments. The lateral and longitudinal coherence length, the emission angle, the signal intensity and the spatial stability depend on the source. An established technique to produce a coherent electron beam is to etch a metal tip and set it on a high negative potential in vacuum until field emission starts. To generate an ion beam, a positive voltage is applied to ionize and accelerate gas atoms at the tip end due to the high electric field.

Several different tip types have been developed in the last decades. The electron emission characteristics of five of them are listed in Table 1. In the first one, electrons are thermally emitted by a comparably blunt tungsten or lanthanum hexaboride (LaB<sub>6</sub>) tip and accelerated towards a counter electrode [26]. The second type describes an etched tip where the electrons are extracted by field emission. In the third one, the field emitting center is the end of a multi-walled carbon nanotube mounted on an etched tungsten tip [27–31]. The fourth one, the so-called “supertip”, is an etched tip, on which a tiny protrusion is created [32,33]. This was the source in the first ion interferometer [8–11]. Due to its geometry, the emitted electron or ion matter wave experiences a self-focusing effect. An ion beam is emitted with a high angular confinement of about 2°, instead of about 60° full emission angle for etched tips [34] without the protrusion. However, it was mentioned in [10] for ion emission that this protrusion, being the emission center, is spatially only stable for about 1 h, with a large uncertainty between different supertips. This is a disadvantage for the use in ion interferometry since the beam alignment before signal acquisition is typically longer than this time and the instability leads to uncorrelated phase shifts, destroying the contrast. Also the maximal beam

brightness of 10<sup>14</sup> A m<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> for ionization gas with a partial pressure of 1 mbar (Table 1, [35]) could not be reproduced in the ion interferometer of Hasselbach et al. [10]. There the maximal helium beam brightness was in the range of 10<sup>12</sup> A m<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>. This tip type is therefore not practical for further experiments with a larger beam separation and a long signal integration time, such as required for Aharonov–Bohm physics [12].

The fifth emitter type in Table 1 is the SAT which was first realized by Fu et al. [20] and improved by Kuo et al. [18,19]. A sketch of this tip is shown in Fig. 1. It consists of an etched single crystal (111) tungsten wire where a monolayer of palladium [20,36], platinum [18,36], rhodium [18] or iridium [18,19] is deposited. After installation into ultrahigh vacuum, it is resistively heated several times to a temperature between ~1000 and 1300 K for 3 min. Due to surface energy optimization, the tip forms a three-sided atom pyramid with a single atom at the apex [20]. As determined in [19], an iridium nano-pyramid can be regenerated in vacuum over 50 times by annealing and the long time stability of these SAT sources is extraordinarily high. Variations in the ion current of 3% for helium and 5% for hydrogen for about 30 min have been measured and they do not show any degradation after a total operation time of 80 h [19]. As for the supertips, a self-focusing effect limits the emission angle leading to a high beam brightness for helium ions of 2 × 10<sup>15</sup> A m<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> for ionization gas with a partial pressure of 1 mbar [19]. The opening angle  $\alpha$  of a coherent emission can be assessed by the relation for the angular coherence constraint  $d \cdot \alpha \ll \lambda_{dB}/2$  [37,23], where  $d$  is the source size and  $\lambda_{dB}$  is the de Broglie wavelength of the particle. In Table 1 the geometrical source dimensions are stated, whereas in the literature for field emitters usually virtual source sizes are determined. However, in [31] it is discussed on the basis of data from nanotube tips [30] that the concept of a virtual source plane is not useful anymore for such fully coherent sources with diameters in the order of only a few nanometers. It is pointed out that if such a source was used in a high resolution low-voltage scanning electron microscope, the determining performance parameter would not be the brightness but the angular current density. The resolution would be limited by lens aberrations. In [28] a virtual source diameter of a nanotube emitter of 4.2 nm was determined, whereas the calculated one was only 0.66 nm. The measured value was close to the geometrical tube diameter of 5.4 nm. Transferring

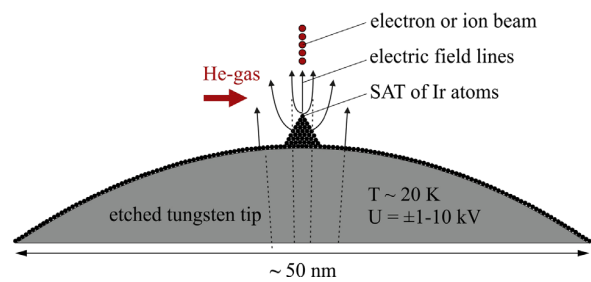


Fig. 1. Sketch of field electron or field ion emission from a SAT as a coherent source for interferometry. The arrows indicate the direction of the electric field lines orthogonal to the tip surface resulting in a self-focusing effect.

Table 1

Comparison of the source diameter, the energy spread of the particles and the brightness of different sources for electron or ion emission. The data in brackets refer to helium ions with 1 mbar ionization gas pressure introduced into the vacuum chamber.

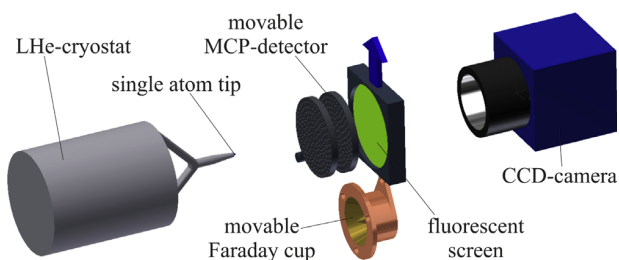
	Thermal emission	Etched tip	Nanotube tip	Supertip	SAT
Source diameter	20–100 μm [26]	< 10 nm [38]	5–18 nm [27,28]	4 nm [32]	3 Å [19]
Energy spread (eV)	0.5–2 [26]	0.2 [26]	0.2–0.4 [29,30]	0.5 [34] (ions: 1 [39])	0.4 [18]
Max. brightness (A m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> )	10 <sup>9</sup> [26]	10 <sup>13</sup> [26]	~1 × 10 <sup>12</sup> [27,28]	10 <sup>13</sup> –10 <sup>14</sup> [34] (ions: 10 <sup>14</sup> [35])	10 <sup>13</sup> –10 <sup>14</sup> [40,36] (ions: 2 × 10 <sup>15</sup> [19])

this result to the SAT, we assume that the geometrical size approaches the correct source size. The emitting area of the SAT field emitter is the smallest possible, only a single atom with a diameter of  $\sim 0.3$  nm in case of an iridium covered SAT [19]. According to the angular coherence constraint this results in a large  $\alpha$  and in a broad coherently illuminated area on the biprism and the detector. It is therefore well suited for electron as well as for ion interferometry with short de Broglie wavelengths.

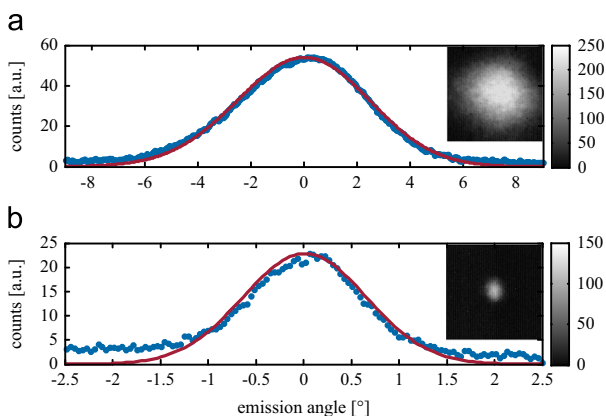
### 3. Experiment

#### 3.1. Characterization of the SAT source

The emission of an iridium covered W(111) SAT was characterized after annealing and forming in the field electron/ion microscope [41] illustrated in Fig. 2 in the ultrahigh vacuum of  $1 \times 10^{-9}$  mbar. The tip temperature during annealing was measured through a window from outside the vacuum chamber by a disappearing filament pyrometer. To observe the electron field emission, the tip was set at room temperature and at a voltage of  $-1050$  V. The resulting spatial distribution of the emission pattern after a distance of 42 mm behind the tip was measured in a MCP detector with a fluorescent screen. The images were recorded with a CCD camera outside the vacuum. A typical pattern after an electron acquisition time of 50  $\mu$ s is shown in the inset of Fig. 3



**Fig. 2.** Sketch of the field electron or field ion microscope to characterize the SAT (not to scale). The electrons or ions emitted from a SAT source can be spatially resolved in a MCP detector in combination with a fluorescent screen and a CCD camera. For the counting of high signal rates the detector can be moved upwards to position a Faraday cup into the beam path.

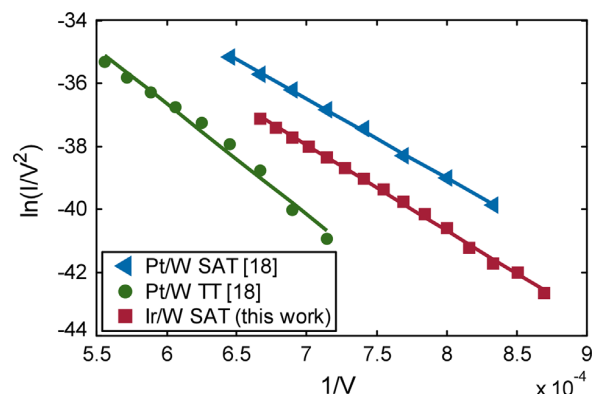


**Fig. 3.** Emission pattern of an iridium covered W(111) SAT for (a) electrons and (b) helium ions. The images in the insets are to scale and show the spatial distribution of the emission recorded by the CCD camera. The data in the histograms is the signal integrated along the vertical direction and divided by the number of pixel rows in the CCD image (blue dots). It is overlapped by a Gaussian fit curve (red line). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

(a) together with a histogram of the signal integrated along the vertical direction and normalized to the pixel rows. The emission angle was measured to be  $6.15 (\pm 0.04)^\circ$  taking the full width at half maximum beam diameter. The error range corresponds to the error in the Gaussian fit of a single beam pattern in Fig. 3. The result is in good agreement with measurements for a platinum covered SAT from the literature with an electron emission angle of  $5.6^\circ$  [36]. Increasing the voltage soon saturates the MCP detector. Therefore it can be moved out of the beam path by a translation stage to be exchanged by a Faraday cup. It collects the emitted electrons and the current is read out by a picoammeter. With this device a Fowler–Nordheim plot [42,43], shown in Fig. 4, was recorded for field emission voltages between  $-1150$  and  $-1500$  V. It is compared to data from the literature for a platinum single atom and a platinum trimer tip [18]. Our SAT data was linearly fitted according to the Fowler–Nordheim equation where the slope  $S$  of the fit in Fig. 4 can be calculated to be  $S = b\Phi^{3/2}/\beta$  [42,43]. With the work function  $\Phi = 5.03$  eV for iridium and the constant  $b = 4(2m_e)^{1/2}/(3e\hbar)$  a field proportionality constant of  $\beta = 2.8 \times 10^6$  m $^{-1}$  was determined. As can be seen in Fig. 4, our data agree well with the plots for the Pt/W(111) SAT from the literature [18] which verifies the single atom emission of our Ir/W(111) SAT.

We also measured the ion emission from the iridium covered W(111) SAT for different ionization gases. The tip was cooled down to 38 K by a liquid helium cryostat. Helium ionization gas was streamed in the chamber until the pressure raised up to  $4 \times 10^{-7}$  mbar. At an applied positive tip voltage of 3.39 kV the helium field ionization pattern was recorded for 10  $\mu$ s with the MCP detector. The image is shown in the inset of Fig. 3(b) together with a histogram of the signal integrated along the vertical direction and normalized to the pixel rows. A full width at half maximum emission angle of  $1.48 (\pm 0.06)^\circ$  could be determined. We recorded similar images also for hydrogen and neon ionization gas. The beam divergence is significantly smaller than for electrons. The measured spread is in perfect agreement with data from the literature for an iridium covered W(111) SAT where an emission angle of  $1.5^\circ$  was measured for helium at a tip temperature of 20 K and a voltage between 7 and 8 kV [19]. It needs to be noted that the ion emission voltage is strongly dependent on the diameter of the tungsten tip below the iridium layer (see Fig. 1) and can vary by several kV for different tips as well as for the same tip after annealing to regenerate the single atom emission.

In the cited literature [18] the pyramidal atomic structure was verified by field evaporation of the upmost iridium atom. As a



**Fig. 4.** The Fowler–Nordheim plot of the measured electron emission from the iridium covered W(111) SAT (red squares). The data is accompanied by a linear fit curve according to the Fowler–Nordheim equation [42,43] and compared to the emission from a platinum SAT (blue triangles) and a platinum trimer tip (green dots) taken from the literature [18]. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

result it could be observed that the helium gas gets ionized by the three iridium atoms forming the second layer of the nano-pyramid. Another field evaporation revealed the third layer with 10 iridium atoms visible in the field ion microscope. In the interpretation of our data we rely on this work and reason from the equivalence of our determined ion emission angle with the value in [18,19] that we achieved single atom tip emission where only the topmost atom is the origin of the particle beam for ions and electrons.

### 3.2. A new preparation method for the biprism beam splitter

The electrostatic biprism is the second core element in the interferometer. It acts as a coherent beam splitter for the charged matter wave and requires to be electrically conducting. In electron and ion interferometers [8–11,15,23–25] it usually has a surface roughness in the nanometer range and a diameter below 1  $\mu\text{m}$ . The former common technique to manufacture such thin wires was to manually draw a glass fiber out of a silica rod above a hydrogen-oxygen flame [10,23]. The technique needed a lot of experience and could produce wires with typical diameters between 200 and 600 nm [10]. The drawback was the diameter variation of up to several hundred nanometers between different preparations. Therefore, no exact information about the diameter was available, leading to an uncertainty that enters in the analysis of the interference data. A prior measurement of the diameter in a scanning electron microscope (SEM) was not possible, since the biprism got contaminated with dust during the pumping procedures in the apparatus. If dust deposits get charged by the electron beam, they deform the interference pattern.

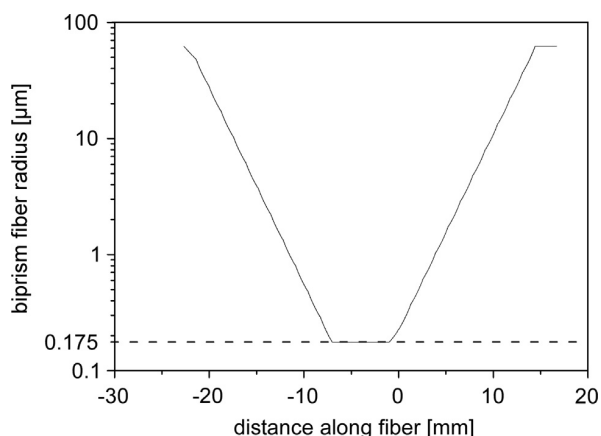


Fig. 5. Nominal fiber radius-profile of the uncoated biprism wire for the interferometer.

For that reason we developed a new biprism preparation procedure where a certain diameter can be chosen and reliably reproduced without further SEM analysis of each newly created fiber. The method relies on a custom-built computer-controlled fiber-pulling rig [44–46]. For the heat-and-pull process a standard optical fiber was attached on two linear translation stages and positioned above a hydrogen–oxygen flame with a stoichiometric gas mixture. The softened fiber was stretched and at the same time translated with respect to the flame along its axis. With that technique tapered optical fibers with pre-defined shape can be created [47]. For the biprism beam splitter fabricated here this radius profile consists of a nanowire section with a homogeneous nominal diameter of 350 nm and a length of 6 mm that is linked to the unprocessed fiber ends by two tapered fiber sections. The corresponding nominal radius profile is presented in Fig. 5. Using SEM measurements, it was shown that the actually realized fiber-profiles deviate by less than  $\pm 10\%$  from the intended design [47]. With this technique it is possible to produce fibers with a diameter down to about 100 nm [47]. In order to test if this procedure can be applied for the creation of an interferometer biprism, two fibers were pulled as described and fixed on a U-shaped titanium mount with ultra-high vacuum compatible glue. Thin layers of gold and a gold–palladium (60:40) alloy were subsequently deposited on the fibers with equal sputtering times. To prevent effects related to contact potentials, the holders and the grounded electrodes were sputtered as well [10]. To ensure a constant coverage on all sides of the biprism, the probes were turned during the sputtering process. Fig. 6 shows SEM images of the resulting biprism wires. The diameters including the coatings inferred from these images are 388 nm for gold and 395 nm for gold–palladium. Based on the nominal diameter of the silica nanowires of 350 nm the layer thicknesses was estimated to be 19 nm and 23 nm. The uncertainties in these values are not identified. A low surface roughness is an important requirement for the biprism wire to be used as a beam splitter in interferometry, since irregularities lower the fringe contrast. As inferred from the image the gold–palladium alloy surface is clearly more smooth than the gold surface. It will therefore be preferred over conventional gold covered biprisms.

### 3.3. An electron biprism interferometer with a single atom tip source

To demonstrate electron interference with the SAT source, the setup illustrated in Fig. 7 was used. The interferometer was constructed by Hasselbach et al. [8–11] and modified to be applied for this study. Relevant changes concern the beam source, the biprism and the detector. The supertip beam source was replaced by a SAT. The biprism beam splitter was exchanged by a fiber drawn according to the method described above. And the MCP

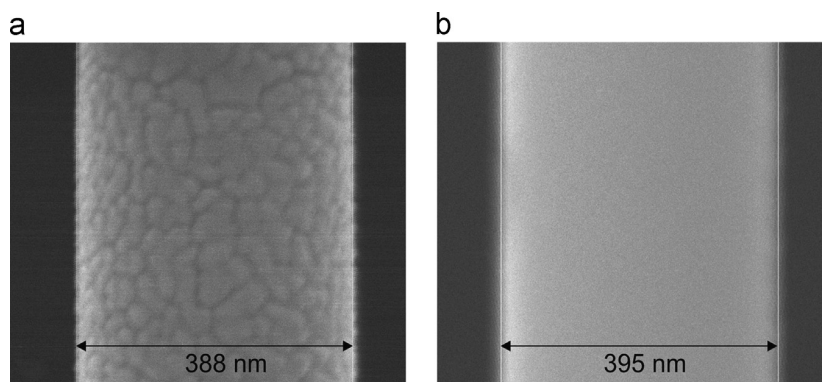
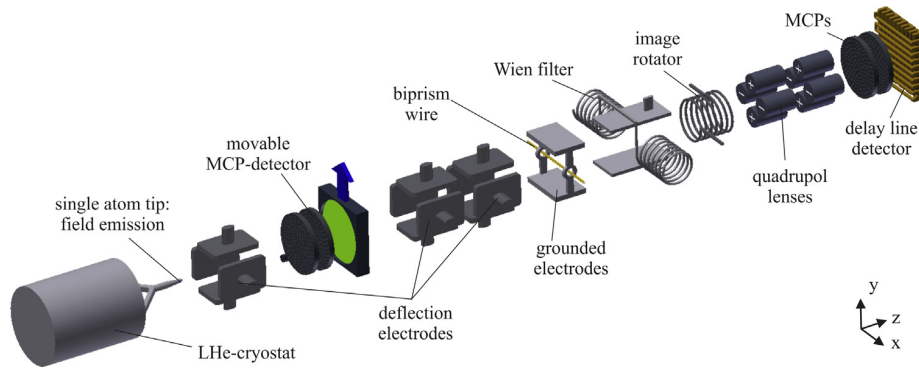
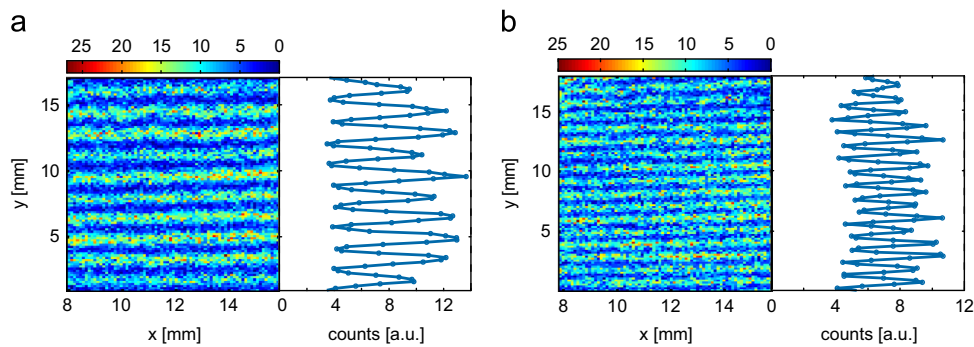


Fig. 6. SEM images of two biprism fibers based on silica nanowires drawn with the technique described in the text [45,46]. The fiber in (a) was coated with gold and in (b) with gold–palladium (60:40).



**Fig. 7.** The experimental setup of the interferometer. It was first realized by Hasselbach et al. [8–11] and modified for this study. The changes concern mainly the beam source, the biprism and the detector.



**Fig. 8.** Electron interference pattern on the detector using a SAT source. The count rate was  $\sim 3$  kHz. In (a) the biprism voltage was set to 0.5 V and in (b) to 0.7 V leading to different diffraction angles and smaller fringe distances. On the right side of each image the integrated signal along  $x$  divided by the number of columns is plotted (blue dots). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

detector with a phosphor screen and a CCD camera was substituted by a delay line detector [48]. All parts are in a vacuum chamber with a pressure of  $\sim 4 \times 10^{-9}$  mbar. In the compact interferometer architecture [24] all components are mounted on two rigid ceramic bars and the beam is aligned by three deflection electrodes. It is shielded against external electric and magnetic fields by a copper and a mu-metal tube. The electron source is an Ir/W(111) SAT [19] that was prepared according to the procedure described above. It can be cooled by a liquid helium cryostat for future applications with ions. After the first deflection electrode for beam aligning the particles get detected by a movable MCP detector. This part together with a phosphor screen forms a field electron or field ion microscope [41] which is important to observe the formation of the SAT in the vacuum after annealing. With the help of a  $45^\circ$  mirror, the screen can be seen through a side window in the chamber. The MCP detector can be moved out of the optical axis to align the beam onto the biprism by two further deflection electrodes. The biprism separates the beam coherently and overlaps the two partial waves. It is positioned in the middle between two grounded electrodes that are 4 mm apart from each other. The Wien filter [25] consists of two magnetic coils in combination with two electrodes. It is able to correct the longitudinal wave package shift caused by the electrical potential of the aligning deflectors if the beam path does not perfectly match the optical axis. After the partial matter waves combine, they form an interference pattern which is oriented along the  $x$ -axis of the quadrupole lenses by the image rotator. It is a coil inducing a magnetic field parallel to the direction of the beam propagation. The quadrupole lenses magnify the image in the  $y$ -direction by a factor up to  $10^5$  [10] to fit the detectors resolution of about 100  $\mu\text{m}$ . At the end the particles get detected by a combination of a double-stage MCP and a delay line

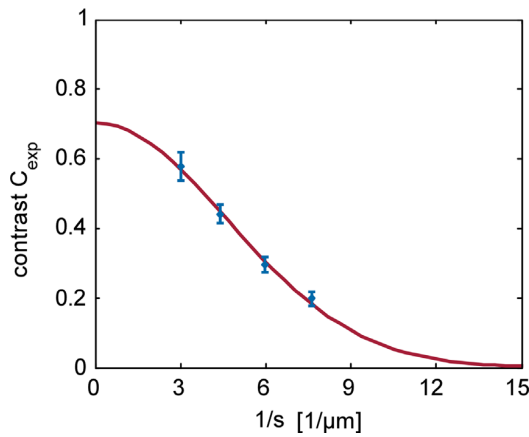
anode [48]. It allows for a spatial and high temporal resolution with a dead time between two events of maximal 310 ns and a total time accuracy below 1 ns.

Two resulting interference patterns for electrons with an acceleration voltage of 1.55 kV are demonstrated in Fig. 8 using the gold–palladium covered biprism at a potential of 0.5 V in (a) and 0.7 V in (b). The contrast is determined to be  $51.3(\pm 4.1)\%$  and  $35.8(\pm 3.1)\%$ . We took similar images for other biprism potentials and in a separate series of measurement for the gold covered biprism fiber. In each image the interference contrast  $C_{exp}$  and the fringe distance  $s$  were determined. The interference contrast depends on the lateral and longitudinal coherence of the source. The first one is determined by the source size, the second by the wave number distribution and therefore by the energy spread of the particle emission [49]. Due to the small energy spread of the SAT (see Table 1), the latter contribution can be neglected. Therefore, the theoretical interference contrast depends only on the source size and can be obtained by the expression [49]:

$$C_{th} = 1/\gamma C_{exp} = \exp\left(-2\left(\frac{\pi M \eta \epsilon}{ps}\right)^2\right) \quad (1)$$

whereby the factor  $\gamma$  considers a possible reduction of the theoretical contrast by effects such as e.g. deflected incoherent background electrons, mechanical vibrations, temperature drifts or impurities on the biprism wire. The parameter  $\epsilon$  is the size of the source which is in [49] assumed to be Gaussian distributed,  $p$  is the distance between the source and the biprism and  $\eta$  the one between the biprism and the entrance of the quadrupole lens. We determined the quadrupole magnification  $M \sim 4460$  in a computer

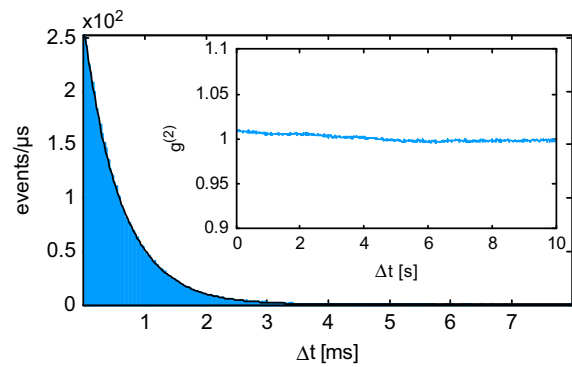




**Fig. 9.** Diagram of the determined interference contrast  $C_{exp}$  versus the inverse fringe distance  $1/s$  from interference patterns with four different biprism potentials: 0.5, 0.7, 0.9 and 1.1 V (blue dots). The data is fitted by Eq. (1) (red line). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

beam path simulation with the program Simion. In Fig. 9 the measured values for the contrast  $C_{exp}$  are compared with the fringe distance  $s$  before magnification for different biprism potentials. By a fit of Eq. (1) a reduction factor of  $\gamma = 0.72(\pm 0.05)$  and a source size of  $\epsilon = 37(\pm 2)$  nm were determined for the gold covered biprism fiber. In a further series of measurement with the gold-palladium covered fiber we extracted a value of  $\epsilon = 44(\pm 5)$  nm. Therefore the emission spot determined by the application of this theory is significantly larger than the size of an iridium atom ( $\sim 0.3$  nm). The reason for this deviation might be related to an oscillation of the biprism fiber. The effect of such a motion is qualitatively equivalent to a motion of the source. It leads to a temporary varying phase shift of the single particle waves and to the same decrease in contrast as for a broader emission center. An evidence for the vibration amplitude was given by an experiment in a different field of research, but with a comparable fiber. By the evanescent coupling between a bottle microresonator and the subwavelength-diameter waist of a tapered optical fiber, the root mean square fluctuation of the fiber was estimated to be  $\pm 9$  nm in the frequency range up to 200 Hz [50]. Such a biprism vibration would lead to an interference contrast related to a source size of  $\sim 18$  nm, even for SAT emission. The thermal amplitude of the string vibration of the fiber in [50] was calculated to be  $\pm 5$  nm. This could be a limit of source size resolution by the contrast in a biprism interferometer.

The effect of such a dephasing broadening of the source diameter due to fiber oscillations on ion interferometry can be estimated by the use of the already introduced angular coherence constraint  $d \cdot \alpha \ll \lambda_{dB}/2$  [37,23]. For helium ion emission from a SAT source with a size of 0.3 nm and a particle energy of 3 keV the matter wavelength is about 0.26 pm and the coherently illuminated region at the biprism has a diameter of  $\sim 52 \mu\text{m}$  without vibrations. With a broadening to a diameter of  $\epsilon = 37$  nm this region would be severely decreased to a diameter in the order of  $\sim 420$  nm. This is not sufficiently larger than the biprism width and therefore prevents ion interference. For that reason, the vibrational damping of the whole setup must be improved and the biprism vibrational amplitude needs to be minimized. This will be achieved by air damping of the vacuum chamber and by shortening the distance between the two spots where the biprism fiber is glued on the holder. Additionally with a new method [51] the low frequency contribution of a vibrational dephasing can in principle be removed by a correlation analysis of the spatial and temporal signal in the detector.



**Fig. 10.** Histogram of the time distances between subsequent electron events in Fig. 8(b) together with a calculation assuming Poisson-distributed emission (black line). Inset: The second order correlation function  $g^{(2)}$  for detected electron pairs which have a time distance from  $\sim 310$  ns to 10 s for the whole data of Fig. 8(b).

We also recorded the emission characteristics of the SAT in the time domain. The histogram in Fig. 10 shows the distribution of the time distances  $\Delta t$  between consecutive electrons from the data in Fig. 8(b). It is superposed with a calculation (black curve) assuming a Poisson-distributed SAT emission that follows the relation  $E = (\nu e^{-\nu \Delta t})/\tau$  with the count rate  $\nu$  and the binning width of our data representation in the histogram  $\tau$ . The calculation agrees perfectly with the measurement. The inset of Fig. 10 exhibits the second order correlation function  $g^{(2)}$  of all particle pairs which have a time difference  $\Delta t$  between  $\sim 310$  ns and 10 s for the whole measurement of the data in Fig. 8(b). It was extracted and calculated according to a scheme described in [51]. The determined deviation to  $g^{(2)} = 1$  of less than 1% verifies a Poisson-distribution of the SAT emission between all detected electron pairs with a time distance from the dead time of  $\sim 310$  ns to 10 s. Due to this dead time of the delay line detector it is not possible to resolve anticorrelations as a result of the fermionic nature of electrons. Such a measurement was performed by Kiesel et al. who applied a biprism electron interferometer to prove coherence in their setup [52]. The experiment was optimized to measure electron coincidences with a resolution of 26 ps. Due to anticorrelations two electrons are not allowed to arrive within a time distance below  $10^{-14}$  s. To see this effect the electron signal was accumulated for 30 h.

#### 4. Conclusion

We demonstrated the first biprism electron interferometer with a single atom tip field emitter in a modified setup based on [8–11] and analyzed the interference pattern for different superposition angles. The new source was also characterized in a separate field electron and field ion microscope. It was demonstrated that the emission spot size is only a single iridium atom resulting in a beam of high spatial coherence that is emitted with an angle of only  $6.15(\pm 0.04)^\circ$  for electrons and  $1.48(\pm 0.06)^\circ$  for helium ions due to a self-focusing effect related to the tip geometry. The field emission of the Ir/W(111) SAT was also characterized in the time domain by the second order correlation function. It verified that the emission is perfectly Poisson-distributed with a deviation of less than 1% for time distances from  $\sim 310$  ns to 10 s between the detected electrons. We provided a comparison of important beam emission features with other electron and ion sources indicating the superior properties of single atom tips as a novel source for biprism electron and ion interferometers.

Furthermore, we presented a method for biprism wire fabrication to minimize the fiber-diameter uncertainty. The biprism is drawn from a standard optical fiber in a highly controlled and reproducible heat-and-pull process. The resulting silica nanowire was then coated with a thin gold and gold-palladium layer, yielding a diameter of about 400 nm and a length of 6 mm.

Therefore, our setup has the improvement of a well defined source and biprism wire diameter in contrast to former biprism interferometers [8–11,15,23,25,24]. Combined with the extremely small source size of  $\sim 0.3$  nm, this allows for a more accurate analysis of the interference data. Although the field emission pattern and a Fowler–Nordheim plot indicate single atom tip emission, the analysis of the interference contrasts results in a source size of  $37(\pm 2)$  nm. We assume that this outcome is due to string vibrations of the biprism fiber that dephase the matter waves and result in a lower contrast. The setup has applications for future ion interference experiments in Aharonov–Bohm physics such as the first direct measurement of the electric Aharonov–Bohm effect [14].

### Acknowledgments

This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) through the Emmy Noether program STI 615/1-1. A.R. acknowledges support from the Evangelisches Studienwerk e.V. Villigst, W.T.C. and I.S.H. acknowledge support from the Academia Sinica project AS-102-TP-A01. The authors thank H. Prochel and F. Hasselbach for helpful discussions.

### References

- [1] O. Carnal, J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2689.
- [2] D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2693.
- [3] T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 2046.
- [4] A. Peters, K.Y. Chung, S. Chu, *Nature* 400 (1999) 849.
- [5] R.E. Grisenti, W. Schöllkopf, J.P. Toennies, G.C. Hegerfeldt, T. Köhler, M. Stoll, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 2284.
- [6] B. Brezger, L. Hackermüller, S. Uttenthaler, J. Petschinka, M. Arndt, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 100404.
- [7] S. Gerlich, L. Hackermüller, K. Hornberger, A. Stibor, H. Ulbricht, M. Gring, F. Goldfarb, T. Savas, M. Müri, M. Mayor, M. Arndt, *Nat. Phys.* 3 (2007) 711.
- [8] F. Hasselbach, U. Maier, in: Y.A. Ono, K. Fujikawa (Eds.), *Quantum Coherence and Decoherence—Proceedings of ISQM-Tokyo 98*, Elsevier, Amsterdam, 1999, p. 299.
- [9] F. Hasselbach, U. Maier, in: Y.A. Ono, K. Fujikawa (Eds.), *Quantum Coherence and Decoherence—Proceedings of ISQM-Tokyo 95*, Elsevier, Amsterdam, 1996, p. 69.
- [10] U. Maier, Dissertation, University of Tübingen, 1997.
- [11] F. Hasselbach, *Rep. Prog. Phys.* 73 (2010) 016101.
- [12] Y. Aharonov, D. Bohm, *Phys. Rev.* 115 (1959) 485.
- [13] M.P. Silverman, *Phys. Lett. A* 182 (1993) 323.
- [14] G. Schütz, A. Rembold, A. Pooch, A. Stibor, arXiv:1303.7140, 2013.
- [15] P. Sonntag, F. Hasselbach, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 200402.
- [16] J.F. Clauser, *Physica B* 151 (1988) 262.
- [17] G. Krenn, Dissertation, Technical University Vienna, 1999.
- [18] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, Y.C. Lin, C.C. Chang, T.T. Tsong, *Jpn. J. Appl. Phys.* 45 (2006) 8972.
- [19] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, Y.H. Lu, C.Y. Lin, T.T. Tsong, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 063106.
- [20] T.Y. Fu, L.C. Cheng, C.H. Nien, T.T. Tsong, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 113401.
- [21] C.C. Chang, H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.T. Tsong, *Nanotechnology* 20 (2009) 115401.
- [22] I.S. Hwang, C.C. Chang, C.H. Lu, S.C. Liu, Y.C. Chang, T.K. Lee, H.T. Jeng, H.S. Kuo, C.Y. Lin, C.S. Chang, T.T. Tsong, *New J. Phys.* 15 (2013) 043015.
- [23] G. Möllenstedt, H. Düker, *Z. Phys. A: Hadrons Nucl.* 145 (1956) 377.
- [24] F. Hasselbach, *Z. Phys. B: Condens. Matter* 71 (1988) 443.
- [25] M. Nicklaus, F. Hasselbach, *Phys. Rev. A* 48 (1993) 152.
- [26] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*, Springer, Heidelberg, 1998.
- [27] N. de Jonge, Y. Lamy, K. Schoots, T.H. Oosterkamp, *Nature* 420 (2002) 393.
- [28] N. de Jonge, *J. Appl. Phys.* 95 (2004) 673.
- [29] N. de Jonge, N.J. van Druten, *Ultramicroscopy* 95 (2003) 85.
- [30] N. de Jonge, M. Allieux, J.T. Oostveen, K.B.K. Teo, W.I. Milne, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 186807.
- [31] P. Kruit, M. Bezuijen, J.E. Barth, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 024315.
- [32] S. Kalbitzer, A. Knoblauch, *Appl. Phys. A* 78 (2004) 269.
- [33] K. Jousten, K. Böhringer, R. Börret, S. Kalbitzer, *Ultramicroscopy* 26 (1988) 301.
- [34] A. Knoblauch, C. Wilbertz, T. Müller, S. Kalbitzer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996) 470.
- [35] R. Börret, K. Böhringer, S. Kalbitzer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 23 (1990) 1271.
- [36] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, J.Y. Wu, C.C. Chang, T.T. Tsong, *Nano Lett.* 4 (2004) 2379.
- [37] M. Nicklaus, Dissertation, University of Tübingen, 1989.
- [38] W.T. Chang, I.S. Hwang, M.T. Chang, C.Y. Lin, W.H. Hsu, J.L. Hou, *Rev. Sci. Instrum.* 83 (2012) 083704.
- [39] R. Börret, K. Jousten, K. Böhringer, S. Kalbitzer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21 (1988) 1835.
- [40] T. Ishikawa, T. Urata, B. Cho, E. Rokuta, C. Oshima, *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 143120.
- [41] T.T. Tsong, *Atom-Probe Field Ion Microscopy, Field Ion Emission and Surfaces and Interfaces at Atomic Resolution*, Cambridge University Press, Cambridge, New York, 1990.
- [42] R. Fowler, L. Nordheim, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* 119 (1928) 173.
- [43] R.G. Forbes, *Ultramicroscopy* 79 (1999) 11.
- [44] F. Warken, A. Rauschenbeutel, T. Bartholomäus, *Photonics Spectra* 42 (3) (2008) 73.
- [45] F. Warken, E. Vetsch, D. Meschede, M. Sokolowski, A. Rauschenbeutel, *Opt. Express* 15 (2007) 11952.
- [46] F. Warken, Dissertation, Technical University Vienna, 2007.
- [47] A. Stiebeiner, R. Garcia-Fernandez, A. Rauschenbeutel, *Opt. Express* 18 (2010) 22677.
- [48] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* 477 (2002) 244.
- [49] F. Lenz, G. Wohland, *Optik* 67 (1984) 315.
- [50] C. Junge, S. Nickel, D. O’Shea, A. Rauschenbeutel, *Opt. Lett.* 36 (2011) 3488.
- [51] A. Rembold, G. Schütz, W.T. Chang, A. Stefanov, A. Pooch, I.S. Hwang, A. Günther, A. Stibor, arXiv:1311.7410, 2013.
- [52] H. Kiesel, A. Renz, F. Hasselbach, *Nature* 418 (2002) 392.

## **C.2. Publikation 2**

GEORG SCHÜTZ, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, WEI-TSE CHANG,  
UND ALEXANDER STIBOR

Electron matter wave interferences at high vacuum pressures,  
Measurement **68** (2015) 201-204, ©2014 Elsevier

Der Nachdruck erfolgt mit Genehmigung von Elsevier.



Contents lists available at ScienceDirect

## Measurement

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/measurement](http://www.elsevier.com/locate/measurement)

## Electron matter wave interferences at high vacuum pressures

G. Schütz<sup>a</sup>, A. Rembold<sup>a</sup>, A. Pooch<sup>a</sup>, W.T. Chang<sup>b</sup>, A. Stibor<sup>a,\*</sup><sup>a</sup> Institute of Physics and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>, University of Tübingen, Auf der Morgenstelle 15, 72076 Tübingen, Germany<sup>b</sup> Institute of Physics, Academia Sinica, Nankang, Taipei, Taiwan, Republic of China

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 23 January 2015

Accepted 6 February 2015

Available online 5 March 2015

## Keywords:

Matter wave interferometry

Biprism interferometer

Electron coherence

Collisional decoherence

## ABSTRACT

The ability to trap and guide coherent electrons is gaining importance in fundamental as well as in applied physics. In this regard novel quantum devices are currently developed that may operate under low vacuum conditions. Here we study the loss of electron coherence with increasing background gas pressure. Thereby, optionally helium, hydrogen or nitrogen is introduced in a biprism interferometer where the interference contrast is a measure for the coherence of the electrons. The results indicate a constant contrast that is not decreasing in the examined pressure range between  $10^{-9}$  mbar and  $10^{-4}$  mbar. Therefore, no decoherence was observed even under poor vacuum conditions. Due to scattering of the electron beam with background  $H_2$ -molecules a signal loss of 94% was determined. The results may lower the vacuum requirements for novel quantum devices with free coherent electrons.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## 1. Introduction

The coherent control and interference of free electrons has a long history. In the 1950s a mayor scientific breakthrough happened with the development of biprism electron interferometers [1]. A variety of experiments for free electrons were accomplished in the following decades proving e.g. the magnetic Aharonov–Bohm effect [2], the Sagnac effect [3] or Hanbury Brown–Twiss anticorrelations [4]. In recent years the coherent control of free electrons is gaining again importance for fundamental research and in a technical point of view. This can be observed in decoherence studies of electrons near semiconducting surfaces [5] and developments such as a field emission source for free electron femtosecond pulses [6,7], surface-electrode chips [8] or a biprism electron interferometer with a single atom tip source [9]. New quantum devices with coherent electrons are currently implemented like a recently proposed

noninvasive quantum electron microscope [10]. Due to the quantum Zeno effect it potentially reduces the electron radiation exposure during scanning of fragile biological samples by two orders of magnitude.

Some of these applications may operate under low vacuum conditions or are technically less demanding to realize if an ultra-high vacuum (UHV) environment is not needed. The question arises, how background gases influence the properties of the matter wave. Important applications such as reflection high energy electron diffraction (RHEED) for in situ monitoring of the growth of thin films on surfaces [11] or ultrafast electron diffraction (UED) at molecular beams for direct imaging of transient molecular structures [12,13] are known to work at high background gas pressures.

However, it has not been studied yet, how the coherence of an electron beam is influenced by increasing background gas pressure. The gradual loss of coherence through collisions with background gases was analyzed for neutral  $C_{60}$ -fullerenes in a near field Talbot-Lau matter wave interferometer [14]. Thereby, decoherence was observed at a gas pressure of  $\sim 10^{-6}$  mbar.

\* Corresponding author.

E-mail address: [alexander.stibor@uni-tuebingen.de](mailto:alexander.stibor@uni-tuebingen.de) (A. Stibor).

In this work we study the possible loss of coherence for electron matter waves in a biprism interferometer in presence of helium (He), nitrogen (N<sub>2</sub>) or hydrogen (H<sub>2</sub>) background gas. Our instrument is able to generate interferograms with high interference contrast in a pressure range between 10<sup>-9</sup> and 10<sup>-4</sup> mbar. It is only limited by the vacuum specifications of the multi channel plate (MCP) detector. We will demonstrate that in this whole pressure region no decoherence can be observed.

## 2. Setup

A scheme of our experimental setup is shown in Fig. 1 and is described in detail elsewhere [9,15–17]. In our approach the electron beam is field emitted by an etched tungsten tip that is covered with a monolayer of iridium and annealed to form a protrusion in the nanometer regime [18,19]. The tip forming procedure is monitored by a MCP-detector that can be moved out of the optical axis. The electrons start with an emission energy of 1.58 keV for the experiment with He and N<sub>2</sub> background gas and 1.44 keV for the one with H<sub>2</sub>. They coherently illuminate a 400 nm wide gold covered biprism fiber that divides and combines the electron matter waves [1,9]. It is set on a positive potential of 0.35 V for the experiments with He or N<sub>2</sub> background gas and 0.4 V for H<sub>2</sub>. All beam alignment is performed by electrostatic deflection electrodes. Behind the biprism the partial waves overlap and interfere with each other. The interference pattern has a period of several 100 nm and is oriented parallel to the biprism in the *x*-direction. It is magnified by an electrostatic quadrupole lens to fit the detectors resolution of about 100 μm. The image rotator, a magnetic coil, allows to rotate the interferogram to correct possible misalignments. The interference pattern is detected by a MCP-detector with a delay line anode. It is able to operate at background gas pressures up to about 10<sup>-4</sup> mbar. Above that level the risk of destruction of the MCPs due to electric discharges is high.

The whole interferometer has a length (tip to detector) of 565 mm. It is constructed rigidly [20] to avoid mechanical vibrations and shielded against electromagnetic noise [21] by a copper and mu-metal tube. The inlet of different background gases is performed by an UHV gas nozzle. The interferometer is placed in a chamber where a minimum pressure of 1 × 10<sup>-10</sup> mbar is achieved by an ion getter pump in combination with a cryopump.

## 3. Measurements

Three experimental runs were performed introducing either He, N<sub>2</sub> or H<sub>2</sub> gas in the UHV chamber. Before each run, the tip was annealed to form a protrusion being the emission center. Therefore, possible variations in the tip apex size influencing the electron emission voltage and the maximal contrast cannot be ruled out. The measurement started at a background gas pressure of 10<sup>-9</sup> mbar and electron interferograms were recorded with a signal acquisition time of 25 s for He or N<sub>2</sub> and 22 s for H<sub>2</sub>. Then a further small amount of gas was introduced through the nozzle. At equilibrium another interference pattern was recorded. This process was repeated stepwise with increasing pressure for the different gases. Background images for the same integration time were acquired in the experiments with He or N<sub>2</sub> by switching off the field emission subsequently to each recording. This data was subtracted from the interferograms. For the H<sub>2</sub> measurement no background subtraction was necessary since the ion getter pump, as the main source of background, was turned off. The recorded images were analyzed by adding all counts in the pixel-rows of the detector along the *x*-direction of the interference pattern and dividing the sum by the amount of pixel-columns. The distribution of the resulting average interference pattern *I*(*y*) versus the *y*-direction normal to the interference stripes was fitted by the following expression to determine the mean intensity *I*<sub>0</sub>, the pattern periodicity *d*<sub>s</sub> and the contrast *K* [22]

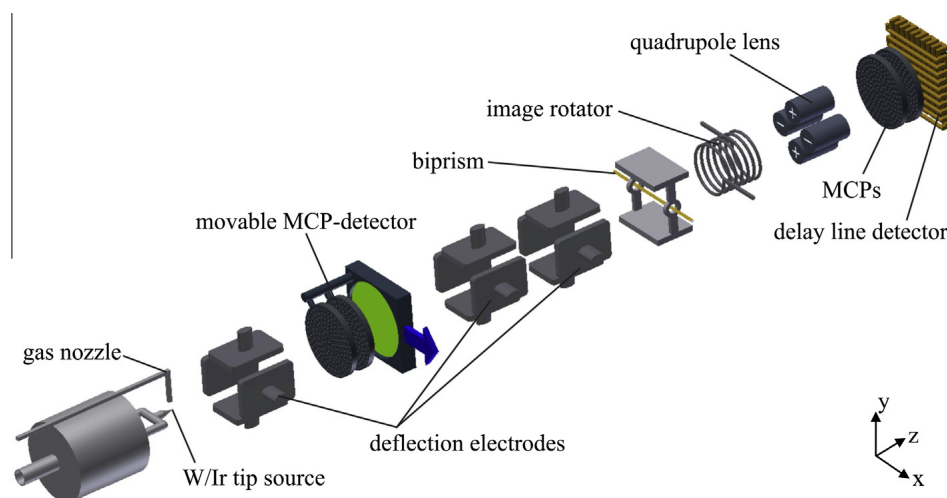


Fig. 1. Experimental setup of the biprism interferometer to test the electron coherence for increasing background gas pressure (not to scale) [9,15–17].

$$I(y) = I_0 \left[ 1 + K \cos \left( \frac{2\pi y}{d_s} \right) \right]. \quad (1)$$

In Fig. 2 the resulting contrast is plotted versus the background gas pressure for He and N<sub>2</sub>. The contrast distribution is rather constant for the whole measured pressure range indicating the electrons remain coherent. At higher pressures the ion pump produced an increasing noise level of ions on the detector that leads to greater error bars and a higher dispersion of the data points. For hydrogen we were able to work without the ion getter pump and stabilized the pressure only with the cryopump. This significantly reduced the background counts resulting in a more stable signal. The pressure-dependent contrast for hydrogen is shown in Fig. 3. It is constant around 67%. The inset illustrates a typical interference pattern recorded at  $7.3 \times 10^{-9}$  mbar.

Additionally, the mean intensity  $I_0$  of the interference pattern on the detector was determined for hydrogen with increasing pressure. It represents the center line of the cosine-function in Eq. (1). The data is plotted in Fig. 4. As expected, a significant signal drop is determined. This is presumably due to increasing collisions between electrons and H<sub>2</sub> molecules that decrease the count rate. At a pressure of  $9.3 \times 10^{-5}$  mbar only a fraction of 6% of the original electron signal is left.

#### 4. Discussion and conclusion

We have studied the coherent properties of electron matter waves in a biprism interferometer under low vacuum conditions by introducing helium, nitrogen or hydrogen background gas in the UHV chamber. Unlike to interference experiments with C<sub>60</sub> fullerenes [14] the electrons in our instrument do not show decoherence up to a pressure of  $\sim 10^{-4}$  mbar which can be observed in a constant interference contrast. In the C<sub>60</sub> near field interferometer the heavy molecules have a significant probability to be measured in the region between the interference stripes after a collision, leading to a loss of contrast. In our far field interferometer the situation is

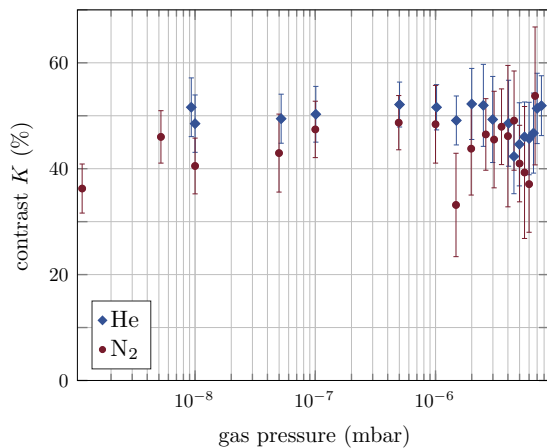


Fig. 2. Electron interference contrast  $K$  as a function of increasing pressure of helium (He, blue squares) or nitrogen (N<sub>2</sub>, red dots) background gas. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

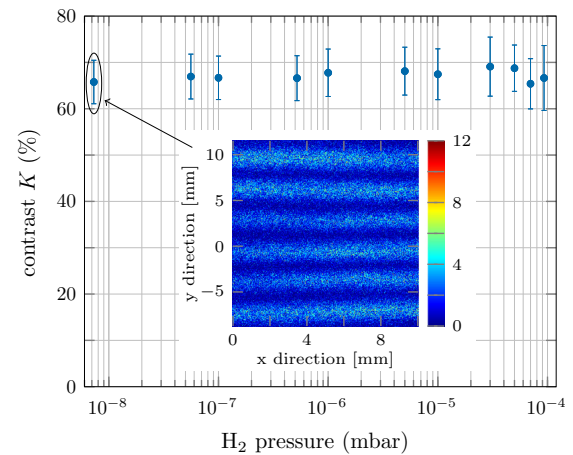


Fig. 3. Electron interference contrast  $K$  as a function of increasing pressure of hydrogen (H<sub>2</sub>) background gas. Inset: Electron interference pattern at a H<sub>2</sub> gas pressure of  $7.3 \times 10^{-9}$  mbar.

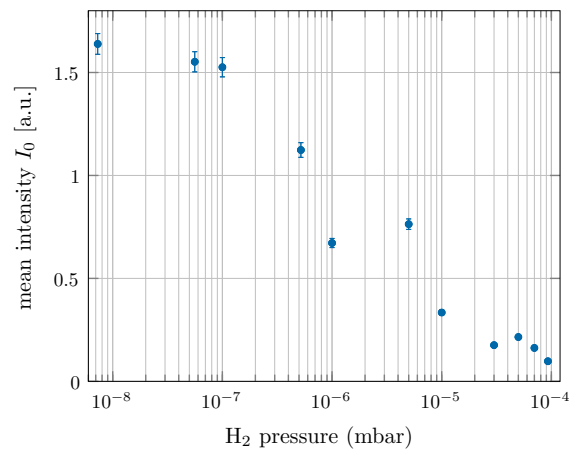


Fig. 4. Mean electron intensity on the detector as a function of increasing pressure of H<sub>2</sub> background gas.

different. After a collision with a significantly heavier background gas atom or molecule, the electron is in most cases scattered into an angle large enough to miss the detector. Due to the quadrupole magnification, minimal deflection of the electrons trajectory lead to a large displacement in the detection plane. This is indicated by the significant signal loss of 94% comparing the mean electron intensity measured on the detector at a H<sub>2</sub> pressure of  $7.3 \times 10^{-9}$  mbar with the one at  $9.3 \times 10^{-5}$  mbar. In other words, those electrons that made it to the detector did not scatter on a gas atom and are therefore still coherent. It is an advantage of this setup to be able to select these electrons and remain high contrast interference pattern even under rather low vacuum conditions.

Due to possible electric discharges in the MCP-detector, interference at even higher vacuum pressures could not be studied. However, coherent behavior of electrons at a comparable pressure of  $\sim 3 \times 10^{-4}$  mbar was reported in an UED experiment [12] and for significantly higher pressures in a RHEED measurement [11]. The latter describes electron diffraction on SrTiO<sub>3</sub> and YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  surfaces

at an oxygen background pressure up to 0.15 mbar. This was possible due to a short design of the setup, a differential pumping unit for the source and significantly higher electron energies of 35 keV that allowed to work without MCP amplification prior to the detection on the fluorescent screen. In accordance to our observations, also a strong scattering loss of electrons in the high oxygen pressure was observed in the RHEED experiment [11].

We therefore conclude that with different detection methods and shorter configurations, electron diffraction or interference may be observed at even higher background gas pressures. The results of our experiments provide an indication of the vacuum requirements for novel devices applying free coherent electrons.

### Acknowledgements

This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) through the Emmy Noether program STI 615/1-1. A.R. acknowledges support from the Evangelisches Studienwerk e.V. Villigst.

### References

- [1] G. Möllenstedt, H. Düker, *Naturwissenschaften* 42 (1955) 41.
- [2] G. Möllenstedt, W. Bayh, *Naturwissenschaften* 49 (1962) 81.
- [3] F. Hasselbach, M. Nicklaus, *Phys. Rev. A* 48 (1993) 143.
- [4] H. Kiesel, A. Renz, F. Hasselbach, *Nature* 418 (2002) 392.
- [5] P. Sonnentag, F. Hasselbach, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 200402.
- [6] P. Hommelhoff, Y. Sortais, A. Aghajani-Talesh, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 077401.
- [7] P. Hommelhoff, C. Kealhofer, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 247402.
- [8] J. Hammer, J. Hoffrogge, S. Heinrich, P. Hommelhoff, *Phys. Rev. Appl.* 2 (2014) 044015.
- [9] G. Schütz, A. Rembold, A. Pooch, S. Meier, P. Schneeweiss, A. Rauschenbeutel, A. Günther, W.T. Chang, I.S. Hwang, A. Stibor, *Ultramicroscopy* 141 (2014) 9.
- [10] W.P. Putnam, M.F. Yanik, *Phys. Rev. A* 80 (2009) 040902(R).
- [11] G.J.H.M. Rijnders, G. Koster, D.H.A. Blank, H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997) 1888.
- [12] B.M. Goodson, C.Y. Ruan, V.A. Lobastov, R. Srinivasan, A.H. Zewail, *Chem. Phys. Lett.* 374 (2003) 417.
- [13] H. Ihee, V.A. Lobastov, U.M. Gomez, B.M. Goodson, R. Srinivasan, C.Y. Ruan, A.H. Zewail, *Science* 291 (2001) 458.
- [14] K. Hornberger, S. Uttenthaler, B. Brezger, L. Hackermüller, M. Arndt, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 160401.
- [15] F. Hasselbach, U. Maier, Quantum coherence and decoherence, in: Y.A. Ono, K. Fujikawa (Eds.), *Proceedings of ISQM-Tokyo 98*, Elsevier, Amsterdam, 1999, p. 299.
- [16] F. Hasselbach, *Rep. Prog. Phys.* 73 (2010) 016101.
- [17] U. Maier, *Dissertation, University of Tübingen*, 1997..
- [18] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, Y.C. Lin, C.C. Chang, T.T. Tsong, *Jpn. J. Appl. Phys.* 45 (2006) 8972.
- [19] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, Y.H. Lu, C.Y. Lin, T.T. Tsong, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 063106.
- [20] F. Hasselbach, *Z. Phys. B* 71 (1988) 443.
- [21] A. Rembold, G. Schütz, W.T. Chang, A. Stefanov, A. Pooch, I.S. Hwang, A. Günther, A. Stibor, *Phys. Rev. A* 89 (2014) 033635.
- [22] F. Lenz, G. Wohland, *Optik* 67 (1984) 315.

### **C.3. Publikation 3**

ALEXANDER REMBOLD, GEORG SCHÜTZ, ROBIN RÖPKE, WEI-TSE CHANG, ING-SHOUH HWANG, ANDREAS GÜNTHER, UND ALEXANDER STIBOR

Vibrational dephasing in matter-wave interferometers,  
New J. Phys. **19** (2017) 033009, ©2017 IOP Publishing

Der Nachdruck erfolgt mit Genehmigung von IOP Publishing.



# Vibrational dephasing in matter wave interferometers

A Rembold<sup>1</sup>, G Schütz<sup>1</sup>, R Röpke<sup>1</sup>, W T Chang<sup>2</sup>, I S Hwang<sup>2</sup>,  
A Günther<sup>3,\*</sup> and A Stibor<sup>1,+</sup>

<sup>1</sup> Institute of Physics and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>,  
University of Tübingen, Auf der Morgenstelle 15, 72076 Tübingen, Germany

<sup>2</sup> Institute of Physics, Academia Sinica, Nankang, Taipei 11529, Taiwan, Republic of  
China

<sup>3</sup> Institute of Physics and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>,  
University of Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Germany

E-mail: \*a.guenther@uni-tuebingen.de and  
+alexander.stibor@uni-tuebingen.de

**Abstract.** Matter wave interferometry is a highly sensitive tool to measure small perturbations in a quantum system. This property allows the creation of precision sensors for dephasing mechanisms such as mechanical vibrations. They are a challenge for phase measurements under perturbing conditions that cannot be perfectly decoupled from the interferometer, e.g. for mobile interferometric devices or vibrations with a broad frequency range. Here, we demonstrate a method based on second-order correlation theory in combination with Fourier analysis, to use an electron interferometer as a sensor that precisely characterizes the mechanical vibration spectrum of the interferometer. Using the high spatial and temporal single particle resolution of a delay line detector, the data allows to reveal the original contrast and spatial periodicity of the interference pattern from “washed-out” matter wave interferograms that have been vibrationally disturbed in the frequency region between 100 and 1000 Hz. Other than with electromagnetic dephasing, due to excitations of higher harmonics and additional frequencies induced from the environment, the parts in the setup oscillate with frequencies that can be different to the applied ones. The developed numerical search algorithm is capable to determine those unknown oscillations and corresponding amplitudes. The technique can identify vibrational dephasing and decrease damping and shielding requirements in electron, ion, neutron, atom and molecule interferometers that generate a spatial fringe pattern on the detector plane.

## 1. Introduction

The high phase sensitivity of interferometric sensors is the basis for their broad implementation in technical [1] as well as in fundamental applications [2, 3]. Recent developments in matter wave interferometry indicate the wide applicability in various fields of quantum physics. Such interferometers are used for interferometry with large

organic molecules [4], to test the limits of quantum mechanical superpositions [5], for interference on optical ionization gratings in the time domain [6], for the measurement of inertial forces [7, 8], to determine gravitational acceleration [9] or with coherent particles prepared as self-interfering clocks [10, 11].

Interferometers are also highly sensitive towards mechanical vibrations [12]. Such perturbations dephase the matter wave and decrease the interference contrast. This is in particular critical for precision experiments in a perturbing environment. Vibrational dephasing has been analyzed and decreased in several related fields of research e.g. for a continuous beam of thermal atoms in a Mach-Zehnder interferometer [13]. In precision interferometric measurements with ultracold atoms, such as for gravity [14] or inertial effects [15], the vibrations induce an arbitrary phase shift for each interfering particle pulse. Usually, the atoms have a large time of flight in the setup and therefore an elaborated active and passive vibration damping is required [16]. The vibrational phase shifts can be compensated e.g. with the signal of a low noise seismometer attached to the beam mirror [17] or by simultaneous operation of a pair of conjugate atom interferometers [18, 19]. Vibrational noise is also one of the main challenges to achieve a higher accuracy in measurements concerning the equivalence principle [20, 21] since it is impossible to distinguish between the gravitational acceleration and a perturbing movement of the setup. For precise tests of the weak equivalence principle, the differential phase between dual-species atom interferometers can be extracted using a mechanical accelerometer to measure the vibration-induced phase and to reconstruct the interference contrast [22]. Dephasing noise reduction has also applications to increase current frequency standards for atomic clocks. By a phase lock of a classical oscillator to an atomic superposition state, based on repeated coherence-preserving measurements and phase corrections, an atomic clock can be operated beyond the limit set by the local oscillator noise [23]. Furthermore, the laser noise in the stability between different optical clocks can be decreased, allowing probe times longer than the coherence of the laser in the time domain [24].

It is also important to identify dephasing in experiments to study the theory of decoherence [25, 26]. Thereby, the gradual loss of interference contrast due to entanglement of the quantum superposition state of the matter wave with the environment is measured [27, 28, 29] and needs to be distinguished from the contrast loss originating from dephasing. Such mechanisms also significantly disturb sensitive phase measurements, as necessary in Aharonov-Bohm physics [30, 31, 32, 33].

Recently, we demonstrated in theory and experiment a method to reestablish an electron interference pattern disturbed by known single [34] and multifrequency [35] electromagnetic perturbations using second-order correlation analysis [36]. Thereby, the technique is based on the high spatial and temporal resolution of a delay line detector [37] for single particle events. In this article, we demonstrate that this method can be applied on vibrational dephasing and be extended to perform spectroscopy of unknown dephasing perturbation frequencies from a “washed-out” interference pattern. We present a precise characterization of the mechanical resonance spectrum

of our electron interferometer after applying vibrational dephasing perturbations. In contrast to previous measurements with electromagnetic disturbances, the actual perturbation frequencies can vary from the applied ones due to possible excitations of higher harmonics in the setup and additional perturbation frequencies originating from the environment. Therefore, a numerical search algorithm has been developed to identify the unknown perturbation frequencies and corresponding amplitudes. As for electromagnetic oscillations, it is again possible to fully correct the dephasing by our correlation method, reestablishing interferograms with a high contrast. Furthermore, the influence of temporal binning of the measurement data is analysed in detail.

The mechanical dephasing perturbations were artificially applied in a biprism electron interferometer by a speaker and piezo element in a frequency range between 100 and 1000 Hz. This kind of frequencies occur in typical lab situations when acoustic noise, vibrations from the building, the cooling system or the vacuum pumps decrease the interference contrast and therefore “wash-out” the matter wave interferogram. Because of the complexity of the system with several mechanical resonances, the contributing perturbation frequencies are not known a priori. Therefore, our numerical search algorithm was developed, combining the second-order correlation theory with a Fourier analysis. According to the Wiener-Khintchine theorem [38, 39], the Fourier transform of the correlation function equals the power spectrum of the perturbed measurement signal. This is used in our method to identify the perturbation frequencies and amplitudes that have contributed to the dephasing of the interference pattern. With these values it is possible to reconstruct the original undisturbed pattern. The contrast of the unperturbed interference pattern could be recovered in the whole frequency range. Our technique allows to reveal the matter wave nature of particles under conditions in which usual spatial integration of an interference pattern would be inapplicable.

The method has potential applications to restore the contrast for interferometers in perturbing environments that cannot be satisfactorily decoupled by damping or shielding in a broad frequency range. In case, the time that the particles need to cross the interferometer is significantly smaller than the cycle duration of the perturbation, our technique can reveal the spectrum of vibrational and electromagnetic frequencies and amplitudes in all interferometers that generate a spatial fringe pattern on a detector with a high spatial and temporal single particle resolution. Such detectors exist for electrons [37], ions [37], neutrons [40], atoms [41] and molecules [42]. The technique is therefore also a helpful tool to design optimal active and passive damping structures for a specific setup.

## 2. Theory

To calculate the two dimensional second-order correlation function  $g^{(2)}(u, \tau)$ , we start with the probability distribution  $f(y, t)$  of the particle impacts at the detector

$$f(y, t) = f_0 \left( 1 + K_0 \cos(ky + \varphi(t)) \right), \quad (1)$$

where  $K_0$  is the unperturbed contrast,  $k = 2\pi/\lambda$  the wave number of the unperturbed interference pattern, with  $\lambda$  the spatial periodicity, and the normalization factor  $f_0$ . The interference pattern is perturbed by the time-dependent phase shift  $\varphi(t)$ , which consists of a superposition of  $N$  frequencies  $\omega_j$

$$\varphi(t) = \sum_{j=1}^N \varphi_j \cos(\omega_j t + \phi_j) . \quad (2)$$

Here  $\varphi_j$  and  $\phi_j$  denote the peak phase deviation and phase of the perturbation frequency  $\omega_j$  respectively. This phase shift leads to a washout of the integrated interference pattern at the detector [34, 35], yielding

$$\begin{aligned} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(y, t) dt &= f_0 + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{f_0 K_0}{2T} \left( e^{iky} \int_0^T e^{i\varphi_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1)} dt + c.c. \right) \\ &= f_0 (1 + K_0 J_0(\varphi_1) \cos(ky)) \end{aligned} \quad (3)$$

for  $N = 1$ . Here,  $e^{\pm i\varphi_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1)} = \sum_{n_1=-\infty}^{+\infty} J_{n_1}(\varphi_1) e^{in_1(\omega_1 t + \phi_1 \pm \frac{\pi}{2})}$  was used. The limit of the time integral is equal to one only for  $n_1 = 0$  and zero otherwise. The contrast in the washed-out interference pattern is thus reduced by a factor of  $J_0(\varphi_1) \approx 1 - \varphi_1^2/4$  for small peak phase deviations  $\varphi_1 < 1$ .

According to [34, 35] the second-order correlation function is calculated and the explicit correlation function for  $N$  perturbation frequencies  $\omega_j$  becomes

$$g^{(2)}(u, \tau) = 1 + \frac{1}{2} K_0^2 \sum_{\substack{\{n_j, m_j\} \in \mathbb{Z} \\ j=1 \dots N}} A_{\{n_j, m_j\}}(\tau, \Phi_{\{n_j, m_j\}}) \cos(ku + \tilde{\varphi}_{\{n_j, m_j\}}) , \quad (4)$$

with

$$A_{\{n_j, m_j\}}(\tau, \Phi_{\{n_j, m_j\}}) = \tilde{B}_{\{n_j, m_j\}}(\varphi_j) \cdot \cos\left(\sum_{j=1}^N m_j \omega_j \tau + \Phi_{\{n_j, m_j\}}\right) . \quad (5)$$

The sum in equation (4) has to be taken over all integer multiplets  $\{n_j, m_j\} \in \mathbb{Z}$ ,  $j = 1 \dots N$ , for which the following constraint is fulfilled [35]

$$\sum_{j=1}^N (n_j + m_j) \omega_j = 0 . \quad (6)$$

For a finite acquisition time  $T$ , the constraint in equation (6) has to be modified to  $\left| \sum_{j=1}^N (n_j + m_j) \omega_j \right| < 2\pi/T$ , as  $1/T$  defines the minimal resolvable frequency. In principle an infinite number of integer multiplets fulfil this constraint, but the contribution to the sum is suppressed due to the strong decay of the Bessel functions of first kind  $J_n$  in

$$\tilde{B}_{\{n_j, m_j\}}(\varphi_j) := \prod_{j=1}^N J_{n_j}(\varphi_j) J_{m_j}(\varphi_j) . \quad (7)$$

The spatial correlation phase  $\tilde{\varphi}_{\{n_j, m_j\}}$  and temporal phase  $\Phi_{\{n_j, m_j\}}$  in equation (4) and (5) are given by

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi}_{\{n_j, m_j\}} &:= \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^N (m_j - n_j) , \\ \Phi_{\{n_j, m_j\}} &:= \sum_{j=1}^N \phi_j (m_j + n_j) .\end{aligned}\tag{8}$$

If the constraint in equation (6) is satisfied only for  $n_j = -m_j$  ( $j = 1 \dots N$ ), the temporal phase  $\Phi_{\{-m_j, m_j\}}$  in equation (8) becomes zero and  $\tilde{\varphi}_{\{-m_j, m_j\}} = \pi \sum_{j=1}^N m_j$ . Together with  $J_{-m_j}(\varphi_j) = (-1)^{m_j} J_{m_j}(\varphi_j)$  equation (4) then simplifies, yielding the approximate correlation function [35]

$$g^{(2)}(u, \tau) = 1 + A(\tau) \cos(ku) ,\tag{9}$$

with

$$A(\tau) = \frac{1}{2} K_0^2 \prod_{j=1}^N \sum_{m_j=-\infty}^{\infty} J_{m_j}(\varphi_j)^2 \cos(m_j \omega_j \tau) .\tag{10}$$

More details to the differentiation and applicability of the explicit and approximate correlation theory can be found in [35].

The correlation functions in equation (4) and (9) show a periodic modulation in the spatial distance  $u$ , with the same periodicity  $\lambda$  as in the unperturbed interference pattern. The amplitudes  $A_{\{n_j, m_j\}}(\tau, \Phi_{\{n_j, m_j\}})$  and  $A(\tau)$  of this modulation result from the specific perturbation spectrum. The maximum of  $0.5K_0^2$  is achieved at  $\tau = 0$ , where only the addends with  $n_j = -m_j$  contribute to the correlation function and therefore equation (4) is equal to equation (9), resulting in [34, 35]

$$g^{(2)}(u, 0) = 1 + \frac{1}{2} K_0^2 \cos(ku) ,\tag{11}$$

which is appropriate to obtain the contrast of the unperturbed interference pattern  $K_0$  and the spatial periodicity  $\lambda = 2\pi/k$ . Therefore, it is possible to proof matter wave interference, although the periodic pattern would be “washed-out” after integration of the signal.

The function  $A_{\{n_j, m_j\}}(\tau, \Phi_{\{n_j, m_j\}})$  in equation (5) contains a superposition of harmonics, intermodulation terms (sums and differences) of the perturbation frequencies at discrete values of  $\sum_{j=1}^N m_j \omega_j$ , with the coefficient  $m_j \in \mathbb{Z}$  resulting from the constraint in equation (6). Their amplitudes are given by the peak phase deviations  $\varphi_j$  via the product of the Bessel functions in equation (7). The highest contributing frequency component appears at roughly  $\sum_{j=1}^N m_{j, \max} \omega_j$ , with  $m_{j, \max} \approx \varphi_j$ . For higher orders  $m_j > \varphi_j$ , the Bessel function decays exponentially and the frequency component disappears. To get the positions of the frequencies and the corresponding amplitudes,

the amplitude spectrum  $|\mathcal{F}(g^{(2)}(u, \tau))(u, \omega)|$  of equation (4) for the positive frequency region is calculated to

$$\frac{1}{2\pi} |\mathcal{F}(g^{(2)}(u, \tau))(u, \omega)|^2 = \delta(\omega)^2 + 2 \cdot \left[ \frac{1}{2} K_0^2 \sum_{\substack{\{n_j, m_j\} \in \mathbb{Z} \\ j=1 \dots N}} \tilde{B}_{\{n_j, m_j\}}(\varphi_j) \cdot \delta(\omega - \omega_{\{m_j\}}) \cdot \cos\left(\Phi_{\{n_j, m_j\}} + \frac{\pi}{4}\right) \cos(ku + \tilde{\varphi}_{\{n_j, m_j\}}) \right]^2, \quad (12)$$

with the Dirac delta function  $\delta(\omega)$  and the frequency components  $\omega_{\{m_j\}} := \sum_{j=1}^N m_j \omega_j$ .

The amplitude spectrum of the correlation function is used to identify the perturbation frequencies  $\omega_j$ , peak phase deviations  $\varphi_j$  and phases  $\phi_j$  of the applied perturbation.

### 3. Experiment

We demonstrate the identification of vibrational dephasing in an electron biprism interferometer [43]. The experimental setup is illustrated in figure 1 and described elsewhere [44, 45, 46, 47]. A coherent electron beam is field emitted by a single atom tip source [48, 49]. The beam is adjusted by electrostatic deflection electrodes towards a 400 nm-thick biprism fiber that is coated with gold-palladium [44]. It is positioned between two grounded electrodes and acts as a coherent beam splitter for the electron matter wave [43]. By the application of a positive voltage the two separated beam paths get deflected towards each other creating a matter wave interference pattern with a period of a few hundred nanometers. The quadrupole lens expands the pattern by a factor of several thousand which is then projected on a delay line detector. Using the image rotator the pattern is aligned parallel to the  $x$ -direction. The detector amplifies the single electron events by two multi-channelplates and detects them with high spatial and temporal resolution [37]. The individual components are mounted on two ceramic rods to prevent temperature drifts and provide electrical insulation. The whole system is installed within an ultrahigh vacuum chamber at a pressure of  $4.5 \times 10^{-10}$  mbar. To avoid perturbations it is mounted on an air-damped optical table and shielded against electromagnetic radiation.

For the demonstration of dephasing identification and frequency analysis, the electron interferences are artificially disturbed by mechanical vibrations from a speaker in the frequency range between 100 and 320 Hz and a piezo element in the range between 330 and 1000 Hz. Both are mounted outside on the vacuum-chamber. The speaker was attached behind the cathode generating vibrations along the  $z$ -direction (see figure 1), with a direct connection to the vacuum chamber. The piezo element mounted on the vacuum chamber produced vibrations in the  $y$ -direction. Both are controlled by a frequency generator with a resolution of 1  $\mu$ Hz and an accuracy of  $\pm 10$  ppm on the set frequency value.

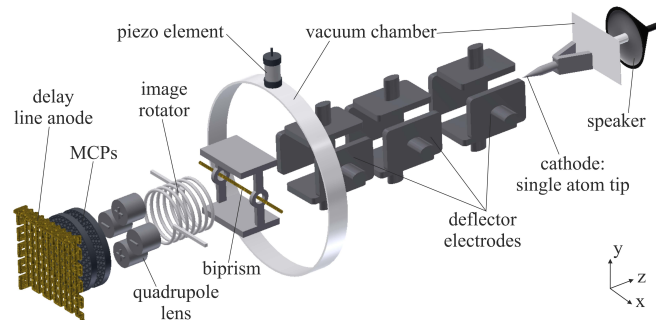


Figure 1: (Color online) Sketch of the experimental setup for the measurement of vibrational dephasing in an electron biprism interferometer. An electron beam is emitted by a single atom tip cathode and aligned by deflection electrodes. After separation by a charged biprism fiber, the partial matter waves are superposed and form an interference pattern that can be tilted by an image rotator parallel to the  $x$ -direction of the quadrupole lens. The magnified pattern is detected by two multi-channelplates (MCPs) in combination with a delay line anode. To demonstrate the technique for identifying perturbation frequencies of mechanical vibrations and correcting the reduction of contrast, vibrations were artificially introduced by a speaker and a piezo element mounted outside on the vacuum chamber.

Only a single excitation frequency is applied at once. At each frequency an interference pattern with  $(1.95 \pm 0.02) \times 10^5$  electrons (at a count rate of  $(2.0 \pm 0.5)$  kHz for the speaker measurement and  $(11 \pm 2)$  kHz for the piezo measurement) is accumulated and the temporal and spatial information for each particle is recorded. Stepwise, the frequency is increased and a new interference pattern is acquired. This way, the complete spectral response of the interferometer was measured. The electron energy for each measurement was 1.45 keV which results in a velocity of  $2.26 \times 10^7$  m/s. The flight time of the electrons from the tip to the delay line detector amounts 26 ns.

#### 4. Data Analysis

We will demonstrate exemplarily our method to analyse an electron interference pattern perturbed by a mechanical vibration with the excitation frequency of  $\omega_0/2\pi = 540$  Hz, which is introduced by a piezo element.

For each electron that reaches the detector the spatial positions  $(x_i, y_i)$  and the arrival time  $t_i$  is recorded. The histogram for the integrated signal is shown in figure 2(a). To determine the contrast of the perturbed interference pattern  $K_{\text{pert}}$  and spatial periodicity  $\lambda_{\text{pert}}$ , the histogram is averaged along the  $x$ -direction and fitted with a model function

$$I(y) = I_0(1 + K \cos(ky)) , \quad (13)$$

with the mean intensity  $I_0$ , contrast  $K$  and wave number  $k = 2\pi/\lambda$ . The result is plotted below the histogram in figure 2(a), yielding a contrast  $K_{\text{pert}} = (8.8 \pm 1.6)\%$  and a spatial periodicity  $\lambda_{\text{pert}} = (2.62 \pm 0.06)$  mm. Here, the errors indicate the 95% confidence interval of the fit.

To extract the two dimensional correlation function  $g^{(2)}(u, \tau)$ , a histogram  $N_{u,\tau}$  of

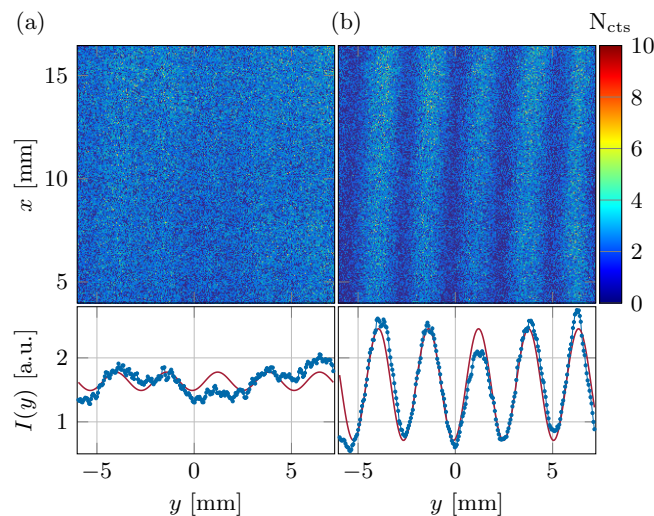


Figure 2: (Color online) (a) Electron interference pattern perturbed with an excitation frequency of  $\omega_0/2\pi = 540$  Hz. The averaged interference pattern (blue dots) and the fitted model function in equation (13) (red solid line) are presented below. (b) With the obtained parameters from the correlation analysis and subsequent optimization the unperturbed interference pattern can be reconstructed.

all particle pair distances  $(y_i - y_j)$  and time differences  $(t_i - t_j)$  is generated and properly normalized [34]

$$g^{(2)}(u, \tau) = \frac{TY}{N^2 \Delta\tau \Delta u} \frac{N_{u,\tau}}{\left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \left(1 - \frac{|u|}{Y}\right)}. \quad (14)$$

Here,  $T$  and  $Y$  describe the acquisition time and spatial length and  $\Delta\tau$ ,  $\Delta u$  the histogram bin size. The factor  $[(1 - \tau/T)(1 - |u|/Y)]^{-1}$  corrects  $N_{u,\tau}$  for the finite acquisition time and spatial length. The correlation function is normalized such that  $\langle g^{(2)}(u, \tau) \rangle = 1$ .

The resulting correlation function for  $\Delta u = 90 \mu\text{m}$  and  $\Delta\tau = 50 \mu\text{s}$  is shown in the inset of figure 3. The spatial periodicity of the unperturbed interference pattern can be seen in  $u$ -direction. The periodicity in  $\tau$ -direction is  $2\pi/\omega_1 = 1.9$  ms. The contrast of the unperturbed interference pattern is extracted at  $\tau = 0$  by fitting equation (11) to the data. The results are  $K_{g^{(2)}} = (58.5 \pm 3.2)\%$  and  $\lambda_{g^{(2)}} = (2.60 \pm 0.02)$  mm. The extracted contrast, however, depends on the temporal binning  $\Delta\tau$  of the correlation function. Following equation (9), the bin averaged correlation function at  $\tau = 0$  and  $N = 1$  becomes

$$\frac{1}{\Delta\tau} \int_0^{\Delta\tau} g^{(2)}(u, \tau) d\tau = 1 + \frac{1}{2} K_0^2 \cdot A(\Delta\tau) \cos(ku), \quad (15)$$

with

$$A(\Delta\tau) = \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} J_{m_1}(\varphi_1)^2 \cdot \frac{\sin(m_1 \omega_1 \Delta\tau)}{m_1 \omega_1 \Delta\tau}.$$

The extracted contrast  $K_{g^{(2)}}$  is thus modified by the amplitude  $A(\Delta\tau)$ , reaching  $K_0$  only in the limit  $\Delta\tau \rightarrow 0$ . Figure 4 shows the expected contrast reduction  $K_{g^{(2)}}/K_0 =$



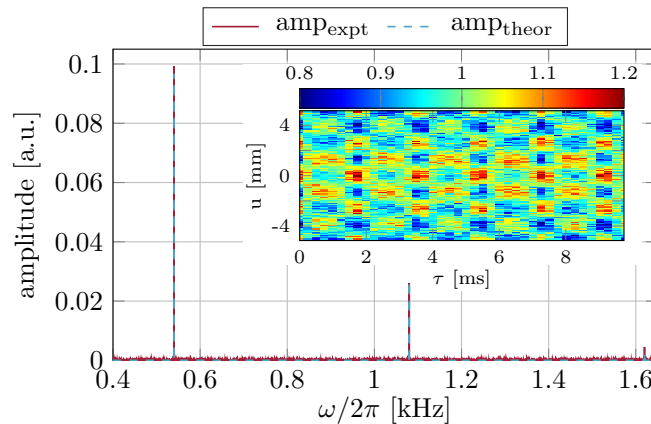


Figure 3: (Color online) Amplitude spectrum of the  $\omega_0/2\pi = 540$  Hz measurement (solid red line), as calculated from the correlation function (see inset) via a discrete Fourier transformation at  $u = N_u \lambda_{g^{(2)}}/2$ . After identifying the fundamental perturbation frequency of  $\omega_1/2\pi = (540.0 \pm 0.05)$  Hz equation (12) is fitted to the spectrum (dashed blue line) and the peak phase deviation  $\varphi_1 = (0.5725 \pm 0.0015) \pi$  is obtained.

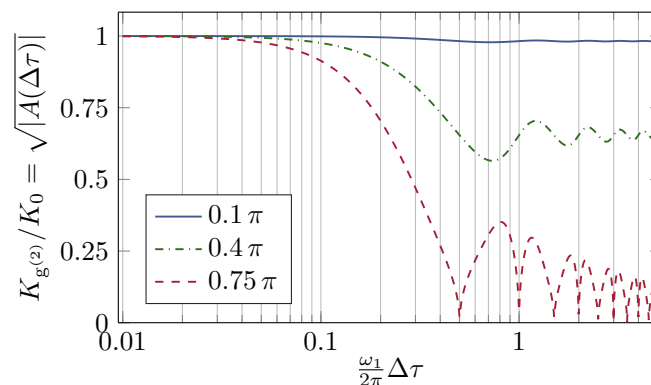


Figure 4: (Color online) Contrast reduction due to temporal binning for three different peak phase deviations  $0.1 \pi$ ,  $0.4 \pi$  and  $0.75 \pi$  (blue solid line, green chain line and red dashed line). The curves are calculated according to Eq (15).

$\sqrt{|A(\Delta\tau)|}$  due to temporal binning, for a single perturbation frequency  $\omega_1$  and three different peak phase deviations  $\varphi_j$  ranging from  $0.1 \pi$  to  $0.75 \pi$ . At these modulation strengths a binning of  $\Delta\tau < 0.08 \cdot 2\pi/\omega_1$  is sufficient to extract the unperturbed contrast with 95% accuracy.

After having determined contrast and spatial periodicity of the unperturbed interference pattern, the perturbation frequency needs to be identified. This is done by calculating the temporal amplitude spectrum of the correlation function via a discrete Fourier transformation for every value  $u = N_u \lambda_{g^{(2)}}/2$  with  $N_u \in \mathbb{Z}$  and subsequent averaging. Following equation (12), the resulting spectrum contains all frequency components  $\omega_{\{m_1\}}$ , as can be seen in figure 3 for the 540 Hz measurement (red solid line). Three peaks can be identified, that correspond to the fundamental frequency and

harmonics at discrete frequencies  $m_1\omega_1$ ,  $m_1 \in \{1, 2, 3\}$  in equation (12). The amplitudes are given by the Bessel functions of the peak phase deviation and the contrast of the unperturbed interference pattern  $\frac{1}{2}K_0^2 J_{m_1}(\varphi_1)^2$ .

For more than one perturbation frequency  $\omega_j$ , the spectrum consists not only of the fundamental frequencies and harmonics, but also of intermodulation terms. Therefore, it is difficult to identify the fundamental frequencies. For the determination of the correct perturbation frequencies a search algorithm has been developed which is described below and illustrated in figure 5. The algorithm will be discussed exemplary on a two-frequency perturbation with  $\omega_1/2\pi = 6$  Hz,  $\varphi_1 = 0.6\pi$ ,  $\phi_1 = 0\pi$  and  $\omega_2/2\pi = 40$  Hz,  $\varphi_2 = 0.5\pi$ ,  $\phi_2 = 0\pi$ . This results in an amplitude spectrum of the correlation function as shown in figure 5 top left (red solid line), was generated. First, the frequency positions  $\omega_{\text{expt}}$  of all peaks above the mean noise level in the experimental amplitude spectrum are identified and stored in a list  $\{\omega_{\text{expt}}\}$ . For the example shown in figure 5, this list is  $\{\omega_{\text{expt}}\}/2\pi = \{6, 12, 18, 22, \dots, 98\}$ . The next step is the creation of a “search list” of possible perturbation frequencies from the experimental spectrum  $\{\omega_{s,N=1}\} = \{\omega_{\text{expt}}\}$  (single frequency case). Here,  $\{\omega_{s,N=j}\}_i$  is the list-element  $i$  containing  $j$  frequencies. The total number of elements in  $\{\omega_{s,N=j}\}$  is  $N_{\omega_s}$ . The search algorithm starts with the single frequency case ( $j = 1$ ) and uses the first element  $i = 1$  of  $\{\omega_{s,N=1}\}$ . In the example, this is  $\{\omega_{s,N=1}\}_1/2\pi = 6$  Hz. It is used as perturbation frequency  $\omega_1$  in equation (12) to calculate the positions of the frequency components  $\omega_{\text{theor}}$  in the theoretical amplitude spectrum. The resulting positions are stored in the list  $\{\omega_{\text{theor}}\}_i$  with  $i = 1$ . For the perturbation frequency of 6 Hz this list is  $\{\omega_{\text{theor}}\}_1/2\pi = \{6, 12, 18, 24, \dots, 96\}$ . By comparing the frequency components in the theoretical and experimental spectrum,  $\{\omega_{\text{theor}}\}_i$  and  $\{\omega_{\text{expt}}\}$ , the degree of congruence  $M_\omega$  is determined. This indicates how many frequencies in the experimental spectrum coincide with those in the theoretical, compared to  $N_{\omega_{\text{expt}}}$ , the total number of frequencies stored in  $\{\omega_{\text{expt}}\}$ . In the example, three frequency positions coincide,  $\{6, 12, 18\}$ , and  $N_{\omega_{\text{expt}}} = 17$ . This results in a degree of congruence of  $M_\omega = 17.6\%$ . The value of  $M_\omega$  determines which of the next three cases is fulfilled. If  $M_\omega \geq 80\%$ , the element  $\{\omega_{s,N=1}\}_1$  is stored in the list of resulting perturbation frequencies  $\{\omega_{\text{res}}\}$ . The element  $\{\omega_{s,N=1}\}_1$  is not taken into account for the next steps, if  $M_\omega \leq 10\%$ . For  $10\% < M_\omega < 80\%$ , the element is stored in a list of possible perturbation frequencies  $\{\omega_p\}$ . The third case is fulfilled for the element  $\{\omega_{s,N=1}\}_1/2\pi = 6$  Hz. Then, the next element ( $i = i + 1$ ) in the list  $\{\omega_{s,N=1}\}$ ,  $\{\omega_{s,N=1}\}_2/2\pi = 12$  Hz, is taken for the calculation of  $\{\omega_{\text{theor}}\}_i$  and the determination of the degree of congruence  $M_\omega$ . This loop (indicated by the blue arrows and boxes in figure 5) continues until the last element in  $\{\omega_{s,N=1}\}$  was used ( $i = N_{\omega_s}$ ). For the example in figure 5, the list of possible perturbation frequencies is  $\{\omega_p\}/2\pi = \{6, 12, 18, 24, \dots, 92\}$ . The last element in  $\{\omega_{s,N=1}\}$ , 98 Hz, is missing because it fulfilled the second case. If no element has satisfied the first case ( $M_\omega \geq 80\%$ ), then  $\{\omega_{\text{res}}\}$  is empty and a new list  $\{\omega_u\}$  is created containing all unique frequencies included in  $\{\omega_p\}$ . In the single frequency case it is trivial because  $\{\omega_u\} = \{\omega_p\}$ . As example, for two frequencies per element in  $\{\omega_p\}/2\pi = \{\{7, 13\}, \{7, 19\}, \{13, 41\}\}$

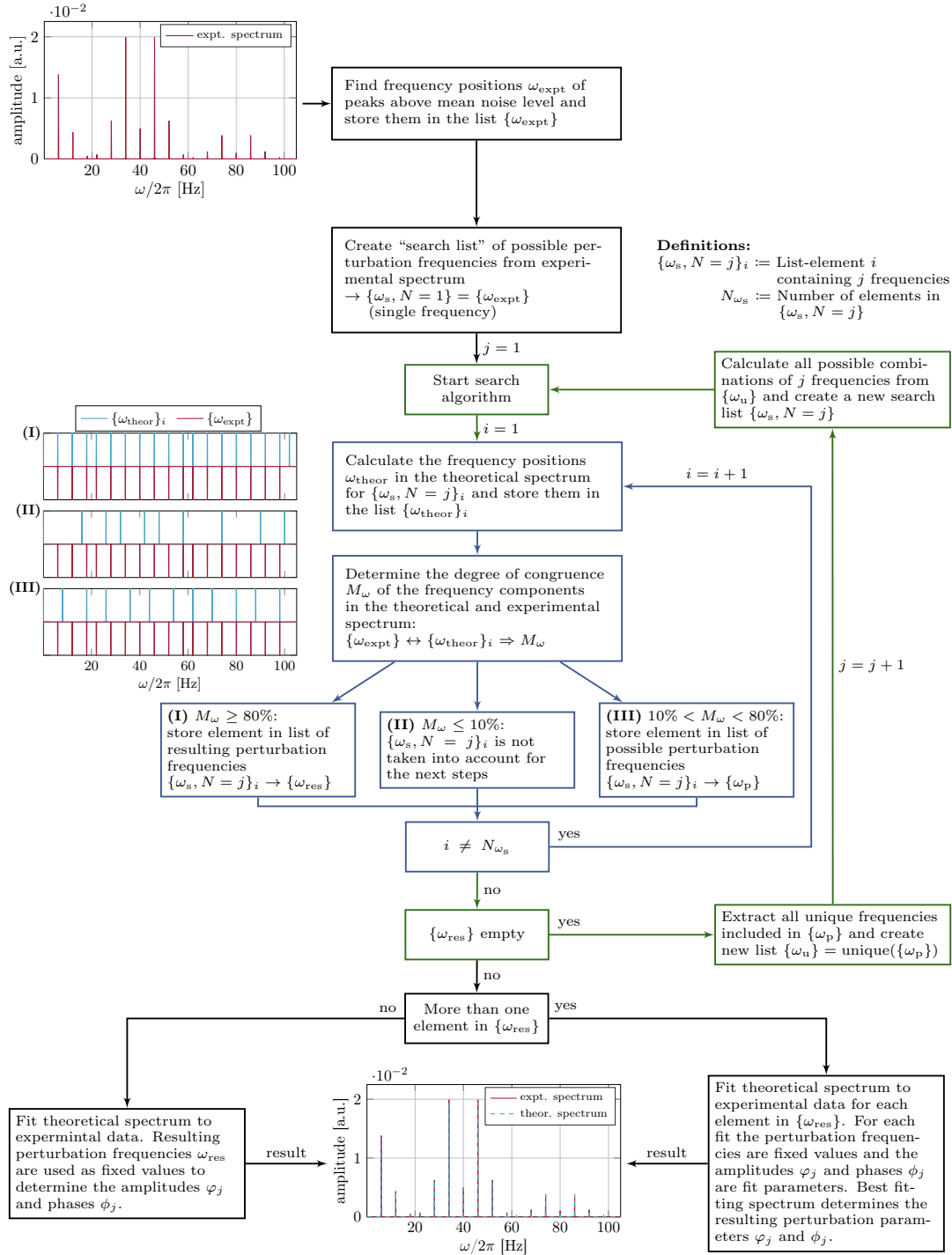


Figure 5: (Color online) Search algorithm for the identification of perturbation frequencies using the temporal amplitude spectrum of the correlation function.

the list of unique frequencies would be  $\{\omega_u\}/2\pi = \{7, 13, 19, 41\}$ . Using  $\{\omega_u\}$ , all possible combinations of  $j = j + 1$  frequencies are calculated and a new search list  $\{\omega_{s,N=2}\}/2\pi = \{\{6, 12\}, \{6, 18\}, \{6, 22\}, \dots, \{86, 92\}\}$  is created. Afterwards, the search algorithm starts with the first element ( $i = 1$ ) in  $\{\omega_{s,N=2}\}$ . This loop which increases the number of frequencies ( $j = j + 1$ ) is indicated in figure 5 with green arrows and boxes. Then, all elements  $i$  in  $\{\omega_{s,N=2}\}$  are probed by the search algorithm in the same way as described above for the single frequency case. On the left side of figure 5, the three cases are illustrated with different lists of frequency components  $\{\omega_{\text{theor}}\}_i$  (blue solid line) together with  $\{\omega_{\text{expt}}\}$  (red solid line). The first case was calculated for  $\{\omega_{s,N=2}\}_i/2\pi = \{6 \text{ Hz}, 40 \text{ Hz}\}$ , the second for  $\{\omega_{s,N=2}\}_i/2\pi = \{58 \text{ Hz}, 74 \text{ Hz}\}$  and the third for  $\{\omega_{s,N=2}\}_i/2\pi = \{18 \text{ Hz}, 62 \text{ Hz}\}$ . A very good match between theory and experiment can be seen for the first case. If the algorithm has stored one element in  $\{\omega_{\text{res}}\}$  it is used as perturbation frequencies for the fit of equation (12) to the experimental spectrum. Thereby, the extracted contrast  $K_{g^{(2)}}$ , spatial periodicity  $\lambda_{g^{(2)}}$  and the perturbation frequencies  $\omega_j$  are fixed parameters for the determination of the peak phase deviation  $\varphi_j$  and phases  $\phi_j$ . If the list of resulting perturbation frequencies  $\{\omega_{\text{res}}\}$  contains more than one element, a theoretical spectrum is fitted to the experimental data with each element of  $\{\omega_{\text{res}}\}$  in the same way as described above for one element. The best matching theoretical spectrum determines the perturbation frequencies  $\omega_j$  and parameters  $\varphi_j$  and  $\phi_j$ . At the bottom of figure 5 the theoretical spectrum (dashed blue line) for the resulting perturbation frequencies  $\omega_1/2\pi = 6 \text{ Hz}$  and  $\omega_2/2\pi = 40 \text{ Hz}$  can be seen. The algorithm identifies the perturbation frequencies  $\omega_j$  with a probability of about 90 % for  $N = 3$  and 70 % for  $N = 4$ .

With the exemplary measurement from figure 2 and 3, the above described algorithm yields a single perturbation frequency  $\omega_1/2\pi = (540.0 \pm 0.05) \text{ Hz}$ . After identification of the perturbation frequencies, equation (12) is used to fit the peak phase deviation  $\varphi_j$  to the amplitude spectrum, as shown in figure 3 (dashed blue line). The resulting peak phase deviation is  $\varphi_1 = (0.5725 \pm 0.0015) \pi$ . The main error in the determination of the perturbation parameters  $\omega_j$ ,  $\varphi_j$  and  $\phi_j$  originates from the frequency resolution in the numerical amplitude spectrum. This was set to 100 mHz to reduce the computing time, especially for the search algorithm.

With the obtained values from the correlation analysis, it is possible to reconstruct the interference pattern from the perturbed one in figure 2(a). To get the reconstructed pattern the new particle coordinates  $y_{i,\text{new}}$  have to be calculated according to the extracted perturbation frequencies  $\omega_j$  and peak phase deviations  $\varphi_j$  [35]

$$y_{i,\text{new}} = y_i - \frac{\lambda}{2\pi} \varphi(t_i) = y_i - \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{j=1}^N \varphi_j \cos(\omega_j t_i + \phi_j) , \quad (16)$$

where  $\varphi(t_i)$  is the time-dependent phase shift in equation (2) and  $y_i$ ,  $t_i$  are the spatial and temporal particle coordinates of the perturbed interference pattern. To determine the contrast of the reconstructed pattern, a two dimensional histogram is calculated with  $y_{i,\text{new}}$ , averaged along the  $x$ -direction and fitted using equation (13). To maximize

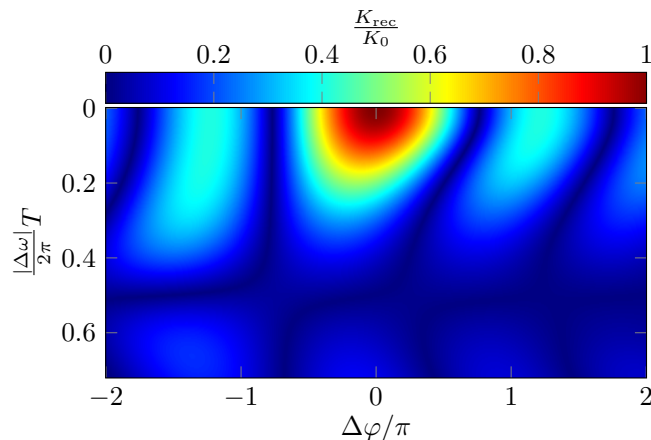


Figure 6: (Color online) Resulting contrast reduction  $K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, \Delta\varphi, \Delta\phi)/K_0$ , as calculated for different deviations  $\frac{|\Delta\omega|}{2\pi}T$  and  $\Delta\varphi$  at  $\Delta\phi = 0\pi$ . The diagram applies for all integration times  $T$ .

the resulting contrast the perturbation frequencies  $\omega_j$ , the peak phase deviations  $\varphi_j$  and phases  $\phi_j$  are optimized by varying their values in a narrow window around the values extracted from the correlation analysis. For the exemplary measurement, this optimization results in  $\omega_1/2\pi = 539.994$  Hz,  $\varphi_1 = 0.66\pi$  and  $\phi_1 = 0.59\pi$ . The reconstructed interference pattern, which can be seen in figure 2(b), reveals a contrast  $K_{\text{rec}} = (55.5 \pm 2.8)\%$  and pattern periodicity  $\lambda_{\text{rec}} = (2.57 \pm 0.01)$  mm. Both are determined similarly as for the perturbed interference pattern with equation (13). The result for the reconstructed contrast is in good agreement with the contrast obtained from the correlation analysis  $K_{\text{g}(2)} = (58.5 \pm 3.2)\%$ .

The contrast in the reconstructed interference pattern depends strongly on the extracted perturbation values. Only, if the exact values of the perturbation ( $\omega_j$ ,  $\varphi_j$  and  $\phi_j$ ) are used in equation (16), the reconstructed contrast  $K_{\text{rec}}$  is equal to the one of the unperturbed interference pattern  $K_0$ . For values with a deviation from the exact values  $K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, \Delta\varphi, \Delta\phi)$  is reduced.

In equation (13) the model function yields the contrast  $K_0$ , if the reconstructed coordinates are equal to the coordinates of the unperturbed interference pattern  $y_0$ . The maximum contrast is obtained at positions, where  $ky_0 = 2\pi M$  for  $y_0 = M\lambda$  with  $M \in \mathbb{Z}$ , resulting in  $K_{\text{rec}} = K_0 \cos(2\pi M)$ . If not the exact perturbation parameters are used in equation (16), the coordinates of the unperturbed interference pattern are not correctly determined and a phase factor  $\Delta\tilde{\varphi}$  remains, that depends on the deviations  $|\Delta\omega|$ ,  $\Delta\varphi$  and  $\Delta\phi$ . This factor reduces the contrast of the reconstructed interference pattern  $K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, \Delta\varphi, \Delta\phi) = K_0 \cos(2\pi M + \Delta\tilde{\varphi})$ . By integration over the acquisition

time  $T$  a theoretical description for one perturbation frequency can be found and reads

$$K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, \Delta\varphi, \Delta\phi) = \frac{K_0}{T} \int_0^T \cos \left( 2\pi M + \varphi_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) - (\varphi_1 + \Delta\varphi) \cos \left( (\omega_1 + |\Delta\omega|) t + (\phi_1 + \Delta\phi) \right) \right) dt. \quad (17)$$

Figure 6 shows the resulting contrast reduction  $K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, \Delta\varphi, \Delta\phi)/K_0$  as function of the relevant parameters  $\frac{|\Delta\omega|}{2\pi}T$  and  $\Delta\varphi$  for  $\Delta\phi = 0\pi$ . The result is independent of  $\omega_1$ ,  $\phi_1$  and  $T$  as long as  $T \gg \frac{2\pi}{\omega_1}$ , i.e. the measurement time is much larger than the cycle duration of the perturbation. For the three cases, where two of three deviations are equal to zero and one is small, approximate solutions can be found

$$\begin{aligned} K_{\text{rec}}(|\Delta\omega|, 0, 0) &\approx K_0 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{8} |\Delta\omega| T \varphi_1 \right)^2} \approx K_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{8} |\Delta\omega| T \varphi_1 \right)^2 \right) \\ K_{\text{rec}}(0, \Delta\varphi, 0) &\approx K_0 \cdot |J_0(\Delta\varphi)| \approx K_0 \left| 1 - \frac{\Delta\varphi^2}{4} \right| \\ K_{\text{rec}}(0, 0, \Delta\phi) &\approx K_0 \cdot |J_0(\Delta\phi \cdot \varphi_1)| \approx K_0 \left| 1 - \frac{\Delta\phi^2}{4} \varphi_1^2 \right|. \end{aligned} \quad (18)$$

Knowing the landscape of figure 6, it is possible to optimize the reconstruction of the interference pattern. At the position of  $K_{\text{rec}} = K_0$  also the values of the perturbation are correctly determined. Above theory has been demonstrated for one perturbation frequency, but can be applied also in the case of numerous frequencies, because in equation (16) the perturbations are independent of each other and therefore can be recalculated successively. For each reconstruction step the resulting contrast gets larger, until it reaches  $K_0$ .

For the exemplary measurement with 540 Hz, the acquisition time was  $T = 19.2$  s. Using equation (18) with  $\varphi_1 = 0.66\pi$ ,  $\Delta\varphi = 0$ ,  $\Delta\phi = 0$  and  $\Delta\omega/2\pi = 5$  mHz, the reconstructed contrast is reduced to  $K_{\text{rec}} = 0.88 \cdot K_0$ . For the reconstruction of the unperturbed interference pattern with equation (16), a frequency accuracy of  $\pm 1$  mHz is required for the optimization process to reveal the reconstructed contrast with less than 1 % deviation from  $K_0$ .

## 5. Results

The following measurements will demonstrate the extraction of the unperturbed interference pattern contrast  $K_0$  in the presence of dephasing. Additionally, we will determine the vibrational response spectrum of the interferometer, including the possibility to reconstruct the unperturbed interference pattern.

From the measurements with the speaker (excitation frequency  $\omega_0/2\pi$  from 100 to 320 Hz) and the piezo ( $\omega_0/2\pi$  from 330 to 1000 Hz) the correlation function is extracted according to equation (14). For each measurement the correlation function is calculated with a spatial discretization of  $\Delta u = 90 \mu\text{m}$  and a temporal of  $\Delta\tau = 200 \mu\text{s}$  for the

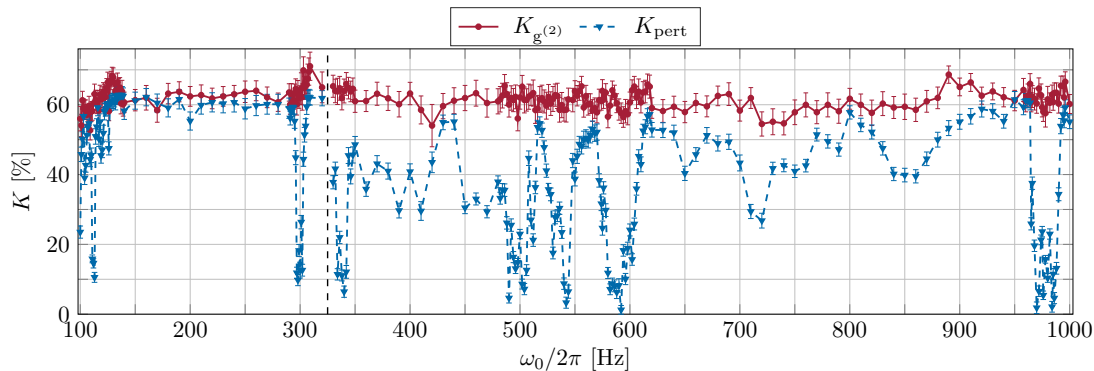


Figure 7: (Color online) Contrast  $K_{g^{(2)}}$  (red dots with solid line) of the speaker and piezo measurements resulting from the correlation analysis using equation (11) for  $\tau = 0$  and the contrast of the perturbed interference pattern  $K_{\text{pert}}$  (blue triangles with dashed line) obtained by fitting equation (13) to the averaged histogram. The two measurement sets are separated by the black dashed vertical line at 325 Hz. The averaged contrast  $K_{g^{(2)}}$  over the complete measurement with the speaker is  $(62.5 \pm 3.4)\%$  and the mean error of the individual fit is  $\pm 3.0\%$ . For the piezo measurement the result is  $(61.3 \pm 2.7)\%$  with the mean error  $\pm 3.2\%$ . The averaged spatial periodicity for the speaker measurement is  $\lambda_{g^{(2)}} = (2.62 \pm 0.04)$  mm with the mean error of each fit  $\pm 0.02$  mm and  $\lambda_{\text{pert}} = (2.60 \pm 0.04)$  mm with the mean error of  $\pm 0.05$  mm. For the piezo measurement the results are  $\lambda_{g^{(2)}} = (2.65 \pm 0.05)$  mm with  $\pm 0.02$  mm and  $\lambda_{\text{pert}} = (2.65 \pm 0.04)$  mm with  $\pm 0.03$  mm.

speaker and  $\Delta\tau = 50 \mu\text{s}$  for the piezo measurement. The maximum correlation time is  $\tau = 10$  s. As discussed in section 4, the contrast of the perturbed interference pattern  $K_{\text{pert}}$  is determined by using equation (13). From the correlation analysis at  $\tau = 0$  (equation (11)), the corresponding contrast of the unperturbed interference pattern  $K_{g^{(2)}}$  is extracted. The results for the speaker and piezo measurement are shown in figure 7. The data for  $K_{\text{pert}}$  show clear resonance structures at discrete frequencies. At these resonances, the contrast of the integrated interference image vanishes almost completely. However, the correlation analysis reveals the full contrast of the unperturbed interference pattern over the full spectral range.

Following section 4, the amplitude spectrum of the correlation function is calculated and the involved perturbation frequencies  $\omega_j$  and corresponding peak phase deviations  $\varphi_j$  are identified by the described algorithm. The resulting response spectrum for the speaker measurement with excitation frequencies of  $\omega_0/2\pi$  from 100 to 320 Hz is shown in figure 8. The red solid line, plotted in the frequency-plane, denotes the positions of the fundamental frequency, where  $\omega_j$  is equal to  $\omega_0$ . By comparison of the positions of large amplitudes  $\varphi_j$  on this line with the positions of the reduced contrast  $K_{\text{pert}}$  in figure 7, a good agreement can be seen, according to equation (3). The maximum peak phase deviation in the complete spectrum is  $\varphi_j = 0.99\pi$  at  $\omega_j/2\pi = 112$  Hz. The blue chain lines in the frequency-plane represent higher harmonics of  $\omega_0$ . For a given harmonic excitation at  $\omega_0$  and a linear response of the interferometer, the response spectrum should include only the excitation frequency. However, due to anharmonicities in the excitation process and possible non-linear response of the complex interferometer setup,

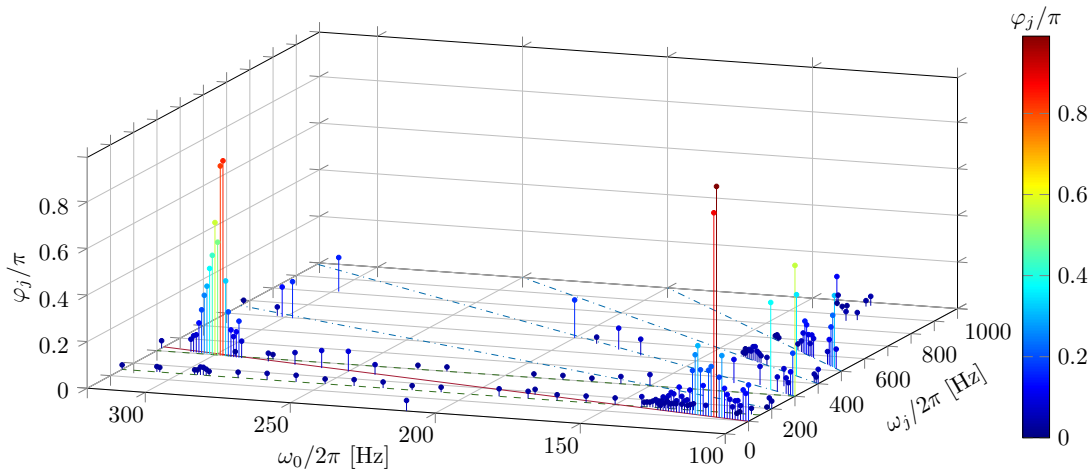


Figure 8: (Color online) Response spectrum of the interferometer as extracted from the speaker measurement. The red solid line in the frequency-plane shows the fundamental frequency, where  $\omega_j$  is equal to  $\omega_0$ . The blue chain lines represent the higher harmonics of  $\omega_0$ . The green horizontal dashed lines indicate constant frequencies at 150 and 300 Hz.

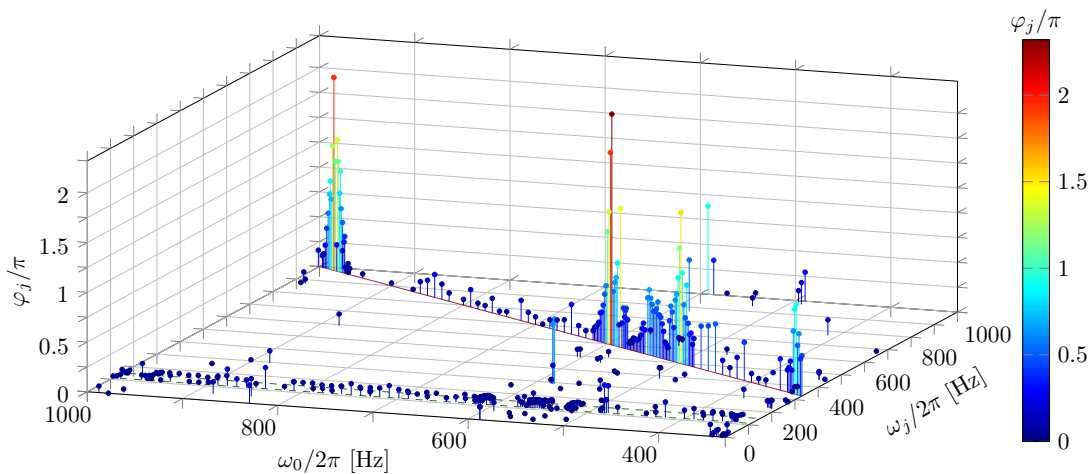


Figure 9: (Color online) Response spectrum of the piezo measurement. The red solid line shows the fundamental frequency of  $\omega_0$ . The green horizontal dashed lines are constant frequencies at 111.4 and 150 Hz.

the response spectrum may include higher harmonics. Especially in the region of 100 to 140 Hz this behaviour can be observed. The green horizontal dashed lines show constant frequencies at 150 and 300 Hz that are independent of the excitation frequency, probably originating from the electrical network frequency at 50 Hz.

The results of the piezo measurement with  $\omega_0/2\pi$  from 330 to 1000 Hz are shown in figure 9. Again, the positions of large peak phase deviations  $\varphi_j$  agree well with the positions of reduced contrast  $K_{\text{pert}}$  in figure 7, according to equation (3). The maximum value in this spectrum is  $\varphi_j = 2.32\pi$  at  $\omega_j/2\pi = 594$  Hz. The green horizontal dashed



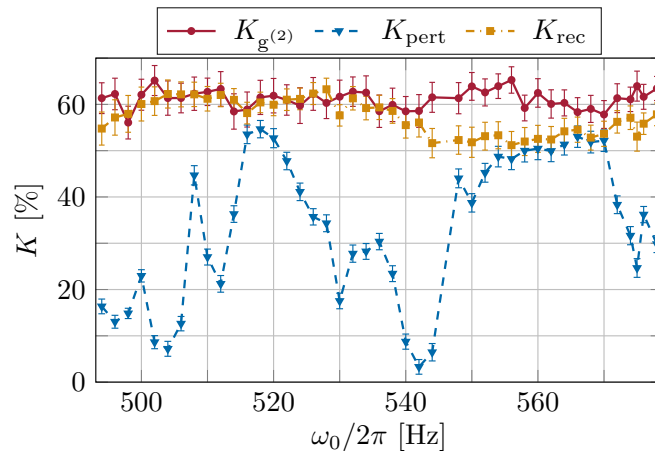


Figure 10: (Color online) Contrast obtained from the correlation analysis  $K_{g^{(2)}}$  (red dots with solid line), contrast of the perturbed interference pattern  $K_{\text{pert}}$  (blue triangles with dashed line) and contrast of the reconstructed interference pattern  $K_{\text{rec}}$  (yellow squares with chain line) for different excitation frequencies  $\omega_0$ . To calculate  $K_{\text{rec}}$  equation (16) is used to maximize the contrast by varying the perturbation parameters.  $K_{g^{(2)}}$  represents the upper limit for  $K_{\text{rec}}$ .

lines of constant frequencies are at 111.4 and 150 Hz. The origin of the first one could be a vibration in the laboratory. The latter is likely a harmonic frequency of the electrical network.

Comparing the two spectra in figure 8 and 9 it can be seen, that the resulting peak phase deviations of the speaker measurement are below the values extracted from the piezo measurement. One reason could be, that the excitation of the speaker is directed along the interferometer axis ( $z$ -direction, figure 1), whereas the piezo excitation is oriented along the direction of interference ( $y$ -direction). The piezo excitation will thus have a stronger influence on the dephasing of the interference pattern. Another difference between the two spectra are the positions of constant frequencies indicated by the green horizontal lines. This difference could probably originate from the excitation direction mentioned above and the fact that the two measurements have been made at different days. Therefore, a change of the environmental conditions could be possible.

Calculating the spatial periodicity of the electron interference pattern before the magnification through the quadrupole lens, allows to determine the spatial perturbation amplitude. The measurements have been made with an electron emission voltage of 1.45 kV and a voltage of 0.3 V at the biprism, yielding an interference pattern with the unmagnified spatial periodicity of  $\lambda = 880$  nm [43]. With this value and the resulting peak phase deviations  $\varphi_j$ , the spatial perturbation amplitude  $A$  can be calculated via  $A(\varphi_j) = \lambda \frac{\varphi_j}{2\pi}$ . The resulting amplitudes are in the range of 6 nm ( $\varphi_1 = 0.014\pi$  at  $\omega_1/2\pi = 111.4$  Hz) up to 1.021  $\mu\text{m}$  ( $\varphi_1 = 2.320\pi$  at  $\omega_1/2\pi = 594$  Hz). Here we assume, that the perturbation occurs before the magnification of the interference pattern through the quadrupole lens. In principle it is possible to increase the sensitivity for measuring perturbation amplitudes by reducing the spatial periodicity. This can be achieved by

decreasing the acceleration voltage or increasing the biprism voltage.

With the obtained values from the correlation analysis, the unperturbed interference pattern can be reconstructed from the experimental data with equation (16). In addition, the accuracy in identifying the perturbation frequencies  $\omega_j$  and peak phase deviations  $\varphi_j$  can be increased by maximising the contrast of the reconstructed pattern  $K_{\text{rec}}$ . The result is plotted in figure 10 for the region from 494 to 578 Hz of the piezo measurement. Over the whole range the contrast of the reconstructed interference pattern  $K_{\text{rec}}$  is significantly larger than the contrast of the perturbed one  $K_{\text{pert}}$  and close to the contrast  $K_{\text{g}^{(2)}}$  of the unperturbed interference pattern, which marks an upper limit for the contrast of the reconstructed pattern.

## 6. Conclusion

Due to the technological progress for single particle detection with high spatial and temporal resolution, it is possible to prove matter wave interference by second-order correlation analysis, although the integrated interference structure vanishes by vibrational dephasing. Furthermore, the involved perturbation frequencies and amplitudes can be identified. In this paper we have demonstrated theoretically and experimentally, how this can be performed using the additional information about the particle impact time  $t_i$  and position  $y_i$ . Our method can in principle be applied in various interferometric experiments equipped with such a detector. It has major potential for applications in sensor technology for vibrational as well as electromagnetic perturbations [34, 35].

By introducing vibrations artificially to our biprism electron interferometer, we have disturbed the integrated interference pattern. The degree of disturbance depends on the response of the interferometer to this excitation frequency. With our method the matter wave characteristics, contrast and spatial periodicity, were extracted for the whole excitation spectrum from 100 to 1000 Hz. By calculating the amplitude spectrum of the correlation function, it is possible to identify the perturbation frequencies using our numerical search algorithm. With the obtained frequencies, the theoretical function was fitted to the experimental spectrum to determine the perturbation amplitudes and phases. By applying our method to all measurements, a response spectrum of the interferometer was created. With the possibility to reconstruct the unperturbed interference pattern, the accuracy of the parameters obtained from the correlation analysis could be increased.

We have demonstrated, that our method is not only a tool to prove matter wave interferences even if they are invisible in the integrated picture, but has also possible sensor applications for the identification of perturbation frequencies and amplitudes originating from the environment. The interferometer could be used for the analysis of external perturbations, if its response spectrum is known. On the other hand, it is possible to apply a defined external perturbation source to map the response spectrum of the interferometer. With the knowledge of the vibrational as well as electromagnetic

response spectrum of an interferometer, the mechanical decoupling from the environment and electromagnetic shielding can be optimized for the specific application. Additionally, perturbation sources can be identified and eliminated.

## 7. Acknowledgements

This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) through the Emmy Noether program STI 615/1-1. A.G. acknowledges support from the DFG SFB TRR21, and A.R. from the Evangelisches Studienwerk e.V. Villigst. The authors thank N. Kerker and A. Pooch for helpful discussions.

- [1] Grattan L S and Meggitt B T 2013 eds. *Optical Fiber Sensor Technology: Fundamentals*, Springer Science & Business Media
- [2] Abbott B P et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102
- [3] Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A and Rajendran S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110**, 171102
- [4] Gerlich S, Eibenberger S, Tomandl M, Nimmrichter S, Hornberger K, Fagan P J, Tüxen J, Mayor M and Arndt M 2011 *Nature Comm.* **2** 263
- [5] Arndt M and Hornberger K 2014 *Nature Phys.* **10** 271
- [6] Haslinger P, Dörre N, Geyer P, Rodewald J, Nimmrichter S and Arndt M 2013 *Nature Phys.* **9** 144
- [7] Gustavson T L, Bouyer P, and Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046
- [8] Hasselbach F and Nicklaus M 1993 *Phys. Rev. A* **48** 143
- [9] Peters A, Chung K Y, and Chu S 1999 *Nature* **400** 849
- [10] Margalit Y, Zhou Z, Machluf S, Rohrlich D, Japha Y and Folman R 2015 *Science* **349** 1205
- [11] Arndt M and Brand C 2015 *Science* **349** 1168
- [12] Stibor A, Hornberger K, Hackermüller L, Zeilinger A and Arndt M 2005 *Laser Physics* **15** 10
- [13] Miffre A, Jacquey M, Büchner M, Tréneç G and Vigué J 2006 *Appl. Phys. B* **84** 617
- [14] Hauth M, Freier C, Schkolnik V, Senger A, Schmidt M and Peters A 2013 *Appl. Phys. B* **113** 49
- [15] Geiger R, Ménoret V, Stern G, Zahzam N, Cheinet P, Battelier B, Villing A, Moron F, Lours M, Bidel Y, Bresson A, Landragin A and Bouyer P 2011 *Nature Commun.* **2** 474
- [16] Hensley J M, Peters A and Chu S 1999 *Rev. Sci. Instr.* **70** 2735
- [17] Le Gouët, Mehlstäubler T E, Kim J, Merlet S, Clairon A, Landragin A and Pereira dos Santos F 2008 *Appl. Phys. B* **92** 133
- [18] Chiow S W, Herrmann S, Chu S and Müller H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 050402
- [19] Chiow S-W, Kovachy T, Chien H-C and Kasevich M A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107**, 130403
- [20] Fray S, Alvarez Diez C, Hänsch T W and Weitz M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 240404
- [21] Chen X, Zhong J, Song H, Zhu L, Wang J and Zhan M 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023609
- [22] Barrett B, Antoni-Micollier L, Chichet L, Battelier B, Gominet P-A, Bertoldi A, Bouyer P and Landragin A 2015 *New J. Phys.* **17** 085010
- [23] Kohlhaas R, Bertoldi A, Cantin E, Aspect A, Landragin A and Bouyer P 2015 *Phys. Rev. X* **5**, 021011
- [24] Hume D B and Leibbrandt D R 2016 *Phys. Rev. A* **93**, 032138
- [25] Zurek W H 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 715
- [26] Piovski I, Zych M, Costa F and Brukner Č 2015 *Nature Phys.* **11** 668
- [27] Hackermüller L, Hornberger K, Brezger B, Zeilinger A and Arndt M 2004 *Nature* **427** 711
- [28] Hornberger K, Uttenthaler S, Brezger B, Hackermüller L, Arndt M and Zeilinger A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 160401
- [29] Sonntag P and Hasselbach F 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 200402
- [30] Aharonov Y and Bohm D 1959 *Phys. Rev.* **115** 485

- [31] Batelaan H and Tonomura A 2009 *Physics Today* **62** 38
- [32] Schmid H 1997 *Dissertation, University of Tübingen*
- [33] Schütz G, Rembold A, Pooch A, Prochel H and Stibor A 2015 *Ultramicroscopy* **158** 65
- [34] Rembold A, Schütz G, Chang W T, Stefanov A, Pooch A, Hwang I S, Günther A and Stibor A 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033635
- [35] Günther A, Rembold A, Schütz G and Stibor A 2015 *Phys. Rev. A* **92** 053607
- [36] Fölling S, Gerbier F, Widera A, Mandel O, Gericke T and Bloch I 2005 *Nature* **434** 481
- [37] Jagutzki O, Mergel V, Ullmann-Pfleger K, Spielberger L, Spillmann U, Dörner R and Schmidt-Böcking H 2001 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Research A* **477** 244
- [38] Wiener N 1930 *Acta Mathematica* **55**(1) 117–258
- [39] Khintchine A 1934 *Mathematische Annalen* **109**(1) 604–615
- [40] Siegmund O H, Vallerger J V, Tremsin A S, Mcphate J and Feller B 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Research A* **576** 178
- [41] Schellekens M, Hoppeler R, Perrin A, Viana Gomes J, Boiron D, Aspect A and Westbrook C I 2005 *Science* **310** 648
- [42] Zhou X, Ranitovic P, Hogle C W, Eland J H D, Kapteyn H C, and Murnane M M 2012 *Nature Physics* **8** 232
- [43] Möllenstedt G and Düker H 1956 *Z. Phys. A - Hadron Nucl.* **145** 377
- [44] Schütz G, Rembold A, Pooch A, Meier S, Schneeweiss P, Rauschenbeutel A, Günther A, Chang W T, Hwang I S and Stibor A 2014 *Ultramicroscopy* **141** 9
- [45] Hasselbach F 2010 *Rep. Prog. Phys.* **73** 016101
- [46] Hasselbach F and Maier U 1999 *Quantum Coherence and Decoherence - Proc. ISQM-Tokyo 98 ed. by Y.A. Ono and K. Fujikawa (Amsterdam: Elsevier)* 299
- [47] Maier U 1997 *Dissertation, University of Tübingen*
- [48] Kuo H S, Hwang I S, Fu T Y, Lin Y C, Chang C C, and Tsong T T 2006 *Japanese J. Appl. Phys.* **45** 8972
- [49] Kuo H S, Hwang I S, Fu T Y, Lu Y H, Lin C Y and Tsong T T 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 063106

## **C.4. Publikation 4**

GEORG SCHÜTZ, ALEXANDER REMBOLD, ANDREAS POOCH, HENRIKE PROCHEL,  
UND ALEXANDER STIBOR

Effective beam separation schemes for the measurement of the electric Aharonov-Bohm  
effect in an ion interferometer,

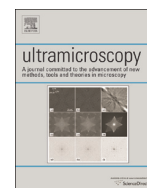
Ultramicroscopy **158** (2015) 65-73, ©2014 Elsevier

Der Nachdruck erfolgt mit Genehmigung von Elsevier.



Contents lists available at ScienceDirect

## Ultramicroscopy

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/ultramic](http://www.elsevier.com/locate/ultramic)

# Effective beam separation schemes for the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect in an ion interferometer

G. Schütz, A. Rembold, A. Pooch, H. Prochel, A. Stibor\*

Physikalisches Institut and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA<sup>+</sup>, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 15, 72076 Tübingen, Germany

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 20 February 2015

Received in revised form

22 June 2015

Accepted 28 June 2015

Available online 4 July 2015

## Keywords:

Aharonov–Bohm effect

Interferometer

Ion

Matter wave

Biprism

Coherent beam path

## ABSTRACT

We propose an experiment for the first proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect in an ion interferometer for hydrogen. The performances of three different beam separation schemes are simulated and compared. The coherent ion beam is generated by a single atom tip (SAT) source and separated by either two biprisms with a quadrupole lens, two biprisms with an einzel-lens or three biprisms. The beam path separation is necessary to introduce two metal tubes that can be pulsed with different electric potentials. The high time resolution of a delay line detector allows to work with a continuous ion beam and circumvents the pulsed beam operation as originally suggested by Aharonov and Bohm. We demonstrate that the higher mass and therefore lower velocity of ions compared to electrons combined with the high expected SAT ion emission puts the direct proof of this quantum effect for the first time into reach of current technical possibilities. Thereby a high detection rate of coherent ions is crucial to avoid long integration times that allow the influence of dephasing noise from the environment. We can determine the period of the expected matter wave interference pattern and the signal on the detector by determining the superposition angle of the coherent partial beams. Our simulations were tested with an electron interferometer setup and agree with the experimental results. We determine the separation scheme with three biprisms to be most efficient and predict a total signal acquisition time of only 80 s to measure a phase shift from 0 to  $2\pi$  due to the electric Aharonov–Bohm effect.

© 2015 Elsevier B.V. All rights reserved.

## 1. Introduction

In the paper of Aharonov and Bohm [1], two experiments are proposed to prove that the influence of vector and scalar potentials have a direct physical effect on the phase of charged particles, even in the absence of any field. Their predictions are known as the magnetic and the electric Aharonov–Bohm effects. Alternatively, they are nominated after Ehrenberg and Siday who were the first revealing this phenomenon [2]. Soon after, the phase shift resulting from the magnetic Aharonov–Bohm effect could be demonstrated in an electron biprism interferometer [3,4]. The experiment showed impressively that potentials are not only mathematical constructs to calculate fields, as it was widely believed at that time, but seem to be more fundamental. It encouraged a new community in quantum physics to perform principal tests of the effect, e.g. by excluding stray fields by a toroidal magnet with a superconducting cladding [5]. In the course of time the field was divided into type I and type II experiments [6]. The original proposed effects are of type I, which means that the

electron encounters no magnetic or electric field while it traverses the magnetic vector potential or the electric scalar potential. Type II effects include experiments with electrons [7] or neutrons [8], like the Aharonov–Casher [9,10] or the neutron-scalar Aharonov–Bohm effect [11,12]. They allow the particle to traverse through a non-vanishing magnetic or electric field, if they do not deflect or delay the wave packet [6]. Until today, only the magnetic Aharonov–Bohm effect could be proven in type I experiments [3–5]. It was technically not possible to perform a proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect. There are two major reasons. First, electrons emitted from conventional sources are too fast to switch an electric potential on and off quickly enough. And second, implementing a fast pulsing electron source in an interferometer is technically demanding, even if ultrafast pulsed electron sources are available for some years [13].

In this work we propose an experimental scheme to overcome these problems and demonstrate that the first type I measurement of the electric Aharonov–Bohm effect is in direct reach of current technical capabilities. Instead of electrons, as proposed by Aharonov–Bohm, we suggest to use hydrogen ions as particles. Our setup is influenced by the first biprism ion interferometer realized by Hasselbach et al. [14–17] and the first electron interferometer with a single atom tip (SAT) beam source [18–20]. The proposed

\* Corresponding author.

E-mail address: [alexander.stibor@uni-tuebingen.de](mailto:alexander.stibor@uni-tuebingen.de) (A. Stibor).

Aharonov–Bohm experiment implements the intense SAT ion source [18,21], a 100  $\mu\text{m}$  beam separation scheme and a detector with a high time resolution. The separation is necessary to implement the phase shifting tubes [1,22]. The hydrogen ion energy can be controlled between 3.3 and 4.2 keV [19] and the low energy spread of the SAT is supposed to be in the same order of magnitude as for other gas field ion sources ( $< 1$  eV) [19]. The much heavier and therefore slower ions in combination with modern pulse-generators solve the problem of fast switching on the phase shifting tubes in the electric Aharonov–Bohm setup [1]. The high time resolution of modern delay line detectors [23] of less than 1 ns towards a reference signal allows to work with a continuous ion beam and a pulsed detection mode.

We will provide detailed classical simulations of the ion beam paths for three different beam separation schemes: two biprisms with a quadrupole, two biprisms with an einzel-lens [24] and three biprisms. The simulations allow to determine the superposition angle of the coherent partial beams. The periodicity of the quantum mechanical interference pattern depends on this angle and the ion de Broglie wavelength. Our simulations additionally determine the magnification of the interferogram by quadrupole lenses and the expected count rates on the detector for the three different schemes. A large detection rate of coherent ions is important to avoid long signal integration and the associated dephasing due to disturbances from the environment (temperature drifts, mechanical- and electromagnetic noise [25]). Our simulation reveals that the beam path separation scheme with three biprisms yields the highest signal rate on the detector. To verify our method we additionally simulated the setup of an electron biprism interferometer [20] and compared our results to the experimental data.

## 2. Proposed experimental setup

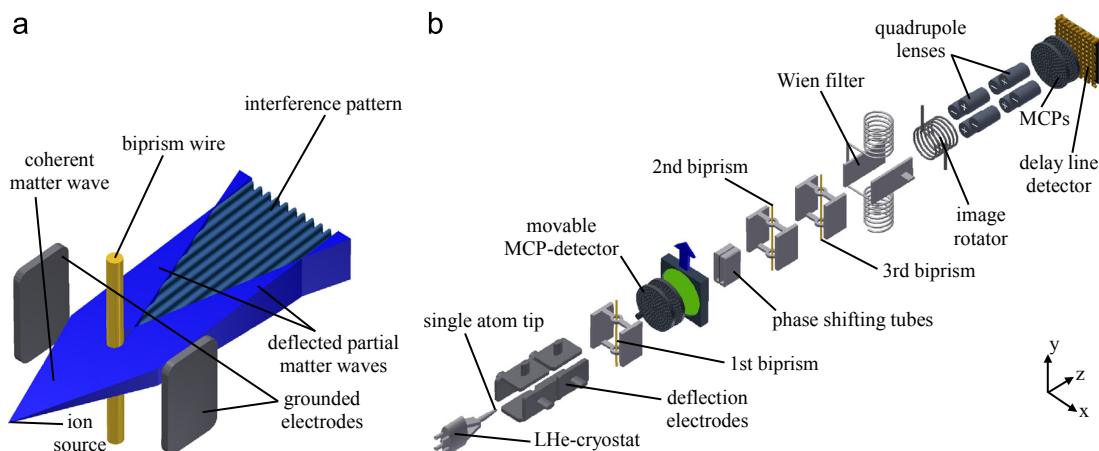
The proposed experimental scheme uses a biprism interferometer to coherently separate and combine charged particle matter waves. The basic principle is shown in Fig. 1(a) and was first realized for electrons by Möllenstedt et al. [26]. Thereby an electrostatically charged fine wire, the biprism, is located between two grounded electrodes. It is illuminated coherently by an electron or ion source with a small source size and a low energy spread of the emitted particles. The biprism acts as a beamsplitter with tuneable control of the angle between the partial waves

depending on the potential applied on the wire. Therefore, a positive (for electrons) or negative (for ions) potential results in a separation of the matter wave in front of the wire and a recombination afterwards. The split beam paths overlap and interfere with each other. Such a biprism scheme was applied e.g. by Hasselbach et al. for the realization of the first ion interferometer for  $\text{He}^+$ -ions [14–17].

The proposed setup enhances this scheme to enable the first direct measurement of the electric Aharonov–Bohm effect. It includes several additional components, namely a SAT field ion emitter, a second biprism, electrostatic phase shifting tubes, a focusing element, that is either a quadrupole lens, an einzel-lens or a third biprism, and a time resolving delay line detector. The configuration with the three biprisms is shown in Fig. 1(b). In the following we provide only a brief description of the components in the interferometer. They are described in detail elsewhere [14–17,20].

As illustrated in Fig. 1(b), the coherent hydrogen ion beam is generated by field ionization of hydrogen gas on a single atom tip [18,20,21] at which a voltage of 3.8 kV is applied. It is cooled by a liquid helium cryostat to  $\sim 20$  K and surrounded by hydrogen gas with a pressure between  $10^{-6}$  and  $10^{-4}$  mbar whereas the amount of ions in the beam increases at higher pressures. However, the application of high pressures above  $\sim 10^{-6}$  mbar requires the implementation of a differential pumping stage. This would decrease the pressure near the multichannel plate (MCP) detector that could otherwise be harmed and also decrease collisions of the beam with background gas that lower the signal to noise ratio. Referring to the results by Kuo et al. [19] there are indications that the source size of the single atom emitter does not vary up to this range of pressure.

A MCP detector behind the first biprism is used to control the beam shape prior to the measurement. It can be moved out of the beam path. The beam is adjusted by electrostatic deflector electrodes towards the biprism beam splitter. It consists of a fine, gold-palladium coated, glass fibre [20] on a positive potential. It is set between two grounded plates and divides the ion beam up to 100  $\mu\text{m}$  to fit it through two separated tubes. The phase between the two partial waves is shifted by different potentials set on the tubes according to the electric Aharonov–Bohm effect [1]. This process will be explained in detail in Section 3. In our simulations we apply two rectangular tubes, each with an inner profile of 1.1 mm in the  $y$ -direction and 0.2 mm in the  $x$ -direction. The length in the  $z$ -direction is 3 mm. The tubes wall thickness in the



**Fig. 1.** (a) Basic scheme for biprism ion or electron interferometry [26]. An electrostatically charged biprism wire separates and recombines a coherent particle wave. (b) Setup of the proposed ion interferometer for the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect (not to scale) with a beam path separation scheme using three biprisms. Several components are based on the first ion interferometer by Hasselbach et al. [14–17] combined with a novel SAT source [18–20], the beam path separation, the phase shifting tubes and the time resolving detector.

$x$ -direction close to the optical axis is very thin, only  $2\ \mu\text{m}$ , due to the mentioned limited beam path separation. The tubes are arranged left and right of the center at  $x=0$  with an interspace of  $2\ \mu\text{m}$  for electrical isolation. In our simulation it was filled with vacuum. However, an experimental realization could apply a thin lacquer coat between two metal foils instead to isolate the tubes from each other. Such a configuration was chosen by Schmid et al. [22] where one of the separated electron beam paths was guided through a comparable metal tube. There are different methods to combine the beam paths. Schmid [22] used a focusing einzel-lens in combination with a second biprism for the largest coherent electron beam splitting in a biprism interferometer of  $300\ \mu\text{m}$ . However, his electron interferometer was significantly longer than our proposed setup and therefore more susceptible to mechanical vibrations. Other methods to focus the beam are by a quadrupole lens [27] or a second biprism [28], in combination with an additional biprism. We will compare these schemes in simulations presented in Section 4.

Behind these elements the beam traverses a Wien filter that corrects possible longitudinal phase shifts of the ions due to the beam adjustment by the electrostatic deflectors. The Wien filter is applied in most biprism interferometers and explained in detail elsewhere [29]. After the superposition of the coherent parts of the divided beams an interference pattern is formed. It is adjusted by an image rotating magnetic coil towards the axis of two magnifying quadrupole lenses. They consist of four electrodes with a length of 20 mm for the first quadrupole and 10 mm for the second. The pattern is detected by a delay line detector [23]. Unlike detectors with fluorescent screens in former biprism setups, it has also a temporal resolution besides the spatial one. Such delay line detectors consist of two MCP's and a delay line anode and are commercially available with a temporal resolution of 1 ns towards a reference signal. As it will be pointed out in Section 3, the ability to correlate the incoming ions in the time domain to an external reference pulse is essential for the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect in our proposed setup.

Matter wave interferometry experiments with large beam path separation require a high degree of stability concerning vibrations and alternating magnetic fields [25]. The setup design should therefore consider the electron interferometer configuration realized by Hasselbach et al. [30] that was especially optimized to be less sensitive to such dephasing mechanisms. The compact design is shielded by a surrounding magnetic mu-metal tube and all beam alignment is performed by electromagnetic deflection components to prevent any mechanical moving parts.

The introduction of the SAT source is necessary for a sufficient coherent signal rate in the Aharonov–Bohm measurements. In the former biprism interferometers for electrons or ions, other sources had been applied. They are compared in [20]. In the ion interferometer of Hasselbach et al. [14–17] the so-called “supertip” sources [31] were used. It turned out that these tips showed low detection rates when installed in such a setup. Signal acquisition times of about 15 min had to be taken into account [16]. The low detection rate was a major obstacle for further experiments in the field of Aharonov–Bohm physics. This problem may be solved by SATs. In separate measurements [19,20] it was determined that these tips provide a brightness that is at least one order of magnitude higher than the one of the supertip sources. Thereby “brightness” is defined as the emitted ion current normalized to the emitting tip area (with a SAT diameter of  $0.3\ \text{nm}$  [19]), the emission angle and the applied ionization gas pressure.

### 3. Concept for the measurement

A full quantum mechanical description of the electric Aharonov–Bohm effect [1] is given in [32]. The beam originating from a

SAT emitter gets coherently divided. The partial waves propagate through tiny metal cylinders and get combined on the detector where they interfere. In the original idea of Aharonov and Bohm [1] an electron source is pulsed to emit wave packages smaller than the length of the metal cylinders. Inside the tubes, the particles are shielded against any fields from outside. As soon as the wave packages are inside, different potentials for the two tubes will be applied with the deviation  $V$ . They will be switched off before the electrons leave the cylinders. Thereby the electrons are exposed to scalar potentials, but not to electric fields. This causes a different phase shift of the partial waves, which can be observed in a shift of the interference pattern at the detector by [1]

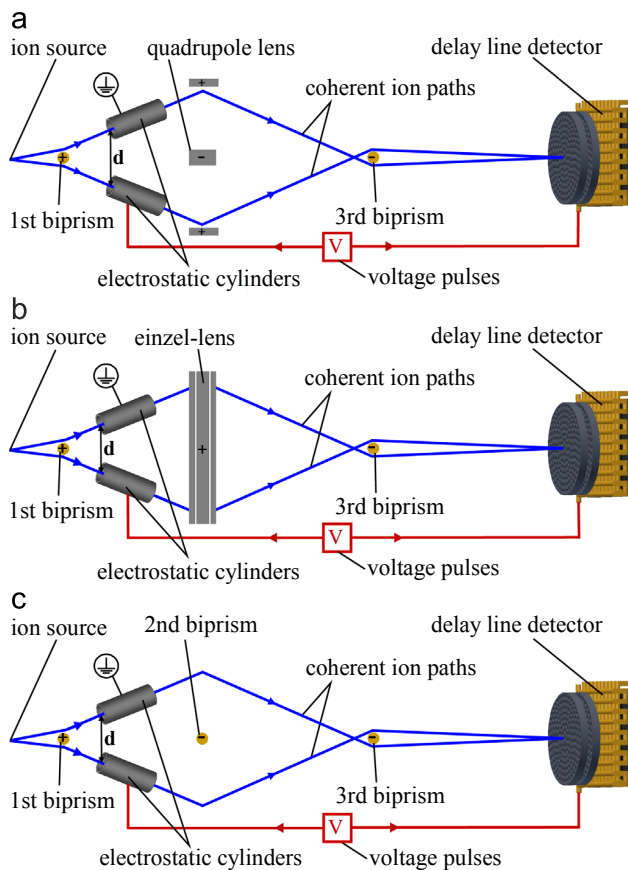
$$\Delta\phi_{el} = \frac{e}{\hbar} \int V dt, \quad (1)$$

where it is integrated over the voltage pulse duration time  $t$ . One of the reasons why this original proposal of Aharonov and Bohm could not be verified up to now is the high velocity of the electrons in the interferometer. Under normal conditions in a biprism interferometer experiment, the electrons get emitted by the metal tip with energies between 0.5 and 3 keV. Lower energies could in principle be realized by slowing down the electrons with a counter electrode. But due to charging effects and electromagnetic noise it gets more and more demanding to control the beam and to maintain coherence. With a typical emission energy of 1 keV, electrons have a velocity of  $\sim 2 \times 10^7\ \text{m/s}$ . To apply realistic experimental conditions, the length of the tubes inserted into the beam paths is set to be 3 mm. A comparable tube with such a length was successfully implemented into one beam path of an electron interferometer by Schmid et al. [22]. The electrons spend only a time of  $\sim 150\ \text{ps}$  in such a cylinder. This is rather short to apply a full voltage pulse on one of the cylinders. Although it is not impossible since 100 ps pulsed are commercially available. However, as we will outline below, it is additionally necessary to assure that only those electrons are selectively counted in the detector which have been in the cylinder when the pulse was on. This is to our knowledge technically to date not feasible within an accuracy of 100 ps.

With ions the situation is more comfortable. Emitting a beam of hydrogen dimers  $\text{H}_2^+$  from a SAT at a voltage of 3.8 kV [19] corresponds to an ion velocity of only  $\sim 6 \times 10^5\ \text{m/s}$ , due to the larger mass comparing to electrons. The hydrogen ions would therefore spend a time of 5 ns in a 3 mm long cylinder. Voltage pulses with widths around 1 ns are feasible to create with modern pulse generators. Applying electrons with such a low velocity instead of ions would require to slow them down to  $\sim 1\ \text{eV}$ , which is to date technically not feasible in a biprism interferometer setup. Therefore electrons are not suitable to prove the electric Aharonov–Bohm effect in such a device.

As mentioned, Aharonov and Bohm suggested a pulsed coherent electron source [1]. This is in principle possible by irradiating a pulsed femtosecond laser on a field emission tip set on a voltage. Such a source setup was realized in [13] and emits femtosecond pulses of free electrons. It is questionable, if this scheme can be transferred to ion emission. Therefore, it is experimentally more convenient to keep the ion emission continuous and perform a temporal selection of the ion events in the detector. The proposed scheme is illustrated in Fig. 2. A pulse from a pulse generator will be separated into two correlated signals. One of them is attenuated and used to pulse one of the Aharonov–Bohm tubes. The other part of the separated pulse triggers a logic module in the delay line detector. It is able to correlate detection events with a certain delay to the trigger signal. The delay is set such that only those ions are counted that have been inside the metal tube while the electric potential on the tube was switched on. The time resolution of the detector needs to be in the same order as the pulse





**Fig. 2.** Proposed proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect [1] with a continuous ion beam and three possible schemes for the beam path separation (not to scale). The ion beam gets coherently divided by a positively charged first biprism. After a separation of  $d = 100 \mu\text{m}$  they pass two metal cylinders. Then the beams get deflected by either (a) a quadrupole lens (scheme: BP1-QP-BP3), (b) an einzel-lens (scheme: BP1-EL-BP3) or (c) the second biprism (scheme: BP1-BP2-BP3). A further negatively charged biprism combines and superposes the beam again to form an interference pattern after magnification (not shown) on a delay line detector. Applying a short voltage pulse on one of the cylinders, while the other one is grounded, shifts the phase of the interference pattern of the ion wave being inside the cylinders during the duration of the pulse. This signal can be selected due to the good time resolution of the delay line detector, which is correlated with the cylinder pulses.

duration. This is feasible with a modern delay line detector [23] where a temporal resolution of about one nanosecond can be achieved.

By selecting the ions on the detector which have been in the cylinders during the voltage pulse, only a tiny fraction of the ions from the source will be counted. The question arises if there is enough signal left to observe the Aharonov–Bohm phase shift within a reasonable integration time of several minutes. During significantly longer signal acquisition dephasing mechanisms such as temperature drifts, mechanical or electromagnetic noise may shift the phase of the pattern. The count rate on the detector depends significantly on the efficiency of the beam path separation scheme. We therefore performed computer simulations of the classical ion beam paths in the interferometer in the next section and compared the three different beam separation schemes shown in Fig. 2. Thereby, the superposition angle and the fraction of the coherent ions counted on the detector relative to the emission from the SAT could be determined. This leads to the expected interference fringe period, the required pattern magnification and, in combination with performance data of SATs [19],

the total detection signal.

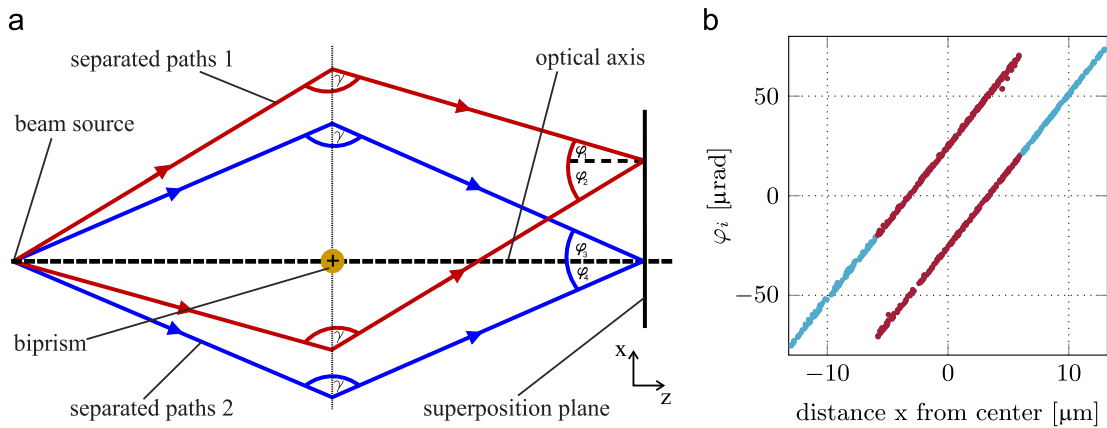
#### 4. Simulations of the ion beam paths

To limit the signal acquisition time for the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect the optimal setup needs to be found where a maximal fraction of the ions from the coherent source reaches the detector. Thereby, the beam separation and the distances between the components are important because they determine the superposition angle. A smaller distance e.g. between the superposing last biprism and the entrance of the magnifying quadrupoles results in a larger minimal superposition angle and a smaller fringe period. This creates a necessity for a larger magnification to resolve the pattern on the detector which causes a loss of signal. It is therefore required to simulate the performance of the setup in different configurations. Until now a variety of beam path separation schemes have been realized for electron interferometers in the literature [4,22,27,28]. We choose to simulate and compare the three different schemes shown in Fig. 2(a–c) with the program *Simion* [33] for  $3 \times 10^6 \text{H}_2^+$  ions and an emission energy of 3.8 keV.

This program is able to calculate the classical trajectories of the particles. However, we can draw conclusions about their quantum behavior by determining the superposition angle  $\varphi$  of the combined beam at the entrance of the first magnifying quadrupole. This is justified if the coherent illumination is larger than the width (in  $x$ -direction) of the overlapping area of the two separated partial beams (which is in the range of 1–2  $\mu\text{m}$  for  $\text{H}_2^+$  ions at 3.8 keV before magnification). The coherently illuminated area is determined by the angular coherence relation  $\alpha \leq \lambda_{dB}/(2\epsilon)$ , where  $\alpha$  is the opening angle of the coherent emission,  $\lambda_{dB}$  the de Broglie wavelength of the particle and  $\epsilon$  the source size. The relation defines the maximal emission angle in which the ions are still coherent. Typical values for the proposed experiment are  $\epsilon \sim 0.3 \text{nm}$  [19],  $\lambda_{dB} = 0.33 \text{pm}$  and  $\alpha = 5.5 \times 10^{-4} \text{rad}$ . The coherently illuminated area in case that all components are grounded has a diameter of  $\sim 11 \mu\text{m}$  at the first biprism and  $\sim 131 \mu\text{m}$  at the entrance of the quadrupole.

The interference pattern period  $s$  can be calculated with the relation:  $s = \lambda_{dB}/\varphi$ . The matter wavelength  $\lambda_{dB}$  is determined by the relation:  $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2meU}$ , with the electron or ion mass  $m$  and the emission voltage of the source  $U$ . Our method to extract the beam path superposition angle  $\varphi$  from our simulations is schematically illustrated in Fig. 3(a). It is a fundamental feature of a biprism that it deflects all electrons/ions in the near field by the same angle  $\gamma$  independent of the distance normal to the biprism fiber [26]. Therefore, all beam paths that overlap in the  $xy$ -plane after a certain distance  $z$  include the same superposition angle  $\varphi$  (see Fig. 3(a)). However, in our simulation we calculated the angles  $\varphi_i$  between an arbitrary beam path and the normal perpendicular to the  $xy$ -plane at the  $z$ -position directly before the first magnifying quadrupole (superposition plane in Fig. 3(a)). In Fig. 3(b) all angles  $\varphi_i$  are plotted versus the distance  $x$  from the center in the  $x$ -direction. All data points gather along two parallel straight lines. The two lines yield the two separated partial beams that combine. The overlapping of the lines in the  $x$ -direction indicates the superposition of the two beams. Subtracting the two values  $\varphi_i - \varphi_j$  at any position  $x$  yields the superposition angle  $\varphi$  which is constant (within the error of our simulation) for any point in the overlapping region. Therefore, we extracted the superposition angle  $\varphi$  along this region and averaged the data to determine the error in our simulation.

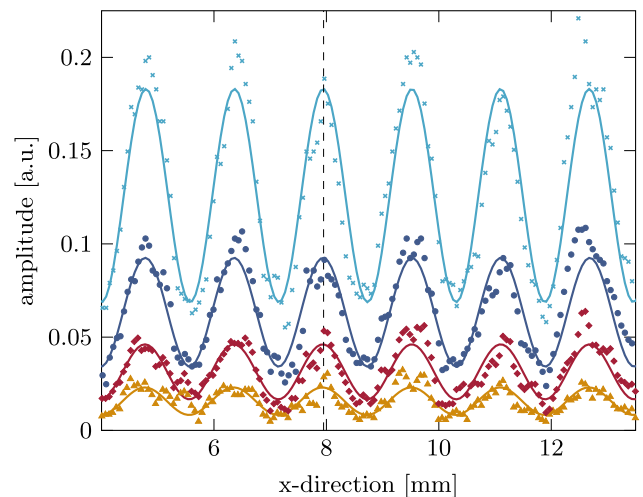
Before we apply this method on the proposed Aharonov–Bohm experiment, we demonstrate that it provides correct pattern



**Fig. 3.** (a) Sketch of electron beam paths separated and deflected by an electrostatic biprism that overlap in a superposition plane. Each beam path gets deflected by the same angle  $\gamma$  independent of its distance normal to the biprism wire. For that reason the superposition angle  $\varphi$  of two paths in a certain plane is constant for all paths, determining the interference pattern periodicity  $s$  by the relation  $s = \lambda_{dB}/\varphi$ . In a classical computer simulation the relative angles  $\varphi_i$  of all particle pathways towards the perpendicular of the  $xy$ -plane at the entrance of the first magnifying quadrupole lens can be determined. In this sketch two of them are schematically illustrated with the angles  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  or  $\varphi_3$  and  $\varphi_4$ . At any position in the superposition plane the sum of their values is constant:  $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_4 = \varphi$ . Here it needs to be considered, if  $\varphi_1$  (or  $\varphi_3$ ) has a positive algebraic sign than  $\varphi_2$  ( $\varphi_4$ ) has a negative one. (b) Simulation data for an electron interferometer experiment [20] plotted according to the method described in the text. The data shows the crossing of the simulated electron trajectories in the plane at the entrance of the quadrupole lens. Each line corresponds to a separated beam path. The amount of superposition between the partial beams is printed in red. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

periods by a comparison between an experimentally determined interferogram for electrons and our simulation. Thereby, we simulated the electron trajectories in the interferometer setup described in [20]. A point source emits  $3 \times 10^6$  electrons with a fixed energy of 1.55 keV. The de Broglie wavelength of the electrons can therefore be calculated to be  $\lambda_{dB} = 3.1 \times 10^{-11}$  m. The emission angle is Gaussian distributed with a full width at half maximum (FWHM) solid angle of  $6.15^\circ$ . The biprism has a diameter of 400 nm and is set on a voltage of 0.5 V. Only the main components are considered in the simulation which are the biprism and the quadrupole. All other parts in the experiment were neglected, such as the deflection electrodes, the Wien filter or the image rotator. A perfect alignment of the beam to the center is considered. The angles  $\varphi_i$  as a function of the  $x$ -coordinate directly before quadrupole magnification are determined as described above and plotted in Fig. 3(b). It can be deduced that the beam was superposed by  $11.5 \mu\text{m}$  with an average superposition angle of  $\varphi = 50.44 (\pm 0.9) \mu\text{rad}$ . This corresponds to an interference stripe distance of  $s = 615 (\pm 11)$  nm. The quadrupole magnification was  $M = 2828$  leading to a simulated pattern periodicity on the detector of  $1.74 (\pm 0.03)$  mm. In Fig. 4 the experimentally determined data [20] is shown for  $2 \times 10^3$ ,  $5 \times 10^3$ ,  $1 \times 10^4$  and  $2 \times 10^4$  counts on the detector. A sinusoidal fit reveals a period of  $1.58 (\pm 0.01)$  mm that agrees reasonably well with our simulation. The deviation towards the measurement can be assigned to the alignment of the beam by the deflection electrodes, the grounded apertures at the entrance of all elements in the beam path and the uncertainty in the distances between the components in the experiment. Due to complexity and computational effort, these issues have been neglected in the simulation. After this test our method was applied to calculate the expected performance of the more complex Aharonov–Bohm setup.

We simulated the interferometer in Fig. 1(b) and considered  $\text{H}_2^+$  ions emitted by a point source with an energy of 3.8 keV. Such as it was observed experimentally for a SAT source [19,20], a Gaussian distributed emission into a FWHM solid angle of  $1.5^\circ$  was assumed. Again, the deflection electrodes, the Wien filter and the image rotator were neglected. These elements are only used to compensate for small misalignments in a real experiment and are not supposed to influence the calculated output signal. Therefore,



**Fig. 4.** Averaged fringe patterns recorded in an electron biprism interferometer [14–17,20] with the total signal acquisition on the whole detection area of  $2 \times 10^3$  (yellow triangles),  $5 \times 10^3$  (red squares),  $1 \times 10^4$  (dark blue dots) and  $2 \times 10^4$  (light blue crosses) counts on a circular MCP-detector with a diameter of 40 mm. The amplitude was determined by integration of the single electron events along the fringe direction in the recorded interferogram and divided by the number of pixel-columns on the detector. The data shown is a rectangular section and averaged over three adjacent data points. It is fitted by a sinusoidal fit that demonstrates the possibility to determine the correct phase for a total signal on the detector as low as  $2 \times 10^3$  counts. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

the simulation includes the first biprism, the phase shifting tubes, which are both grounded, the focusing component (quadrupole lens or einzel-lens or 2nd biprism), the 3rd biprism and two quadrupole lenses. The distances between the elements are provided in Table 1. For each beam path separation scheme shown in Fig. 2 two simulations with  $3 \times 10^6$  ions were performed. In the first simulation we plotted the angles  $\varphi_i$  at the entrance of the magnifying quadrupole lens versus the distance to the beam center in the  $x$ -direction according to the method described above. The data is presented in Fig. 5 for (a) a quadrupole lens as the focusing element, (b) an einzel-lens and (c) the second biprism.

**Table 1**

Distances (in mm) along the beam path from the ion source to the center of the components that are included in the simulation for the three different beam path separation schemes. If a potential (in volts) other than zero was applied on the components, its value is written in the brackets. The voltage applied on the two opposing electrodes of the quadrupoles normal to the biprism fiber and parallel to it, respectively, are separated by a slash.

Separation scheme	1st biprism	AB-tubes	1st quadrupole	Einzel-lens	2nd biprism	3rd biprism	2nd quadrupole	3rd quadrupole	Detector
BP1-QP-BP3	20 (30)	60.5	87 (352.3/−40)			117 (−69.57)	282.25 (−800/800)	307.55 (−2570/2570)	592
BP1-EL-BP3	20 (30)	60.5		68.43 (1830)		92 (−54.6)	257.25 (−900/900)	282.55 (−2040/2040)	588
BP1-BP2-BP3	20 (30)	60.5			68 (−110.3)	92 (−80.76)	257.25 (−770/770)	282.55 (−3060/3060)	588

From this data we calculated the results exhibited in Table 2. The superposition angles are in the range of 10  $\mu\text{rad}$  resulting in interference pattern periodicities of several ten nanometers. We choose the magnification such that the periodicity on the MCP-detector is similar to the experimental situation in Fig. 4. The  $\text{H}_2^+$  ion interference is therefore expected to provide a comparable interferogram. In a second simulation we determined the total ions hitting the detector with a diameter of 40 mm. This number reveals the fraction of the originally emitted  $3 \times 10^6$  ions from the source that forms the pattern on the detector. Multiplying it with the measured emission rate of 35 pA from the iridium SAT at 3.8 kV by Kuo et al. [19] gives the expected  $\text{H}_2^+$  count rate in our proposed interferometer.

The dimensions of the biprism fiber ( $\sim 400$  nm) is much smaller than the distance between the two grounded plates (4 mm) where it is positioned in the center. To maintain a reasonable computation time, it was necessary to limit the resolution of the fiber geometry for the calculation of the potential between the fiber and the plates. However, this influenced especially the simulation in the scheme with three biprisms in Fig. 5(c) and caused a stepped form of the data. Tests revealed that the points in the field between the two stepped lines are misguided ions that followed a pathway in close vicinity of the fiber surface and are therefore computational artifacts from the limited resolution. With perfect round fiber symmetry they would be absorbed on the biprism surface. We excluded such points and used only the ion incidents marked in red in Fig. 5(c) within the superposition region for the analysis of the data. Their fraction is about two thirds of the ions that reach the detector. Therefore, the total signal on the detector in the scheme with three biprisms and the expected  $\text{H}_2^+$  count rate in Table 2 is corrected by a factor 0.66.

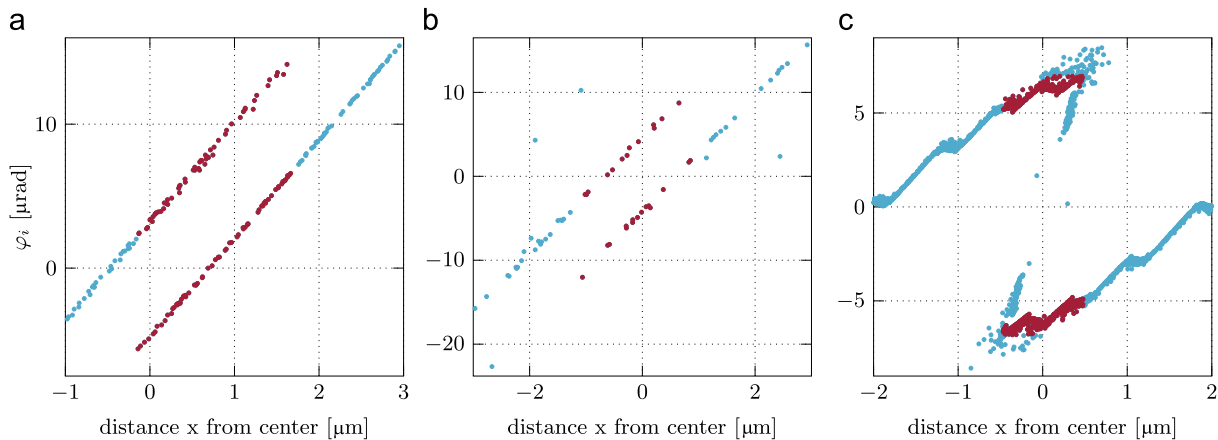
The comparison between the three beam separation schemes

in Table 2 clearly reveals that the expected count rate is highest with the 2nd biprism as the focusing element. The reason for such a behavior can be found by plotting the ion pathways intersections in the  $xy$ -plane perpendicular to the beam axis just before quadrupole magnification. This is done in Fig. 6. Due to the round symmetry of the einzel-lens the originally straight shadow of the biprism fiber is distorted. Therefore, only the ions in the center close to the beam axis overlap and the spreading of the ions is larger. For the quadrupole lens the ions get also spread over a wider area compared to the situation with the second biprism as the focusing element. We therefore use this scheme and its count rates for the further calculation concerning the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect.

### 5. Expected signal acquisition time

Our simulations demonstrate that with the bright single atom tip (SAT) source [18,19,21] a reasonable high coherent  $\text{H}_2^+$  signal rate will be detected in the proposed interferometer even after a beam separation and the implementation of two Aharonov–Bohm tubes. However, the expected rates in Table 2 will be decreased significantly in the pulsed mode proposed in Fig. 2 for the measurement of the electric Aharonov–Bohm effect. In this section we determine if there is still enough signal left to observe the phase shift after a reasonable acquisition time.

To be a proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect, it is essential to assure that the counted particles do not encounter any fringe fields at the beginning and the end of the tubes. To determine the expected shielding properties of the proposed Aharonov–Bohm tubes, we performed a simulation of the electric field around and in the tubes with the program *Comsol* [34]. Thereby an

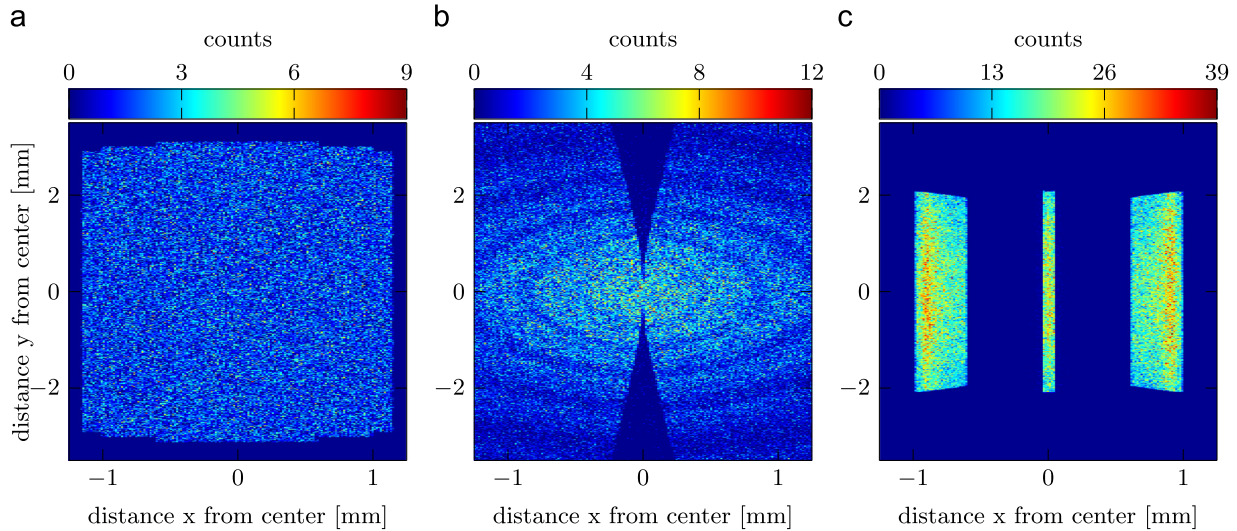


**Fig. 5.** Results of the beam path simulations for the three different schemes to separate the beams by 100  $\mu\text{m}$ . They are plotted according to the method explained in Fig. 3 to extract the superposition angle at the entrance of the first magnifying quadrupole lens before magnification. The data in (a), (b) and (c) correspond to the beam path separation illustrated in Fig. 2(a) by a quadrupole, (b) an einzel-lens or (c) the 2nd biprism, respectively. (For interpretation of the references to color in this figure, the reader is referred to the web version of this paper.)

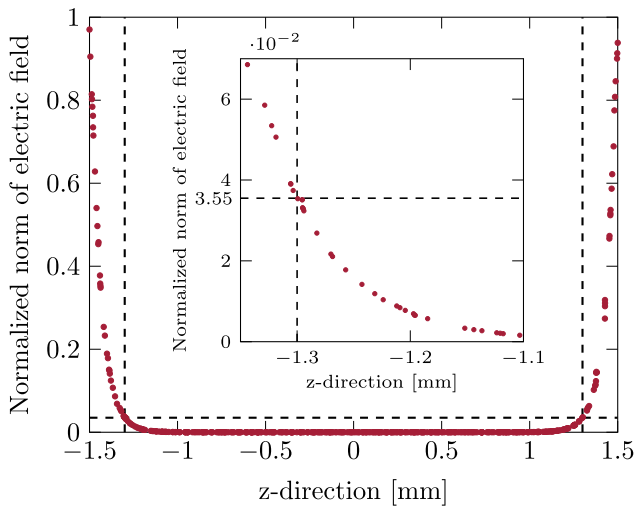
**Table 2**

Results of the beam path simulations for the three different separation schemes shown in Fig. 2. The values are calculated from the data in Fig. 5. The amount of the superposition between the partial beams, the superposition angle  $\varphi$  and the interference pattern periodicity are determined at the entrance of the first magnifying quadrupole lens. The expected  $\text{H}_2^+$  count rate is calculated by combining the simulation for the amount of ions on the detector with the measured SAT emission rate from Kuo et al. [19] at a hydrogen ionization gas pressure of  $10^{-4}$  Torr.

Separation scheme	Beam superposition ( $\mu\text{m}$ )	superposition angle ( $\mu\text{rad}$ )	Periodicity before magnification (nm)	Periodicity on detector (mm)	Total signal on detector (ions)	$\text{H}_2^+$ count rate (ions/s)	AB signal acquisition (s)
BP1-QP-BP3	1.76	$7.98(\pm 0.22)$	$41.0(\pm 1.1)$	$1.32(\pm 0.04)$	58	4215	540
BP1-EL-BP3	1.71	$8.80(\pm 0.58)$	$37.2(\pm 2.4)$	$1.04(\pm 0.07)$	22	1599	1414
BP1-BP2-BP3	0.92	$11.97(\pm 0.35)$	$27.3(\pm 0.8)$	$1.21(\pm 0.04)$	395	28 703	80



**Fig. 6.** Simulated intersection of the ion pathways with the  $xy$ -plane perpendicular to the beam axis at the entrance of the magnifying quadrupole lenses. (a), (b) and (c) describe the situation for a quadrupole, an einzel-lens or with the 2nd biprism as the focusing element in the beam path, respectively. The beam is preselected by a 1 mm aperture before the phase shifting tubes. Since the third biprism focusses the beam only in the  $x$ -direction, the spreading of the ions in the  $y$ -direction by the einzel-lens cannot be compensated leading to a significant loss of signal in the direction parallel to the biprism compared to the other two separation schemes. The circular ring structures in (b) are believed to be computational artifacts due to the limited resolution in our simulation. They are not relevant for our calculations, since we only consider ions in the small coherently illuminated area close to the center where no ring structures are observed.



**Fig. 7.** Simulation of the norm of the electric field in the proposed Aharonov–Bohm tubes along the two separated ion pathways  $50\ \mu\text{m}$  left and  $50\ \mu\text{m}$  right of the optical axis in the  $xz$ -plane. The field strength is normalized to the highest field value near the entrance of the tubes. In the simulation only one tube is set on a voltage, whereas the other one is grounded, such as described in the text. It can be determined that only 3.55% of the field is left after a distance of  $200\ \mu\text{m}$  from both edges of the 3 mm long tube at  $z = \pm 1.3\ \text{mm}$ . Only the tube length within this shielded region (2.6 mm) is used in the calculations for the Aharonov–Bohm signal to guarantee an almost field free type I Aharonov–Bohm measurement. Inset: Magnification of the simulated field close to  $z = -1.3\ \text{mm}$ .

electrostatic potential is applied on one of the tubes, whereas the other one is grounded. The resulting normalized norm of the electric field along the two  $100\ \mu\text{m}$  separated ion pathways left and right of the optical axis in the  $xz$ -plane is shown in Fig. 7. It can be observed that the penetrating norm of the electric field at a distance of  $200\ \mu\text{m}$  from the tube edges inside the tubes is decreased down to 3.55% compared to the field near the entrance of the tubes. For that reason we assume in our calculations of the expected Aharonov–Bohm signal a shielded length of 2.6 mm within the 3 mm long tubes.

However, the proposed experiment is not performed in an electrostatic mode. Our scheme operates with short voltage pulses with fast rise and fall times. The following argument can point out that the tube can still provide the same shielding as in the electrostatic case. The stray field with an applied pulse rise time of 100 ps, as considered in this proposal, can be compared to the field inside the tubes under the influence of a 5 GHz external electromagnetic field. In such a wave field the time between the maximum and the minimum of the electromagnetic oscillation (half of the wavelength) is 100 ps. The wavelength of the 5 GHz radiation is about 60 mm. This is much longer than the maximal dimension of the tubes which is 3 mm. For that reason the tubes with the ion inside are exposed to a quasi-stationary electromagnetic field [35]. The shielding properties are comparable to the stationary, electrostatic case because the field changes on a significant larger length scale than the dimensions of the tube. The situation would be different if the wavelength of the field gets smaller than the

tube dimensions (pulse length below 10 ps). Then there is still shielding, but wave reflections, absorptions and transmissions need to be considered [35].

To estimate the interference signal expected in the pulsed mode, we start with the hydrogen count rate of 28 703 ions per second as determined in the last section. With a total distance between the source and the detector of 588 mm and a velocity of  $6 \times 10^5$  m/s, a  $\text{H}_2^+$ -ion spends  $\sim 1 \mu\text{s}$  inside the beam path. If we pulse the cylinder with 1 MHz, we assure that every ion encounters only one pulse during that time. When this pulse is applied, only in a few cases the ion is inside the cylinder and therefore recorded by the detector. This fraction is given by the shielded cylinder length (2.6 mm) divided by the length of the interferometer (588 mm). Therefore  $\sim 127$  ions per second are inside the tubes when a pulse is applied and are counted by the detector. Considering the high emission rate (35 pA) of the SAT, it could be objected to be unrealistic to distinguish such a low count rate from the noise level. However, the counting on the detector is correlated with the voltage pulse on the tubes. For that reason the correlation time window in which ions are counted on the detector can be around 1 ns, excluding most of the noise.

The expected Aharonov–Bohm phase shift depends, according to Eq. (1), on the voltage difference between the two cylinders and on the pulse width. Assuming a width of 400 ps, which can be produced by commercially available pulse generators, yields a phase shift of  $2\pi$  if a voltage difference of  $\sim 10 \mu\text{V}$  is applied. For a convincing observation of the full electrostatic Aharonov–Bohm phase shift of  $2\pi$  we assume to record five interference patterns in steps of  $2 \mu\text{V}$  applied on the cylinders.

Such a control of the pulses on the  $\mu\text{V}$  level is not trivial. Great care needs to be taken to shield the whole interferometer from electromagnetic noise. However, this is anyway a requirement in ion or electron interferometry to avoid dephasing of the interference pattern. We propose to use a pulse generator creating pulses with a height of 10 V and rise times in the 100 ps range. It can be connected to e.g. two commercially available fixed precision attenuators with 35 dB each for frequencies around 10 GHz. The resulting 70 dB attenuation will result in  $1 \mu\text{V}$  pulses that are applied to the Aharonov–Bohm tubes. Since the attenuators are passive elements, they are not supposed to introduce noise or influence the length of the pulses. To avoid reflections it is important to connect the end of the contacted Aharonov–Bohm tube with ground by a  $50 \Omega$  termination impedance.

A further question also needs to be discussed concerning the duration of the whole proposed Aharonov–Bohm measurement and if the apparatus is stable enough during that time. In [14–17] the total acquisition time for the measured helium ion interferogram was 15 min. Therefore, no significant dephasing mechanism was observed on that time scale. We determined the minimal counts needed to extract the phase of a single interference pattern in the biprism electron interferometer mentioned in Section 4 [20]. Several interferograms with signal acquisition of  $2 \times 10^3$ ,  $5 \times 10^3$ ,  $1 \times 10^4$  and  $2 \times 10^4$  counts were analysed in Fig. 4. The data represents the integrated and normalized signal along the interference fringes on the detector. Each pattern is fitted by a sine curve. All patterns are in phase, demonstrating that only  $2 \times 10^3$  coherent particles on the detection area are sufficient to clearly determine the phase of an interferogram. Comparing this outcome to the expected hydrogen ion count rate of  $\sim 127$  ions per second, the integration time for one pattern at a specific cylinder voltage would be about 16 s. Recording five such interferograms to cover the full Aharonov–Bohm phase difference of  $2\pi$  would therefore take approximately 80 s. Comparing this time with the mentioned 15 min stability measured by [14–17] in a helium ion interferometer, we conclude that dephasing effects will

presumably not influence the outcome of our proposed measurement. As presented in Table 2, the acquisition time for the separation scheme with a quadrupole lens can be determined in the same way and is expected to be 540 s and for the einzel-lens it is 1414 s.

In a real experimental situation it could be difficult to perfectly align all three biprisms parallel. In that case it is possibly beneficial to replace the second biprism by an einzel-lens since its performance is rotationally symmetric. Even though the simulated signal rate on the detector is lower by a factor of  $\sim 18$ . It is therefore a matter of the experimentalist to judge if alignment or stability issues are of greater concern.

## 6. Conclusions

When Aharonov and Bohm suggested their famous two experiments [1], a new door was opened to fundamental research in quantum physics. They predicted a direct physical impact of an electric scalar or magnetic vector potential in the absence of any fields. Various experiments followed [3–7,9,11,12], but a direct proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect was not possible yet due to technical limitations.

In this paper, we propose such an experiment in a biprism interferometer with hydrogen ions. The experimental setup is related to the first electron interferometer with a single atom tip beam source [18–20] and the first ion interferometer [14–17]. For the measurement of the Aharonov–Bohm effect a bright ion source and an efficient coherent beam path separation scheme are necessary. Therefore, we performed a computer simulation for a beam path separation of  $100 \mu\text{m}$  in three different setups. We presented a method to calculate the period of the quantum mechanical interference pattern by determining the superposition angle between the partial beams. The simulation method was tested with good agreement on an experimentally determined interferogram in a biprism electron interferometer [20].

The simulations for the setup to measure the electric Aharonov–Bohm effect with hydrogen ions indicate that a separation scheme including three biprisms in combination with a single atom tip source [19] yield the highest count rate at the detector. To observe the Aharonov–Bohm phase shift two metal tubes set on different electric potentials need to be positioned around the separated partial matter waves. We discussed a new concept to avoid the pulsed particle operation originally proposed by Aharonov and Bohm [1]. Thereby, a delay line detector is applied with a high temporal resolution. It is able to selectively measure those ions in the continuous beam that are relevant to observe the Aharonov–Bohm phase shift. Combining our simulations with the measured  $\text{H}_2^+$ -ion emission current [19], we predict a total signal acquisition time of about 80 s which is short enough to prevent dephasing effects.

We also point out that with a few modifications, the setup could be used to measure possible deviations [36] in the magnetic Aharonov–Bohm effect due to the internal structure of ions compared to electrons. We conclude our studies with the finding that a combination of ion matter waves [14–17], single atom tip sources [19], time resolving detectors [23] and a new beam path separation scheme is technically feasible and will allow for the first time the direct proof of the type I electric Aharonov–Bohm effect.

## Acknowledgments

This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation)

through the Emmy Noether program STI 615/1-1. A.R. acknowledges support from the Evangelisches Studienwerk e.V. Villigst.

## References

- [1] Y. Aharonov, D. Bohm, *Phys. Rev.* 115 (1959) 485.
- [2] W. Ehrenberg, R.E. Siday, *Proc. Phys. Soc. B* 62 (1949) 8.
- [3] R.G. Chambers, *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960) 3.
- [4] G. Möllenstedt, W. Bayh, *Naturwissenschaften* 49 (1962) 81.
- [5] A. Tonomura, N. Osakabe, T. Matsuda, et al., *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 792.
- [6] H. Batelaan, A. Tonomura, *Phys. Today* 62 (2009) 38.
- [7] G. Matteucci, G. Pozzi, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 2469.
- [8] A. Zeilinger, in: V. Gorini, A. Figerio (Eds.), *Fundamental Aspects of Quantum Theory*, Plenum, New York, 1985.
- [9] A. Cimmino, G.I. Opat, A.G. Klein, et al., *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 380.
- [10] Y. Aharonov, A. Casher, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 319.
- [11] B.E. Allman, A. Cimmino, A.G. Klein, et al., *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 2409.
- [12] W.T. Lee, O. Motrunich, B.E. Allman, S.A. Werner, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 3165.
- [13] P. Hommelhoff, Y. Sortais, A. Aghajani-Talesh, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 077401.
- [14] F. Hasselbach, U. Maier, in: Y.A. Ono, K. Fujikawa (Eds.), *Quantum Coherence and Decoherence—Proceedings of ISQM-Tokyo 98*, Elsevier, Amsterdam, 1999, p. 299.
- [15] F. Hasselbach, U. Maier, in: Y.A. Ono, K. Fujikawa (Eds.), *Quantum Coherence and Decoherence*, Elsevier, Amsterdam, 1996, p. 69.
- [16] U. Maier, Ein Biprisma-Interferometer für Ionen, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 1997.
- [17] F. Hasselbach, *Rep. Prog. Phys.* 73 (2010) 016101.
- [18] H.S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 45 (2006) 8972.
- [19] H.-S. Kuo, I.S. Hwang, T.Y. Fu, et al., *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 063106.
- [20] G. Schütz, A. Rembold, A. Pooch, S. Meier, et al., *Ultramicroscopy* 141 (2014) 9.
- [21] T.Y. Fu, L.C. Cheng, C.H. Nien, T.T. Tsong, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 113401.
- [22] H. Schmid, Ein Elektronen-Interferometer mit 300  $\mu\text{m}$  weit getrennten kohärenten Teilbündeln zur Erzeugung hoher Gangunterschiede und Messung der Phasenschiebung durch das magnetische Vektorpotential bei metallisch abgeschirmtem Magnetfluss, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 1985.
- [23] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 477 (2002) 244.
- [24] R. Fickler, W. Schnitzler, N.M. Linke, F. Schmidt-Kaler, K. Singer, *J. Mod. Opt.* 56 (2009) 2061.
- [25] A. Rembold, G. Schütz, W.T. Chang, et al., *Phys. Rev. A* 89 (2014) 033635.
- [26] G. Möllenstedt, H. Düker, *Z. Phys. A—Hadrons Nucl.* 145 (1956) 377.
- [27] P. Sonntag, F. Hasselbach, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 200402.
- [28] F. Hasselbach, M. Nicklaus, *Phys. Rev. A* 48 (1993) 143.
- [29] M. Nicklaus, F. Hasselbach, *Phys. Rev. A* 48 (1993) 152.
- [30] F. Hasselbach, *Z. Phys. B—Condens. Matter* 71 (1988) 443.
- [31] K. Jousten, K. Böhlinger, R. Börret, S. Kalbitzer, *Ultramicroscopy* 26 (1988) 301.
- [32] R. Weder, *J. Math. Phys.* 52 (2011) 052109.
- [33] Simion, Version 8.1, Scientific Instrument Services Inc., USA.
- [34] Comsol, Version 4.4, Comsol Multiphysics GmbH, Germany.
- [35] H.A. Wolfspurger, *Elektromagnetische Schirmung*, Springer, Berlin, 2008.
- [36] M.P. Silverman, *Phys. Lett. A* 182 (1993) 323.

# Literaturverzeichnis

- [AB59] AHARONOV, Y. ; BOHM, D.: Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. In: *Phys. Rev.* 115 (1959), Aug, 485–491. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.115.485>. – DOI 10.1103/PhysRev.115.485
- [AC84] AHARONOV, Y. ; CASHER, A.: Topological Quantum Effects for Neutral Particles. In: *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984), Jul, 319–321. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.319>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.53.319
- [ACK<sup>+</sup>92] ALLMAN, B. E. ; CIMMINO, A. ; KLEIN, A. G. ; OPAT, G. I. ; KAISER, H. ; WERNER, S. A.: Scalar Aharonov-Bohm experiment with neutrons. In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), Apr, 2409–2412. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2409>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.68.2409
- [ADD<sup>+</sup>06] ANDRÉ, A. ; DEMILLE, D. ; DOYLE, J. M. ; LUKIN, M. D. ; MAXWELL, S. E. ; RABL, P. ; SCHOELKOPF, R. J. ; ZOLLER, P.: A coherent all-electrical interface between polar molecules and mesoscopic superconducting resonators. In: *Nature Physics* 2 (2006), Nr. 9, 636. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys386>. – DOI 10.1038/nphys386
- [ANVA<sup>+</sup>99] ARNDT, M. ; NAIRZ, O. ; VOS-ANDREAE, J. ; KELLER, C. ; ZOUW, G. van d. ; ZEILINGER, A.: Wave-particle duality of C60 molecules. In: *Nature* 401 (1999), Nr. 6754, 680–682. <http://dx.doi.org/10.1038/44348>. – DOI 10.1038/44348
- [ATM<sup>+</sup>97] ANDREWS, M. R. ; TOWNSEND, C. G. ; MIESNER, H.-J. ; DURFEE, D. S. ; KURN, D. M. ; KETTERLE, W.: Observation of Interference Between Two Bose Condensates. In: *Science* 275 (1997), Nr. 5300, 637–641. <http://dx.doi.org/10.1126/science.275.5300.637>. – DOI 10.1126/science.275.5300.637
- [BB08] BARWICK, B. ; BATELAAN, H.: Aharonov-Bohm phase shifts induced by laser pulses. In: *New Journal of Physics* 10 (2008), Nr. 8, 083036. <http://stacks.iop.org/1367-2630/10/i=8/a=083036>
- [BBK90] BÖRRET, R. ; BÖHRINGER, K. ; KALBITZER, S.: Current-voltage characteristics of a gas field ion source with a supertip. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 23 (1990), Nr. 10, 1271. <http://stacks.iop.org/0022-3727/23/i=10/a=001>
- [BJBK88] BÖRRET, R. ; JOUSTEN, K. ; BÖHRINGER, K. ; KALBITZER, S.: Long time current stability of a gas field ion source with a supertip. In: *Journal*

- of *Physics D: Applied Physics* 21 (1988), Nr. 12, 1835. <http://stacks.iop.org/0022-3727/21/i=12/a=031>
- [Boe40] BOERSCH, H.: Fresnelsche Elektronenbeugung. In: *Naturwissenschaften* 28 (1940), Nr. 44, 709–711. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01468511>. – DOI 10.1007/BF01468511
- [Boe43] BOERSCH, H.: Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop. In: *Physikalische Zeitschrift* 44 (1943), S. 202–211
- [Brä13] BRÄUER, Annika: *Experimente zur Verwendung einer supraleitenden, monochromatischen Feldemissionsquelle für die Elektron-Biprisma-Interferometrie*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diplomarbeit, 2013
- [Bro24] BROGLIE, Louis de: XXXV. A tentative theory of light quanta. In: *Philosophical Magazine Series 6* 47 (1924), Nr. 278, 446–458. <http://dx.doi.org/10.1080/14786442408634378>. – DOI 10.1080/14786442408634378
- [BT09] BATELAAN, H. ; TONOMURA, A.: The Aharonov-Bohm effects: Variations on a subtle theme. In: *Physics Today* 62 (2009), Nr. 9, 38–43. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3226854>. – DOI 10.1063/1.3226854
- [CASN+11] CHAN, J. ; ALEGRE, T. P. M. ; SAFAVI-NAEINI, A. H. ; HILL, J. T. ; KRAUSE, A. ; GRÄBLACHER, S. ; ASPELMEYER, M. ; PAINTER, O.: Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state. In: *Nature* 478 (2011), Nr. 7367, 89–92. <http://dx.doi.org/10.1038/nature10461>. – DOI 10.1038/nature10461
- [Cha60] CHAMBERS, R. G.: Shift of an Electron Interference Pattern by Enclosed Magnetic Flux. In: *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960), Jul, 3–5. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.5.3>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.5.3
- [CHC+12] CHANG, W.-T. ; HWANG, I.-S. ; CHANG, M.-T. ; LIN, C.-Y. ; HSU, W.-H. ; HOU, J.-L.: Method of electrochemical etching of tungsten tips with controllable profiles. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 8. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.4745394>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.4745394>
- [CM91] CARNAL, O. ; MLYNEK, J.: Young’s double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), May, 2689–2692. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2689>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.66.2689
- [COK+89] CIMMINO, A. ; OPAT, G. I. ; KLEIN, A. G. ; KAISER, H. ; WERNER, S. A. ; ARIF, M. ; CLOTHIER, R.: Observation of the topological Aharonov-Casher phase shift by neutron interferometry. In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), Jul, 380–383. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.380>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.63.380



- [CSP09] CRONIN, A. D. ; SCHMIEDMAYER, J. ; PRITCHARD, D. E.: Optics and interferometry with atoms and molecules. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009), Jul, 1051–1129. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1051>. – DOI 10.1103/RevModPhys.81.1051
- [DG27] DAVISSON, C. ; GERMER, L. H.: The Scattering of Electrons by a Single Crystal of Nickel. In: *Nature* 119 (1927), Nr. 2998, 558–560. <http://dx.doi.org/10.1038/119558a0>. – DOI 10.1038/119558a0
- [Don03] DONALD, A. M.: The use of environmental scanning electron microscopy for imaging wet and insulating materials. In: *Nature Materials* 2 (2003), 811–816. <http://dx.doi.org/10.1038/nmat898>. – DOI 10.1038/nmat898
- [Dük55] DÜKER, H.: Lichtstarke Interferenz mit einem Biprisma für Elektronenwellen. In: *Zeitschrift Naturforschung* 10a (1955), 256–257. <http://www.znaturforsch.com/aa/v10a/c10a.htm>
- [EGA<sup>+</sup>13] EIBENBERGER, Sandra ; GERLICH, Stefan ; ARNDT, Markus ; MAYOR, Marcel ; TUXEN, Jens: Matter-wave interference of particles selected from a molecular library with masses exceeding 10 000 amu. In: *Phys. Chem. Chem. Phys.* 15 (2013), 14696–14700. <http://dx.doi.org/10.1039/C3CP51500A>. – DOI 10.1039/C3CP51500A
- [ES30] ESTERMANN, I. ; STERN, O.: Beugung von Molekularstrahlen. In: *Zeitschrift für Physik* 61 (1930), Nr. 1, 95–125. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01340293>. – DOI 10.1007/BF01340293
- [ES49] EHRENBERG, W. ; SIDAY, R. E.: The Refractive Index in Electron Optics and the Principles of Dynamics. In: *Proceedings of the Physical Society. Section B* 62 (1949), Nr. 1, 8. <http://stacks.iop.org/0370-1301/62/i=1/a=303>
- [FCNT01] FU, T.-Y. ; CHENG, L.-C. ; NIEN, C.-H. ; TSONG, T. T.: Method of creating a Pd-covered single-atom sharp W pyramidal tip: Mechanism and energetics of its formation. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), Aug, 113401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.64.113401>. – DOI 10.1103/PhysRevB.64.113401
- [FN28] FOWLER, R. H. ; NORDHEIM, L.: Electron Emission in Intense Electric Fields. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 119 (1928), Nr. 781, 173–181. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1928.0091>. – DOI 10.1098/rspa.1928.0091
- [For99] FORBES, R. G.: Refining the application of Fowler-Nordheim theory . In: *Ultramicroscopy* 79 (1999), Nr. 1-4, 11 - 23. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991\(99\)00097-2](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991(99)00097-2). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991\(99\)00097-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0304-3991(99)00097-2)

- [FSL<sup>+</sup>09] FICKLER, R. ; SCHNITZLER, W. ; LINKE, N. M. ; SCHMIDT-KALER, F. ; SINGER, K.: Optimised focusing ion optics for an ultracold deterministic single ion source targeting nm resolution. In: *Journal of Modern Optics* 56 (2009), Nr. 18-19, 2061-2075. <http://dx.doi.org/10.1080/09500340903180509>. – DOI 10.1080/09500340903180509
- [GBK97] GUSTAVSON, T. L. ; BOUYER, P. ; KASEVICH, M. A.: Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), Mar, 2046–2049. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.2046>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.78.2046
- [GET<sup>+</sup>11] GERLICH, S. ; EIBENBERGER, S. ; TOMANDL, M. ; NIMMRICHTER, S. ; HORNBERGER, K. ; FAGAN, P. J. ; TÜXEN, J. ; MAYOR, M. ; ARNDT, M.: Quantum interference of large organic molecules. In: *Nature communications* 2 (2011), 263. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1263>. – DOI 10.1038/ncomms1263
- [GRL<sup>+</sup>03] GOODSON, B. M. ; RUAN, C.-Y. ; LOBASTOV, V. A. ; SRINIVASAN, R. ; ZEWAIL, A. H.: Ultrafast electron diffraction: complex landscapes of molecular structures in thermal and light-mediated reactions. In: *Chemical Physics Letters* 374 (2003), Nr. 5-6, 417 - 424. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0009-2614\(03\)00803-0](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0009-2614(03)00803-0). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0009-2614\(03\)00803-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0009-2614(03)00803-0)
- [GRSS15] GÜNTHER, A. ; REMBOLD, A. ; SCHÜTZ, G. ; STIBOR, A.: Multifrequency perturbations in matter-wave interferometry. In: *Phys. Rev. A* 92 (2015), Nov, 053607. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.92.053607>. – DOI 10.1103/PhysRevA.92.053607
- [GSV<sup>+</sup>11] GIERLING, M. ; SCHNEEWEISS, P. ; VISANESCU, G. ; FEDERSEL, P. ; HÄFFNER, M. ; KERN, D.P. ; JUDD, T.E. ; GÜNTHER, A. ; FORTÁGH, J.: Cold-atom scanning probe microscopy. In: *Nature nanotechnology* 6 (2011), Nr. 7, 446. <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2011.80>. – DOI 10.1038/nnano.2011.80
- [Han00] *Physik: Atome · Atomkerne · Elementarteilchen*. Spektrum Akademischer Verlag, 2000
- [Has10] HASSELBACH, F.: Progress in electron- and ion-interferometry. In: *Reports on Progress in Physics* 73 (2010), Nr. 1, 016101. <http://stacks.iop.org/0034-4885/73/i=1/a=016101>
- [HBL<sup>+</sup>17] HATTERMANN, H. ; BOTHNER, D. ; LEY, L. Y. ; FERDINAND, B. ; WIEDMAIER, D. ; SÁRKÁNY, L. ; KLEINER, R. ; KOELLE, D. ; FORTÁGH, J.: Coupling ultracold atoms to a superconducting coplanar waveguide resonator. In: *Nature Communications* 8 (2017), Nr. 1, 2254. <http://dx.doi.org/10.1038/s41467-017-02439-7>. – DOI 10.1038/s41467-017-02439-7

- [HCH<sup>+</sup>10] HUNGER, D. ; CAMERER, S. ; HÄNSCH, T. W. ; KÖNIG, D. ; KOTTHAUS, J. P. ; REICHEL, J. ; TREUTLEIN, P.: Resonant Coupling of a Bose-Einstein Condensate to a Micromechanical Oscillator. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), Apr, 143002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.143002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.104.143002
- [HCL<sup>+</sup>13] HWANG, I.-S. ; CHANG, C.-C. ; LU, C.-H. ; LIU, S.-C. ; CHANG, Y.-C. ; LEE, T.-K. ; JENG, H.-T. ; KUO, H.-S. ; LIN, C.-Y. ; CHANG, C.-S. ; TSONG, T. T.: Investigation of single-walled carbon nanotubes with a low-energy electron point projection microscope. In: *New Journal of Physics* 15 (2013), Nr. 4, 043015. <http://stacks.iop.org/1367-2630/15/i=4/a=043015>
- [HFS<sup>+</sup>13] HAUTH, M. ; FREIER, C. ; SCHKOLNIK, V. ; SENGER, A. ; SCHMIDT, M. ; PETERS, A.: First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN. In: *Applied Physics B* 113 (2013), Nr. 1, 49–55. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-013-5413-6>. – DOI 10.1007/s00340-013-5413-6
- [HHB<sup>+</sup>04] HACKERMÜLLER, L. ; HORNBERGER, K. ; BREZGER, B. ; ZEILINGER, A. ; ARNDT, M.: Decoherence of matter waves by thermal emission of radiation. In: *Nature* 427 (2004), Nr. 6976, 711–714. <http://dx.doi.org/10.1038/nature02276>. – DOI 10.1038/nature02276
- [HHW<sup>+</sup>14] HOLLEIS, S. ; HOINKES, T. ; WUTTKE, C. ; SCHNEEWEISS, P. ; RAUSCHENBEUTEL, A.: Experimental stress-strain analysis of tapered silica optical fibers with nanofiber waist. In: *Applied Physics Letters* 104 (2014), Nr. 16, 163109. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4873339>. – DOI 10.1063/1.4873339
- [HKK06] HOMMELHOFF, P. ; KEALHOFER, C. ; KASEVICH, Mark A.: Ultrafast Electron Pulses from a Tungsten Tip Triggered by Low-Power Femtosecond Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), Dec, 247402. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.247402>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.247402
- [HM96] HASSELBACH, F. ; MAIER, U.: In: *Quantum Coherence and Decoherence - Proc ISQM-Tokyo 95 ed. by Y.A. Ono and F. Fujikawa (Amsterdam: Elsevier)* 69 (1996)
- [HM99] HASSELBACH, F. ; MAIER, U.: In: *Quantum Coherence and Decoherence - Proc ISQM-Tokyo 98 ed. by Y.A. Ono and F. Fujikawa (Amsterdam: Elsevier)* 299 (1999)
- [HN93] HASSELBACH, F. ; NICKLAUS, M.: Sagnac experiment with electrons: Observation of the rotational phase shift of electron waves in vacuum. In: *Phys. Rev. A* 48 (1993), Jul, 143–151. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.48.143>. – DOI 10.1103/PhysRevA.48.143

- [HSATK06] HOMMELHOFF, P. ; SORTAIS, Y. ; AGHAJANI-TALES, A. ; KASEVICH, M. A.: Field Emission Tip as a Nanometer Source of Free Electron Femtosecond Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), Feb, 077401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.077401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.077401
- [HSW95] HASSELBACH, F. ; SCHÄFER, A. ; WACHENDORFER, H.: Interferometric measurement of charged particle spectra (Fourier-spectroscopy). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 363 (1995), Nr. 1, 232 - 238. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00052-6](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)00052-6). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00052-6](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)00052-6)
- [HUB<sup>+</sup>03] HORNBERGER, K. ; UTTENTHALER, S. ; BREZGER, B. ; HACKERMÜLLER, L. ; ARNDT, M. ; ZEILINGER, A.: Collisional Decoherence Observed in Matter Wave Interferometry. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), Apr, 160401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.160401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.90.160401
- [ILG<sup>+</sup>01] IHEE, H. ; LOBASTOV, V. A. ; GOMEZ, U. M. ; GOODSON, B. M. ; SRINIVASAN, R. ; RUAN, C.-Y. ; ZEWAİL, A. H.: Direct Imaging of Transient Molecular Structures with Ultrafast Diffraction. In: *Science* 291 (2001), Nr. 5503, 458–462. <http://dx.doi.org/10.1126/science.291.5503.458>. – DOI 10.1126/science.291.5503.458
- [IUC<sup>+</sup>07] ISHIKAWA, T. ; URATA, T. ; CHO, B. ; ROKUTA, E. ; OSHIMA, C. ; TERUI, Y. ; SAITO, H. ; YONEZAWA, A. ; TSONG, T. T.: Highly efficient electron gun with a single-atom electron source. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 14. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.2720348>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.2720348>
- [JAO<sup>+</sup>05] JONGE, N. de ; ALLIOUX, M. ; OOSTVEEN, J. T. ; TEO, K. B. K. ; MILNE, W. I.: Optical Performance of Carbon-Nanotube Electron Sources. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), May, 186807. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.186807>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.186807
- [JBBK88] JOUSTEN, K. ; BÖHRINGER, K. ; BÖRRET, R. ; KALBITZER, S.: Growth and current characteristics of stable protrusions on tungsten field ion emitters. In: *Ultramicroscopy* 26 (1988), Nr. 3, 301 - 311. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991\(88\)90229-X](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991(88)90229-X). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991\(88\)90229-X](http://dx.doi.org/10.1016/0304-3991(88)90229-X)
- [JD03] JONGE, N. de ; DRUTEN, N. J.: Field emission from individual multiwalled carbon nanotubes prepared in an electron microscope. In: *Ultramicroscopy* 95 (2003), Nr. Supplement C, 85 - 91. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0304-3991\(02\)00301-7](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0304-3991(02)00301-7). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0304-3991\(02\)00301-7](https://doi.org/10.1016/S0304-3991(02)00301-7). – IFES 2001

- [JL02] JONGE, N. de ; LAMY, Y.: High brightness electron beam from a multi-walled carbon nanotube. In: *Nature* 420 (2002), Nr. 6914, 393–5. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01233>. – DOI 10.1038/nature01233
- [JMUP<sup>+</sup>02] JAGUTZKI, O. ; MERGEL, V. ; ULLMANN-PFLEGER, K. ; SPIELBERGER, L. ; SPILLMANN, U. ; DÖRNER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 477 (2002), Nr. 1-3, 244 - 249. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01839-3](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01839-3). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01839-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01839-3). – 5th Int. Conf. on Position-Sensitive Detectors
- [JNOR11] JUNGE, C. ; NICKEL, S. ; O'SHEA, D. ; RAUSCHENBEUTEL, A.: Bottle microresonator with actively stabilized evanescent coupling. In: *Opt. Lett.* 36 (2011), Sep, Nr. 17, 3488–3490. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.36.003488>. – DOI 10.1364/OL.36.003488
- [Jon04] JONGE, N. de: Brightness of carbon nanotube electron sources. In: *Journal of Applied Physics* 95 (2004), Nr. 2, 673-681. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1632551>. – DOI 10.1063/1.1632551
- [Kar14] KARSTENS, Kristine: *Pfaddekoherenz von Elektronen und Ionen in der Nähe dielektrischer Oberflächen*. Rostock, Universität Rostock, Diplomarbeit, 2014
- [KDD64a] KOMRSKA, J. ; DRAHOŠ, V. ; DELONG, A.: The application of Fresnel fringes to the determination of the local filament diameter in an electron biprism. In: *Czechoslovakij fiziceskij zurnal B* 14 (1964), Oct, Nr. 10, 753–756. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01688899>. – DOI 10.1007/BF01688899
- [KDD64b] KOMRSKA, J. ; DRAHOŠ, V. ; DELONG, A.: Fresnel Diffraction of Electrons by a Filament. In: *Optica Acta: International Journal of Optics* 11 (1964), Nr. 2, 145-157. <http://dx.doi.org/10.1080/713817857>. – DOI 10.1080/713817857
- [KDD67] KOMRSKA, J. ; DRAHOŠ, V. ; DELONG, A.: Intensity Distributions in Electron Interference Phenomena Produced by an Electrostatic Bi-prism. In: *Optica Acta: International Journal of Optics* 14 (1967), Nr. 2, 147-167. <http://dx.doi.org/10.1080/713818023>. – DOI 10.1080/713818023
- [KETP91] KEITH, D. W. ; EKSTROM, C. R. ; TURCHETTE, Q. A. ; PRITCHARD, D. E.: An interferometer for atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), May, 2693–2696. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2693>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.66.2693

- [KHF<sup>+</sup>04] KUO, H.-S. ; HWANG, I.-S. ; FU, T.-Y. ; WU, J.-Y. ; CHANG, C.-C. ; TSONG, T. T.: Preparation and Characterization of Single-Atom Tips. In: *Nano Letters* 4 (2004), Nr. 12, 2379-2382. <http://dx.doi.org/10.1021/nl048569b>. – DOI 10.1021/nl048569b
- [KHF<sup>+</sup>06] KUO, H.-S. ; HWANG, I.-S. ; FU, T.-Y. ; LIN, Y.-C. ; CHANG, C.-C. ; TSONG, T. T.: Noble Metal/W<111> Single-Atom Tips and Their Field Electron and Ion Emission Characteristics. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 45 (2006), Nr. 11R, 8972. <http://stacks.iop.org/1347-4065/45/i=11R/a=8972>
- [KHF<sup>+</sup>08] KUO, H.-S. ; HWANG, I.-S. ; FU, T.-Y. ; LU, Y.-H. ; LIN, C.-Y. ; TSONG, T. T.: Gas field ion source from an Ir/W<111> single-atom tip. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), Nr. 6. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.2844851>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.2844851>
- [KHF<sup>+</sup>09] KUO, H.-S. ; HWANG, I.-S. ; FU, T.-Y. ; HWANG, Y.-S. ; LU, Y.-H. ; LIN, C.-Y. ; HOU, J.-L. ; TSONG, T. T.: A single-atom sharp iridium tip as an emitter of gas field ion sources. In: *Nanotechnology* 20 (2009), Nr. 33, 335701. <http://stacks.iop.org/0957-4484/20/i=33/a=335701>
- [KHK<sup>+</sup>16] KRUIT, P. ; HOBBS, R.G. ; KIM, C.-S. ; YANG, Y. ; MANFRINATO, V.R. ; HAMMER, J. ; THOMAS, S. ; WEBER, P. ; KLOPFER, B. ; KOHSTALL, C. ; JUFFMANN, T. ; KASEVICH, M.A. ; HOMMELHOFF, P. ; BERGGREN, K.K.: Designs for a quantum electron microscope. In: *Ultramicroscopy* 164 (2016), 31 - 45. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2016.03.004>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2016.03.004>. – ISSN 0304-3991
- [Kie00] KIESEL, Harald: *Nachweis von Korrelationen der Ankunftszeiten von freien Fermiteilchen: elektron-antibunching*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 2000
- [KK04] KALBITZER, S. ; KNOBLAUCH, A.: Physical processes in a super-tip gas field ion source. In: *Applied Physics A* 78 (2004), Nr. 3, 269–281. <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-003-2218-1>. – DOI 10.1007/s00339-003-2218-1
- [KRH02] KIESEL, H. ; RENZ, A. ; HASSELBACH, F.: Observation of Hanbury Brown–Twiss anticorrelations for free electrons. In: *Nature* 418 (2002), Nr. 6896, 392–394. <http://dx.doi.org/10.1038/nature00911>. – DOI 10.1038/nature00911
- [KWMK96] KNOBLAUCH, A. ; WILBERTZ, C. ; MILLER, T. ; KALBITZER, S.: Field electron emission properties of a supertip. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 29 (1996), Nr. 2, 470. <http://stacks.iop.org/0022-3727/29/i=2/a=028>

- [LMAW98] LEE, W.-T. ; MOTRUNICH, O. ; ALLMAN, B. E. ; WERNER, S. A.: Observation of Scalar Aharonov-Bohm Effect with Longitudinally Polarized Neutrons. In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), Apr, 3165–3168. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.3165>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.80.3165
- [LW84] LENZ, F. ; WOHLAND, G.: Effect of chromatic aberration and partial coherence on the interference pattern of an electron biprism interferometer. In: *Optik* 67 (1984), Nr. 4, S. 315–329
- [Mai97] MAIER, Uwe: *Ein Biprisma-Interferometer für Ionen*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 1997
- [MB62] MÖLLENSTEDT, G. ; BAYH, W.: Messung der kontinuierlichen Phasenschiebung von Elektronenwellen im kraftfeldfreien Raum durch das magnetische vektorpotential einer Luftspule. In: *Naturwissenschaften* 49 (1962), Nr. 4, 81–82. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00622023>. – DOI 10.1007/BF00622023
- [MD55] MÖLLENSTEDT, G. ; DÜKER, H.: Fresnelscher Interferenzversuch mit einem Biprisma für Elektronenwellen. In: *Naturwissenschaften* 42 (1955), Nr. 2, 41–41. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00621530>. – DOI 10.1007/BF00621530
- [MD56] MÖLLENSTEDT, G. ; DÜKER, H.: Beobachtungen und Messungen an Biprisma-Interferenzen mit Elektronenwellen. In: *Zeitschrift für Physik* 145 (1956), Nr. 3, 377–397. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01326780>. – DOI 10.1007/BF01326780
- [MP85] MATTEUCCI, G. ; POZZI, G.: New Diffraction Experiment on the Electrostatic Aharonov-Bohm Effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), Jun, 2469–2472. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2469>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.54.2469
- [MW80] MÖLLENSTEDT, G. ; WOHLAND, G.: In: *Electron microscopy 7th European Congress on Electron Microscopy Foundation (Leiden, Netherland)* 1 (1980), S. 28–29
- [MZM<sup>+</sup>15] MARGALIT, Y. ; ZHOU, Z. ; MACHLUF, S. ; ROHRLICH, D. ; JAPHA, Y. ; FOLMAN, R.: A self-interfering clock as a "which path" witness. In: *Science* 349 (2015), Nr. 6253, S. 1205–1208. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aac6498>. – DOI 10.1126/science.aac6498
- [NH93] NICKLAUS, M. ; HASSELBACH, F.: Wien filter: A wave-packet-shifting device for restoring longitudinal coherence in charged-matter-wave interferometers. In: *Phys. Rev. A* 48 (1993), Jul, 152–160. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.48.152>. – DOI 10.1103/PhysRevA.48.152
- [Nic89] NICKLAUS, Marc: *Ein Sagnac-Experiment mit Elektronenwellen*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 1989

- [NYU<sup>+</sup>98] NAGAOKA, K. ; YAMASHITA, T. ; UCHIYAMA, M. S. and Y. S. and Yamada ; FUJII, H. ; OSHIMA, C.: Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. In: *Nature* 396 (1998), Nr. 6711, 557–779. <http://dx.doi.org/10.1038/25089>. – DOI 10.1038/25089
- [Osh99] OSHIMA, Chuhei: Monochromatic field electron emission from a Nb superconductor. In: *Ultramicroscopy* 78 (1999), Nr. 1, 27 - 32. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0304-3991\(99\)00014-5](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0304-3991(99)00014-5). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0304-3991\(99\)00014-5](https://doi.org/10.1016/S0304-3991(99)00014-5)
- [PCC99] PETERS, A. ; CHUNG, K. Y. ; CHU, S.: Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. In: *Nature* 400 (1999), Nr. 6747, 849–852. <http://dx.doi.org/10.1038/23655>. – DOI 10.1038/23655
- [PSK<sup>+</sup>18] POOCH, A. ; SEIDLING, M. ; KERKER, N. ; RÖPKE, R. ; REMBOLD, A. ; CHANG, W. T. ; HWANG, I. S. ; STIBOR, A.: Coherent properties of a tunable low-energy electron-matter-wave source. In: *Phys. Rev. A* 97 (2018), Jan, 013611. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.97.013611>. – DOI 10.1103/PhysRevA.97.013611
- [PSL<sup>+</sup>17] POOCH, A. ; SEIDLING, M. ; LAYER, M. ; REMBOLD, A. ; STIBOR, A.: A compact electron matter wave interferometer for sensor technology. In: *Applied Physics Letters* 110 (2017), Nr. 22, 223108. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4984839>. – DOI 10.1063/1.4984839
- [PY09] PUTNAM, W. P. ; YANIK, M. F.: Noninvasive electron microscopy with interaction-free quantum measurements. In: *Phys. Rev. A* 80 (2009), Oct, 040902. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.80.040902>. – DOI 10.1103/PhysRevA.80.040902
- [Rai98] RAIMER, Ludwig: *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*. Berlin : Springer, 1998
- [Ram50] RAMSEY, N. F.: A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. In: *Phys. Rev.* 78 (1950), Jun, 695–699. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.78.695>. – DOI 10.1103/PhysRev.78.695
- [Rem17] REMBOLD, Alexander: *Second-order correlation analysis of multifrequency dephasing in single-particle interferometry*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 2017
- [RKW<sup>+</sup>91] RIEHLE, F. ; KISTERS, T. ; WITTE, A. ; HELMCKE, J. ; BORDÉ, C. J.: Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), Jul, 177–180. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.177>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.67.177
- [Roe] ROENTDEK HANDELS GMBH (Hrsg.): *MCP Delay Line Detektor Manual*. RoentDek Handels GmbH, <http://roentdek.de/manuals/MCP%20Delay%20Line%20manual.pdf>



- [RRS<sup>+</sup>17] REMBOLD, A. ; RÖPKE, R. ; SCHÜTZ, G. ; FORTÁGH, J. ; STIBOR, A. ; GÜNTHER, A.: Second-order correlations in single-particle interferometry. In: *New Journal of Physics* 19 (2017), Nr. 10, 103029. <http://stacks.iop.org/1367-2630/19/i=10/a=103029>
- [RSC<sup>+</sup>14] REMBOLD, A. ; SCHÜTZ, G. ; CHANG, W.-T. ; STEFANOV, A. ; POOCH, A. ; HWANG, I.-S. ; GÜNTHER, A. ; STIBOR, A.: Correction of dephasing oscillations in matter-wave interferometry. In: *Phys. Rev. A* 89 (2014), Mar, 033635. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.89.033635>. – DOI 10.1103/PhysRevA.89.033635
- [RSR<sup>+</sup>17] REMBOLD, A. ; SCHÜTZ, G. ; RÖPKE, R. ; CHANG, W.-T. ; HWANG, I.-S. ; GÜNTHER, A. ; STIBOR, A.: Vibrational dephasing in matter-wave interferometers. In: *New Journal of Physics* 19 (2017), Nr. 3, 033009. <http://stacks.iop.org/1367-2630/19/i=3/a=033009>
- [RTB74] RAUCH, H. ; TREIMER, W. ; BONSE, U.: Test of a single crystal neutron interferometer. In: *Physics Letters A* 47 (1974), Nr. 5, 369 - 371. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(74\)90132-7](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(74)90132-7). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(74\)90132-7](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(74)90132-7)
- [Sch85] SCHMID, Hubert: *Ein Elektronen-Interferometer mit 300µm weit getrennten kohärenten Teilbündeln zur Erzeugung hoher Gangunterschiede und Messung der Phasenverschiebung durch das magnetische Vektorpotential bei metallisch abgeschirmten Magnetfluß*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 1985
- [Sch97] SCHÄFER, Andreas: *Untersuchungen an einer EuS-bedampften Feldemissionselektronenquelle*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 1997
- [SGFR10] STIEBEINER, A. ; GARCIA-FERNANDEZ, R. ; RAUSCHENBEUTEL, A.: Design and optimization of broadband tapered optical fibers with a nanofiber waist. In: *Opt. Express* 18 (2010), Oct, Nr. 22, 22677–22685. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.022677>. – DOI 10.1364/OE.18.022677
- [SH05] SONNENTAG, P. ; HASSELBACH, F.: Decoherence of electron waves due to induced charges moving through a nearby resistive material. In: *Brazilian Journal of Physics* 35 (2005), 06, 385 - 390. [http://www.sbfisica.org.br/bjp/files/v35\\_385.pdf](http://www.sbfisica.org.br/bjp/files/v35_385.pdf)
- [SH07] SONNENTAG, P. ; HASSELBACH, F.: Measurement of Decoherence of Electron Waves and Visualization of the Quantum-Classical Transition. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), May, 200402. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.200402>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.98.200402
- [Sil93] SILVERMAN, M. P.: Optical manifestations of the Aharonov-Bohm effect by ion interferometry. In: *Physics Letters A* 182 (1993), Nr. 4, 323 - 329. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(93\)90402-L](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(93)90402-L). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(93\)90402-L](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(93)90402-L)

- [SKH00] SONNENTAG, P. ; KIESEL, H. ; HASSELBACH, F.: Visibility spectroscopy with electron waves using a Wien filter: higher order corrections. In: *Micron* 31 (2000), Nr. 4, 451 - 456. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328\(99\)00123-7](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328(99)00123-7). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328\(99\)00123-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328(99)00123-7)
- [Son06] SONNENTAG, Peter: *Ein Experiment zur kontrollierten Dekohärenz in einem Elektronen-Biprisma-Interferometer*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 2006
- [SRP+14] SCHÜTZ, G. ; REMBOLD, A. ; POOCH, A. ; MEIER, S. ; SCHNEEWEISS, P. ; RAUSCHENBEUTEL, A. ; GÜNTHER, A. ; CHANG, W.-T. ; HWANG, I.-S. ; STIBOR, A.: Biprism electron interferometry with a single atom tip source. In: *Ultramicroscopy* 141 (2014), 9 - 15. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2014.02.003>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2014.02.003>
- [SRP+15a] SCHÜTZ, G. ; REMBOLD, A. ; POOCH, A. ; CHANG, W.-T. ; STIBOR, A.: Electron matter wave interferences at high vacuum pressures. In: *Measurement* 68 (2015), 201 - 204. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.measurement.2015.02.022>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2015.02.022>
- [SRP+15b] SCHÜTZ, G. ; REMBOLD, A. ; POOCH, A. ; PROCHEL, H. ; STIBOR, A.: Effective beam separation schemes for the measurement of the electric AharonovBohm effect in an ion interferometer. In: *Ultramicroscopy* 158 (2015), 65 - 73. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2015.06.016>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2015.06.016>
- [SVA+07] SAGUÉ, G. ; VETSCH, E. ; ALT, W. ; MESCHÉDE, D. ; RAUSCHENBEUTEL, A.: Cold-Atom Physics Using Ultrathin Optical Fibers: Light-Induced Dipole Forces and Surface Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), Oct, 163602. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.163602>. – DOI [10.1103/PhysRevLett.99.163602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.163602)
- [TK87] TAWARA, H. ; KATO, T.: Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36 (1987), Nr. 2, 167 - 353. [http://dx.doi.org/http://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90014-3](http://dx.doi.org/http://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90014-3). – DOI [http://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90014-3](http://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90014-3)
- [TOM+86] TONOMURA, A. ; OSAKABE, N. ; MATSUDA, T. ; KAWASAKI, T. ; ENDO, J. ; YANO, S. ; YAMADA, H.: Evidence for Aharonov-Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave. In: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), Feb, 792-795. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.792>. – DOI [10.1103/PhysRevLett.56.792](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.792)

- [Tso90] TSONG, Tien T.: *Atom-Probe Field Ion Microscopy; Field ion emission, and surfaces and interfaces at atomic resolution*. Cambridge and New York : Cambridge University Press, 1990
- [War07] WARKEN, Florian: *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*. Bonn, Rheinischen Friedrich-Wilhelm-Universität, Diss., 2007
- [Wed11] WEDER, R.: The electric Aharonov-Bohm effect. In: *Journal of Mathematical Physics* 52 (2011), Nr. 5, 052109. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3592150>. – DOI 10.1063/1.3592150
- [Woh85] WOHLAND, Gerhard: *Messung der Kohärenzlänge von Elektronen im Elektroneninterferometer mit Wien-Filter*. Tübingen, Eberhard Karls Universität, Diss., 1985
- [Wol87] WOLLNIK, Hermann: *Optics of Charged Particles*. Orlando and London : Academic Press, Inc., 1987
- [WRB08] WARKEN, F. ; RAUSCHENBEUTEL, A. ; BARTHOLOMAUS, T.: Fiber Pulling Profits from Precise Positioning-Precise motion control improves manufacturing of fiber optical resonators. In: *Photonics Spectra* 42 (2008), Nr. 3, S. 73
- [WVM<sup>+</sup>07] WARKEN, F. ; VETSCH, E. ; MESCHÉDE, D. ; SOKOLOWSKI, M. ; RAUSCHENBEUTEL, A.: Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers. In: *Opt. Express* 15 (2007), Sep, Nr. 19, 11952–11958. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.011952>. – DOI 10.1364/OE.15.011952
- [Zei86] ZEILINGER, Anton: In: GORINI, Vittorio (Hrsg.) ; FRIGERIO, Andrzej (Hrsg.): *Fundamental aspects of quantum theory*. Plenum Press, New York, 1986