

# **Kohärente Smith-Purcell-Strahlung zur minimal invasiven Bunchlängenmessung im Subpikosekundenbereich**

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

M.Sc. Philipp Heil  
geb. am 6. Januar 1989 in Bad Bergzabern

Mainz, den 22.10.2020







# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>13</b>
1.1. Motivation	13
1.2. <i>MESA</i>	14
1.3. Experimente an <i>MESA</i>	15
1.3.1. Das <i>P2</i> -Experiment	16
1.3.2. Das <i>MAGIX</i> -Experiment	16
1.3.3. Das <i>BDX</i> -Experiment	18
1.4. Zeitaufgelöste Elektronenmikroskopie	19
1.5. Verlauf dieser Doktorarbeit	19
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>21</b>
2.1. Teilchenquelle	21
2.2. Wellenausbreitung in Hohlleitern	22
2.3. Beschleunigung von Teilchen	24
2.3.1. Emittanz	24
2.3.2. Phasenfokussierung	25
2.3.3. Stabilitätsbedingung	26
2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung	27
2.5. Raumladungseffekte	35
2.6. Anforderungen an das Bunchersystem	36
2.7. Smith-Purcell-Strahlung	38
2.7.1. Transversale Kohärenzbedingung	39
2.7.2. Entstehungsmechanismus	40
2.7.3. Kohärente Strahlungsverstärkung	42
2.7.4. Reflexionsfaktor	46
2.7.5. Winkelverteilung	50
2.7.6. Leistungsabschätzung	52
2.7.7. Abstand Strahl-Gitter	55
<b>3. Experimenteller Aufbau</b>	<b>61</b>
3.1. MELBA	61
3.2. Smith-Purcell-Apparatur	63
3.3. Gitter	65
3.4. Transversale Strahldiagnose über der Trommel	70
3.5. Detektor	71
3.6. Datenaufnahme	76

<b>4. Messung und Analyse</b>	<b>79</b>
4.1. Kalibration des Detektors . . . . .	79
4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge .	84
4.2.1. Bunchlänge . . . . .	92
4.3. Untersuchungen bei Variation des Abstandes von Strahl und Gitter $z_0$	98
4.4. Messungen bei hohem Strahlstrom . . . . .	105
4.4.1. Anpassung der Betriebsparameter des Bunchersystems . . . .	107
4.4.2. Abhängigkeit vom Strahlstrom bei verschiedenen Abständen von Strahl und Gitter . . . . .	110
4.4.3. Einfluss verschiedener Strahlformen . . . . .	113
4.4.4. Ausschluss einer transversalen Bewegung des Strahles bei ei- ner Erhöhung des Stromes . . . . .	116
4.4.5. Berücksichtigung des linearen Untergrunds bei der Berech- nung der Bunchlänge . . . . .	116
4.5. Auswirkung Chopperkollimator . . . . .	118
4.6. Vergleich Gittergeometrien . . . . .	123
4.7. Filter . . . . .	126
4.8. Leistung $P_2$ bei unterschiedlichen Gittern . . . . .	129
<b>5. Technische Details</b>	<b>131</b>
5.1. Strahlstabilisierung, Strahlregelung . . . . .	131
5.2. Lebensdauerkorrektur . . . . .	133
5.3. Untergrund . . . . .	135
<b>6. Simulationen mit CST</b>	<b>139</b>
6.1. Simulation von Raumladungseffekten . . . . .	139
6.2. Simulation zur Abschätzung der Betriebsparameter des Bunchersys- tems . . . . .	144
6.3. Temperaturverteilung beim Auftreffen des Strahles auf dem Gitter .	146
<b>7. Fazit und Ausblick</b>	<b>151</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>153</b>
A.1. Weitere Details zur Kalibration des Detektors . . . . .	153
A.1.1. Untersuchungen mit der Wärmebildkamera . . . . .	153
A.1.2. Berechnung Raumwinkelanteil Detektorkalibration . . . . .	154
A.2. Grenzfrequenz des Detektors . . . . .	157
A.3. Phase Lock-in-Verstärker . . . . .	158
A.4. Einfluss der Verstärkungsstufen . . . . .	159
A.5. Verluste an Luft . . . . .	161
A.6. Berechnung Raumwinkelanteil Messanordnung . . . . .	162
A.7. Eigenschaften des verwendeten Vakuumfensters . . . . .	163
A.8. Eigenschaften Winston-Cone . . . . .	166
A.9. Umrechnung der Abhängigkeiten sämtlicher Korrekturterme $\tau$ . . . .	168

A.10. Öffnungsfunktion Chopperkollimator . . . . .	169
A.10.1. Auswirkung einer endlichen transversalen Strahlbreite . . . . .	170
A.11. Kalibration Abstand $z_0$ von Elektronenstrahl und Gitter . . . . .	172
A.12. Abschätzung des Untergrundes bei Messung des Abstandsverhaltens von Strahl und Gitter . . . . .	174
A.13. Filtercharakteristiken . . . . .	175
A.13.1. Bandpassfilter . . . . .	175
A.13.2. Fluorogold . . . . .	175
A.13.3. Kaltfilter . . . . .	175
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>179</b>



# Abkürzungen

<b>Allgemein</b>	
SPR	Smith-Purcell radiation
HV	Hochspannung (high voltage)
HF	Hochfrequenz
DC	Gleichstrom/-spannung (direct current)
RMS	Root Mean Square
<b>Formelzeichen</b>	
$\beta$	Reduzierte Geschwindigkeit der Elektronen
$\gamma$	Lorentzfaktor
$f$	Betriebsfrequenz von <i>MESA</i>
$n$	Strahlungsordnung der SPR
$D$	Gitterkonstante
$\eta, \zeta$	Beobachtungswinkel der SPR
$\sigma_x$	Bunchlänge
$\sigma_y, \sigma_z$	Transversale Breite des Bunches
$z_0$	Abstand zwischen Strahl und Gitter
$P$	Gemessene SPR-Leistung
$P_1$	Zugeführte Leistung in der ersten Buncherkavität
$P_2$	Zugeführte Leistung in der zweiten Buncherkavität
$\phi_1$	Hochfrequenzphase der ersten Buncherkavität
$\phi_2$	Hochfrequenzphase der zweiten Buncherkavität
$D_{MP}$	Tastgrad der Makropulse
$I_S$	Mittlerer Quellstrom
$I_{MP}$	Strom im eingeschalteten Makropuls
$I_K$	$I_{MP}$ nach dem Kollimator
$N_e$	Anzahl an Elektronen im Bunch
$Q_b$	Bunchladung
$\alpha_K$	Öffnungswinkel des Kollimators
<b>Physikalische Konstanten [Mes15]</b>	
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $299\,792\,452\text{ m s}^{-1}$
$e$	Elementarladung: $1,602\,176\,46 \cdot 10^{-19}\text{ A s}$
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante: $8,854\,187\,817 \cdot 10^{-12}\text{ A s V}^{-1}\text{ m}^{-1}$
$m_0$	Ruhemasse des Elektrons: $0,510\,998\,90\text{ MeV c}^{-2}$
$k_B$	Boltzmann-Konstante: $1,380\,649 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum $6,582\,119\,569 \cdot 10^{-16}\text{ eV s}$



# Zusammenfassung

Um schnelle physikalische Prozesse aufzulösen, kommen kurze Teilchenpulse immer häufiger zur Anwendung. Auch für den Betrieb des Mainzer energierückgewinnenden Beschleunigers *MESA* sind kurze Elektronenpulse unerlässlich. Hier werden kurze Bunche benötigt, um den Teilchenstrahl ohne große Verluste beschleunigen zu können bzw. ihn an die Akzeptanz des Beschleunigers anzupassen.

Es wurde ein Testapparat für *MESA* gebaut, welcher die ersten zehn Meter der späteren Niederenergiestrahlführung bei 100 keV beinhaltet. Da hier unter anderem auch die longitudinale Präparation des Elektronenstrahles stattfindet, eignet sich dieser Aufbau zur Untersuchung der Länge der Teilchenpulse. Eine Diagnosemethode zur Bestimmung der Bunchlänge stellt Smith-Purcell-Strahlung (SPR) dar.

SPR entsteht, wenn ein geladenes Teilchen nahe an einer periodischen metallischen Gitterstruktur vorbeifliegt. Die Strahlung hat einen kohärenten Anteil, der quadratisch mit dem Strahlstrom ansteigt und bei den hier auftretenden Bunchladungen von 0,77 pC die Intensität um bis zu sechs Größenordnungen verstärkt, sobald die Bunchlänge des Elektronenstrahles kleiner ist als die Periode der Gitterstruktur. Verschiedene Gitter mit unterschiedlichen Gitterkonstanten werden neben dem Strahl positioniert, um so die Länge der Bunche zu bestimmen. Ein Vergleich mit der theoretisch erzeugten und experimentell bestimmten Leistung liefert hier noch genauere Ergebnisse. Die entstehende Strahlung im THz-Bereich wird mit Leistungen von wenigen pW bis zu maximal 30 nW emittiert und in einem mit flüssigem Helium auf 4,2 K gekühlten Bolometer nachgewiesen.

Die Einstellung der Parameter des Systems zur longitudinalen Präparation des Teilchenstrahls (Bunchersystem) wird mit Hilfe dieses SPR-Signals zunächst grob vorgenommen und dann fein optimiert. Die Erzeugung von SPR erfolgt dabei minimal invasiv. Es wird gezeigt, dass es möglich ist, die Bunchlänge zu bestimmen und dabei weniger als 0,6 % des Strahles zu verlieren, wobei mit einer genaueren Einstellung der Fokussier- und Ablenkmagnete auch Werte von deutlich unter 0,1 % möglich wären. Diese Eigenschaft ermöglicht es auch, bei hohen Strahlströmen eine Bunchlängenmessung durchzuführen. Hier bewirkt eine gegenseitige Abstoßung der Elektronen eine Aufblähung des Bunches (Raumladung). Der Einfluss dieses Effekts wird reduziert, indem bei einer Live-Messung bei Strömen von bis zu 3 mA die Hohlraumresonatoren des Bunchersystems nachgeregelt werden.

Es zeigt sich, dass sich mit diesem System RMS-Bunchlängen von 70  $\mu\text{m}$  erzeugen lassen. Dabei entspricht die experimentelle Anordnung weitgehend den zu erwartenden Verhältnissen an *MESA*. Die durch die Akzeptanz des Beschleunigers von 1,7 mm festgelegte Anforderung wird hierbei deutlich übertroffen.





# Abstract

In order to investigate ultra-fast physical processes, short pulses of particles have been receiving more and more attention. In the case of the Mainz energy-recovery superconducting accelerator *MESA*, short electron bunches are needed to ensure acceleration of the beam without losing too many particles or, in other words, to match the accelerator acceptance.

In an experimental hall, a test apparatus was built which contains the first ten meters of the low energy beam transport system at 100 keV of *MESA*. As the longitudinal bunch preparation system is installed here, this apparatus is suitable for bunch length measurements. Here, Smith-Purcell radiation (SPR) is used to obtain information about the longitudinal particle distribution.

SPR is generated if a charged particle passes close to a periodic metallic structure, e.g. a grating. The signal has a coherent part which increases its intensity by up to six orders of magnitude at a beam current of 0.77 pC if the bunch length is smaller than or comparable to the grating period. Different gratings are placed below the electron beam to determine the length of the electron bunches. A comparison of the calculated power with the measured one gives even more precise results. The generated THz radiation with a power of some pW to 30 nW is observed with a bolometer cooled down at 4.2 K.

The parameters of the longitudinal bunch preparation systems are firstly matched in a coarse way and are then optimised. The generation of SPR occurs in a minimally invasive way. It is shown that it is possible to determine the bunch length while losing less than 0.6 % of the electron beam. With better tuned focusing and bending magnets, it is even possible to achieve beam losses below 0.1 %. This property allows for bunch length measurements even at high beam currents. In those circumstances, coulomb interactions between the electrons lead to a blow-up of the whole bunch (space charge). The impact of the space charge on the bunch length can be reduced while tuning the longitudinal bunch preparation system during a live measurement at beam currents up to 3 mA. Doing so, it is possible to achieve RMS bunch lengths of 70  $\mu\text{m}$  in a typical operating mode of the low energy beam transport system of *MESA*. The requirement of a bunch length of 1.7 mm in order to match the acceptance of the accelerator is exceeded. In addition to the bunch length measurements, typical properties of the generated SPR could be demonstrated.



# 1. Einleitung

Das Interesse an Teilchenbeschleunigern hat in den letzten Jahren in der Physik stark zugenommen. Verschiedene Experimente stellen immer höhere Anforderungen an die Maschinen bzw. an die Qualität des Teilchenstrahles. Das ist schon daran zu sehen, dass die Nachfrage an Beschäftigten im Sektor der Beschleunigerphysik stetig ansteigt [Bur13]. Immer mehr Projekte wie zum Beispiel der Bau des 30 km langen internationalen Linearbeschleunigers ILC oder des *Future Circular Collider* am *CERN* stehen in den Startlöchern. So kommt es auch am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz mit der Bewilligung der Exzellenzcluster *PRISMA*<sup>1</sup> zum Bau des energierückgewinnenden und supraleitenden Elektronenbeschleunigers *MESA*<sup>2</sup>. Die Voraussetzungen sind hierfür an diesem Standort günstig, da bereits mit dem bestehenden Beschleuniger *MAMI*<sup>3</sup> jahrelange Erfahrung gesammelt wurde.

## 1.1. Motivation

Mit dem Bau von *MESA* werden einzigartige Bedingungen zur Forschung im Bereich Teilchen- und Hadronenphysik geschaffen. Hierbei geht es unter anderem darum, Physik jenseits des Standardmodells zu untersuchen. So wird zum Beispiel der Radius des Protons vermessen, was bisher aufgrund von Diskrepanzen verschiedener Messergebnisse zu Kontroversen geführt hat. Zudem wird nach einem kurzlebigen Teilchen, dem sogenannten dunklen Photon, gesucht, das als Austauschteilchen der dunklen Materie postuliert wird. Im Hinblick auf die elektroschwache Wechselwirkung wird eine genaue Vermessung des Weinbergwinkels Aufschluss über den Zusammenhang der Kopplungsstärken liefern. Das P2-Experiment wird erstmalig eine Präzisionsmessung des Weinbergwinkels im Niederenergiebereich von 155 MeV durchführen und somit zum bestehenden Modell einen entscheidenden Beitrag liefern. Nicht zuletzt ist der Bau und Betrieb von *MESA* an der Universität Mainz eine ideale Möglichkeit, zukünftige Physiker dem Gebiet der Beschleunigerphysik näherzubringen und somit der steigenden Nachfrage an Personal nachzukommen.

---

<sup>1</sup>Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter

<sup>2</sup>Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

<sup>3</sup>Mainzer Mikrotron

## 1. Einleitung

### 1.2. MESA

Bei *MESA* handelt es sich um einen bisher einzigartigen Elektronenbeschleuniger, welcher durch mehrfache Rezirkulation eine Energierückgewinnung in supraleitenden Beschleunigungsstrukturen mit hohen Strahlströmen erzielen soll. Die geplanten Experimente erfordern zudem einen spinpolarisierten Elektronenstrahl. [Abbildung 1.1](#) zeigt eine Skizze des geplanten Aufbaus von *MESA* mit den drei Experimenten in den neuen, zum Teil aktuell im Bau befindlichen, unterirdischen Hallen. Als Teilchenquelle wird, wie bei *MAMI*, ein System mit auswechselbaren Photokathoden

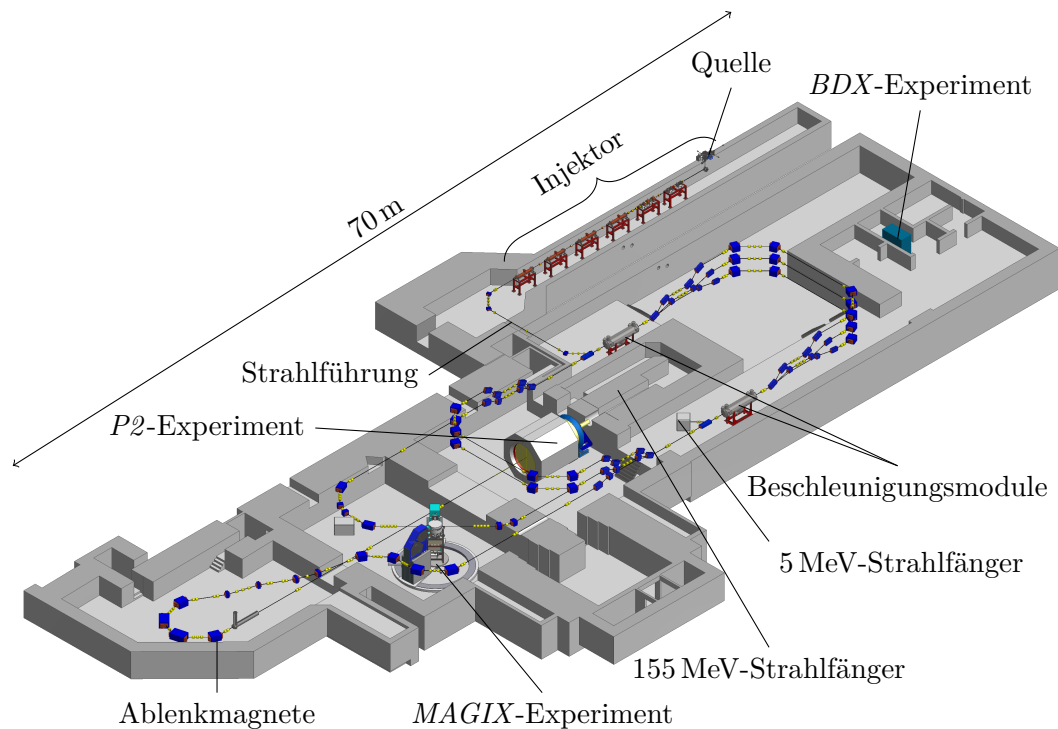


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung von *MESA* in den Hallen des Instituts für Kernphysik [Sim20].

thoden verwendet [Aul07]. Für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen wird ein zirkular-polarisierter Laser auf eine GaAs-Photokathode gerichtet. Die Quantisierungsachse der ausgeschlagenen Elektronen hängt dabei von dem Impuls der einfallenden Photonen ab. Verlässt der Elektronenstrahl die Kathode in Richtung des Lasers, ist er somit longitudinal polarisiert. Der Elektronenstrahl wird zunächst durch das Injektionssystem geleitet, in dem er für die folgenden Beschleunigungsstrukturen präpariert wird, wonach die Elektronen anschließend mit einer kinetischen Energie von 5 MeV in den Hauptbeschleuniger eingespeist werden. Die Betriebsfrequenz wird auf 1,3 GHz festgelegt, da bei dieser Frequenz eine Vielzahl anderer

Projekte existiert und es daher möglich ist, modifizierte Beschleunigungsstrukturen vom *TESLA*-Typ [Pro93] kommerziell zu erwerben. Die Beschleunigungsspannung pro Beschleunigungsmodul beträgt 25 MV. Der Teilchenstrahl soll die zwei Module insgesamt drei Mal auf der beschleunigenden Phase passieren, sodass eine maximale Endenergie von 155 MeV zur Verfügung gestellt werden kann. Der Beschleuniger wird in zwei Modi betrieben. Im Externer-Strahl-Modus findet keine Energierückgewinnung statt. Der Strahl passiert die Beschleunigungsstrukturen nur auf der beschleunigenden Phase und wird nach dem Experiment in einem Strahlfänger gestoppt. Im energierückgewinnenden Modus treffen die hochenergetischen Elektronen zunächst auf einen Gas-Strahl (engl.: Jet) im *MAGIX*-Experiment. Ein Großteil der Teilchen interagiert jedoch nicht mit dem Jet und wird anschließend mit einem Phasenversatz von  $180^\circ$ , also auf der abbremsenden Phase der Hochfrequenz, erneut durch die Beschleunigungsstrukturen geleitet und gibt somit seine kinetische Energie an das Hochfrequenz-System (HF-System) wieder ab. Das ermöglicht hohe Strahlintensitäten, die auf der Suche nach seltenen Ereignissen – wie zum Beispiel dem Zerfall eines dunklen Photons – nötig sind. Ohne die Energierückgewinnung bei Strahlströmen von bis zu 10 mA würden die benötigten Investitionen und die Energiekosten für das HF-System in nicht zu rechtfertigende Höhen getrieben werden. Der so abgebremste Strahl besitzt eine Restenergie von 5 MeV und wird in einem kleinen Strahlfänger gestoppt. Tabelle 1.1 stellt die Betriebsparameter von *MESA* in den zwei verschiedenen Betriebsmodi dar. Der Wert in Klammern stellt

Tabelle 1.1.: Betriebsparameter von *MESA* in den beiden Betriebsmodi [Aul14].

	Externer-Strahl	Energierückgewinnung
Anzahl an Rezirkulationen	3	2
Maximale Strahlenergie	155 MeV	105 MeV
Mittlerer Strahlstrom	150 $\mu$ A	1 mA (10 mA)
Spinpolarisation	> 85 %	Vorerst keine Spinpolarisation
Elektronenrate	$9,4 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$	$6,25 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ( $6,25 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ )

den Designwert für *MESA* dar. In der ersten Ausbaustufe wird vorerst ein maximaler Elektronenstrom von 1 mA angestrebt. Es sind zurzeit einzelne Experimente mit Strahlströmen von bis 1 mA im energierückgewinnenden Modus mit Spinpolarisation in der Diskussion, die jedoch bei der Experimentplanung nicht an erster Stelle stehen.

### 1.3. Experimente an MESA

An *MESA* wird es vorerst drei Experimente geben, die hier kurz erklärt werden.

## 1. Einleitung

### 1.3.1. Das *P2*-Experiment

Eine Anwendung von *MESA* ist die Vermessung des Weinbergwinkels  $\Theta_W$  im Rahmen des *P2*-Experiments [B<sup>+</sup>18]. Dieser ist definiert als das Massenverhältnis der W- und Z-Bosonen.

$$\cos(\theta_W) = \frac{m_W}{m_Z}$$

Eine genaue Vermessung von  $\Theta_W$  gibt Aufschluss über den Zusammenhang der Kopplungsstärken der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung.

$$\alpha_{\text{em}} = \alpha_W \cdot \sin^2(\Theta_W)$$

Hierbei bezeichnet  $\alpha_{\text{em}}$  die elektromagnetische und  $\alpha_W$  die schwache Kopplungskonstante. Durch die Untersuchung der Abhängigkeit des Impulsübertrags des Weinbergwinkels  $\Theta_W(Q^2)$  kann Aufschluss über Physik jenseits des Standardmodells gewonnen werden. Das *P2*-Experiment wird erstmalig eine Präzisionsmessung des Weinbergwinkels bei einem Viererimpulsübertrag von  $Q^2 = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$  und einer Energie der Elektronen von 155 MeV durchführen und somit zum bestehenden Modell einen entscheidenden Beitrag liefern. Der Vorteil einer niedrigen Strahlenergie liegt hierbei in reduzierten systematischen Fehlern der Theoriebeiträge zu  $F(Q^2)$  in Gleichung 1.1. Abbildung 1.2 zeigt die bisherige Vermessung des Weinbergwinkels bei verschiedenen Impulsüberträgen  $\mu = Q/c$ , wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beschreibt. *P2* füllt mit diesem Experiment somit eine Lücke im bisher verzeichneten Datenbereich. Um  $\Theta_W$  zu vermessen, werden die Elektronen abwechselnd parallel und anti-parallel zum Strahlengang polarisiert. Dies geschieht mit einer Repetitionsrate von etwa 1 kHz, indem die Zirkularpolarisation des Laserlichts umgeschaltet wird. Die Teilchen werden an einem 0,6 m langen, flüssigen Wasserstofftarget elastisch gestreut und in einem  $4\pi$ -Cherenkov-Detektor nachgewiesen. Über die Asymmetrie  $A_{\text{LR}}$  der gemessenen Wirkungsquerschnitte bei den verschiedenen Polarisierungen kann der Weinbergwinkel bestimmt werden [B<sup>+</sup>18].

$$A_{\text{LR}} = \frac{\sigma(e \uparrow) - \sigma(e \downarrow)}{\sigma(e \uparrow) + \sigma(e \downarrow)} = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha_{\text{em}}} \left[ 1 - 4 \sin^2(\Theta_W(\mu)) - F(Q^2) \right], \quad (1.1)$$

wobei  $G_F$  die Fermi-Kopplungskonstante bezeichnet und  $F(Q^2)$  einen von der Hadronenstruktur abhängigen Term.

### 1.3.2. Das *MAGIX*-Experiment

Bei dem *MAGIX*-Experiment handelt es sich um ein Vielzweckspektrometer, das unter anderem der Suche nach dem dunklen Photon [D<sup>+</sup>18] im Massenbereich von  $10 \text{ MeV}/c^2$  bis  $70 \text{ MeV}/c^2$  dient. Dabei handelt es sich um ein postuliertes Austauschteilchen zwischen dunkler und sichtbarer Materie und somit ebenfalls um eine Erweiterung des Standardmodells. Die Entdeckung dieses Teilchens könnte mehrere astrophysikalische Beobachtungen erklären, so zum Beispiel den mit dem

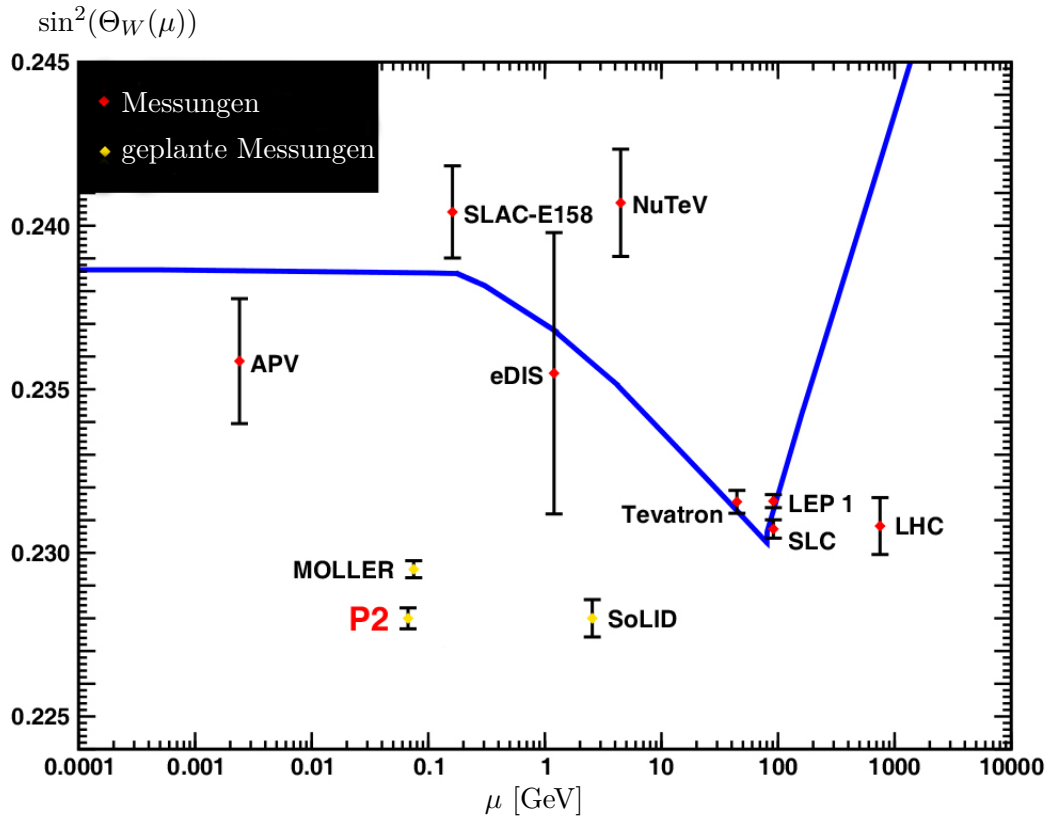


Abbildung 1.2.: Vermessung des Weinbergwinkels  $\sin^2 \Theta_W(\mu)$  bei verschiedenen Impulsüberträgen  $\mu = Q/c$ . Bisherige Messungen (rot), geplante Experimente (gelb) [B<sup>+</sup>18]. Durchgezogene Linie: Theoretischer Verlauf nach dem Standardmodell. Die gelben Punkte sind an einem willkürlichen vertikalen Ort im Graph eingezeichnet, da die Resultate der Messungen noch nicht vorhanden sind. Der angegebene Impulsübertrag sowie die Fehlerbalken entsprechen jedoch den angestrebten Werten.

Forschungssatelliten *Pamela* entdeckten Überschuss an Positronen in der kosmischen Strahlung [Sim12]. Zudem könnte die gemessene Abweichung des anomalen magnetischen Moments des Myons von  $3,6\sigma$  zu dessen theoretischer Vorhersage begründet werden [Bac13]. Das dunkle Photon soll hierbei indirekt nachgewiesen werden. Die Elektronen werden dabei zum Beispiel an Wasserstoffkernen gestreut. Bei dieser Streuung werden unter anderem virtuelle Photonen ausgetauscht. Es wird davon ausgegangen, dass bei diesem Vorgang ein kurzlebiges dunkles Photon abgestrahlt wird, das anschließend in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Die Trajektorie dieses Paares wird mit Spektrometern vermessen, um so auf das dunk-

## 1. Einleitung

le Photon zurückzuschließen. Zusätzlich sollen mit *MAGIX* neue Erkenntnisse im Proton-Radius-Puzzle gewonnen werden [K<sup>+</sup>17]. Das Problem kam im Jahre 2010 auf, nachdem der Protonenradius mit Hilfe von myonischem Wasserstoff auf einen kleineren Wert von  $(0,842 \pm 0,001)$  fm [P<sup>+</sup>10] bestimmt wurde, wobei bis dato andere spektroskopische Untersuchungen sowie Streuexperimente einen Wert von  $(0,8768 \pm 0,0069)$  fm bis  $(0,8775 \pm 0,0005)$  fm [ST14] ergeben. Bis heute gibt es keine anerkannte Erklärung für diese signifikante Diskrepanz.

*MAGIX* wird im energierückgewinnenden Modus betrieben. Dabei fliegt der Elektronenstrahl durch ein internes Gas-Target. Gas wird hier mit einer Düse in das Vakuum des Beschleunigers durch den Elektronenstrahl geleitet und anschließend wieder extrahiert [G<sup>+</sup>18]. Gegenüber einem gewöhnlichen Target hat das den Vorteil, dass es hier keine Wände gibt, die die Interaktion von Strahl und Gas beeinträchtigen. Ein entsprechend hoher Elektronenstrom von bis zu 10 mA in der zweiten Ausbaustufe von *MESA* sorgt dennoch für eine ausreichend hohe Zählrate für das Experiment. Die Daten werden mit Hilfe von zwei Magnetspektrometern aufgenommen, die sich auf einer Kreisbahn um das Target drehen lassen, wobei der Winkel und der Impuls der abgelenkten Elektronen bestimmt werden.

### 1.3.3. Das *BDX*-Experiment

Das *BDX*-Experiment gilt ebenfalls der Suche nach Dunkle-Materie-Teilchen. Hierzu wird der Strahlfänger des *P2*-Experiments als Target mit hoher Nukleonenzahl  $Z$  verwendet. Trifft ein Elektron  $e^-$  mit einer Energie von 155 MeV dort auf, wird – ähnlich wie bei der Entstehung von Bremsstrahlung – ein dunkles Photon  $\gamma'$  emittiert [B<sup>+</sup>09].

$$e^- Z \rightarrow e^- Z \gamma'$$

Es wird davon ausgegangen, dass das dunkle Photon anschließend in ein Dunkle-Materie-Teilchen  $\chi$  und dessen Antiteilchen  $\bar{\chi}$  zerfällt, oder aber in zwei unterschiedliche Teilchen  $\chi_1$  und  $\chi_2$  [I<sup>+</sup>15].

$$\begin{aligned}\gamma' &\rightarrow \chi \bar{\chi} \\ \gamma' &\rightarrow \chi_1 \chi_2\end{aligned}$$

Die so entstandenen Teilchen werden anschließend in einem abgeschirmten Detektor hinter dem Strahlfänger in einer separaten Halle (siehe [Abbildung 1.1](#)) über Streuung an Elektronen oder Protonen  $p$  nachgewiesen [D<sup>+</sup>18].

$$\begin{aligned}e^- \chi &\rightarrow e^- \chi \\ p \chi &\rightarrow p \chi\end{aligned}$$

Ein großer Vorteil dieses Experiments liegt darin, dass die Datenaufnahme parallel zum *P2*-Experiment stattfindet und somit keine zusätzliche Strahlzeit in Anspruch



nimmt. Strahlfänger-Experimente werden an verschiedenen Elektronenbeschleunigern weltweit installiert in Hinblick auf Ausschlussgrenzen für dunkle Materie. Der oft geringe abgedeckte Raumwinkelanteil sowie die kleine Detektionsrate im obigen Detektionsprozess werden durch die hohe Anzahl an Elektronen auf dem Target bei modernen Dauerstrich-Teilchenbeschleunigern (CW-Strahl) in der Regel kompensiert.

### 1.4. Zeitaufgelöste Elektronenmikroskopie

Für die Untersuchung von schnellen Prozessen im Nanometerbereich finden kurze Teilchenpulse in der Elektronenmikroskopie eine Anwendung. Bewegungen im atomaren Maßstab und in Zeitintervallen von Femtosekunden können hiermit untersucht werden. Beispielsweise ist es gelungen, Schwingungen von Graphenschichten nach Anregung durch einen Laser zu visualisieren [P<sup>+</sup>13]. Prinzipiell handelt es sich bei diesen Messungen um eine Untersuchung mit einem Elektronenmikroskop, wobei die benötigten Elektronen mit einem Laser erzeugt werden, der auf eine Photokathode gerichtet ist. Dieser Laser schießt nun einen einzigen Lichtpuls mit einer Länge im fs-Bereich auf die Kathode, die daraufhin einen Puls von Elektronen emittiert. Mit diesem kurzem Puls kann nun eine Momentaufnahme des zu untersuchenden Objekts mittels Mikroskopie, Beugung oder Spektroskopie abgebildet werden. Wurde dieses Bild aufgenommen, regt man nun das zu untersuchende Objekt zum Beispiel mit einem, ebenfalls kurzen, Laserpuls an und schickt nach einer kurzen Wartezeit  $\Delta t$  den Elektronenpuls zur Bildaufnahme. Diese Pump-Tast-Vorgehensweise kann nun für verschiedene Zeitintervalle  $\Delta t$  durchgeführt werden, um so Bewegungen auf der Probe zu visualisieren. Diese sogenannte vierdimensionale Elektronenmikroskopie verspricht Aufschluss über Probleme in unterschiedlichsten Forschungsgebieten und ist Stand der aktuellen Forschung. Eine mögliche Anwendung der Smith-Purcell-Strahlung wäre eine Bestimmung der Länge der Elektronenpulse, die von der Kathode emittiert werden, wobei die exakte Länge dieses Pulses nicht der des Laserpulses entspricht, sondern von verschiedenen Eigenschaften der Kathode abhängt und unter Umständen nicht genau bekannt ist. Die Energie der Elektronen im Mikroskop liegt im Bereich von 100 keV. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass Bunchlängenmessungen bei diesen Energien durchführbar sind, weshalb eine Anwendung im Feld der Elektronenmikroskopie denkbar wäre.

### 1.5. Verlauf dieser Doktorarbeit

Um den Elektronenstrahl aus der Quelle in einen Beschleuniger einzuspeisen, muss der Strahl vorher im Injektor dafür präpariert werden. Ein Ziel dieser und der Doktorarbeiten von [Mat20] und [Fri19] bestand darin, einen Testapparat zu entwickeln, der noch vor dem Beginn der Bauarbeiten an der neuen, unterirdischen Halle die Strahleigenschaften des zukünftigen Injektors für *MESA* bestimmt. Hierfür wurde zunächst die Quelle [Fri19] und anschließend sämtliche strahloptischen Komponenten

## 1. Einleitung

ten entwickelt und gebaut. So entstand der Testapparat namens *MELBA*<sup>4</sup>, der den größten Teil der später zu errichtenden 10 Meter langen Injektionsstrecke für MESA umfasst. Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme blieben noch etwa 6 Monate, um die verschiedenen Strahleigenschaften zu diagnostizieren und zu optimieren, bevor der komplette Aufbau aufgrund der beginnenden Renovierungsarbeiten in der Halle, die endgültig für das *P2*-Experiment (siehe [Abbildung 1.1](#)) benutzt werden soll, geräumt werden musste. Diese Arbeit befasst sich mit der Diagnose der longitudinalen Strahleigenschaften. Der Gleichstromstrahl nach der Quelle wird mit einem Zerhacker (engl. Chopper) zunächst in Teilchenpakete (Bunche) zerteilt. Auf diese Teilchen wird mit Hohlraumresonatoren (Buncherkavitäten) eine Geschwindigkeitsmodulation aufgebracht, was die Teilchen über eine Driftstrecke weiter longitudinal fokussiert. Bei einer Energie der Elektronen von 100 keV und Strahlströmen von über 1 mA wurde mittels Smith-Purcell-Strahlung ein Diagnoseelement geschaffen, welches die Länge dieser Bunche in Echtzeit messen kann und dabei minimal invasiv arbeitet. Sämtliche auftretenden Probleme im Zusammenhang mit der Entstehung von Smith-Purcell-Strahlung wurden identifiziert und die longitudinalen Strahleigenschaften konnten vermessen und optimiert werden. Es wurde gezeigt, dass der so präparierte Elektronenstrahl geeignet ist für die Injektion in den Hauptbeschleuniger.

---

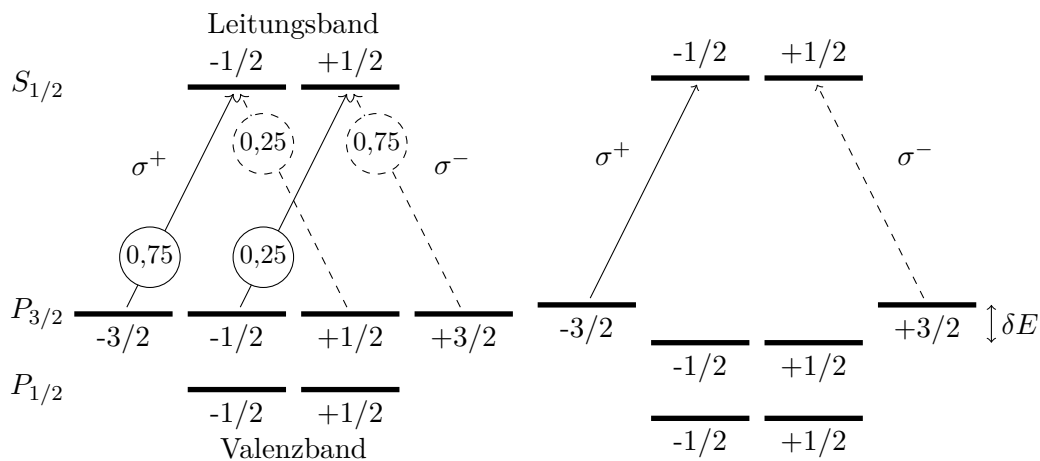
<sup>4</sup>MESa Low energy Beam Apparatus

## 2. Theoretische Grundlagen

Im Folgenden wird zunächst die Verarbeitung des Teilchenstrahles aus der Quelle erklärt und anschließend auf die Eigenschaften der Bunchlängenmessung mittels Smith-Purcell-Strahlung eingegangen.

### 2.1. Teilchenquelle

Für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen wird ein zirkular-polarisierter Laser mit einer Wellenlänge von 808 nm auf eine GaAs-Photokathode gerichtet. Die Polarisation des Laserlichts kann hierbei mit einer Pockels-Zelle von  $\sigma^+$  auf  $\sigma^-$  mit einer, wie vom Experiment gewünschten, Repetitionsrate von 1 kHz umgeschaltet werden. Die Quantisierungsachse der ausgeschlagenen Elektronen hängt dabei vom Impuls der einfallenden Photonen ab. Verlässt der Elektronenstrahl die Kathode in Richtung des Lasers, ist er somit longitudinal polarisiert. [Abbildung 2.1](#) zeigt die Absorption des Lichtes mit Hilfe des Bandschemas der Kathode. Durch das epitakti-



- (a) GaAs ermöglicht eine maximale Polarisation von 50%. (b) GaAs-Schicht mit einer dünn aufgetragenen GaAs<sub>0,95</sub>P<sub>0,05</sub>-Schicht ermöglicht eine theoretische Polarisation von 100%.

Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Absorption von zirkular polarisiertem Licht am  $\Gamma$ -Punkt im Bandschema von GaAs. Die eingekreisten Zahlen geben die Übergangswahrscheinlichkeit an [Sch98].

## 2. Theoretische Grundlagen

sche Aufwachsen einer dünnen Schicht von  $\text{GaAs}_{0,95}\text{P}_{0,05}$  auf das Kathodensubstrat ergibt sich eine uniaxiale Deformation des ansonsten kubischen GaAs-Gitters. Dies führt zu einer Aufspaltung des obersten Valenzbandes von  $\delta E < 80 \text{ meV}$ . Der Laser kann nun gezielt den obersten Zustand im Valenzband (siehe [Abbildung 2.1b](#)) treiben, was es ermöglicht, Polarisationen von über 50 % zu erzeugen. Die Entwicklung und das Design einer solchen Photoquelle für *MESA* wird in der Doktorarbeit von [Fri19] behandelt.

### 2.2. Wellenausbreitung in Hohlleitern

Hohlleiter eignen sich hervorragend für hochfrequente Leistungsübertragung und zur Beschleunigung geladener Teilchen. An *MESA* werden rechteckige Hohlleiter zum Leistungstransport vom Verstärker zu den Beschleunigungsmodulen verwendet und zylindrische Strukturen für die Beschleunigung bzw. Ablenkung der Elektronen. Um die Wellenausbreitung innerhalb von Hohlleitern zu beschreiben, wird von den Maxwellgleichungen ausgegangen. Die Wellengleichungen für die elektrischen und magnetischen Felder  $E$  und  $H$  im Vakuum lauten:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} \\ \nabla^2 \vec{H} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H},\end{aligned}\tag{2.1}$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $t$  die Zeit und  $\nabla$  den Nabla-Operator beschreibt. An den leitenden Oberflächen innerhalb der Resonatoren gelten folgende Randbedingungen:

- Elektrische Feldlinien stehen senkrecht auf leitenden Oberflächen.
- Die elektrische Feldkomponente parallel zur Wandoberfläche  $\partial V$  verschwindet.

$$\vec{E}_{\parallel} |_{\partial V} = 0\tag{2.2}$$

- Die magnetische Feldkomponente senkrecht zur Wandoberfläche  $\partial V$  verschwindet.

$$\vec{H}_{\perp} |_{\partial V} = 0\tag{2.3}$$

Mit diesen Bedingungen lassen sich die Wellengleichungen ([Gleichung 2.1](#)) lösen. Die Herleitung dieser Lösung ist zum Beispiel in [Wil96] zu finden. Das Ergebnis liefert verschiedene Schwingungsformen (Moden), bei denen in zwei Grundformen unterschieden wird. Wenn die Feldkomponente des Magnetfeldes in Richtung der Hohlleiterbahn verschwindet, wird eine solche Mode mit TM (transversal magnetisch) bezeichnet. Analog gibt es TE-Moden, bei denen das elektrische Feld transversal

schwingt<sup>1</sup>. Beim Einbringen von metallischen Blenden in einen Hohlleiter bilden sich zwischen diesen Hindernissen stehende Wellen mit einer ortsfesten Amplitude aus. In diesem Fall spricht man von einem Hohlraumresonator oder einer Kavität. [Abbildung 2.2](#) zeigt einen solchen zylindrischen Resonator, wie er als Beschleunigungsstruktur für geladene Teilchen verwendet werden kann. Es gibt mehrere

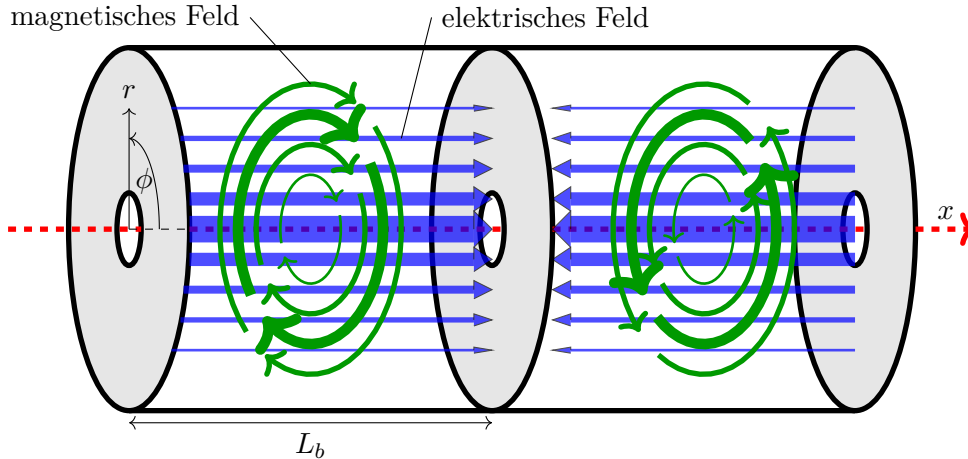


Abbildung 2.2.: Elektromagnetische Feldverteilung innerhalb eines zylindrischen Hohlleiters mit leitenden Blenden. In den beiden so abgegrenzten Hohlraumresonatoren bilden sich stehende Wellen aus. Je nach Frequenz des anliegenden Feldes werden unterschiedliche Moden angeregt. Dargestellt ist die  $TM_{010}$ -Mode, wie sie beispielsweise in Beschleunigungsstrukturen verwendet wird.

frequenzabhängige Lösungen der Wellengleichung innerhalb eines Hohlraumresonators, die mit drei Indizes  $l_1, l_2$  und  $l_3$  an der Mode bezeichnet werden. Dargestellt ist eine  $TM_{010}$ -Mode, bei der das magnetische Feld in Richtung des Winkels  $\phi$  kein Maximum ( $l_1 = 0$ ) und in radialer Richtung ( $r$ -Richtung) ein Maximum besitzt ( $l_2 = 1$ ). Der letzte Index ( $l_3 = 0$ ) gibt an, dass die Länge  $L_b$  des Resonators keinen Einfluss auf dessen Resonanzfrequenz hat. Diese Mode hat in der Beschleunigerphysik eine große Bedeutung, da magnetische Felder nur transversal auftreten und elektrische Felder, mit denen sich geladene Teilchen beschleunigen lassen, ein Maximum in Flugrichtung auf der Strahlachse ( $x$ -Achse) haben. Die Resonanzfrequenz der  $TM_{010}$ -Mode in einem zylindrischen Hohlraumresonator ergibt sich nach [Wil96] zu:

$$f_{zhr} = \frac{cx_{01}}{2\pi R}, \quad (2.4)$$

wobei  $x_{01} \approx 0,2405$  die erste Nullstelle der Besselfunktion  $J_0$  beschreibt und  $R$  den Radius der Kavität. Mit der Betriebsfrequenz von 1,3 GHz an *MESA* ergeben sich

<sup>1</sup>In der Literatur werden TE-Moden auch als H-Moden und TM-Moden als E-Moden bezeichnet.

## 2. Theoretische Grundlagen

somit typische Durchmesser von  $2 \cdot R \approx 150$  mm für die Beschleunigungsstrukturen. In Realität werden die Resonanzfrequenzen der Strukturen mit elektromagnetischen Simulationsprogrammen berechnet, da durch verschiedene Optimierungsprozesse und Leistungseinkopplungselemente sowie Regelkomponenten die Geometrie von der eines perfekten Zylinders abweicht und die Problemstellung in der Regel nicht mehr analytisch lösbar ist.

### 2.3. Beschleunigung von Teilchen

Ein Teilchenstrahl muss vor dem Eintritt in Beschleunigungsstrukturen zunächst präpariert werden. Angenommen, ein DC-Strahl (Gleichstromstrahl) tritt in einen Hohlraumresonator. Das elektrische Feld der  $TM_{010}$  schwingt nun abwechselnd in und gegen die Flugrichtung der eintretenden Teilchen. Somit würde die Hälfte des Strahles nicht beschleunigt, sondern abgebremst werden und geht somit verloren. Daher müssen zunächst Teilchenpakete (Bunche) erstellt werden, die dann mit der richtigen Phase des Hochfrequenzfeldes  $\phi$  in die Kavität gelangen. An Teilchenbeschleunigern wird oft der Begriff eines Sollteilchens verwendet. Dabei handelt es sich um ein hypothetisches Teilchen, das keine transversale Ablage zur räumlich fixierten Strahlachse hat und ausschließlich einen Soll-Impuls in Flugrichtung besitzt. Zudem befindet es sich stets auf der Soll-Phase des beschleunigenden HF-Feldes. In Beschleunigern wie *MESA* dürfen reale Teilchen nur eine bestimmte Ablage zum Sollteilchen haben, weil sie ansonsten verloren gehen.

#### 2.3.1. Emittanz

Orte und Impulse sämtlicher Teilchen im Bunch können als Ablage zum Sollteilchen beschrieben werden, welches sich idealerweise genau im Mittelpunkt der Teilchenverteilung befindet. In der Regel werden diese Ablagen in jeder Raumrichtung separat betrachtet. [Abbildung 2.3](#) zeigt die longitudinale Abweichung der Teilchen im Bunch vom Sollteilchen. Die Abweichung der Phase  $\Delta\phi_{\text{soll}}$  kann dabei folgendermaßen in eine räumliche Ortsabweichung  $\Delta x_{\text{soll}}$  umgerechnet werden:

$$\Delta x_{\text{soll}} = \frac{v_e \lambda_{\text{HF}}}{2\pi c} \cdot \Delta\phi_{\text{soll}},$$

wobei  $v_e$  die Geschwindigkeit der Teilchen beschreibt und  $\lambda_{\text{HF}} \approx 23$  cm die Wellenlänge der Hochfrequenz. Es wird eine Ellipse definiert, die sämtliche Teilchen umfasst. Für die Fläche dieser Phasenellipse gilt:

$$F_{\text{PE}} = \pi \cdot \epsilon_{\text{em}},$$

wobei  $\epsilon_{\text{em}}$  als longitudinale Emittanz bezeichnet wird und repräsentativ für die Qualität des Teilchenstrahles ist. Die Betrachtung für die transversale Verteilung des Teilchenensembles verläuft analog. Hier spricht man von transversaler Emittanz. Generell wird versucht, die Emittanz möglichst klein zu halten, d.h. im longitudinalen Fall, große Energieabweichungen und Phasenabweichungen zu reduzieren.

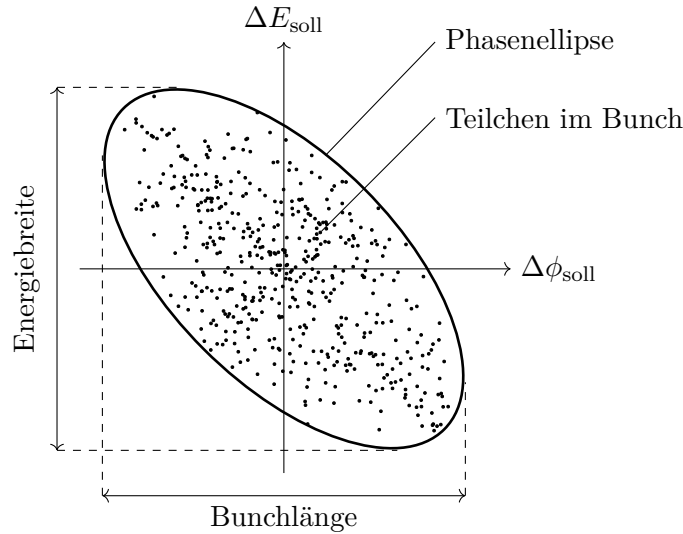


Abbildung 2.3.: Exemplarische Darstellung der longitudinalen Teilchenverteilung im Bunch als Energieabweichung  $\Delta E_{\text{soll}}$  und Phasenabweichung  $\Delta \phi_{\text{soll}}$  vom Sollteilchen. Die Phasenellipse umfasst sämtliche Teilchen.

Die Definition der Phasenellipse wird üblicherweise auf einen bestimmten Prozentsatz der Teilchen im Bunch beschränkt. So umfasst die RMS-Ellipse<sup>2</sup> eine Sigma-Umgebung, also 39,35 % der Teilchen. Hier wird dann entsprechend auch von RMS-Emittanz gesprochen.

### 2.3.2. Phasenfokussierung

Das Sollteilchen hat eine bestimmte Position auf der beschleunigenden Phase des elektromagnetischen Feldes in der Beschleunigungsstruktur ([Abbildung 2.4](#)). Das eingezeichnete reale Teilchen fliegt mit einem Phasenversatz von  $\Delta \phi_{\text{soll}}$  zu dem Sollteilchen in die Kavität. Es erfährt somit ein um  $\Delta E_{\text{soll}}$  geringeres Beschleunigungsfeld. Durchläuft ein Elektron die Beschleunigungsstruktur, so gilt für die Energiedifferenz des auslaufenden Teilchens zum Sollteilchen:

$$\delta E_f = \Delta E_{\text{max}} \cdot \cos(\phi_{\text{soll}} - \Delta \phi_{\text{soll}}) - \Delta E_{\text{max}} \cdot \cos(\phi_{\text{soll}}) + \delta E_i,$$

wobei der Index  $f$  das auslaufende Elektron beschreibt und  $i$  das einlaufende Teilchen.  $\Delta E_{\text{max}}$  bezeichnet die maximale Amplitude des elektrischen Feldes in der Kavität. In einem rezirkulierenden Beschleuniger wird der Teilchenstrahl über Magnete in einer Kreisbahn wieder zur Beschleunigungssektion geleitet. [Abbildung 2.5](#) zeigt eine vereinfachte Darstellung einer solchen Anordnung. In dem Magnetfeld

<sup>2</sup>RMS: engl. Root Mean Square

## 2. Theoretische Grundlagen

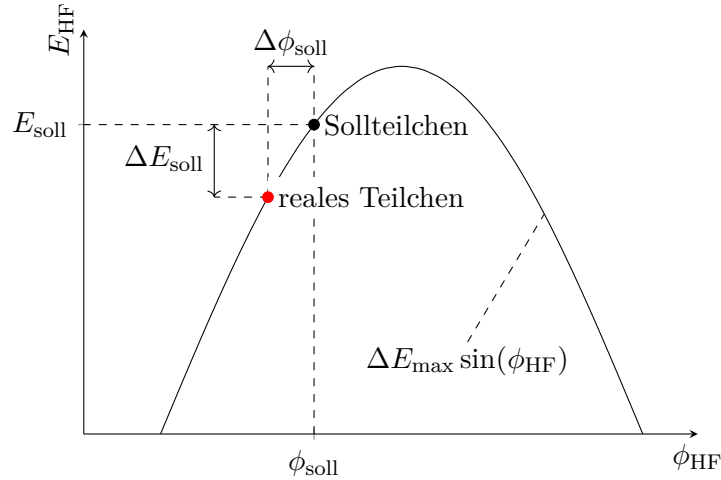


Abbildung 2.4.: Position des Sollteilchens im hochfrequenten elektrischen Feld  $E_{\text{HF}}$  innerhalb einer Beschleunigungsstruktur. Reale Teilchen werden mit deren Abweichung zum Sollteilchen beschrieben.

wirken Lorentzkraft und Zentripetalkraft auf das umlaufende Teilchen. Setzt man diese gleich, so ergibt sich für den Radius der Bahnkurve:

$$R_{\text{bahn}} = \frac{E_e \beta}{ecB}, \quad (2.5)$$

wobei  $E_e$  die Gesamtenergie der Elektronen,  $e$  die Elementarladung,  $B$  das Magnetfeld und  $\beta = v_e/c$  den relativistischen Faktor beschreibt. Teilchen mit einer höheren Energie durchlaufen daher eine Bahn mit größerem Radius als Teilchen mit einer geringeren Energie. Trifft beispielsweise ein Elektron früher an der Beschleunigungsstruktur als das Sollteilchen ein, so hat es bereits eine höhere kinetische Energie und durchläuft anschließend eine Kreisbahn mit größerem Radius. Wenn die Geschwindigkeit der Elektronen annähernd konstant ist ( $\beta \approx 1$ ), treffen höher energetische Teilchen daher erst später erneut in die Beschleunigungsstruktur wieder ein. Dieses Elektron schließt somit dem Sollteilchen auf. Das ist der Grund, warum das Sollteilchen auf der steigenden Flanke der Hochfrequenzphase platziert werden muss (Abbildung 2.4). Diesen Vorgang nennt man Phasenfokussierung. Auf diese Weise entsteht eine Schwingung der realen Teilchen um das Sollteilchen. Diese Schwingung wird Synchrotronschwingung genannt.

### 2.3.3. Stabilitätsbedingung

Bei der Synchrotronschwingung handelt es sich nicht immer um eine gebundene Bewegung bezüglich des Sollteilchens. Haben die Elektronen eine zu große Energiedifferenz oder Phasenabweichung zum Sollteilchen, so wird diese Abweichung nicht wie oben beschrieben mit jedem Umlauf kleiner, sondern nimmt zu, was dann



## 2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung

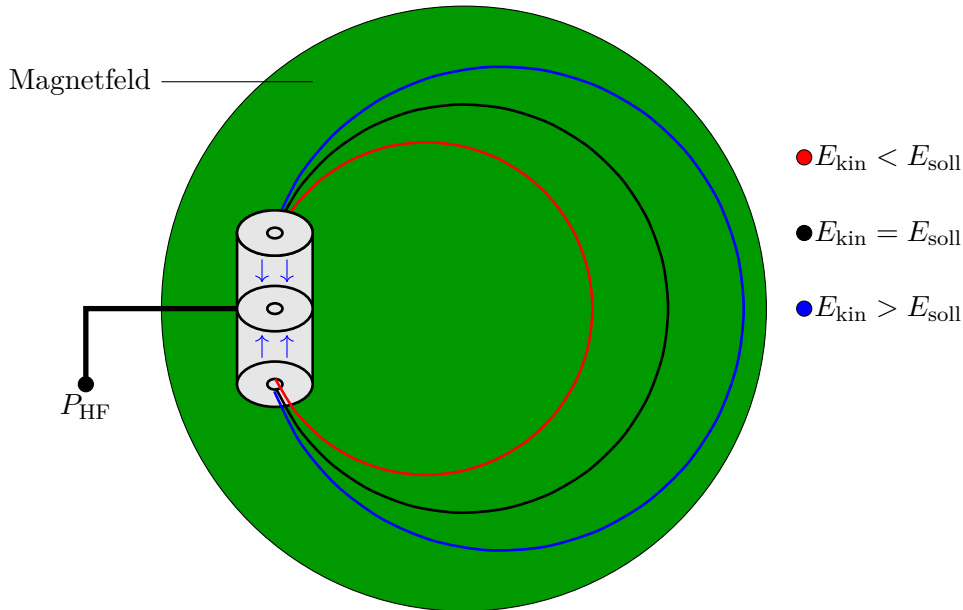


Abbildung 2.5.: Phasenfokussierung durch Modulation der Weglänge für  $\beta \approx 1$  (nach [KA13]). Teilchen mit höheren Energien als das Sollteilchen durchlaufen eine längere Wegstrecke und treffen so später in die Beschleunigungsstruktur wieder ein. Bei Teilchen mit einer niedrigeren Energie als das Sollteilchen verhält es sich andersherum.

zum Verlust des Teilchens führt. [Abbildung 2.6](#) zeigt die Bereiche stabiler bzw. instabiler Fokussierung in Abhängigkeit der Phasen- bzw. Energieabweichung zum Sollteilchen. Die Aufgabe des Systems zur longitudinalen Fokussierung des Teilchenstrahles aus der Quelle (Bunchersystem) ist es, die Emittanz des Teilchenpakets so anzupassen, dass sie innerhalb der Begrenzungslinie zwischen stabilem und instabilem Bereich auf der longitudinalen Phasenebene (Separatrix) passt. Nur so ist eine verlustfreie Beschleunigung der Teilchen möglich.

## 2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung

Am Testapparat *MELBA* werden aus der Quelle kontinuierlich Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $E_0 = 100 \text{ keV}$  emittiert<sup>3</sup>. Um diesen Teilchenstrahl optimal beschleunigen zu können, muss er zunächst in kleine Pakete (*Bunche*) zerlegt werden und anschließend noch longitudinal fokussiert werden. [Abbildung 2.7](#) verdeutlicht dieses Verfahren. Das Verfahren zur Anpassung der longitudinalen Emit-

<sup>3</sup>Im späteren Aufbau arbeitet der Laser im gepulsten Betrieb, um die Lebensdauer der Kathode zu erhöhen. Die Elektronen werden daher nicht kontinuierlich emittiert. Die Laserintensität hat einen konstanten Offset, der zu einem DC-Anteil von etwa  $10^{-4}$  bis  $10^{-2}$  des Spitzenstroms führt und daher trotzdem durch den Chopper entfernt werden muss.

## 2. Theoretische Grundlagen

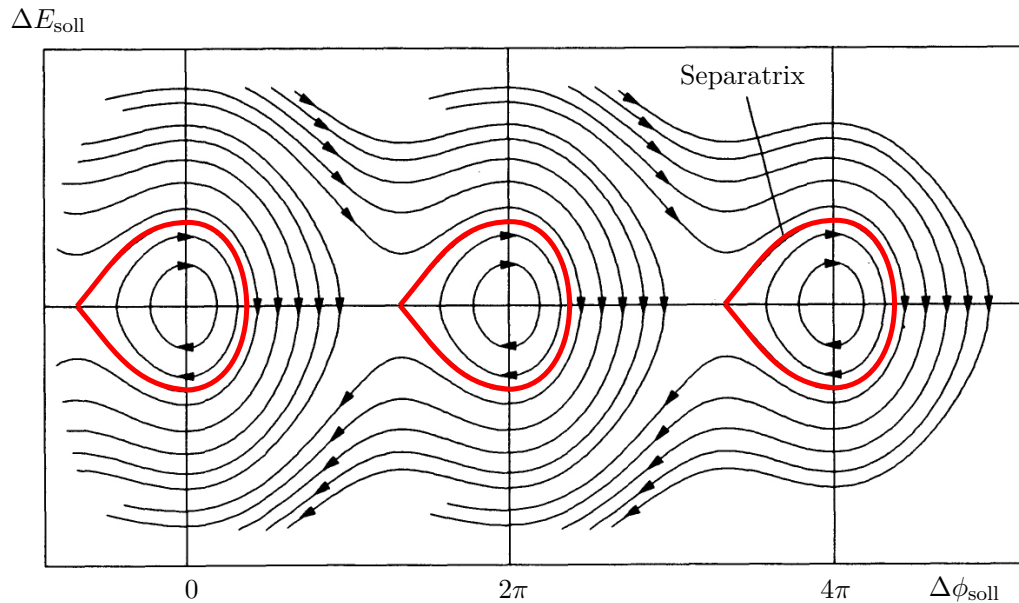


Abbildung 2.6.: Synchrotronschwingung realer Teilchen um das Sollteilchen im longitudinalen Phasenraum [Wil96]. Gezeigt ist die Energieabweichung gegen die Phasenabweichung vom Sollteilchen. Bereiche, in denen eine stabile Bewegung der Elektronen möglich ist (*Buckets*), werden durch die *Separatrix* umschlossen. Teilchen, die sich außerhalb der Separatrix befinden, vollführen keine gebundene Bewegung und entfernen sich daher immer weiter vom Sollteilchen, bis sie verloren gehen.

tanz aus einem DC-Strahl<sup>4</sup> wird auch *bunching* genannt. Generell versucht man dabei, eine möglichst kleine Phasenraumellipse des Teilchenensembles zu erzielen. Der kontinuierliche Elektronenstrahl aus der Quelle wird in eine Kavität geleitet, in der eine modifizierte  $TM_{110}$ -Mode angeregt wird, wobei diese Modifikation über eine lokale Geometrieänderung in der Kavitätswand erzeugt wird [Bec13]. Diese Kavität wird Chopperkavität<sup>5</sup> oder Deflektor-Kavität genannt. Die Teilchen erhalten beim Durchflug einen transversalen Impuls, dessen Richtung von der Phase des hochfrequenten Feldes abhängt. Das führt zu einer kreisförmigen Ablenkung des Elektronenstrahles mit einer der Betriebsfrequenz entsprechenden Repetitionsrate von 1,3 GHz. [Abbildung 2.8](#) zeigt die spiralförmige Flugbahn der Teilchen nach dem Durchlaufen der Chopperkavität. Der so abgelenkte Elektronenstrahl trifft auf eine fahrbare Blende, die nur den gewünschten Teilbereich des Strahles passieren lässt, der für die weitere Beschleunigung geeignet ist. Diese Blende wird Kollimator ge-

<sup>4</sup>Kontinuierlicher Strahl „direct current“

<sup>5</sup>chop: engl. für Zerhacken

## 2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung

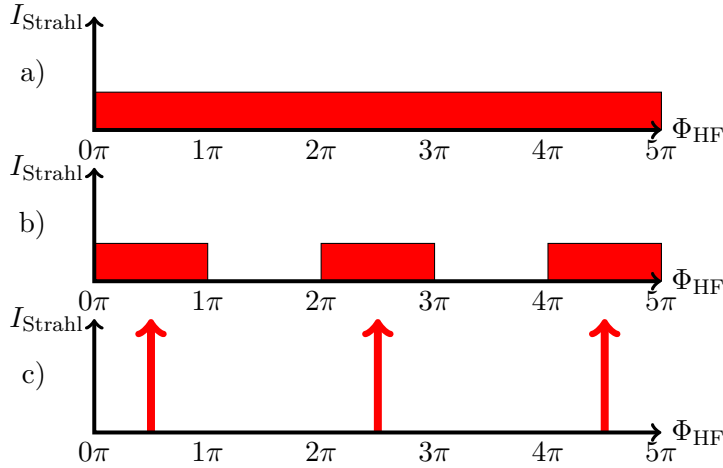


Abbildung 2.7.: Verfahren zur longitudinalen Emittanzanpassung. Strahlstrom  $I_{\text{Strahl}}$  gegen Phase der Hochfrequenz  $\Phi_{\text{HF}}$ . a) Gleichstromstrahl aus der Quelle. b) Zerteilung des Strahles mittels eines Choppers. Hier geht ein großer Teil des Strahles verloren. c) Geschwindigkeitsmodulation + Laufstrecke. Hier gehen keine Teilchen verloren. Die Pfeile deuten den höheren Strahlstrom im kleineren Phasenintervall an.

nannt. [Abbildung 2.9](#) zeigt diese Anordnung. Über ein fokussierendes Solenoidpaar werden die transversalen Impulse der Teilchen in  $z$ - und  $y$ -Richtung umgedreht. Die Elektronen besitzen nach dem Durchlauf daher gerade die durch die Deflektor-Kavität aufgeprägten, betragsmäßig gleichen, transversalen Impulse, jedoch in umgekehrter Richtung. Eine zweite Chopperkavität kompensiert die Impulse in  $y$ - und  $z$ -Richtung, die durch die erste Kavität aufgeprägt wurden, sodass die Teilchen anschließend keinen transversalen Impuls mehr haben<sup>6</sup>. Der kontinuierliche Teilchenstrahl aus der Quelle ist nun in Pakete zerhackt worden. Sämtliche Teilchen, die dabei am Kollimator gestoppt werden, gehen verloren. Eine Beschleunigung in Flugrichtung findet nicht statt.

Die Teilchen, die den Chopper verlassen, haben eine Geschwindigkeit von  $v_e = \beta c$ . Bei einer Beschleunigungsspannung von 100 kV in der Quelle haben die Elektronen eine kinetische Energie von  $E_{\text{kin}} = 100 \text{ keV}$ . Es gilt:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E_{\text{kin}}}{E_0}\right)^2}} = 0,548, \quad (2.6)$$

wobei  $E_0 = m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$  die Ruhemasse des Elektrons beschreibt und  $\beta$  dessen reduzierte Geschwindigkeit. Es geht nun darum, diese Pakete longitudinal, also

<sup>6</sup>Die transversalen Impulse sind nicht gänzlich gleich null, sondern entsprechen dem Wert, der vor dem Eintritt in das Choppersystem vorhanden war (Näheres in [\[Mat20\]](#)).

## 2. Theoretische Grundlagen

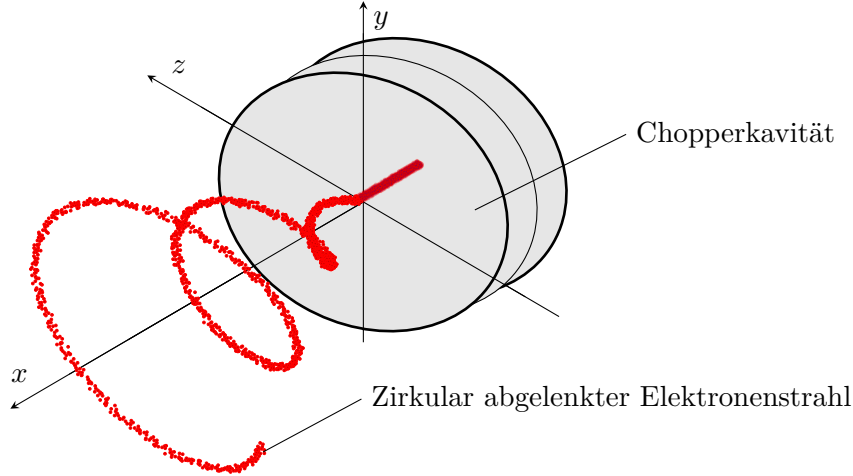


Abbildung 2.8.: Spiralförmig abgelenkte Flugbahn der Elektronen nach dem Passieren der Chopperkavität, in der eine modifizierte  $TM_{010}$ -Mode angeregt ist, die den Teilchen einen transversalen Impuls gibt.

in Flugrichtung, zu fokussieren. Die Elektronenpakete aus dem Chopper werden in eine Kavität geleitet, in der eine  $TM_{010}$ -Mode schwingt (Buncherkavität). Anders als bei den üblichen Beschleunigungsstrukturen befindet sich das Sollteilchen jedoch am Nulldurchgang des elektrischen Feldes und erfährt somit keine Beschleunigung. Elektronen, die vor dem Sollteilchen in die Kavität gelangen, werden abgebremst und spätere Teilchen beschleunigt. [Abbildung 2.10](#) verdeutlicht dieses Verfahren. Das anliegende Feld bewirkt eine phasenabhängige Geschwindigkeitsmodulation  $\Delta v_e = \Delta v_e(\phi_{\text{HF}})$  der Teilchen. Nach dem Passieren der Kavität durchlaufen die Elektronen eine Driftstrecke der Länge  $L_f$ . Die erzeugte Geschwindigkeitsmodulation sorgt jetzt dafür, dass das Teilchenpaket auf dieser Strecke zusammenläuft, bis es im Brennpunkt seine minimale Ausdehnung erreicht. An dieser Stelle befinden sich die Teilchen bereits im Vorbeschleuniger, der die Elektronen möglichst schnell auf  $v_e \approx c$  beschleunigt. Somit hat das Ensemble wieder eine konstante Geschwindigkeit und ein Auseinanderdriften des Pakets findet nicht mehr statt. In [Abbildung 2.11](#) ist dieses Verfahren zur Komprimierung der Bunche dargestellt. Das Sollteilchen benötigt die Zeit  $t_0$ , um von der Buncherkavität bis zum Fokus in einer Entfernung von  $L_f$  zu fliegen.

$$t_0 = \frac{L_f}{\beta c} \quad (2.7)$$

Sei  $t = 0$  der Zeitpunkt, an dem sich dieses Teilchen in der Mitte der Kavität befindet. Ein Elektron mit einer Phase von  $\phi_{\text{HF}} \neq 0$  benötigt die Zeit

$$t(\phi_{\text{HF}}) = \frac{L_f}{\beta(\phi_{\text{HF}})c} + \Delta t(\phi_{\text{HF}}) = \frac{L_f}{\beta(\phi_{\text{HF}})c} + \frac{\phi_{\text{HF}}}{\omega_{\text{HF}}}, \quad (2.8)$$

## 2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung

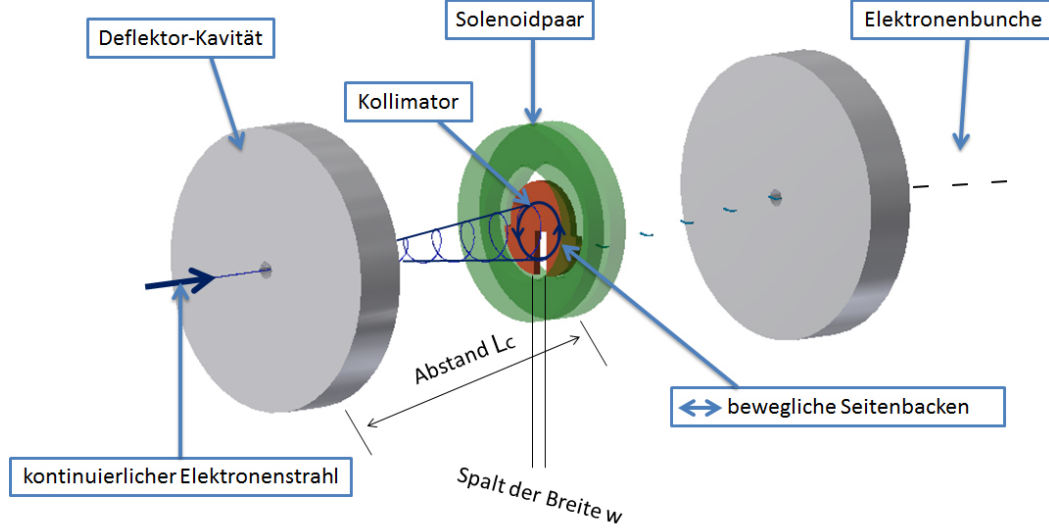


Abbildung 2.9.: Chopper: Gleichstromstrahl wird durch eine modifizierte  $TM_{110}$ -Mode in der Deflektor-Kavität spiralförmig auf einen Kollimator geleitet, der den für die weitere Beschleunigung relevanten Teil passieren lässt. Ein Solenoidpaar fokussiert den Strahl in eine zweite Deflektor-Kavität, die die transversal aufgeprägten Impulse wieder kompensiert. [Bec13]

um am Fokus anzukommen.  $\Delta t(\phi_{\text{HF}})$  beschreibt die Zeit, die das Elektron der Phase  $\phi_{\text{HF}}$  braucht, um zur Kavität zu gelangen, bzw. die vergangene Zeit seit dem Durchlaufen des Resonators und  $\omega_{\text{HF}} = 2\pi f_{\text{HF}}$  die Winkelgeschwindigkeit der Betriebsfrequenz des Resonators. Für eine optimale Fokussierung sollen alle Teilchen im Fokus zusammenlaufen. Für die Flugzeiten muss daher gelten:

$$\begin{aligned} t_0 &= t(\phi_{\text{HF}}) \\ \Leftrightarrow \frac{L_f}{\beta c} &= \frac{L_f}{\beta'(\phi_{\text{HF}})c} + \frac{\phi_{\text{HF}}}{\omega_{\text{HF}}} \\ \Leftrightarrow \beta'(\phi_{\text{HF}}) &= \frac{L_f 2\pi\beta}{L_f 2\pi - \lambda_{\text{HF}}\phi_{\text{HF}}\beta} \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda_{\text{HF}}$  die Wellenlänge der Betriebsfrequenz und  $\beta' = \beta'(\phi_{\text{HF}})$  die phasenabhängige reduzierte Geschwindigkeit. Für die aufgeprägte Geschwindigkeitsmodulation gilt:

$$\Delta\beta(\phi_{\text{HF}}) = \beta'(\phi_{\text{HF}}) - \beta = \frac{\phi_{\text{HF}}\lambda_{\text{HF}}\beta^2}{2\pi L_f - \phi_{\text{HF}}\lambda_{\text{HF}}\beta}. \quad (2.9)$$

Wird die Geschwindigkeit der Elektronen nach Gleichung 2.9 moduliert, so erhält man theoretisch einen Bunch der Länge null im Fokus. Diese Rechnung gilt al-

## 2. Theoretische Grundlagen

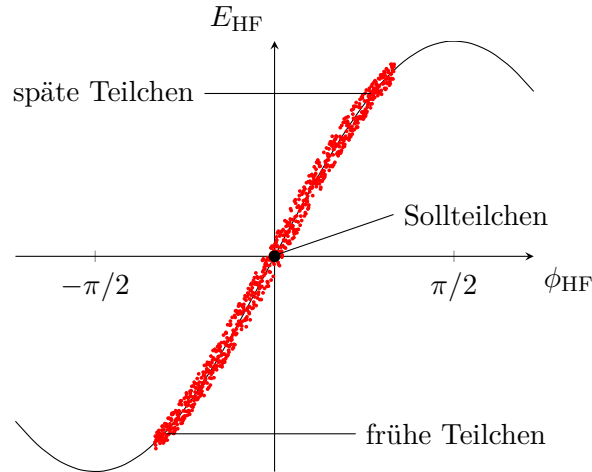


Abbildung 2.10.: Teilchenpaket in der Buncherkavität. Elektronen, die zuerst in die Kavität gelangen, erfahren ein abbremsendes elektrisches Feld. Später eintreffende Teilchen werden hingegen beschleunigt. Das Sollteilchen erfährt keine Beschleunigung.

lerdings nur unter der Annahme von Resonatoren der Länge null und unter Vernachlässigung von Raumladungseffekten. In Realität sehen die Elektronen nicht nur eine bestimmte Phase des hochfrequenten Feldes. Beim Durchflug durch die Kavität ändert sich das elektromagnetische Feld ständig, sodass unterschiedliche Beschleunigungsspannungen auf das Teilchen wirken. Zudem sind die Elektronen im Ensemble vor dem Eintritt in den Buncher nicht monoenergetisch. Nach der Emission der Teilchen von der Photokathode ist deren longitudinale Energiemodulation hauptsächlich durch die relative Spannungsstabilität von  $10^{-5}$  [Fri19] des HV-Netzteils gegeben. Bei einer Beschleunigungsspannung von 100 kV beträgt diese Modulation daher nur 1 eV. Beim Durchlaufen der Strahlführung bis zum Buncher wächst die Energiemodulation jedoch durch die abstoßende Coulomb-Kraft der Elektronen untereinander (Börsch-Effekt). Zusätzlich zum Börsch-Effekt haben auch die Chopperkavitäten eine Auswirkung auf die longitudinale Impulskomponente der Teilchen. Nach dem Panofsky-Wenzel-Theorem bewirken die ortsabhängigen transversalen elektrischen Felder innerhalb dieser Kavität auch eine Änderung des Impulses in Flugrichtung. All diese Effekte führen auch bei einer Geschwindigkeitsmodulation nach [Gleichung 2.9](#) zu einer endlichen Länge des Bunches am Fokus. Weitere Details hierzu werden in [Abschnitt 4.5](#) behandelt. Gilt für die Driftstrecke  $L_f \gg \beta\lambda_{\text{HF}}$ , so kann die Modulation in [Gleichung 2.9](#) vereinfacht werden.

$$\Delta\beta'(\phi_{\text{HF}}) \approx \frac{\phi_{\text{HF}}\beta^2}{2\pi L_f} \quad (2.10)$$

Es ist demnach festzuhalten, dass bei ausreichend großer Driftstrecke  $L_f$  eine lineare Geschwindigkeitsmodulation um  $\phi_{\text{HF}} = 0$  benötigt wird, um eine gute longitudinale

## 2.4. Prinzip der longitudinalen Elektronenfokussierung

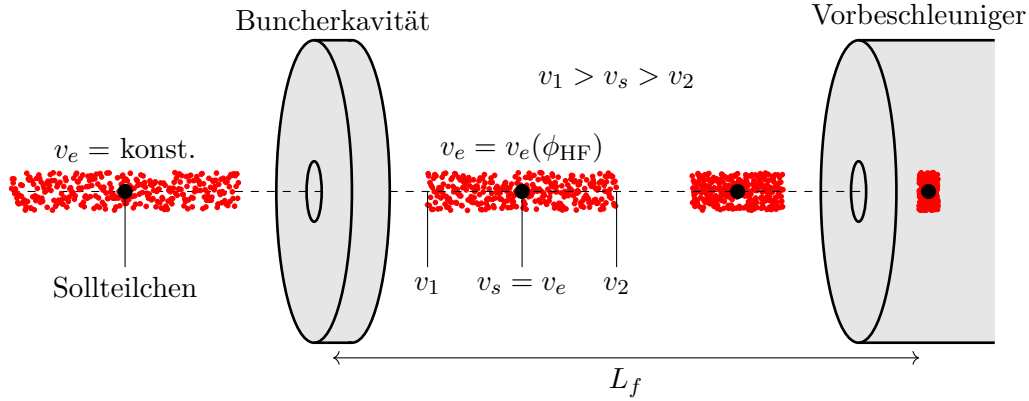


Abbildung 2.11.: Prinzip der longitudinalen Fokussierung durch phasenabhängige Geschwindigkeitsmodulation. Elektronen im vorderen Bereich des Bunches werden abgebremst, hintere Teilchen werden beschleunigt. Das Sollteilchen erfährt keine Beschleunigung und besitzt daher stets die Initialgeschwindigkeit ( $v_s = v_e$ ). Auf der Driftstrecke  $L_f$  laufen alle Teilchen zusammen.

Fokussierung zu erhalten. Für *MESA* ist dies bei einer Strecke zwischen Buncher und Vorbeschleuniger von  $L_f = 1,5$  m gegeben.

Mit Blick auf [Abbildung 2.10](#) fällt auf, dass eine lineare Geschwindigkeitsmodulation nur in linearer Näherung des Sinus für kleine Ablagen zum Sollteilchen erreicht wird. Ist der Kollimator weit geöffnet, so kann mit einer einfachen Buncherkavität daher keine optimale Fokussierung erreicht werden. Der Phaseneinfangsbereich, der den Bereich der Phasenablagen vom Sollteilchen beschreibt, die noch ausreichend gut fokussiert werden können, ist hier zu gering. Wird allerdings ein System mit zwei Buncherkavitäten verwendet, so ist es möglich, den Phaseneinfangsbereich zu erhöhen [[Shv96](#)]. Auf diese Weise gelingt es, das Teilchenensemble mit hoher Ausbeute in die Akzeptanz des Beschleunigers zu bringen. Um die Gefahr unakzeptabel hoher Strahlverluste im Beschleuniger, besonders bei den hohen geplanten Strahlströmen von bis zu 10 mA, zu minimieren, ist dies unerlässlich. [Abbildung 2.12](#) zeigt eine schematische Darstellung dieses Bunchersystems. Die daraus resultierende Geschwindigkeitsmodulation  $\Delta\beta_{\text{sys}}$  berechnet sich nach [[Eut96](#)] zu:

$$\Delta\beta_{\text{sys}} = \beta\alpha_1(1 + \alpha_2\Theta_1) \left[ \sin(\phi_1) - \frac{\alpha_2}{\alpha_1(1 + \alpha_2\Theta_1)} \sin(2\phi_1) + \frac{\alpha_2\Theta_1}{1 + \alpha_2\Theta_1} \sin(3\phi_1) \right] \quad (2.11)$$

mit

$$\alpha_i = \frac{eU_i}{E_0\gamma^3\beta^2} \quad (2.12)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

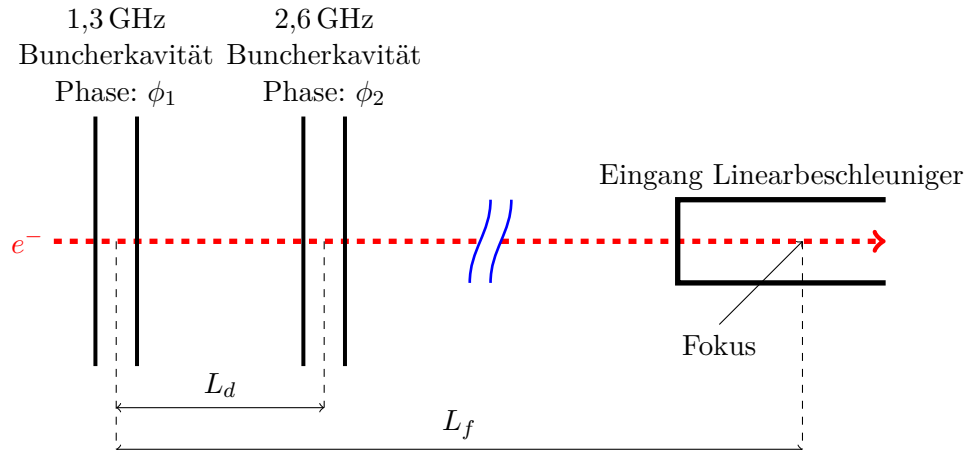


Abbildung 2.12.: Schematischer Aufbau eines effizienteren Bunchersystems. Zwei Kavitäten einfacher und doppelter Resonanzfrequenz mit einer Driftstrecke  $L_d$  dazwischen.  $\phi_1$  bzw.  $\phi_2$  beschreiben die Phase des schwingenden Feldes in den jeweiligen Kavitäten. (Nach [Shv96])

und

$$\Theta_1 = \frac{2\pi L_d}{\beta \lambda_{\text{HF}}}, \quad (2.13)$$

wobei  $U_i$  die Beschleunigungsspannung in der entsprechenden Kavität beschreibt,  $\gamma$  den Lorentzfaktor und  $\Theta_1$  die Driftstrecke zwischen der ersten und zweiten Kavität als Phasenverschiebung beschreibt. Zudem muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$2\Theta_1 + \phi_2 = (2k + 1)\pi, \text{ wobei } k = 1, 2, 3, \dots$$

Die auf ein Teilchen nach dem Durchlaufen beider Kavitäten aufgeprägte Geschwindigkeitsmodulation ist demnach eine Funktion von  $\Delta\beta_{\text{sys}} = \Delta\beta_{\text{sys}}(U_1, U_2, \phi_1, \phi_2)$ , mit:

- Beschleunigungsspannung in der ersten Kavität  $U_1$  bzw. eingespeiste HF-Leistung  $P_1$
- Beschleunigungsspannung in der zweiten Kavität  $U_2$  bzw. eingespeiste HF-Leistung  $P_2$
- Phase in der ersten Buncherkavität  $\phi_1$
- Phase in der zweiten Buncherkavität  $\phi_2$ .

Der Abstand  $L_d$  beider Resonatoren zueinander ergibt sich aus [Gleichung 2.13](#). Diese vier Parameter müssen nun so angepasst werden, dass die resultierende Bunchlänge im Fokus minimal wird bzw.  $\Delta\beta_{\text{sys}}$  eine möglichst lineare Geschwindigkeitsmodulation um  $\phi_1 = 0$  erzeugt. [Abbildung 2.13](#) zeigt die Modulation für einen



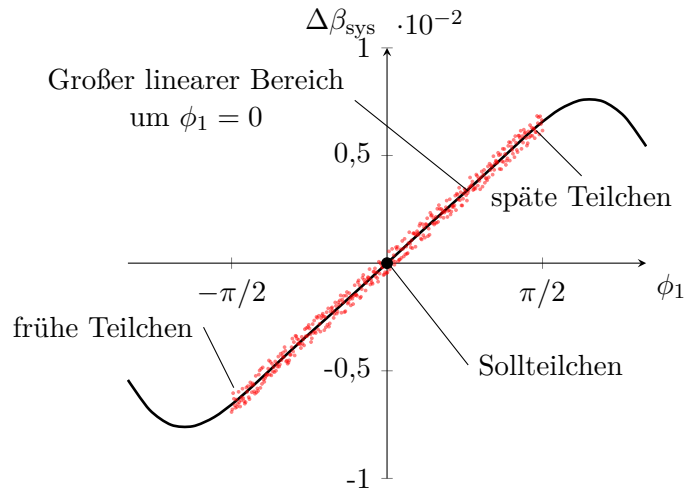


Abbildung 2.13.: Geschwindigkeitsmodulation des Systems aus zwei Buncherkavitäten für  $U_1 = 3,1 \text{ kV}$ ,  $U_2 = 0,9 \text{ kV}$  und  $\theta_1 = 5\pi$ . Der lineare Bereich um  $\phi_1 = 0$  wird im Vergleich zu dem System mit nur einer Kavität (Abbildung 2.10) verbreitert, woraufhin Elektronen mit einer großen Ablage zum Sollteilchen noch in die Akzeptanz des Beschleunigers passen.

bestimmten Parametersatz. Auf diese Weise ist es möglich, einen breiteren Phasenbereich des Strahles aus der Quelle gut zu fokussieren bzw. in die Akzeptanz des Beschleunigers zu bringen. Im späteren Experiment wird über die eingespeiste Hochfrequenzleistung  $P_1$  und  $P_2$  die Beschleunigungsspannung  $U_1$  und  $U_2$  definiert. Der Abstand beider Kavitäten wird auf  $\theta_1 = 5\pi$  festgelegt, was nach Gleichung 2.13 einem räumlichen Abstand von  $L_d = 5/2\beta\lambda_{\text{HF}} \approx 32 \text{ cm}$  entspricht. Die Phasen der Hochfrequenz in beiden Kavitäten werden über mechanische Phasenschieber eingestellt.

## 2.5. Raumladungseffekte

Zusätzlich zu den äußeren elektrischen und magnetischen Feldern des Beschleunigers wirken auch Kräfte aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Elektronen des Teilchenstrahles. Je dichter sich die Teilchen nebeneinander befinden, desto stärker ist diese Wechselwirkung. Bei hohen Strahlströmen wächst die Teilchendichte und somit auch die abstoßende Coulombkraft der Elektronen untereinander. Neben dem Strom ist auch die Ausdehnung des Teilchenpaketes entscheidend. Wird der Strahl auf einen kleinen Punkt fokussiert, so steigt auch hier der Einfluss der Raumladung. Zur genauen Berechnung dieses nichtlinearen Effekts sind Simulationsrechnungen erforderlich, bei denen die einzelnen Teilchenbahnen mit bis zu mehreren Millionen Partikeln nachverfolgt werden müssen. Solche

## 2. Theoretische Grundlagen

Simulationen sind in [Abschnitt 6.1](#) zu finden. Es gibt jedoch auch charakteristische Größen, die die Skalen für die Bedeutung von Raumladung definieren. Hierzu gehört die Debye-Länge als analytische Abschätzung des Einflusses der Raumladung [[Wan08](#)]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{\rho q^2}} \quad (2.14)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur des Elektronenplasmas,  $\rho$  die Teilchendichte und  $q$  die Ladung der Teilchen beschreibt. Für raumladungsdominierte Strahlen ist die Debye-Länge klein im Vergleich zur Ausdehnung des Bunches. In [Unterabschnitt 4.4.3](#) wird diese Länge für eine gemessene Teilchendichte am Experiment ausgerechnet.

## 2.6. Anforderungen an das Bunchersystem

Die Elektronen aus der Quelle besitzen eine mittlere kinetische Energie von 100 keV. Nach der Niederenergiestrahlführung (siehe [Abbildung 3.1](#)) werden sie im Vorbeschleuniger *MAMBO*<sup>7</sup> [[HH17](#)] auf eine Energie von 5 MeV beschleunigt. Dabei handelt es sich um vier normal-leitende Beschleunigungsmodule, die jeweils einen Energiehub von 1,25 MeV erzeugen. Diese Beschleunigungsstrukturen geben analog zu [Abbildung 2.6](#) einen Bereich von maximaler Energie- sowie Phasenabweichung der Elektronen zum Sollteilchen vor, bei dem eine nahezu verlustfreie Beschleunigung der Teilchen möglich ist. Um diesen Bereich abzuschätzen, werden elektromagnetische Simulationen der Teilchenbahnen beim Durchflug durch den Vorbeschleuniger bei verschiedenen Strahlströmen durchgeführt [[Hei20](#)]. [Tabelle 2.1](#) zeigt einen Parameterbereich der Teilchenverteilung bei einem Strahlstrom von 1 mA (Bunchladung  $Q_b = 0,77$  pC) vor dem Eintritt in *MAMBO*, bei dem ein Betrieb möglich ist. Die angegebenen Werte beziehen sich auf die einfache Sigma-Umgebung<sup>8</sup>. Die Phasen-

<sup>7</sup>Milli Ampere Booster

<sup>8</sup>RMS: engl. Root Mean Square

Tabelle 2.1.: Mögliche Energie- und Phasenabweichung der Elektronen vom hypothetischen Sollteilchen vor dem Eintritt in den Vorbeschleuniger *MAMBO*, um einen Betrieb zu ermöglichen [[Hei20](#)].

Mittlere Energie	100 keV
RMS-Phasenabweichung	$\Delta\phi_{\text{soll}} = \pm 4,9^\circ (\sigma_x = \pm 1,7 \text{ mm})$
RMS-Energieabweichung	$\Delta E_{\text{soll}} = \pm 1,4 \text{ keV}$

abweichung  $\Delta\phi_{\text{soll}}$  kann über die Beziehung

$$\Delta\phi_{\text{soll}} = \frac{\sigma_x f}{\beta c} 2\pi$$

in die Bunchlänge  $\sigma_x$  umgerechnet werden, wobei  $f$  die Betriebsfrequenz von *MAMI* bezeichnet. Es ist anzumerken, dass nicht ausschließlich die Einhaltung der Parameter in [Tabelle 2.1](#) zu einer optimalen Beschleunigung der Teilchen führt. Die explizite Verteilung der einzelnen Teilchen im longitudinalen Phasenraum spielt hier ebenfalls eine Rolle. Simulationen haben gezeigt [[Hei20](#)], dass die Teilchenverteilung in [Abbildung 2.14](#) geeignet ist, um den Vorbeschleuniger zu betreiben.

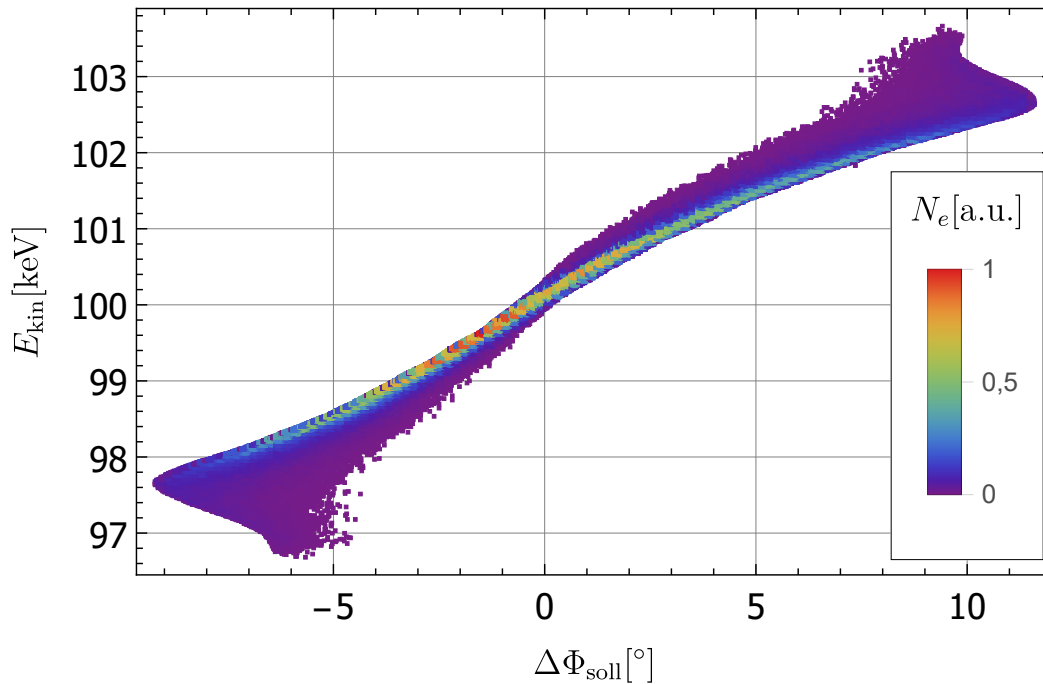


Abbildung 2.14.: Mögliche longitudinale Teilchenverteilung vor dem Eintritt in die erste Beschleunigungssektion von *MAMBO* bei einer Bunchladung von  $Q_b = 0,77$  pC [[Hei20](#)]. Kinetische Energie der Elektronen  $E_{\text{kin}}$  gegen Phasenablage zum Sollteilchen  $\Delta\Phi_{\text{soll}}$ . Simulationen haben gezeigt, dass mit einer solchen Verteilung ein Betrieb von *MAMBO* möglich ist.

## 2.7. Smith-Purcell-Strahlung

Fliegt ein geladenes Teilchen nahe an einer leitenden, periodischen Struktur vorbei, entsteht Smith-Purcell-Strahlung (SPR). [Abbildung 2.15](#) zeigt diesen Mechanismus im Falle hochenergetischer Elektronen an einem rechteckigen Gitter, wie es in dieser Arbeit verwendet wird. Bereits 1953 konnten Smith und Purcell diese Strahlung

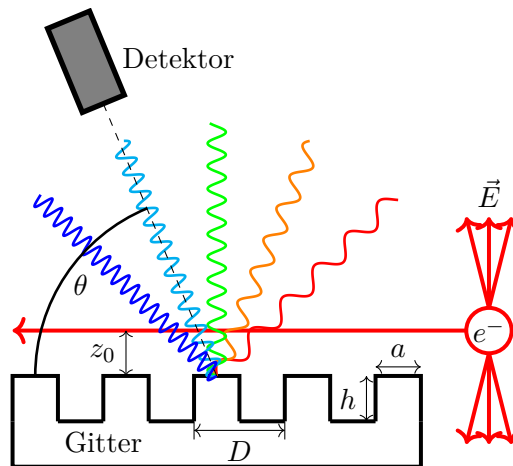


Abbildung 2.15.: Entstehung von Smith-Purcell-Strahlung. Elektronen fliegen im Abstand  $z_0$  über ein metallisches Gitter mit der Gitterkonstante  $D$ . Das elektrische Feld der Teilchen wechselwirkt mit der periodischen Struktur mit speziell ausgewählter Steghöhe  $h$  und -breite  $a$ . Die Wellenlänge der Strahlung hängt stark vom Beobachtungswinkel  $\Theta$  ab.

nachweisen [SP53]. Sie verwendeten dazu einen Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von 300 keV und einem Strahlstrom von  $5 \mu\text{A}$ . Der Strahl wurde auf einen transversalen Durchmesser von 0,15 mm über einem Gitter der Länge 48 mm und der Gitterkonstante  $1,67 \mu\text{m}$  fokussiert, wobei die Divergenz des Strahles weniger als 4 mrad betrug. Die beobachtete Strahlung befand sich im sichtbaren Spektralbereich, wobei die Wellenlänge vom Beobachtungswinkel  $\theta$  abhängt. Dabei erklärten sie die Entstehung der Strahlung mit dem Modell einer Spiegelladung, die durch ein vorbeifliegendes Elektron im Gittermaterial induziert wird und sich dort nach der periodischen Struktur der Gitteroberfläche bewegt. Die Intensität wurde so anhand des Modells der Dipolstrahlung einer oszillierenden Punktladung abgeschätzt [SP53]. In den Arbeiten von Gover, Dvorskis, Elisha [GDE84] und Salisbury [Sal70] stellt sich jedoch heraus, dass sich die gemessenen Intensitäten nicht mit diesem Modell erklären lassen. Smith-Purcell-Strahlung wird nur beobachtet, wenn der Abstand zwischen Elektronenstrahl und Gitter in der Größenordnung der Gitterkonstante  $D$  liegt [SP53]. Diese Eigenschaft veranlasste Salisbury dazu, ein Modell zu entwickeln, bei dem Teile des vorbeifliegenden Elektronenstrahls auf dem Gitter reflektiert werden. Da die Elektronen im Strahl nur mit der Oberkante

der Gitterstege interagieren, werden sie auch nur an den entsprechenden Stellen von dem Gitter reflektiert und erzeugen dort eine Zone mit erhöhter Raumladung. Teilchen, die einen größeren Abstand zum Gitter haben und somit nicht in direktem Kontakt mit diesem treten, passieren die periodischen Raumladungszonen und erfahren dadurch eine Beschleunigung aufgrund des abstoßenden Coulomb-Potentials, was dann zu der beobachteten Strahlung führt [Sal70]. Die Messungen in [GDE84] ergaben, dass dieser Ansatz eine Strahlungsleistung ergibt, die mehrere Größenordnungen unterhalb der gemessenen Intensität liegt und daher als mögliche Ursache für die Entstehung der Strahlung wegfällt. Nach zahlreichen Experimenten im sichtbaren Spektralbereich [Bac72, BH76, GDE84, S<sup>+</sup>90b, SS<sup>+</sup>90, S<sup>+</sup>90a] und im infraroten bzw. Submillimeter-Bereich [D<sup>+</sup>92, W<sup>+</sup>95, I<sup>+</sup>95, G<sup>+</sup>97, U<sup>+</sup>98, S<sup>+</sup>98] gibt es bis heute keine einheitliche Theorie, die die auftretenden Intensitäten in allen Frequenzbereichen ausreichend gut beschreibt. So kommt es, dass verschiedene Modelle zur Erklärung des Strahlungsmechanismus entstanden sind und untersucht werden. Die letzten Messungen im infraroten und Submillimeter-Wellenlängenbereich ergeben eine gute Übereinstimmung mit einem Ansatz von Toraldo di Francia [Fra60] und einer Weiterentwicklung nach Van den Berg [Ber73], wobei verschiedene Moden zwischen den Gitterstegen durch das elektrische Feld des vorbeifliegenden Teilchens angeregt werden. Da die auftretenden Wellenlängen bei der Bunchlängenmessung am Testapparat für *MELBA* auch in diesem Bereich liegen, wird dieses Modell zur Berechnung der Intensität der Strahlung hier herangezogen und in [Unterabschnitt 2.7.2](#) näher beschrieben. In [Unterabschnitt 2.7.1](#) wird zunächst die vom Beobachtungswinkel abhängige Wellenlänge der Strahlung behandelt.

### 2.7.1. Transversale Kohärenzbedingung

In [Abbildung 2.16](#) wird mit Hilfe Huygensscher Elementarwellen eine Kohärenzbedingung und somit die Wellenlänge  $\lambda$  der Smith-Purcell-Strahlung hergeleitet. Hierbei wird zunächst keine Aussage über den Entstehungsprozess von SPR getroffen bzw. auf die Ursache der dargestellten Elementarwellen eingegangen. Diese Betrachtung gibt jedoch das experimentell beobachtete Verhalten wieder. Das vorbeifliegende Elektron erzeugt Huygenssche Elementarwellen an der Gitteroberfläche. Betrachtet werden zwei Orte  $x_1$  und  $x_2$ , die sich im Abstand  $D$  voneinander befinden. Die Zeit zwischen der Erzeugung beider Wellen beträgt:

$$t = \frac{D}{\beta \cdot c}$$

Das Licht legt in diesem Zeitraum eine Strecke von  $c \cdot t$  zurück. Eine gemeinsame Wellenfront breitet sich unter dem Winkel  $\eta$  aus, wenn folgende Kohärenzbedingung erfüllt wird:

$$ct - n\lambda = D \sin \eta$$

mit  $n = 1, 2, 3, \dots$

## 2. Theoretische Grundlagen

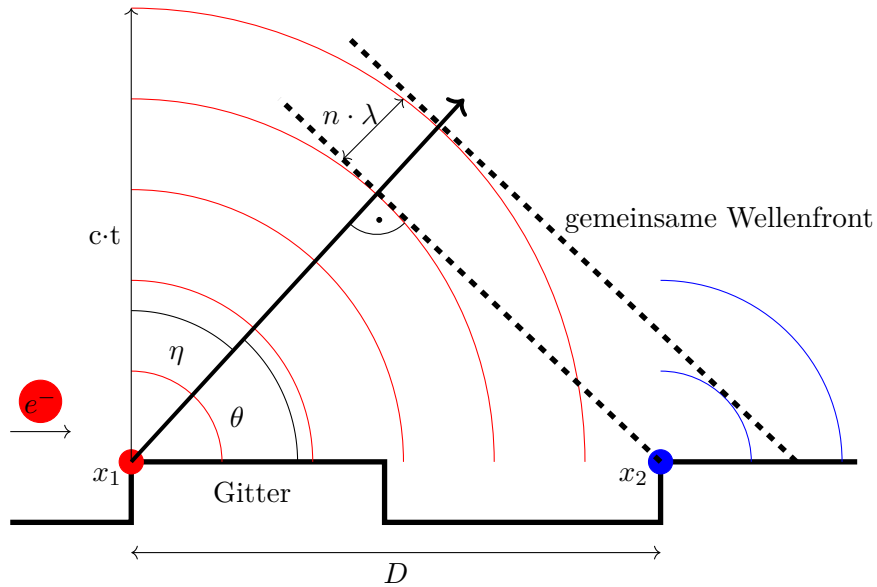


Abbildung 2.16.: Konstruktion der Kohärenzbedingung und Bestimmung der Wellenlänge für SPR mit Hilfe Huygensscher Elementarwellen. Im hier dargestellten, zweidimensionalen Fall gilt  $\eta = \pi/2 - \theta$ .

Die Wellenlänge ergibt sich damit zu

$$\lambda = \frac{D}{n} \left( \frac{1}{\beta} - \sin \eta \right). \quad (2.15)$$

Die so erzeugte Smith-Purcell-Strahlung ist demnach abhängig vom Beobachtungswinkel  $\eta$ , der Gitterperiode  $D$ , der reduzierten Geschwindigkeit der Elektronen  $\beta$  und der Beugungsordnung  $n$ . Das hier gezeigte Modell behandelt nur den zweidimensionalen Fall. Die allgemeinere, dreidimensionale Betrachtung zusammen mit dem Entstehungsmechanismus wird im folgenden [Unterabschnitt 2.7.2](#) behandelt.

### 2.7.2. Entstehungsmechanismus

Ein Ansatz von Toraldo di Francia [[Fra60](#)] und eine Weiterentwicklung nach Van den Berg [[Ber73](#)] ergibt eine gute Übereinstimmung der berechneten Leistung der Smith-Purcell-Strahlung zum Beispiel mit den Experimenten von Gover [[GDE84](#)] und Goldstein [[G+97](#)] bei Wellenlängen im infraroten und Submillimeterbereich. Ein direkter Kontakt von Elektron und Gitter wird nicht benötigt, um die Strahlung zu begründen. Im Folgenden wird dieses Modell erläutert.

Ein ruhendes Elektron erzeugt ein radialsymmetrisches elektrisches Feld. Wird ein Elektron nun mit einer relativistischen Geschwindigkeit parallel am Smith-Purcell-Gitter vorbei geleitet, entsteht durch die Bewegung des Teilchens ein elektromagnetisches Feld. Über eine Lorentztransformation wird das elektromagnetische Feld am ruhenden Ort des Gitters bestimmt. Die Amplitude dieses Feldes am

Ort des Gitters fällt exponentiell mit dem Abstand von Elektron und Gitter  $z_0$  ab. Ein solches Verhalten wird als Evaneszenz bezeichnet. Im Fourier-Raum wird diese evaneszente Welle in ihre Frequenzkomponenten zerlegt. Jede dieser Komponenten wird nun in Analogie zur Optik an dem Gitter gebeugt. Die gebeugten Felder werden berechnet, indem die Maxwellgleichungen mit den periodischen Randbedingungen der als perfekt leitend angenommenen Gitteroberfläche gelöst werden. Die Form des Gitters geht hier demnach explizit in die Berechnung mit ein. Eine detailliertere Beschreibung dieser Beugung wird in [Unterabschnitt 2.7.4](#) behandelt. Die Lösung des Randwertproblems mit Hilfe einer Greenschen Funktion führt auf eine Integralgleichung der 2. Art, aus der die Amplituden der in  $n$ -ter Ordnung gebeugten Felder numerisch berechnet werden können. Bei der Bewegung des Elektrons gegen die Wirkung der gebeugten Felder wird Arbeit verrichtet. Hierdurch kann die Intensität der entstehenden Smith-Purcell-Strahlung berechnet werden.

Van den Berg betrachtet in seinen Rechnungen stets Linienladungen. Die Berücksichtigung der transversalen Ausdehnung eines realen Strahles erfordert eine Einbindung der räumlichen Teilchenverteilung. Die abgestrahlte Leistung  $P$  der Smith-Purcell-Strahlung pro Raumwinkelelement  $\Omega$  für einen realen kontinuierlichen Elektronenstrahl der Stromstärke  $I$  ergibt sich nach [\[HZM08\]](#) zu:

$$\left(\frac{dP}{d\Omega}\right)_{\text{ink}} = \frac{IN_w e |n|^2 \beta^3 \cos^2 \eta \cos^2 \zeta}{2D\epsilon_0(1 - \beta \sin \eta)^3} \cdot |R_n(\eta, \zeta)|^2 \cdot S_{\text{ink}}(\eta, \zeta) \quad (2.16)$$

mit

$e$	: Elementarladung
$\epsilon_0$	: Elektrische Feldkonstante
$N_w$	: Anzahl der Gitterperioden
$D$	: Gitterkonstante
$n$	: Beugungsordnung
$\eta, \zeta$	: Beobachtungswinkel
$R_n(\eta, \zeta)$	: gitterabhängiger Reflexionsfaktor,

dem inkohärenten Faktor

$$S_{\text{ink}}(\eta, \zeta) = \int_0^\infty \exp\left[-\frac{z}{h_{\text{int}}(\eta, \zeta)}\right] f_z(z) dz \quad (2.17)$$

und der Interaktionslänge

$$h_{\text{int}}(\eta, \zeta) = \frac{D(1/\beta - \sin \eta)}{4\pi|n|\sqrt{1/\beta^2 - 1 + \cos^2 \eta \sin^2 \zeta}}. \quad (2.18)$$

In [Gleichung 2.17](#) bezeichnet  $f_z(z)$  die transversale Verteilung der Elektronen im Strahl über dem Gitter in  $z$ -Richtung. Die verwendeten Winkel und Koordinaten sind in [Abbildung 2.17](#) dargestellt. Die Wellenlänge  $\lambda_0$  im dreidimensionalen Raum ergibt sich nach [\[Ber73\]](#) zu:

$$\lambda_0(\theta_n, \phi) = \frac{D}{n} \left( \sin \theta_n \sin \phi - \frac{1}{\beta} \right), \quad (2.19)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

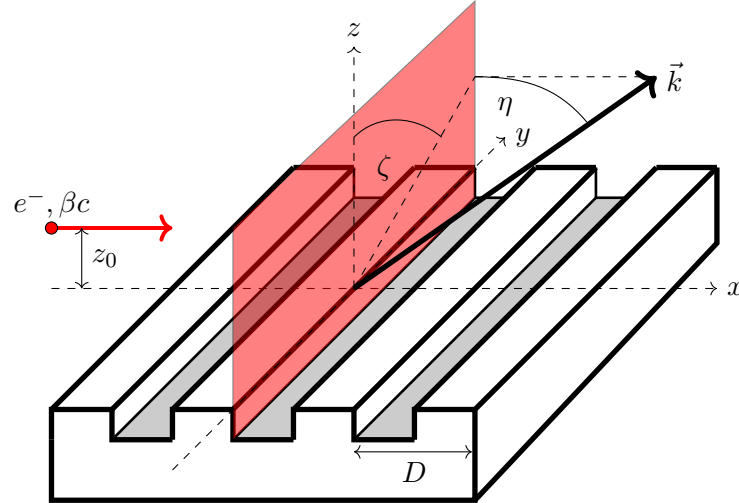


Abbildung 2.17.: Darstellung der verwendeten Winkel und Koordinaten.  $\vec{k}$  beschreibt den Vektor, bei dem die Smith-Purcell-Strahlung beobachtet wird. Der Winkel zwischen der Projektion dieses Vektors auf die rot eingezeichnete  $y, z$ -Ebene und der  $z$ -Achse wird mit  $\zeta$  bezeichnet.  $\eta$  ist der Winkel zwischen der  $y, z$ -Ebene und  $\vec{k}$ .

wobei Van den Berg hierzu die Winkel  $\theta_n$  und  $\phi$  einführt. Um konsistent mit gleichen Winkeln zu rechnen, müssen diese entsprechend umgerechnet werden.

$$\begin{aligned}\theta_n &= \arctan \left[ \frac{\tan \eta}{\cos \zeta} \right] \\ \phi &= \arccos[\cos \eta \sin \zeta]\end{aligned}\quad (2.20)$$

Für die Projektion in der  $x - z$ -Ebene gilt:

$$\zeta = 0 \Rightarrow \phi = 90^\circ, \theta_n = \eta.$$

Hieraus ergibt sich die in [Gleichung 2.15](#) hergeleitete Kohärenzbedingung im zwei-dimensionalen Fall. Durch Einsetzen von [Gleichung 2.20](#) in [Gleichung 2.19](#) fällt auf, dass dies sogar für den allgemeinen, dreidimensionalen Fall gilt. D.h. durch die geschickte Wahl der Winkel  $\eta$  und  $\zeta$  fällt die  $\zeta$ -Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda_0$  weg.

$$\lambda_0(\theta_n, \phi) = \lambda_0(\eta) = \frac{D}{n} \left( \sin \eta - \frac{1}{\beta} \right)$$

### 2.7.3. Kohärente Strahlungsverstärkung

Wird anstelle eines kontinuierlichen Elektronenstrahls ein gepulster Strahl über das Gitter geleitet und ist die Pulslänge in der gleichen Größenordnung wie die Gitterkonstante  $D$ , tritt eine kohärente Strahlungsverstärkung ein. Mit  $N_e$  als Anzahl



der Elektronen im Puls erweitert sich [Gleichung 2.16](#) nach [\[HZM08\]](#) zur gesamten emittierten Leistung:

$$\frac{dP_n}{d\Omega} = \frac{IN_w e |\eta|^2 \beta^3 \cos^2 \eta \cos^2 \zeta}{2D\epsilon_0(1 - \beta \sin \eta)^3} \cdot |R_n(\eta, \zeta)|^2 \cdot [S_{\text{ink}}(\eta, \zeta) + N_e S_{\text{koh}}(\eta, \zeta)] \quad (2.21)$$

Dabei setzt sich  $S_{\text{koh}}$  aus den Teilchenverteilungen  $f_x(x)$ ,  $f_y(y)$  und  $f_z(z)$  des Elektronenpulses in  $x$ -,  $y$ - bzw.  $z$ -Richtung zusammen. Es ist oft üblich, die Länge der Teilchenverteilung (Bunchlänge) in einer zeitlichen Form darzustellen. Die longitudinale räumliche Verteilung in  $x$ -Richtung kann über die Geschwindigkeit der Teilchen von  $v_e = \beta c$  in eine zeitliche Verteilung  $f_t(t)$  umgerechnet werden.

$$S_{\text{koh}} = \left| \int_0^\infty \exp \left[ -\frac{z}{2h_{\text{int}}(\eta, \zeta)} \right] f_z(z) dz \right|^2 \quad (2.22)$$

$$\cdot \left| \int_{-\infty}^\infty e^{-ik_y y} f_y(y) dy \right|^2 \quad (2.23)$$

$$\cdot \left| \int_{-\infty}^\infty e^{-i\omega t} f(t) dt \right|^2, \quad (2.24)$$

wobei gilt:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0(\eta)}$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda_0(\eta)} \cdot \cos \eta \sin \zeta.$$

Dabei beschreibt  $k_y$  die Projektion des Wellenvektors  $\vec{k}$  auf die  $y$ -Achse (siehe [Abbildung 2.17](#)). [Abbildung 2.18](#) zeigt die Winkelverteilung des kohärenten Faktors  $S_{\text{koh}}$  für eine gaußförmige Teilchenverteilung des Elektronenpulses in allen drei Raumrichtungen.

$$f_z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \cdot e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}}$$

$$f_y(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (2.25)$$

$$f_x(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}$$

Mit  $\sigma_t = \sigma_x/(\beta c)$  gilt für die zeitliche Verteilung:

$$f_t(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}}.$$

Hierbei wird angenommen, dass die Ausdehnung des Bunches  $\sigma_y$  deutlich kleiner ist als die Breite des Gitters in  $y$ -Richtung ( $\sigma_y \ll 20$  mm). Die weiteren benötigten Parameter sind aus [Tabelle 2.2](#) zu entnehmen. Offenbar ist  $S_{\text{koh}}$  symmetrisch um  $\zeta = 0$

## 2. Theoretische Grundlagen

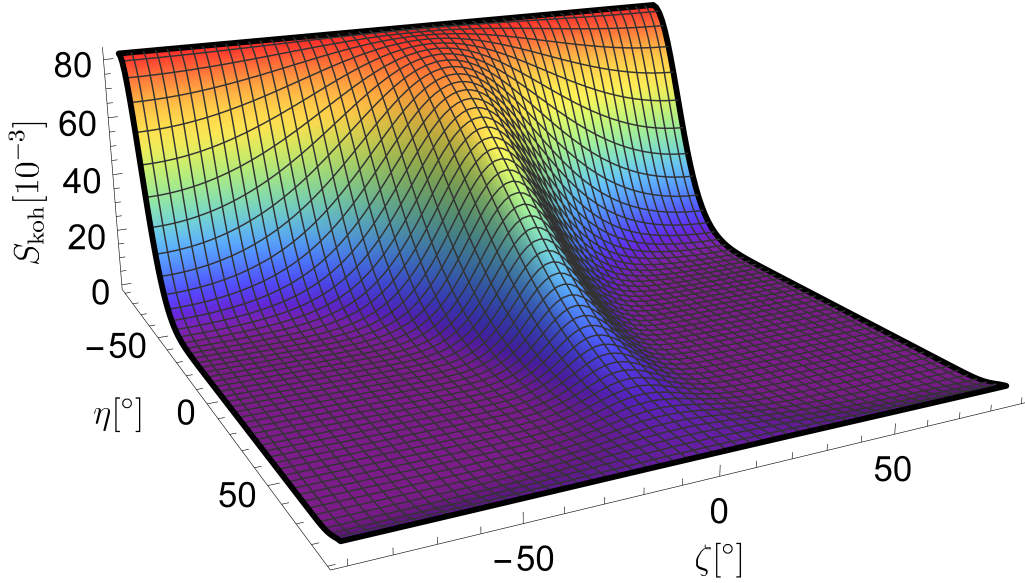


Abbildung 2.18.: Winkelverteilung des kohärenten Faktors  $S_{\text{koh}}$  für eine gaußförmige Teilchenverteilung des Elektronenpulses in allen drei Raumrichtungen mit den zugehörigen Parametern aus [Tabelle 2.2](#).

Tabelle 2.2.: Beispielhafter Parametersatz zur Berechnung des kohärenten Faktors in [Abbildung 2.18](#).

$\beta$	$n$	$D$	$\lambda_0(\eta = 0)$	$\sigma_t$	$\sigma_z$	$\sigma_y$	$z_0$
0,548	-1	1 mm	1,8 mm	0,42 ps	0,3 mm	0,3 mm	0,3 mm

und nimmt bei negativen Werten von  $\eta$  zu. Dieses Verhalten ist durch die größer werdende Wellenlänge zu negativen Werten von  $\eta$  zu erklären. In [Abbildung 2.19](#) wird  $S_{\text{koh}}$  bei  $\zeta = 0$  für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_t$  dargestellt.

Um kurze Pulse diagnostizieren und auflösen zu können, eignet es sich demnach, einen möglichst kleinen Winkel zwischen der Oberfläche des Gitters und der Flugbahn des Elektrons zu wählen ( $\eta \rightarrow -90^\circ$ ). Aus fertigungstechnischen Gründen wird in dieser Arbeit ein Beobachtungswinkel von  $\eta = 0^\circ, \zeta = 0^\circ$ , d.h. senkrecht zur Gitterebene gewählt. Hier wird zwar nicht das Maximum an kohärenter Strahlungsverstärkung emittiert, es ist jedoch ausreichend, um mit den hier verwendeten Gittern einen kohärenten Effekt zu messen und somit die Bunchlänge zu bestimmen. [Abbildung 2.20](#) zeigt  $S_{\text{koh}}$  bei einem festen Beobachtungswinkel von  $\eta = 0$  und  $\zeta = 0$  in Abhängigkeit von  $\sigma_x$  bei verschiedenen Gitterkonstanten in logarithmischer Darstellung. Sobald die Bunchlänge in Flugrichtung  $\sigma_x = \beta \cdot c \cdot \sigma_t$  größer

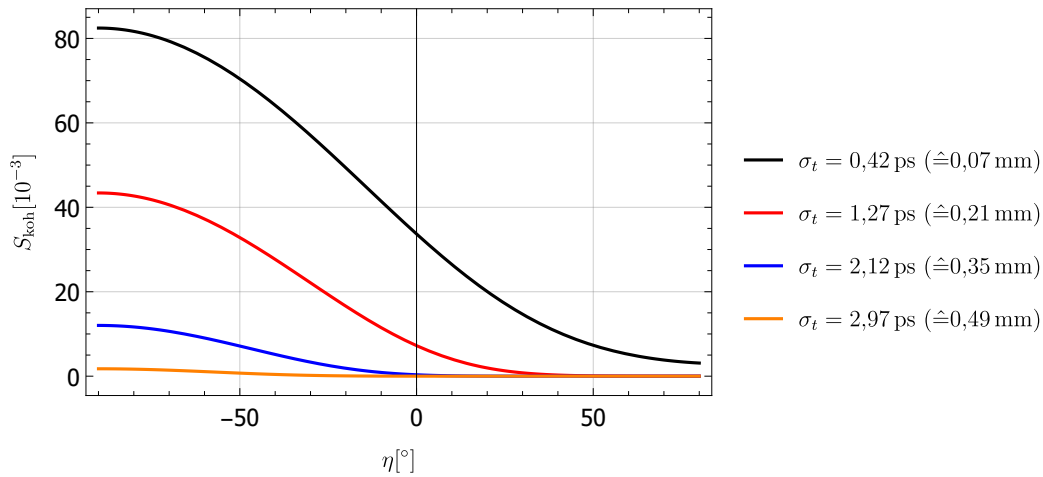


Abbildung 2.19.: Kohärenter Faktor  $S_{\text{koh}}(\zeta = 0, \eta)$  in erster Ordnung ( $n = 1$ ) für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_t = \sigma_x / (\beta c)$ . Unter flachen Beobachtungswinkeln  $\eta \rightarrow -90^\circ$  findet mehr kohärente Strahlungsverstärkung statt. Je kürzer die Pulse  $\sigma_t$ , desto mehr verstärkt sich die Smith-Purcell-Strahlung.

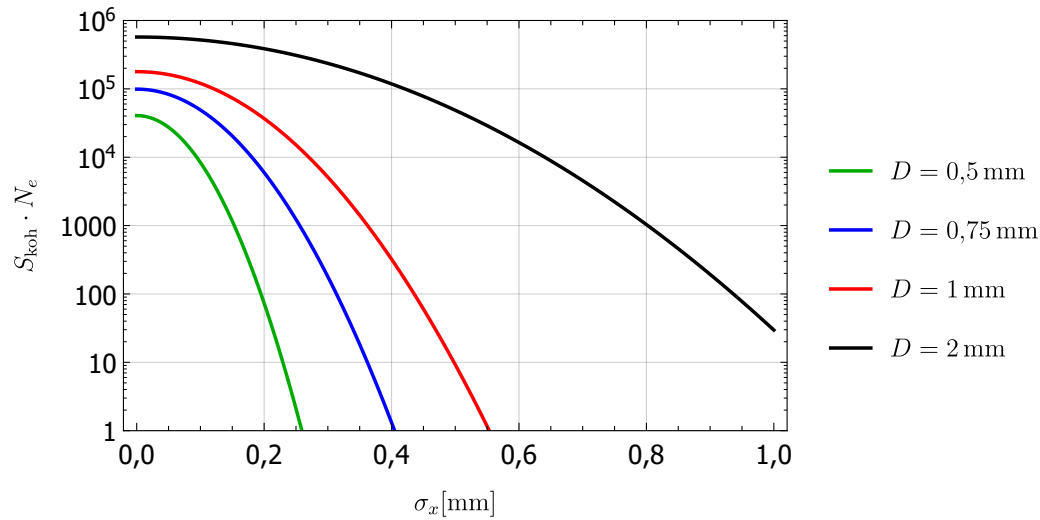


Abbildung 2.20.:  $S_{\text{koh}}(n = 1)$  für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x = \beta \cdot c \cdot \sigma_t$ . Bei einer Bunchladung von  $0,7 \text{ pC}$  folgt  $N_e = 4,4 \cdot 10^6$ . Ab einer Bunchlänge von  $\sigma_x \approx D/2$  findet keine signifikante Strahlungsverstärkung mehr statt.

## 2. Theoretische Grundlagen

wird als die Hälfte der Gitterkonstante  $D$ , ist die kohärente Strahlungsverstärkung fast vollständig unterdrückt.

### 2.7.4. Reflexionsfaktor

Nach Gleichung 2.21 ist die emittierte Smith-Purcell-Strahlung proportional zum Reflexionsfaktor  $|R_n(\eta, \zeta)|^2$ . Dieser Faktor hängt von der Geometrie des verwendeten Gitters sowie vom Beobachtungswinkel  $(\eta, \zeta)$ , der Strahlenergie und der beobachteten Strahlungsordnung  $n$  ab<sup>9</sup>. Im Falle der hier verwendeten Gitter kann der Reflexionsfaktor nach [BT74] als Funktion der Spaltbreite  $a$  und Steghöhe  $h$  numerisch berechnet werden. Abbildung 2.21 zeigt die Gittergeometrie und den Ansatz der Berechnung nach Van den Berg. Der Raum zwischen den Gitterstegen fungiert

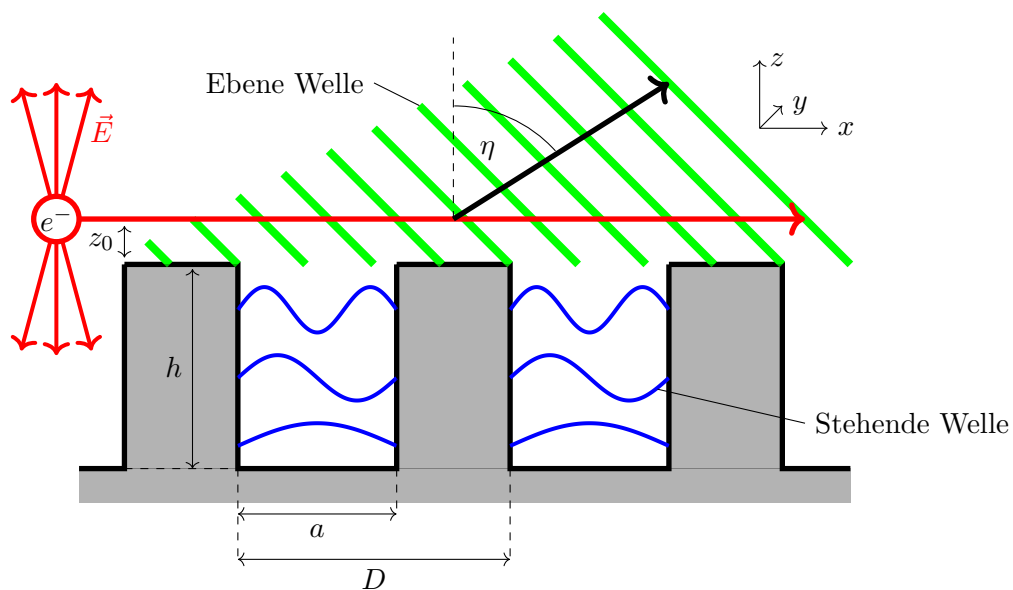


Abbildung 2.21.: Schematische Darstellung zur Berechnung des Reflexionsfaktors nach [BT74]. Das elektrische Feld  $\vec{E}$  des vorbeifliegenden Elektrons erzeugt eine evaneszente elektromagnetische Welle im Ruhesystem des Gitters. Der Raum zwischen den Gitterstegen wirkt als Resonator, in dem sich durch das einfallende evaneszente Feld stehende Wellen ausbilden. Oberhalb des Gitters wird die auslaufende Welle nach ebenen Wellen entwickelt. Zeichnung nach [Roc02].

als Resonator. Das vorbeifliegende Elektron erzeugt evaneszente Wellen, die zwischen den Gitterstegen verschiedene Moden anregen. Im Resonator bilden sich in Analogie zum Rechteck-Potentialtopf in der Quantenmechanik stehende Wellen aus

<sup>9</sup>Van den Berg verwendet als Konvention negative Werte von  $n$ . In dieser Arbeit gilt stets  $n = 1, 2, 3, \dots$

gemäß der Wellenlänge  $\lambda_g$ .

$$\lambda_g = 2 \frac{a}{n_g}, \quad n_g = 1, 2, 3, \dots$$

Unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen am Übergang Gitter-Vakuum kommt es unter bestimmten Bedingungen zur Ausstrahlung von ebenen Wellen über dem Gitter. Die folgenden Berechnungen basieren stets auf der Annahme einer perfekt leitenden Oberfläche des Gittermaterials. Abweichungen vom rechteckigen Profil sowie die Rauheit der Oberfläche gehen hier nicht mit ein. Zur Berechnung wird ein Script von G. Kube nach den Ausführungen in [Kub05] verwendet. Zunächst werden damit die Ergebnisse von Van den Berg in [BT74] reproduziert und auf Übereinstimmung getestet. [Abbildung 2.22](#) zeigt den berechneten Reflexionsfaktor in erster Ordnung  $|R_1|^2$  nach [Kub05] im Vergleich mit den Ergebnissen von Van den Berg. Eine Übereinstimmung der Ergebnisse ist erkennbar und das Skript von

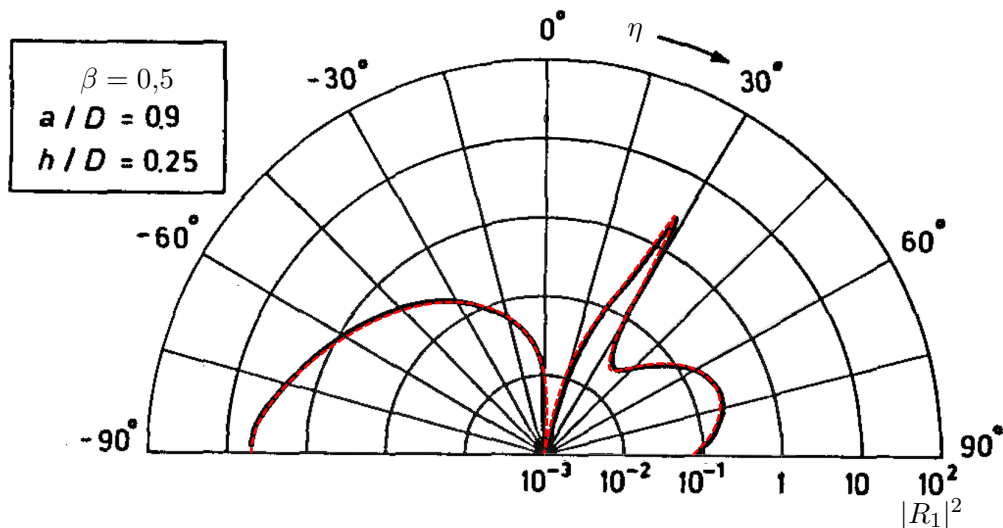


Abbildung 2.22.: Beispielhafte Reproduktion der Berechnungen von Van den Berg (schwarz) in [BT74]. Übereinstimmung der Berechnungen mit dem Script von G. Kube nach [Kub05] (rot, gestrichelt). Zu sehen ist der Reflexionsfaktor in erster Ordnung  $|R_1(\eta, \zeta = 0)|^2$  bei  $\zeta = 0^\circ$  für verschiedene Beobachtungswinkel  $\eta$ . Zu beachten ist die logarithmische Skala.

G. Kube wird für die folgenden Berechnungen verwendet. Der Reflexionsfaktor  $|R_1|^2$  nimmt hier Werte größer als eins an, was aus Überträgen von Reflexionsfaktoren höherer Ordnung zu erklären ist.

Um die optimale Geometrie der Gitter zu bestimmen, wird die Auswirkung der Spaltbreite  $a$  sowie der Steghöhe  $h$  auf den Reflexionsfaktor untersucht. [Abbil-](#)

## 2. Theoretische Grundlagen

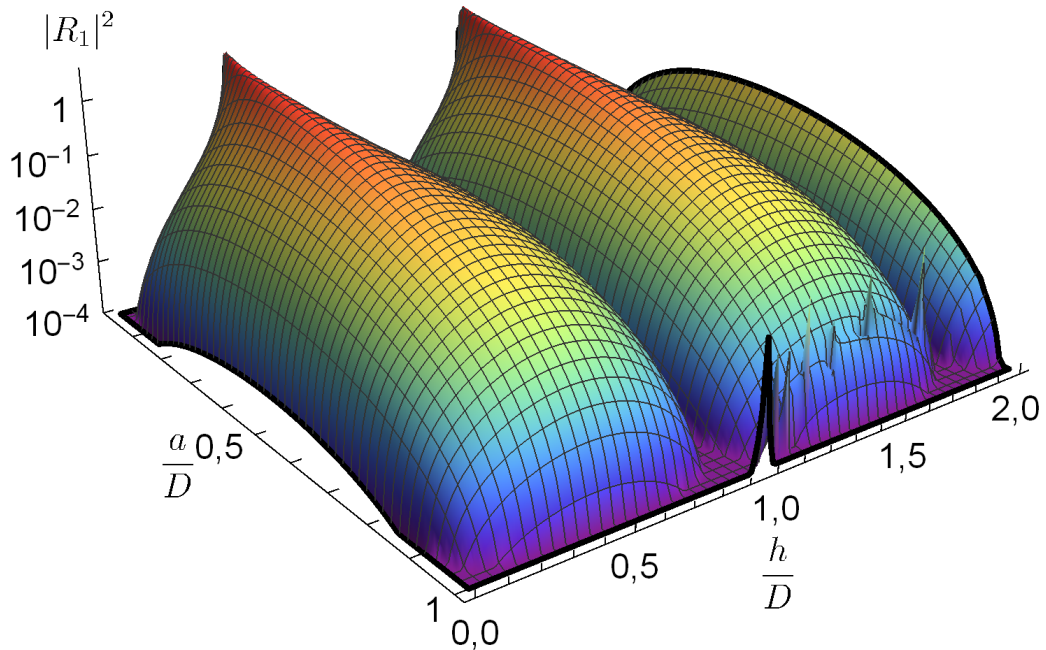


Abbildung 2.23.: Reflexionsfaktor erster Ordnung für verschiedene Gittergeometrien  $a/D$  und  $h/D$  bei einem Beobachtungswinkel von  $\eta = \zeta = 0^\circ$ . Die kinetische Energie der Teilchen beträgt 100 keV.  $R_1$  ist unabhängig von der Gitterkonstante  $D$ . Lediglich das Verhältnis  $a/D$  und  $h/D$  geht in die Berechnung ein. Maxima sind an den Stellen  $a/D \rightarrow 0$  bei  $h/D = i - 0,5$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  zu finden.

Abbildung 2.23 zeigt diesen Zusammenhang.  $|R_1|^2$  variiert über mehrere Größenordnungen, wobei Maxima an den Stellen  $a/D \rightarrow 0$  bei  $h/D = i - 0,5$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  zu finden sind. Um ein möglichst leistungsstarkes Signal zu bekommen, muss die Wahl der Gittergeometrie demnach wohl überlegt sein. Aus fertigungstechnischen Gründen kommt nicht jeder Bereich in [Abbildung 2.23](#) für die Konstruktion eines SPR-Gitters in Frage. Zu kleine Werte von  $a$  lassen sich nur schwer realisieren, da dies bei den ohnehin kleinen Gitterkonstanten  $D$  äußerst kleine Bearbeitungswerkzeuge erfordert. Fertigungstoleranzen müssen so gewählt sein, dass der Reflexionsfaktor innerhalb dieser Toleranzen nicht zu stark abfällt. Weiter wird untersucht, wie sich die Beobachtungswinkel  $\eta$  und  $\zeta$  auf den Reflexionsfaktor bei einer festen Gittergeometrie  $G_i$  auswirken. [Abbildung 2.24](#) zeigt die Winkelabhängigkeit von  $|R_n|^2$  in erster Ordnung bei einer Gittergeometrie von  $a/D = h/D = 0,4$ . Im Integrationsbereich des Detektors  $\Delta\Omega_0 = 0^\circ \pm (\Delta\eta = 2,1^\circ, \Delta\zeta = 2,1^\circ)$  variiert der Reflexionsfaktor nur gering. In den Berechnungen für die emittierte SPR-Leistung ([Unterabschnitt 2.7.6](#)) wird stets die Annahme eines konstanten Reflexionsfaktors im Integrationsbereich des Detektors ( $\Delta\eta = \Delta\zeta = 2,1^\circ$ ) gemacht. [Tabelle 2.3](#) zeigt

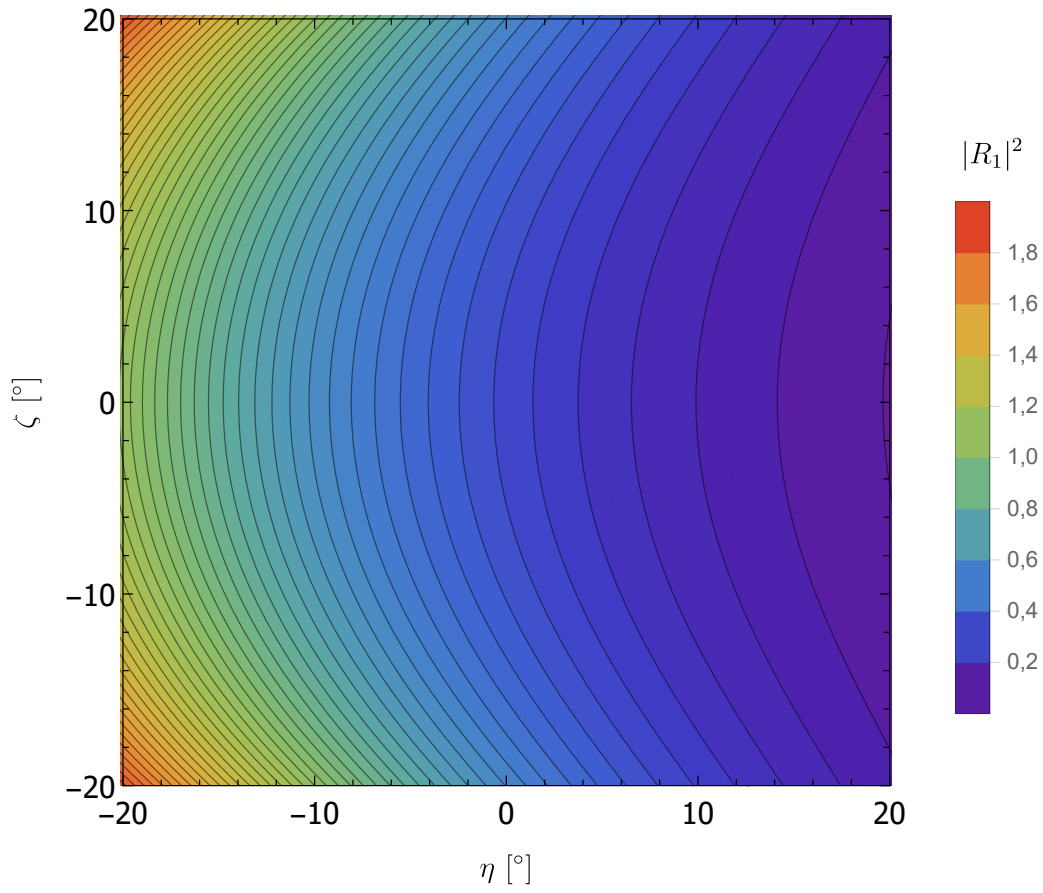


Abbildung 2.24.: Winkelabhängigkeit des Reflexionsfaktors in erster Ordnung  $|R_1|^2$  für  $a/D = 0,265$ ,  $h/D = 0,571$  und  $\beta = 0,548$ .

die gemittelten Werte für die Reflexionsfaktoren  $\overline{|R_n|^2}$  bis zur dritten Ordnung ( $n = 3$ ) der verschiedenen vorhandenen Gittergeometrien  $G_i$  innerhalb von diesem Bereich mit Angabe der maximalen Variation  $\Delta R_n$  als Fehler. Bei einer festen Gittergeometrie sowie festen Beobachtungswinkeln  $\eta$  und  $\zeta$  wird noch die Energieabhängigkeit des Reflexionsfaktors für verschiedene Ordnungen untersucht. [Abbildung 2.25](#) zeigt diese Abhängigkeit für  $\eta = \zeta = 0^\circ$  und eine Gittergeometrie von  $a/D = 0,265$ ,  $h/D = 0,571$ . Das Bunchersystem erzeugt eine Energiemodulation von etwa  $\Delta E = \pm 2 \text{ keV}$  [Hei15]. In dem Energiebereich  $100 \text{ keV} \pm \Delta E$  variiert  $R_1$  von 0,35 bis 0,32 und eine hohe Empfindlichkeit auf Energieabweichungen kann daher ausgeschlossen werden. Dieses Verhalten kann jedoch nicht für beliebige Gittergeometrien angenommen werden.



## 2. Theoretische Grundlagen

Tabelle 2.3.: Reflexionsfaktoren für die verschiedenen Gittergeometrien  $G_i$  bei einem festen Beobachtungswinkel von  $\eta_0 = \zeta_0 = (0,0 \pm 2,1)^\circ$ . Jedem der Wertepaare  $a/D$  und  $h/D$  wird eine Bezeichnung  $G_i$  zugeordnet.

Geometrie	$a/D$	$h/D$	$ \overline{R_1(\eta_0, \zeta_0)} ^2$	$ \overline{R_2(\eta_0, \zeta_0)} ^2$	$ \overline{R_3(\eta_0, \zeta_0)} ^2$
$G_a$	0,80	0,28	$(69 \pm 30) \cdot 10^{-3}$	$(33 \pm 13) \cdot 10^{-3}$	$(13,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$
$G_b$	0,80	0,92	$(0,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$	$(14 \pm 7) \cdot 10^{-3}$	$(0,10 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$
$G_c$	0,27	0,57	$0,350 \pm 0,087$	$(47 \pm 7) \cdot 10^{-3}$	$(0,86 \pm 0,44) \cdot 10^{-3}$
$G_d$	0,33	1,04	$(83 \pm 64) \cdot 10^{-3}$	$(95 \pm 57) \cdot 10^{-3}$	$(8,8 \pm 2,9) \cdot 10^{-3}$
$G_e$	0,35	1,66	$(80 \pm 61) \cdot 10^{-3}$	$(1,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-3}$	$(2,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
$G_f$	0,26	1,80	$(2,1 \pm 7,3) \cdot 10^{-3}$	$(11 \pm 14) \cdot 10^{-3}$	$(4,4 \pm 2,5) \cdot 10^{-3}$

### 2.7.5. Winkelverteilung

[Gleichung 2.21](#) beschreibt die emittierte Smith-Purcell-Strahlung  $P$  pro Raumwinkelement  $\Omega$ . Wie in [Unterabschnitt 2.7.4](#) beschrieben, kann die Winkelabhängigkeit des Reflexionsfaktors  $|R_n(\eta, \zeta)|^2$  über dem vom Detektor beobachteten Winkelbereich  $\Delta\Omega_0 \approx \pm 2,1^\circ$  als konstant angenommen werden. Im Falle einer gaußförmigen Teilchenverteilung in allen drei Raumrichtungen (siehe [Gleichung 2.25](#)) können die Integrale in  $S_{\text{koh}}$  und  $S_{\text{ink}}$  mit Hilfe der Fehlerfunktion  $\text{erf}(x)$  berechnet werden:

$$S_{\text{ink}}(\eta, \zeta) = \frac{1}{2} \exp \left[ \frac{B(\eta, \zeta)^2}{4A} + C \right] \left( 1 - \text{erf} \left[ \frac{-B(\eta, \zeta)}{2\sqrt{A}} \right] \right) \quad (2.26)$$

$$S_{\text{koh}}(\eta, \zeta) = \left| \frac{1}{2} \exp \left[ \frac{B'(\eta, \zeta)^2}{4A} + C \right] \left( 1 - \text{erf} \left[ \frac{-B'(\eta, \zeta)}{2\sqrt{A}} \right] \right) \right|^2 \cdot \left| \exp \left[ -\frac{k_y(\eta, \zeta)^2 \sigma_y^2}{2} \right] \right|^2 \cdot \left| \exp \left[ -\frac{\omega(\eta)^2 \sigma_t^2}{2} \right] \right|^2, \quad (2.27)$$



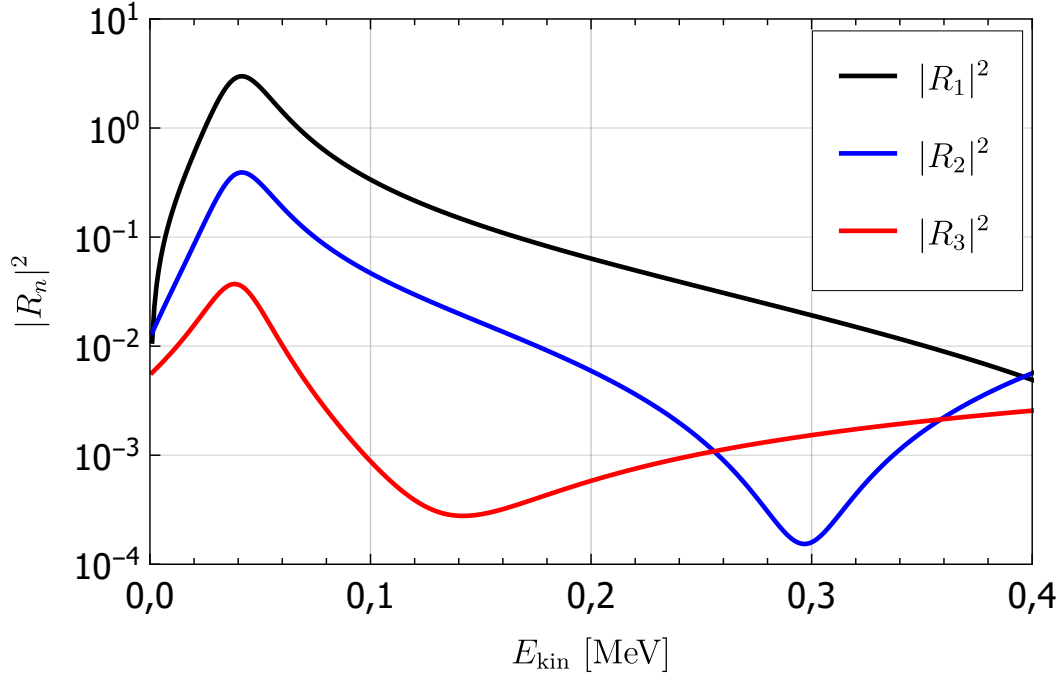


Abbildung 2.25.: Energieabhängigkeit des Reflexionsfaktors in den ersten drei Ordnungen ( $a/D = 0,265$ ,  $h/D = 0,571$ ,  $\eta = \zeta = 0^\circ$ ).

wobei gilt:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{2\sigma_z^2} \\
 B(\eta, \zeta) &= \frac{z_0}{\sigma_z^2} - \frac{1}{h_{\text{int}}(\eta, \zeta)} \\
 B'(\eta, \zeta) &= \frac{z_0}{\sigma_z^2} - \frac{1}{2h_{\text{int}}(\eta, \zeta)} \\
 C &= -\frac{z_0^2}{2\sigma_z^2} \\
 k_y(\eta, \zeta) &= \frac{2\pi}{\lambda_0(\eta)} \cos \eta \sin \zeta \\
 \omega(\eta) &= \frac{2\pi c}{\lambda_0(\eta)} \\
 \text{erf}(x) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau.
 \end{aligned}$$

Für die Bestimmung von  $dP_n/d\Omega$  werden [Gleichung 2.26](#) und [Gleichung 2.27](#) in [Gleichung 2.21](#) eingesetzt. [Abbildung 2.26](#) zeigt die Winkelverteilung für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$  an einem Gitter mit einer Gitterkonstante von  $D = 1$  mm. Die Verteilung ist symmetrisch um  $\zeta = 0$ . Für  $\sigma_x \gg D/2$  überwiegt der inkohären-

## 2. Theoretische Grundlagen

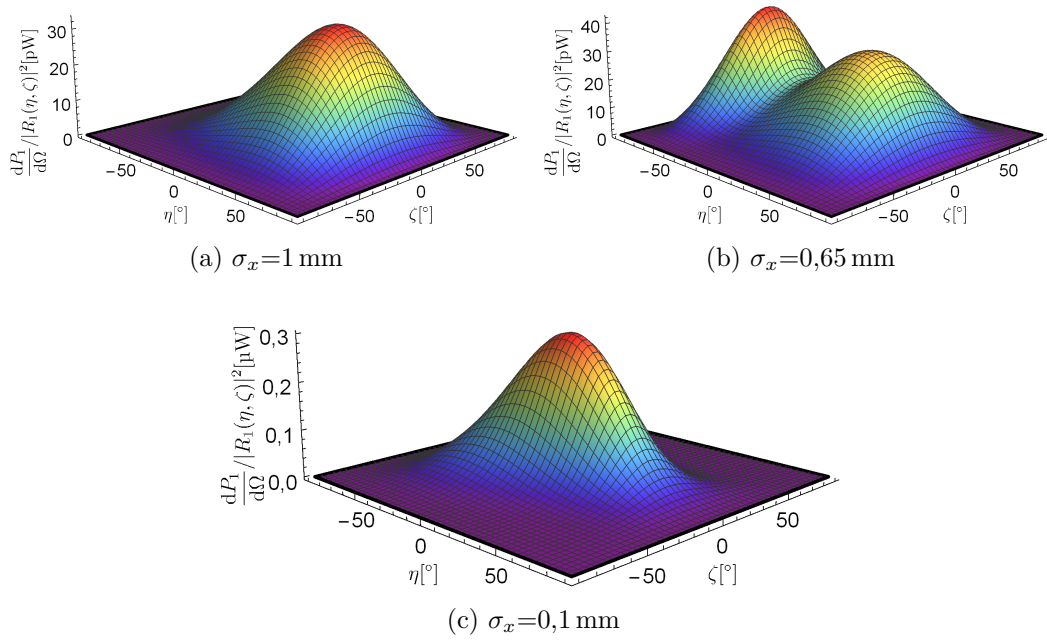


Abbildung 2.26.: Winkelverteilung der emittierten Smith-Purcell-Strahlung nach [Gleichung 2.21](#) in erster Ordnung ( $n = 1$ ) für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$  bei einer Gitterkonstanten von  $D = 1 \text{ mm}$ . Der Einfluss des Reflexionsfaktors wird hier nicht betrachtet, indem die Verteilung durch  $|R_1(\eta, \zeta)|^2$  geteilt wird.

te Anteil. Für  $\sigma_x \approx D/2$  tragen kohärente und inkohärente Anteile gleichermaßen bei. Für  $\sigma_x \ll D/2$  überwiegt der kohärente Anteil und das Strahlungsmaximum wandert in Richtung  $\eta = 0$ . Man beachte den Leistungsanstieg um fünf Größenordnungen bei kurzen Bunchlängen.

### 2.7.6. Leistungsabschätzung

[Gleichung 2.21](#) beschreibt die emittierte Smith-Purcell-Strahlung  $P$  pro Raumwinkelelement  $\Omega$ . Um  $P$  zu berechnen, muss [Gleichung 2.21](#) über den vom Detektor sichtbaren Bereich  $\Delta\eta$  und  $\Delta\zeta$  integriert werden<sup>10</sup>:

$$P = \frac{\pi}{4} \int_{\zeta_0 - \Delta\zeta}^{\zeta_0 + \Delta\zeta} \int_{\eta_0 - \Delta\eta}^{\eta_0 + \Delta\eta} \frac{dP_n}{d\Omega} \cos \eta \, d\zeta \, d\eta, \quad (2.28)$$

wobei  $\eta_0$  und  $\zeta_0$  die festen Beobachtungswinkel des Detektors sind und der  $\cos \eta$ -Term sich aus der Jakobideterminante bei den hier verwendeten Raumwinkeln ergibt. Vom Mittelpunkt des Gitters aus gesehen wird hier ein Beobachtungswinkel

<sup>10</sup>Der Faktor  $\pi/4$  berücksichtigt die runde Form der Antenne des Detektors (siehe [Abschnitt A.8](#)) und ist das Verhältnis von einer Kreisfläche mit Radius  $r$  zu der Fläche eines Quadrates mit Seitenlänge  $2r$ .

von  $\eta_0 = 0$  und  $\zeta_0 = 0$  gewählt. Beim Überflug der Elektronen über das Gitter (in  $x$ -Richtung) ändert sich jedoch der Beobachtungswinkel  $\eta_0 = \eta_0(x)$ , wobei  $\zeta_0 = 0$  konstant bleibt. [Gleichung 2.28](#) muss demnach auf einen variablen Beobachtungswinkel

$$\eta_0(x) = -\arctan(x/l) \quad (2.29)$$

erweitert werden. Hierbei beschreibt  $l$  den Abstand von Gitter und Antenne des Detektors. Bei der Antenne handelt es sich, wie für Frequenzen im THz-Bereich üblich, um eine metallische Oberfläche, die Strahlung in einem bestimmten Winkelbereich in den Detektor reflektiert. Die hier verwendete Antenne wird auch *Winston-Cone* genannt und ist in [Abschnitt A.8](#) näher beschrieben. Die Erweiterung der detektierbaren Leistung von [Gleichung 2.28](#) auf einen variablen Beobachtungswinkel  $\eta(x)$  ergibt:

$$P'(x) = \frac{\pi}{4} \int_{\zeta_0 - \Delta\zeta}^{\zeta_0 + \Delta\zeta} \int_{\eta_0(x) - \Delta\eta}^{\eta_0(x) + \Delta\eta} \frac{dP'_n}{d\Omega} \cos \eta \, d\zeta \, d\eta. \quad (2.30)$$

Der maximale integrierte Winkelbereich an jedem Punkt  $x$  beträgt hier  $\Delta\eta_{\max} = \Delta\zeta_{\max} = \pm 2,1^\circ$ . Nach [Unterabschnitt 2.7.5](#) kann der Reflexionsfaktor  $|R_n(x)|^2$  innerhalb derart kleiner Raumwinkelelemente als konstant angesehen werden. Ebenso verhält es sich mit den Korrekturtermen  $\tau_L(x)$ ,  $\delta_M(x)$ ,  $\tau_{\text{Fe}}(x)$ ,  $\tau_{\text{Fi}}(x)$ ,  $\tau_W(x)$ . Somit ergibt sich für die tatsächlich detektierbare Leistung folgender Zusammenhang:

$$P'_{\text{det}}(x) = \tau_L(x) \cdot \delta_M(x) \cdot \tau_{\text{Fe}}(x) \cdot \tau_{\text{Fi}}(x) \cdot \tau_W(x) \cdot \overline{|R_n(x)|^2} \cdot \frac{\pi}{4} \int_{\zeta_0 - \Delta\zeta}^{\zeta_0 + \Delta\zeta} \int_{\eta_0(x) - \Delta\eta}^{\eta_0(x) + \Delta\eta} \frac{dP'_n}{d\Omega} \cos \eta \, d\zeta \, d\eta, \quad (2.31)$$

mit

- $\tau_L(x)$ : Wellenlängenabhängige Transmission durch Luft nach [Abschnitt A.5](#).
- $\delta_M(x)$ : Geometriefaktor Messanordnung nach [Abschnitt A.6](#).
- $\tau_{\text{Fe}}(x) = \tau_{\text{Fe}}(\lambda, \theta)$ : Transmission des verwendeten Vakuumfensters aus Quarzkristall nach [Abschnitt A.7](#).
- $\tau_{\text{Fi}}(x)$ : Transmission des Kaltfilters im Detektor nach [Abschnitt A.13](#).
- $\tau_W(x)$ : Transmission der Antenne im Detektor nach [Abschnitt A.7](#).

Die Korrekturterme  $\tau(\lambda)$  hängen in der Regel von der Wellenlänge ab.  $\lambda$  lässt sich nach [Abschnitt A.9](#) als eine Abhängigkeit vom Ort  $x$  ausdrücken. In  $dP'_n/d\Omega$  ist der winkelabhängige Reflexionsfaktor  $|R_n(\eta, \zeta)|^2$  noch explizit vorhanden. In  $dP'_n/d\Omega$  wird der Reflexionsfaktor  $\overline{|R_n(\eta_0(x), \zeta_0)|^2}$  bei einem Beobachtungswinkel von  $\eta_0(x)$ ,  $\zeta_0$  als konstant im Bereich  $\eta_0(x) \pm \Delta\eta$  bzw.  $\zeta_0 \pm \Delta\zeta$  angenommen und wird daher vor das Integral gezogen. Der Reflexionsfaktor erhält über die Kohärenzbedingung ([Gleichung 2.15](#)) die Wellenlänge  $\lambda$  als Abhängigkeit. Nach [Abschnitt A.9](#)

## 2. Theoretische Grundlagen

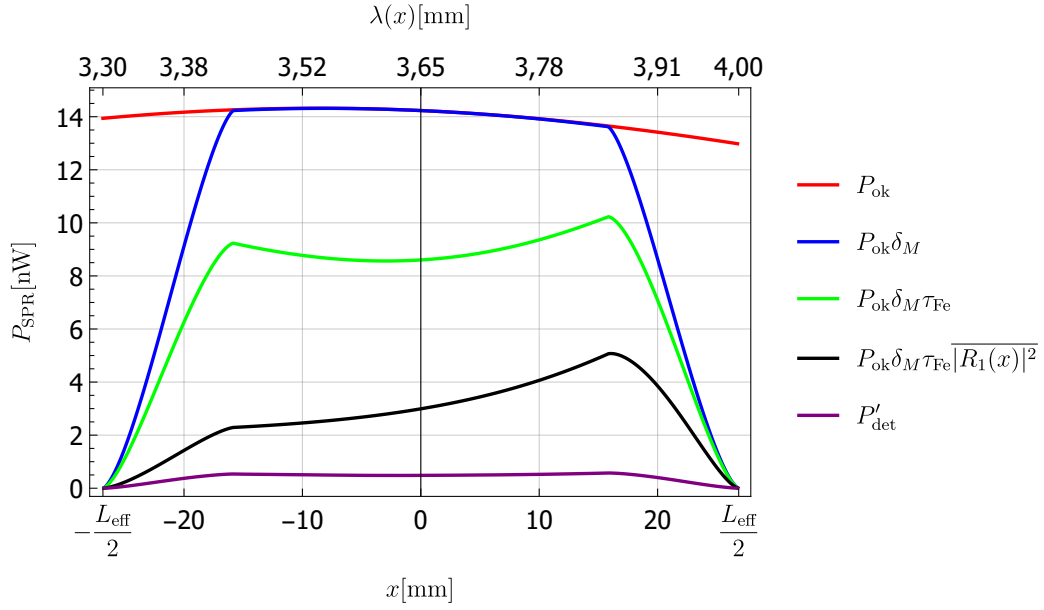


Abbildung 2.27.: Verlauf der berechneten SPR-Leistung in erster Ordnung ( $n = 1$ ), die in den Detektor geleitet wird, in Abhängigkeit von der Position des Bunches über dem Gitter (Gittermittelpunkt:  $x = 0$  mm) für verschiedene Korrekturen nach obiger Auflistung. Strahl- und Gitterparameter sind in [Tabelle 2.4](#) zu finden.  $P_{\text{ok}}$  (Ohne Korrektur): Strahlung ohne Korrektur. Nur eine Länge des Gitters von  $L_{\text{eff}} = 53,6$  mm trägt zum detektierbaren Signal bei.

kann dieser Faktor somit auch als ortsabhängig (von  $x$ ) betrachtet werden. [Abbildung 2.27](#) zeigt die SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt, mit den in [Tabelle 2.4](#) ausgewählten Parametern. Es ist anzumerken, dass hier stets das Fernfeld der emittierten SPR betrachtet wird. Befindet sich der Bunch an einem bestimmten Ort  $x$ , so wird näherungsweise angenommen, dass sämtliche Strahlung des gesamten Gitters an diesem Ort emittiert wird und unter dem entsprechenden Winkel mit den angegebenen Korrekturen in den Detektor geleitet wird. Die im Detektor verbaute THz-Optik reflektiert das Signal in dem hier auftretenden Wellenlängenbereich fast vollständig. Absorptionseffekte auf der 2 cm langen Strecke in Luft zwischen Fenster

Tabelle 2.4.: Beispielhafter Parametersatz zur Berechnung der SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt.

$\beta$	$n$	$D$	$L$	$L_{\text{eff}}$	$I_{\text{beam}}$	$\sigma_x$	$\sigma_z$	$\sigma_y$	$z_0$
0,548	1	2 mm	100 mm	54 mm	30 $\mu\text{A}$	0,2 mm	0,5 mm	0,5 mm	0,5 mm

und Detektor sowie die Transmissionsverluste des Kaltfilters sind dagegen vernachlässigbar.  $L_{\text{eff}} = 53,6$  mm beschreibt die effektive Länge des Gitters, die Strahlung in die Detektorakzeptanz emittiert, nach [Abschnitt A.6](#). Die berechnete Leistung ohne Korrekturen  $P_{\text{ok}}$  entspricht [Gleichung 2.31](#) unter Vernachlässigung sämtlicher Korrekturterme:

$$P_{\text{ok}} = \frac{\pi}{4} \int_{\zeta_0 - \Delta\zeta}^{\zeta_0 + \Delta\zeta} \int_{\eta_0(x) - \Delta\eta}^{\eta_0(x) + \Delta\eta} \frac{dP'_n}{d\Omega} \cos \eta \, d\zeta \, d\eta.$$

Die mittlere Leistung, die in den Detektor gelangt, wird über den Mittelwert von  $P'_{\text{det}}(x)$  bestimmt.

$$P_{\text{det}} = \frac{1}{L_{\text{eff}}} \int_{-L_{\text{eff}}/2}^{+L_{\text{eff}}/2} P'_{\text{det}}(x) dx \quad (2.32)$$

Die tatsächlich detektierbare Leistung unter Berücksichtigung sämtlicher Korrekturen ergibt sich über die Summe aller beobachtbarer Ordnungen  $n$  und ist in [Tabelle 2.5](#) dargestellt. Der Doppelquerbalken in  $\overline{|R_n|^2(x)}$  beschreibt zum einen den

Tabelle 2.5.: Berechnung der detektierbaren SPR-Leistung mit verschiedenen Korrekturen unter Berücksichtigung höherer Ordnungen. Angegeben sind jeweils die Mittelwerte, bezeichnet mit einem Querbalken, über die effektive Gitterlänge  $L_{\text{eff}}$ .

$n$	$\overline{\lambda}[\text{mm}]$	$\overline{P_{\text{ok}}}[\text{nW}]$	$\overline{\delta_M}$	$\overline{\tau_{\text{Fe}}}$	$\overline{ R_n ^2(x)}[10^{-3}]$	$\overline{\tau_L}$	$\overline{\tau_{\text{Fi}}}$	$\overline{\tau_W}$	$P_{\text{det}}[\text{pW}]$
1	3,64	13,97	0,79	0,69	368	1	0,95	0,18	418
2	1,82	4,11	0,79	0,74	48,1	1	0,95	1	114
3	1,21	0,53	0,79	0,77	1,1	1	0,95	1	0,35
4	0,91	0,02	0,79	0,76	0,6	1	0,95	1	0,01

Mittelwert über die Detektorakzeptanz sowie zum anderen den über den Ort  $x$ . In diesem Fall ist eine messbare SPR-Leistung von 532 pW zu erwarten.

### 2.7.7. Abstand Strahl-Gitter

Die Intensität der emittierten Smith-Purcell-Strahlung variiert empfindlich mit dem Abstand  $z_0$  des Elektronenstrahls vom Gitter. Im Experiment liegt hierin die größte Schwierigkeit bei der Erzeugung von SPR. Der Elektronenstrahl muss einen möglichst kleinen Durchmesser haben und nahe am Gitter vorbeifliegen. Um Strahlverluste zu vermeiden und eine Diagnostik auch bei hohen Strahlströmen zu gewährleisten, dürfen dabei nur wenige Elektronen das Gitter berühren.

### Intrinsische Limitierung des Abstandes zwischen Strahl und Gitter

[Abbildung 2.28](#) zeigt eine seitliche Darstellung des Elektronenstrahles beim Überflug über das Gitter. Es wird angenommen, es handele sich um eine transversal

## 2. Theoretische Grundlagen

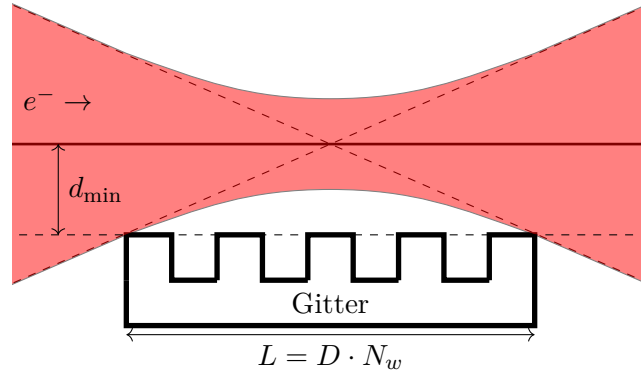


Abbildung 2.28.: Minimaler Abstand  $d_{\min}$  von Elektronenstrahl und Gitter nach [K<sup>+</sup>02]. Der rote Bereich stellt die einfache Sigma-Umgebung des Teilchenstrahles dar. Idealerweise liegt der Brennpunkt der Elektronenoptik genau über der Mitte des Gitters.

gaußförmige Teilchenverteilung. Der rote Bereich stellt die  $\sigma_z$ -Umgebung der Strahlbreite dar, innerhalb welcher sich 68,3% der Elektronen befinden. In [K<sup>+</sup>02] wird unter diesen Voraussetzungen ein minimal erreichbarer Abstand  $d_{\min}$  definiert, so dass an der Stirnseite des Gitters gerade  $d_{\min} = \sigma_z$  gilt:

$$d_{\min}(z_0 = \sigma_z) := d_0(L) = \sqrt{L \frac{\epsilon_r^N / \pi}{\gamma \beta}}, \quad (2.33)$$

wobei  $\epsilon_r^N$  die normierte radiale RMS-Emittanz bezeichnet. Dabei handelt es sich um eine annähernd feste Größe, die an MELBA nach [Mat20] einem Wert von

$$\epsilon_r^N = 0,7 \text{ mm mrad} \quad (2.34)$$

entspricht. Der Elektronenstrahl kann daher nicht näher als  $d_0$  am Gitter vorbeifliegen, ohne einen Verlust von  $\delta_{\text{kol}}(\sigma_z) = (1 - 0.683)/2 = 15,9\%$  zu überschreiten. Über Gleichung 2.33 ist es nun möglich, den allgemeineren Abstand  $d_{\min}(\delta_{\text{kol}}, L)$  zwischen Strahl und Gitter zu bestimmen, bei dem ein beliebiger Anteil des Strahles  $\delta_{\text{kol}}$  verloren geht. Es gilt:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}d_0(L)} \int_{-\infty}^{-d_{\min}(\delta_{\text{kol}}, L)} e^{-\frac{z^2}{2(d_0(L))^2}} dz = \delta_{\text{kol}}. \quad (2.35)$$

Diese Gleichung wird nun für  $d_{\min}(\delta_{\text{kol}}, L)$  gelöst. Abbildung 2.29 zeigt die Lösung für  $d_{\min}(\delta_{\text{kol}}, L)$  bei verschiedenen Gitterlängen  $L$  sowie unterschiedlichen Teilchenverlusten  $\delta_{\text{kol}}$ . Bei einem Gitter der Länge  $L$  ist demnach ein Mindestabstand von Strahl und Gitter von  $z_0 = d_{\min}$  einzuhalten, um einen bestimmten Strahlverlust nicht zu überschreiten. Dieser Mindestabstand ist ein fester Wert für MELBA und kann nur durch ein lokales Magnetfeld am Ort des Gitters verbessert werden [Roc02].

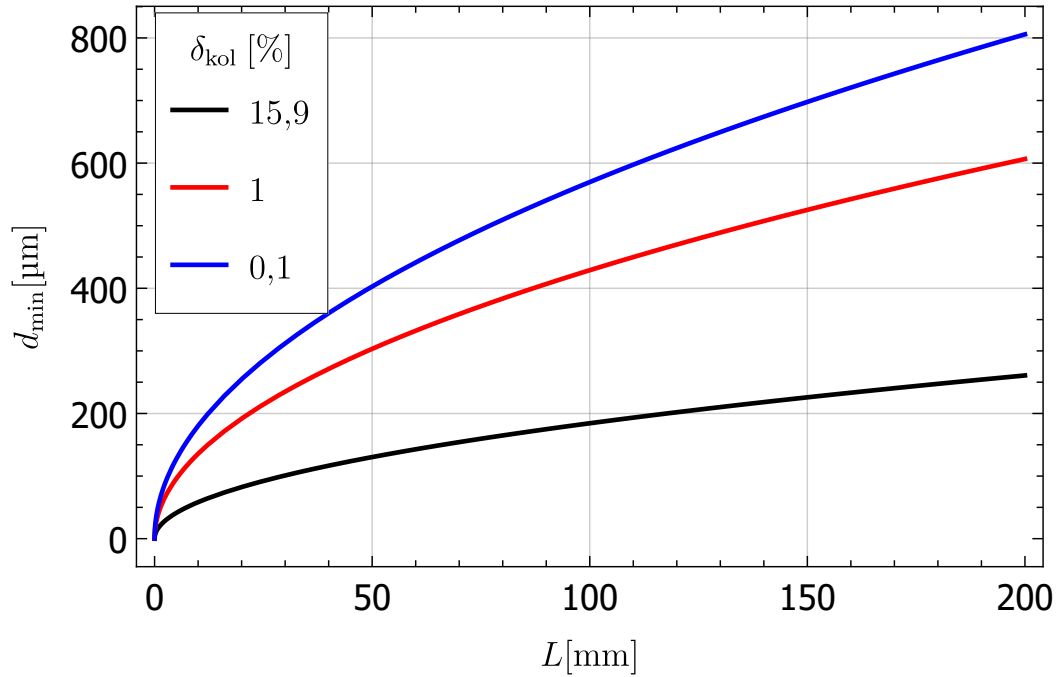


Abbildung 2.29.: Minimal einstellbarer Abstand  $d_{\min}$  zwischen Strahl und Gitter der Länge  $L$  nach Gleichung 2.35, um einen bestimmten prozentualen Teilchenverlust  $\delta_{\text{kol}}$  an MELBA nicht zu überschreiten.

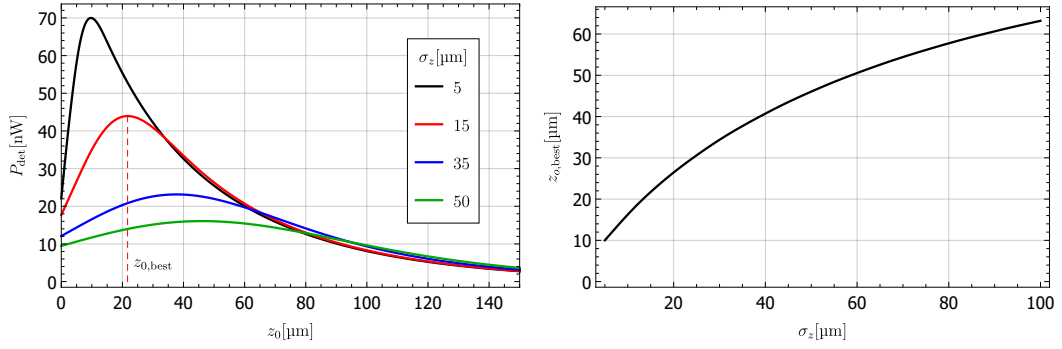
### Strahlung, die bei verschiedenen transversalen Parametern in den Detektor gelangt

Nach Unterabschnitt 2.7.6 wird die Leistung, die in den Detektor gelangt,  $P_{\text{det}}$ , für verschiedene Abstände  $z_0$  von Strahl und Gitter ( $D = 1$  mm) berechnet. Hier wird stets die Annahme getroffen, dass die transversale Größe des Strahles  $\sigma_z$  beim Überflug über das Gitter konstant sei. Vor allem bei kurzen Gittern ( $L = 20$  mm) ist dies durchaus der Fall. Abbildung 2.30a zeigt die berechnete Leistung für verschiedene Strahlbreiten  $\sigma_z$ <sup>11</sup>. Es ist ein Maximum der emittierten Leistung bei einem Abstand  $z_{0,\text{best}}(\sigma_z)$  zu erkennen (Abbildung 2.30b). Später im Experiment wird mit Hilfe von Ablenktdipolen der Abstand  $z_0$  so eingestellt, dass das beobachtete Signal maximal wird.

Nach Abbildung 2.30b ergibt sich zum Beispiel bei einer Gitterkonstante von  $D = 1$  mm und einer Strahlbreite von  $\sigma_z = 50$  μm ein optimaler Abstand zwischen Strahl und Gitter von  $z_{0,\text{best}} = 46$  μm. Um den Strahlverlust bei diesem Abstand unter  $\delta_{\text{kol}} = 15,9\%$  zu halten, darf nach Abbildung 2.29 dieses Gitters nicht länger als etwa  $L = 10$  mm sein.  $L = D \cdot N_w$  kann jedoch nicht beliebig klein gewählt werden, da die emittierte Smith-Purcell-Strahlung linear von der Anzahl von Git-

<sup>11</sup>Am Experiment wird die Strahlbreite am Ort des Gitters über mehrere Quadrupolmagnete variiert (siehe dazu Kapitel 3)

## 2. Theoretische Grundlagen



- (a) Berechnung der Leistung  $P_{\text{det}}$  für verschiedene Abstände  $z_0$  zwischen Strahl und Gitter für unterschiedliche Strahlbreiten  $\sigma_z$ . (b) Optimaler Abstand  $z_{0,\text{best}}$  gegen Strahlbreite  $\sigma_z$ .

Abbildung 2.30.: Berechnung der optimalen Abstände  $z_{0,\text{best}}$  zwischen Strahl und Gitter, um bei einer Gitterkonstante von  $D = 1$  mm ein maximales SPR-Signal zu bekommen. Bei einem Abstand zwischen Strahl und Gitter von  $z_0 = 0$  geht die Hälfte der Teilchen an der Stirnseite des Gitters verloren.

terperioden  $N_w$  abhängt (Siehe Gleichung 2.21). Im Falle von  $D = 1$  mm wird eine Gitterlänge von  $L = 20$  mm gewählt. Später im Experiment treten beispielsweise Strahlbreite von  $\sigma_z \approx 100$   $\mu\text{m}$  auf. In Abbildung 2.30a wird ersichtlich, dass die Verteilung von  $P_{\text{det}}$  um  $z_{0,\text{best}}$  mit zunehmendem  $\sigma_z$  breiter wird. In diesem Fall wird sich daher für einen nicht optimalen Arbeitspunkt entschieden, wodurch zwar ein Verlust von Smith-Purcell-Strahlung in Kauf genommen, aber auch ein geringerer Strahlverlust  $\delta_{\text{kol}}$  erzielt wird. Diese Überlegungen werden analog für andere Gitterkonstanten  $D$  wiederholt. Tabelle 2.6 zeigt die verwendeten Gitterlängen  $L$  bei unterschiedlichem  $D$ . In Abbildung 2.27 wird gezeigt, dass nur eine effektive

Tabelle 2.6.: Verwendete Gitterlängen  $L$  bei entsprechender Gitterkonstante  $D$ .

Gitterkonstante $D$ [mm]	Länge $L$ [mm]
$0,75 \leq D \leq 1,00$	20
$1,25 \leq D \leq 1,75$	50
$2,00 \leq D \leq 2,50$	100
$2,75 \leq D \leq 6,00$	200

Länge des Gitters  $L_{\text{eff}} = 53,6$  mm zum messbaren Signal beiträgt. Dies gilt jedoch nur für den minimal möglichen Abstand zwischen Detektor und Gitter. Die verwendeten Gitterlängen fallen hier teils länger aus, da es sich offengehalten wurde, den



## 2.7. *Smith-Purcell-Strahlung*

Detektor eventuell weiter weg vom Gitter zu platzieren, was wiederum die effektive Länge des Gitters vergrößert.



## 3. Experimenteller Aufbau

Die Experimente zur Bunchlängenmessung mittels Smith-Purcell-Strahlung fanden in der Experimentierhalle 3 des Instituts für Kernphysik der Uni Mainz statt.

### 3.1. MELBA

Die ersten Meter des neuen Beschleunigers *MESA* werden in der Experimentierhalle aufgebaut, um sämtliche erforderlichen Komponenten zu testen und zu vermessen. Dieser Testapparat namens *MELBA* umfasst dabei die GaAs-Photoquelle bis hin zur longitudinalen Präparation der Teilchenverteilung durch das Chopper-Buncher-System.

Die Elektronenquelle nutzt zur Emission eine Photokathode, auf die zwei unterschiedlich leistungsstarke Laser fokussiert werden können. Die emittierten Elektronen durchlaufen in der Quelle eine Beschleunigungsspannung von bis zu 200 kV. Weitere Details zu Design, Aufbau und Eigenschaften der Quelle sind in der Dissertation von S. Friederich [Fri19] zu finden. Nach der Beschleunigungsstrecke am Ausgang der Quelle fliegen die Elektronen zunächst senkrecht nach unten und werden durch einen  $\alpha$ -Magneten [KH93] um 270 Grad in die horizontale Richtung gelenkt. Eine Eigenschaft dieses Magneten ist, dass die in Flugrichtung polarisierten Elektronen nach dem Durchlaufen immer noch longitudinal polarisiert sind. Im Anschluss durchläuft der Strahl eine differentielle Pumpstufe. Der Druck in der Quellkammer muss zur Erhaltung der Lebensdauer der Kathode (siehe hierzu [Abschnitt 5.2](#)) im Bereich von  $10^{-12}$  mbar liegen. In der restlichen Strahlführung ist keine derart hohe Anforderung an den Druck gegeben ( $\approx 10^{-9}$  mbar), weswegen durch diese Pumpstufe ein Druckgefälle geschaffen wird [Bue16]. Der DC-Strahl gelangt nun in das in [Abschnitt 2.4](#) beschriebene Chopper-Buncher-System, wo er longitudinal in Pakete (Bunche) zerteilt wird. Zuletzt passiert er die SPR-Apparatur und endet dann im Strahlfänger.

An der gesamten Strahlführung befinden sich mehrere Fokussiermagnete (Solenoi-  
de und Quadrupole) sowie Ablenkmagnete (Dipole)<sup>1</sup>, um den Strahl optimal durch den Beschleuniger zu leiten. Über die Magnete zwischen Buncher und SPR-Kammer wird der Strahl dann transversal so präpariert, dass ein möglichst intensitätsstarkes SPR-Signal erzeugt werden kann. Der schematische Aufbau ist in [Abbildung 3.1](#) dargestellt. Für die transversale Strahldiagnose dienen neben mehreren Schirmen auch dünne Drähte, die bei Betrieb mit den eingezeichneten transversalen Dia-

---

<sup>1</sup>Hierbei handelt es sich um Korrektur Elemente (Wedler) mit einem maximalen Ablenkwinkel von etwa 50 mrad.

### 3. Experimenteller Aufbau

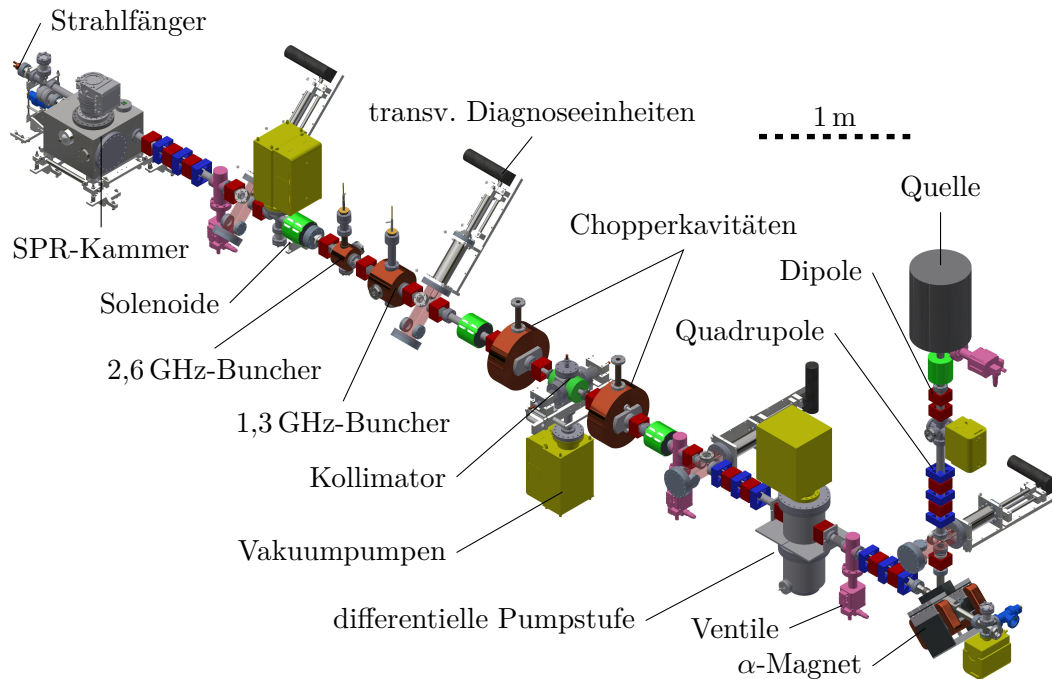


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung von *MELBA*. Die Elektronen aus der Quelle (DC-Strahl) werden über einen  $\alpha$ -Magnet (gleichzeitig auch Fokussiermagnet) um 270 Grad umgelenkt und in die in [Abschnitt 2.4](#) beschriebenen Chopperkavitäten eingeschossen. Der Kollimator dazwischen blendet dabei einen bestimmten Kreisabschnitt des zirkular abgelenkten Strahls im Takt der HF-Frequenz (1,3 GHz) aus. Nach der Choppereinheit folgen die beiden Buncherkavitäten, welche für eine longitudinale Fokussierung sorgen. Über weitere Strahlführungssysteme (Dipol-, Quadrupol- und Solenoidmagnete) wird der Strahl schließlich in die SPR-Apparatur gelenkt und endet dann im Strahlfänger.

gnoseeinheiten (Scannern) durch den Elektronenstrahl gefahren werden. Die dabei entstehende Strahlung wird ausgewertet und die Strahlbreite bestimmt. Die Eigenschaften der transversalen Strahldynamik sind in der Dissertation von C. Matejcek zu finden [Mat20]. [Abbildung 3.2](#) zeigt ein Bild von *MELBA* in der Experimentierhalle 3. Zu sehen ist das rote Stahlgerüst, auf dem sämtliche Elemente aus [Abbildung 3.1](#) installiert sind, sowie die Plattform, auf der sich die Quelle befindet, welche die Elektronen senkrecht nach unten emittiert. Es ist zudem ein Teil der Peripherie zu sehen, die benötigt wird, um einen Teilchenbeschleuniger zu betreiben. Hierzu zählen zum Beispiel das HV-Netzteil der Quelle, die HF-Verstärker für die Kavitäten sowie deren Wasserkühlung und Frequenzregelung, sämtliche Kabel für die

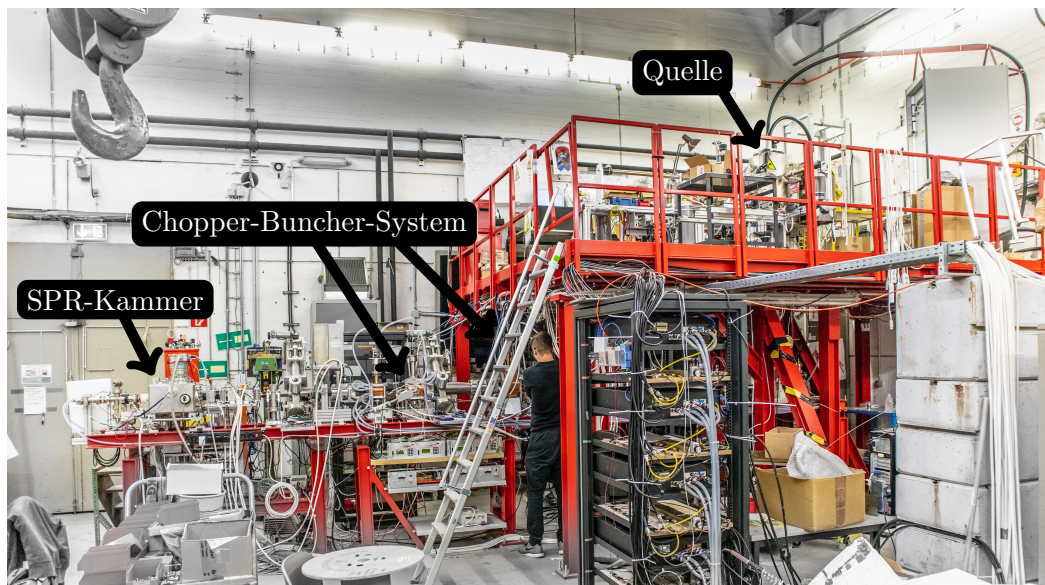


Abbildung 3.2.: Aufbau von *MELBA* in der Experimentierhalle 3 mit der benötigten Peripherie.

Magnete und deren Netzteil, Strommessgeräte, Druckmessgeräte, Druckluftzufuhr für die verbauten Schnellschlussventile, verschiedene Stellmotoren für sämtliche beweglichen Teile und Netzgeräte für die Vakuumpumpen. [Abbildung 3.3](#) zeigt eine nähere Ansicht des Chopper-Buncher-Systems. Jede Komponente ist so konstruiert, dass ein Ausheizen der gesamten Apparatur bis etwa  $140\text{ }^{\circ}\text{C}$  möglich ist. Auf jeder Kavität befindet sich oben ein Regelkolben, der zur Feinabstimmung der Resonanzfrequenz benutzt wird. Temperaturschwankungen in der Experimentierhalle sowie Erwärmungen der Kavitäten durch ohmsche Leistungsverluste in den Kupferwänden führen zu Schwankungen der Resonanzfrequenz. Die einzelnen Komponenten sind mit temperaturstabilisiertem Wasser versorgt, um zu gewährleisten, dass die Regelsysteme (Kolben) innerhalb ihres regulären Parameterbereichs betrieben werden<sup>2</sup>. Das Strahlrohr wird mit Mu-Metall vor dem Erdmagnetfeld abgeschirmt, um eine ungewollte Ablenkung des Strahles zu reduzieren. Über kalibrierte Detektordioden an den Hochfrequenzkopplern kann die eingekoppelte HF-Leistung mit einer Genauigkeit von  $0,5\text{ dBm}$  bestimmt werden.

## 3.2. Smith-Purcell-Apparatur

Die Apparatur zur Erzeugung von Smith-Purcell-Strahlung besteht aus einer drehend gelagerten Trommel mit der Möglichkeit, bis zu 20 verschiedene Gitter zu mon-

<sup>2</sup>Weitere Details zu den Kavitäten sind in [\[Bec13\]](#), [\[Mat20\]](#) und [\[Hei15\]](#) zu finden.

### 3. Experimenteller Aufbau

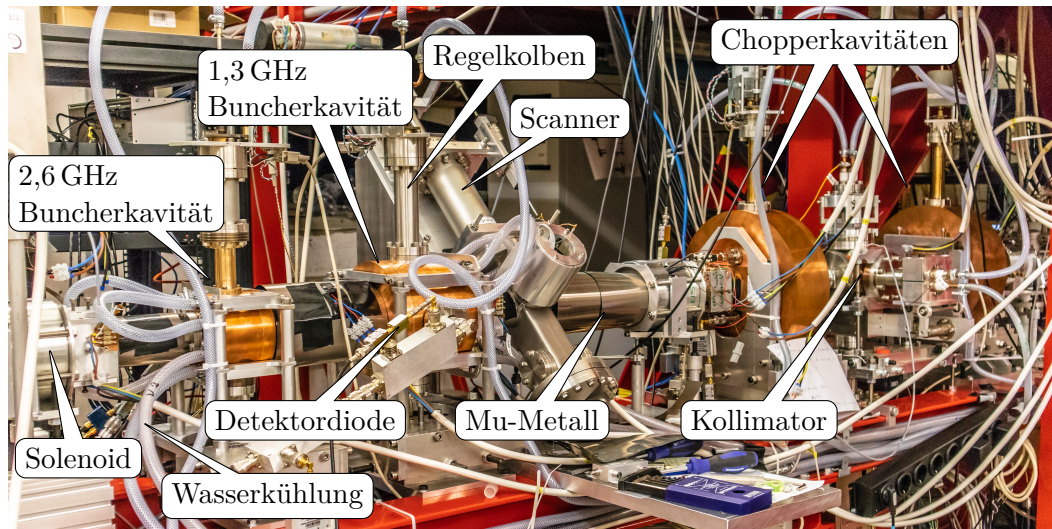


Abbildung 3.3.: Detailansicht der Strahlführung im Bereich des Chopper-Buncher-Systems. Zu sehen sind die Hohlraumresonatoren mit den Regelkolben zur Feinabstimmung der Resonanzfrequenz sowie Scanner zur transversalen Strahldiagnose. Die Magnete befinden sich unter einem Schild aus Mu-Metall, um eine Abschirmung des Erdmagnetfeldes zu erzielen.

tieren. [Abbildung 3.4](#) zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus. Zusätzlich zu den Gittern befinden sich auf manchen Steckplätzen der Trommel auch Schirme, Lochmasken und Drähte zur transversalen Diagnose des Strahles. Die ganze Trommel ist isoliert gelagert, um den Strom zu messen, der an den Masken, Drähten oder Gittern abfließt. Zudem wird mit diesem Stromsignal die automatische Strahlregelung durchgeführt (siehe [Abschnitt 5.1](#)). In [Abbildung 3.5](#) ist ein Bild der Trommel vor dem Einbau in die Vakuumkammer zu sehen. Im Hintergrund ist die isoliert gelagerte Achse zu sehen, auf der sich im Einbau die Trommel befindet. Nach [Tabelle 2.6](#) fallen Gitter mit kleineren Gitterkonstanten  $D$  zwecks besserer transversaler Fokussierung des Strahles kürzer aus. In [Abbildung 3.6](#) ist die fertige Messanordnung zu sehen. Der Elektronenstrahl fliegt von links oben kommend zuerst durch mehrere Ablenk- und Fokussierungsmagnete, dann durch die SPR-Kammer, in der sich die Trommel mit den verschiedenen Gittern befindet, und wird anschließend in einem Strahlfänger gestoppt. Mit den Kameras können die Schirme an vorderer und hinterer Position auf der Trommel (siehe auch [Abbildung 3.5](#)) betrachtet werden. Einzelne Gitter oder Diagnoseelemente können leicht getauscht werden, indem lediglich der in [Abbildung 3.5](#) bereits geöffnete Flansch abgeschraubt wird. Der Detektor wird direkt vor dem Vakuumfenster der SPR-Kammer positioniert. Dieses muss möglichst transparent für den hier relevanten Wellenlängenbereich von  $33\ \mu\text{m}$



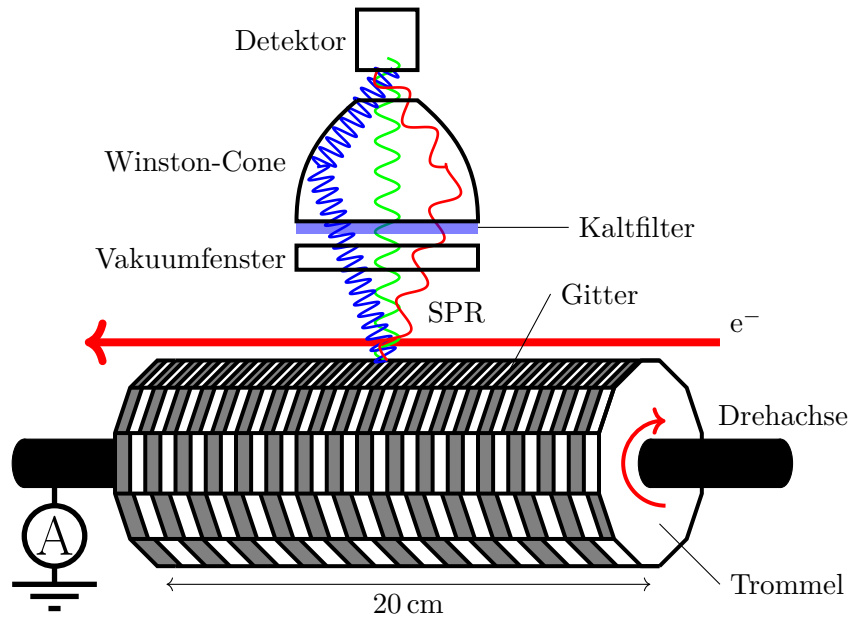


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der SPR-Apparatur. Über eine isoliert gelagerte, drehbare Trommel können bis zu 20 Gitter neben dem Strahl platziert werden. Der abfallende Strom wird über ein Nanoamperemeter [Bru19] ausgelesen. Die entstehende SPR verlässt das Vakuum des Beschleunigers durch ein Fenster, passiert eine möglichst kurze Strecke in Luft ( $\approx 2$  cm) und tritt durch einen Kaltfilter in die Antenne des Detektors ein, wo ebenfalls ein Vakuum herrscht.

bis 4 mm der emittierten SPR sein. Hier wird ein Fenster aus Quarzglas mit spezieller Schnittgeometrie verwendet (siehe dazu [Abschnitt A.7](#)). Die Drehdurchführung ist mit der elektrisch isolierten Achse der Trommel verbunden und ist über einen keramischen Isolator an der Kammer montiert. Die Kammer ist so entworfen, dass ein Ausheizen der Apparatur bis etwa  $230^\circ\text{C}$  möglich ist, wobei die Limitierung durch das Kugellager der Drehdurchführung gegeben ist.

### 3.3. Gitter

Die Wahl der Gitter für die Erzeugung von Smith-Purcell-Strahlung richtet sich nach einem möglichst hohen Reflexionsfaktor ([Unterabschnitt 2.7.4](#)) und der Möglichkeit, den Elektronenstrahl transversal gut zu fokussieren ([Unterabschnitt 2.7.7](#)). Sämtliche Gitter werden aus Aluminium in der Werkstatt des Instituts für Kernphysik gefräst.

Um den berechneten Reflexionsfaktor mit der entsprechenden Gittergeometrie zu erreichen, wird eine Genauigkeit der Einfräsungen auf den Gittern ( $h$  und  $a$  in

### 3. Experimenteller Aufbau

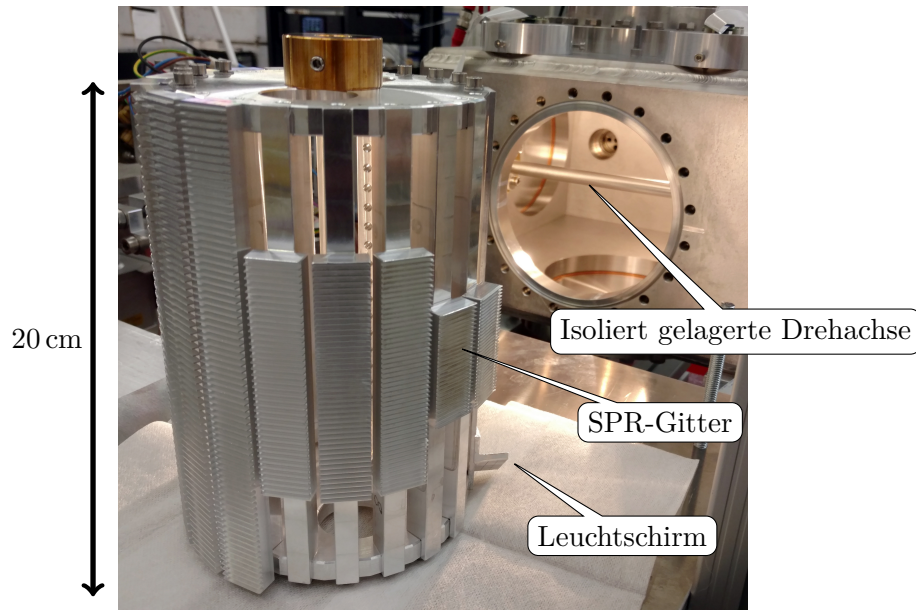


Abbildung 3.5.: Trommel mit mehreren montierten Gittern. Die Länge der Gitter hängt nach [Tabelle 2.6](#) von der Gitterkonstante  $D$  ab und variiert von 2 cm bis 20 cm (die kürzesten Gitter sind auf dem Bild nicht zu sehen). Die Breite sämtlicher Gitter beträgt 2 cm. Es sind vorerst nur 14 Gitter auf der Trommel montiert; 5 Steckplätze werden für Diagnoseelemente verwendet, wie zum Beispiel den abgebildeten vorderen Leuchtschirm, und ein Steckplatz bleibt frei für eine ungestörte Weiterleitung des Strahles in den Strahlfänger.

[Abbildung 2.21](#)) von  $\pm 50 \mu\text{m}$  benötigt. Das ergibt sich aus den Berechnungen in [Abbildung 2.23](#), wobei die Variation des Reflexionsfaktors nicht mehr als die Hälfte von dessen Maximum betragen darf. Unter Berücksichtigung höherer beobachtbarer Strahlungsordnungen ist dies in dem angegebenen Toleranzbereich der Fall. Mit dieser Herstellungsmethode (Fräsen) wird eine minimale Gitterkonstante von  $D = 0,75 \text{ mm}$  ermöglicht. Kleinere Gitterkonstanten erfordern ein anderes Herstellungsverfahren wie Ätzen, Wasserstrahlschneiden oder Laserstrahlschneiden, was in diesem Fall mit einem deutlich höheren Zeitaufwand verbunden ist. Um den Einfluss von Oxiden auf der Aluminiumoberfläche zu eliminieren, ist ein nachträgliches Vergolden der Gitter sicher vorteilhaft. Auch hier wird aufgrund des zusätzlichen Zeitaufwandes darauf verzichtet.

Die Breite der Gitter hat, solange sie größer als die transversale Strahlbreite ist, keine Auswirkung auf die emittierte Strahlungsleistung. Bei einer gaußförmigen Teilchenverteilung nimmt die Strahlbreite im Experiment maximale Werte von  $\sigma_{y,\text{max}} \approx 1 \text{ mm}$  an. Demnach ist eine Breite der Gitter von 20 mm ausreichend. [Abbildung 3.7](#) zeigt ein Bild von Gitter Nr. 1 mit einer Gitterkonstante



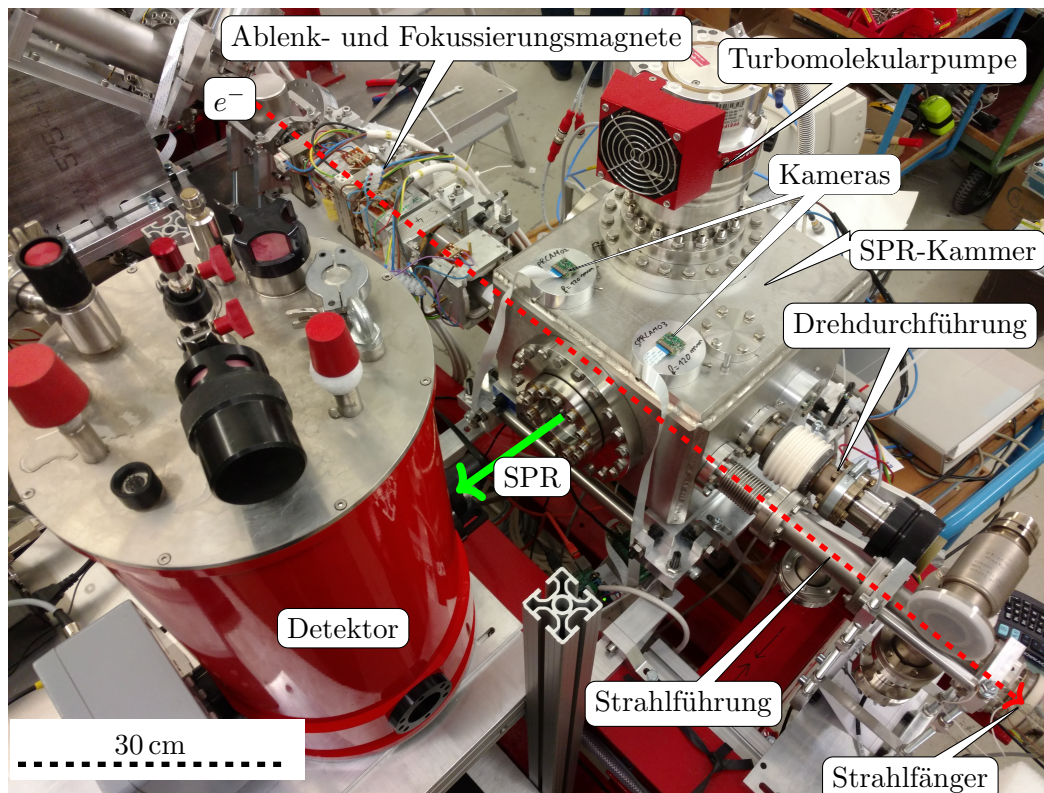


Abbildung 3.6.: Messanordnung zur Detektion von SPR. Der Elektronenstrahl passiert mehrere Magnete, durchläuft die SPR-Kammer mit der Trommel aus [Abbildung 3.5](#), die durch eine Drehdurchführung mit einem Schrittmotor rotiert werden kann, und gelangt schließlich durch das Strahlrohr zum isolierten Strahlfänger (Faraday-Cup), an dem der Strahlstrom gemessen werden kann. Mit den Kameras können die Leuchtschirme auf vorderer und hinterer Position der Trommel betrachtet werden. Zu sehen ist der rote Kryostat, der den Detektor umgibt (hier noch nicht in der finalen Position direkt vor dem Fenster der SPR-Kammer).

von  $D = 0,75$  mm. Alle Gitter werden aus einem Alublock mit den Außenmaßen  $2\text{ cm} \cdot 2\text{ cm} \cdot 20\text{ cm}$  gefräst und sind somit integraler Teil dieses Bauteils. Der Durchmesser des Fräskopfes zum Erzeugen der Rillen beträgt  $0,2$  mm.

Eine dreidimensionale optische Vermessung wird vorgenommen, um die genauen Maße der fertigen Bauteile zu erhalten. [Abbildung 3.8](#) zeigt ein Beispiel dieser Vermessung an Gitter Nr. 1. Der Sollwert der Breite der Gitterstege nach der technischen Zeichnung beträgt  $0,15$  mm. Der Istwert weicht um weniger als  $\pm 0,005$  mm vom Sollwert ab und befindet sich somit im vorgegebenen Toleranzbereich von

### 3. Experimenteller Aufbau

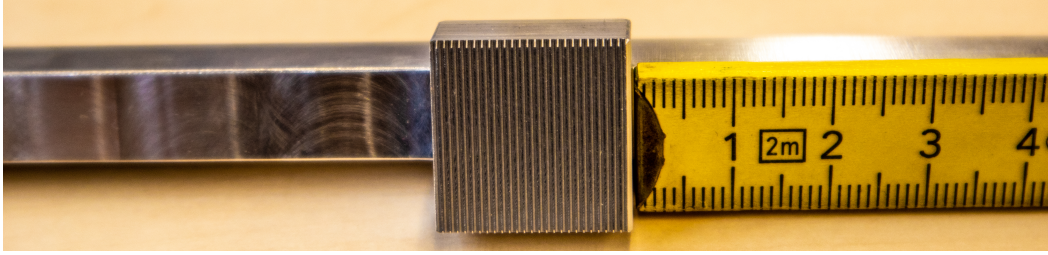


Abbildung 3.7.: Gitter Nr. 1 mit einer Gitterkonstante von  $D = 0,75$  mm und einer Steghöhe von  $h = 0,69$  mm bzw. einer Stegbreite von  $D - a = 0,15$  mm nach der Fertigung in der mechanischen Werkstatt.

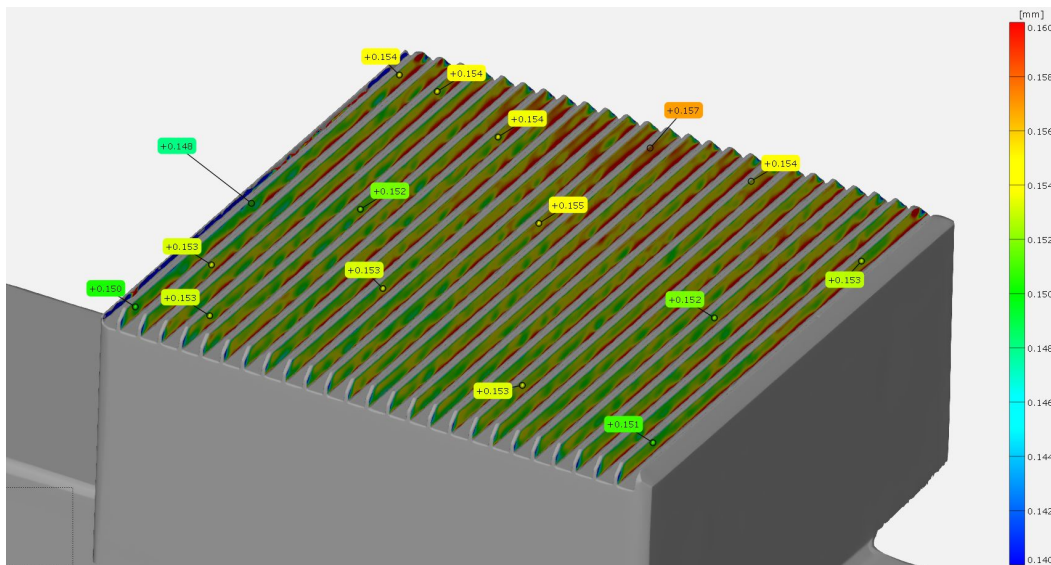


Abbildung 3.8.: Vermessung von Gitter Nr. 1 mittels 3D-Laserscan. Dabei handelt es sich um ein automatisiertes Messverfahren, bei dem das zu vermessende Objekt zeilenweise mit einem Laser abgetastet wird und über die Auswertung der Reflexion die Geometrie bestimmt wird. Als Beispiel wird hier die Breite der Gitterstege (Sollwert = 0,15 mm) analysiert.

$\pm 0,05$  mm. Diese Analyse wird bei insgesamt sechs Gittern bis zu einer Gitterkonstante von  $D = 1,5$  mm durchgeführt, wobei der Toleranzbereich jedes Mal getroffen wird. Bei Gittern mit größerer Gitterkonstante sinkt auch die Anforderung an die Genauigkeit der Bearbeitung, weswegen hier auf die optische Vermessung verzichtet wird. Die gemittelten Istwerte sämtlicher Gitter sind in [Tabelle 3.1](#) dargestellt und die Bedeutung der Maße kann [Abbildung 3.9](#) entnommen werden. Es werden insgesamt 23 Gitter konstruiert mit 14 unterschiedlichen Gitterkonstanten von  $D = 0,75$  mm bis  $D = 6$  mm, wobei bei gleichem  $D$  unterschiedliche Geometrien  $G_i$

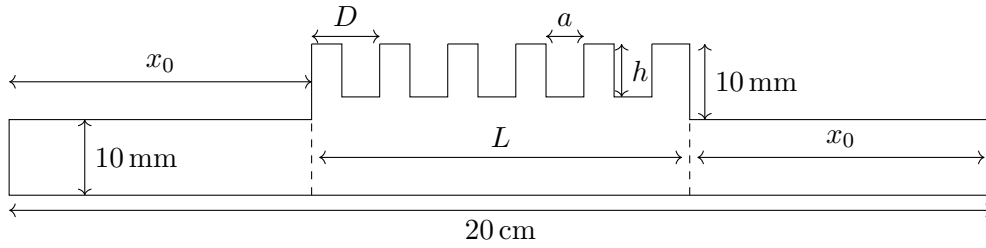


Abbildung 3.9.: Bemaßung der Gitter.

Tabelle 3.1.: Maße der verwendeten SPR-Gitter. Bis einschließlich Gitter Nr. 6 handelt es sich um Istwerte der Vermessung nach [Abbildung 3.8](#).

Nr.	Geometrie	$D$ [mm]	$a$ [mm]	$h$ [mm]	$x_0$ [mm]	$L$ [mm]	$a/D$	$h/D$
1	$G_b$	0,75	0,60	0,69	90	20	0,80	0,92
2	$G_b$	1,00	0,80	0,92	90	20	0,80	0,92
3	$G_c$	1,00	0,27	0,57	90	20	0,27	0,57
4	$G_b$	1,25	1,00	1,15	75	50	0,80	0,92
5	$G_b$	1,50	1,20	1,38	75	50	0,80	0,92
6	$G_c$	1,50	0,40	0,86	75	50	0,27	0,57
7	$G_b$	1,75	1,40	1,61	75	50	0,80	0,92
8	$G_b$	2,00	1,60	1,84	50	100	0,80	0,92
9	$G_c$	2,00	0,53	1,14	50	100	0,27	0,57
10	$G_b$	2,25	1,80	2,07	50	100	0,80	0,92
11	$G_b$	2,50	2,00	2,30	50	100	0,80	0,92
12	$G_b$	2,75	2,20	2,52	0	200	0,80	0,92
13	$G_b$	3,00	2,40	2,75	0	200	0,80	0,92
14	$G_c$	3,00	0,79	1,71	0	200	0,26	0,57
15	$G_b$	4,00	3,20	3,67	0	200	0,80	0,92
16	$G_c$	4,00	1,06	2,28	0	200	0,27	0,57
17	$G_e$	4,00	1,40	6,66	0	200	0,35	1,67
18	$G_f$	4,00	1,02	7,19	0	200	0,26	1,80
19	$G_b$	5,00	4,00	4,59	0	200	0,80	0,92
20	$G_d$	5,00	1,67	5,21	0	200	0,33	1,04
21	$G_b$	6,00	4,80	5,51	0	200	0,80	0,92
22	$G_c$	6,00	1,59	3,43	0	200	0,27	0,57
23	$G_d$	6,00	2,00	6,25	0	200	0,33	1,04

nach [Tabelle 2.3](#) vorhanden sind. Da  $G_i$  ausschließlich eine Auswirkung auf den Reflexionsfaktor  $|R_n|^2$  hat, ist es so später möglich, den Einfluss von  $|R_n|^2$  an Gittern mit identischer Gitterkonstante  $D$  zu untersuchen. Es sei hier noch einmal angemerkt, dass die Geometrie  $G_i$  unabhängig von der Gitterkonstante  $D$  ist. Lediglich

### 3. Experimenteller Aufbau

die Verhältnisse  $a/D$  und  $h/D$  spielen hier eine Rolle. Gitter mit unterschiedlichem  $D$  können daher die gleiche Geometrie  $G_i$  haben. Um die Gesamtzahl an Gittern zu reduzieren, wird auf die Verwendung der Geometrie  $G_a$  verzichtet.

#### 3.4. Transversale Strahldiagnose über der Trommel

Wie in [Unterabschnitt 2.7.7](#) beschrieben, ist die Intensität der emittierten Smith-Purcell-Strahlung stark vom Abstand von Elektronenstrahl und Gitter abhängig. Um eine gute Positionierung des Strahles zu erreichen, werden zusätzlich zu den Gittern verschiedene Diagnoseelemente auf mehreren Steckplätzen der Trommel verbaut. [Abbildung 3.10](#) zeigt ein Modell der Trommel mit allen vorhandenen Diagnoseelementen. Bei dem ersten Testlauf mit erfolgreicher Beobachtung von Smith-

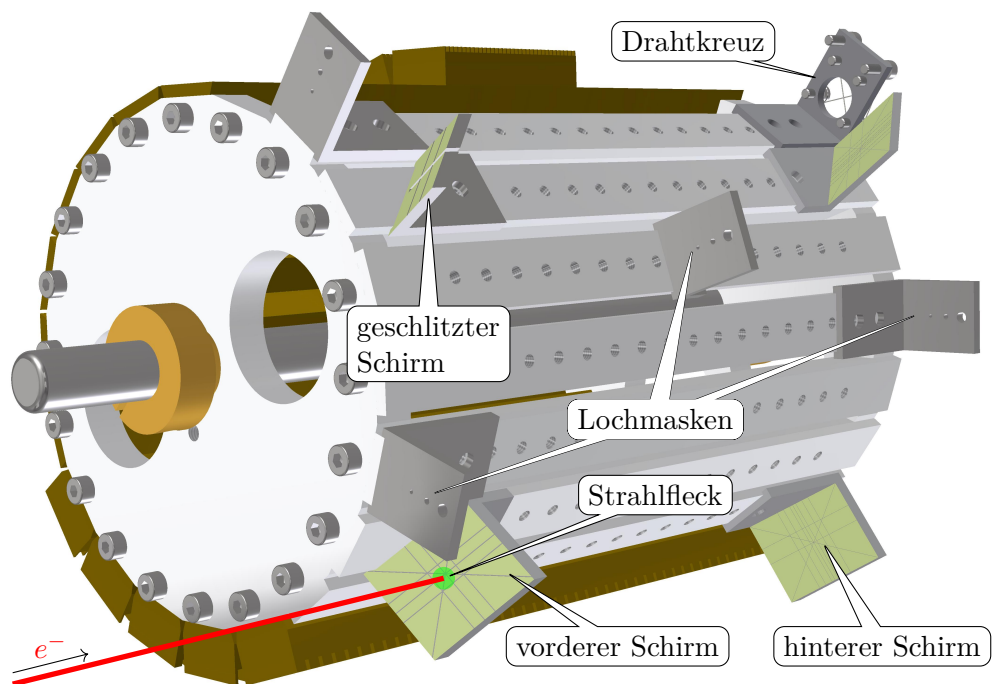


Abbildung 3.10.: Modell der Diagnoseelemente auf der Trommel. Mit den Leuchtschirmen kann der Strahlfleck an einer vorderen und hinteren Position über die Kameras in [Abbildung 3.6](#) beobachtet werden. Über Lochmasken und ein Drahtkreuz wird mittels Strommessung eine Bestimmung des Strahldurchmessers sowie der Position des Strahles an verschiedenen Orten ermöglicht. Ein geschlitzter Schirm in Kombination mit einem hinteren Schirm erlaubt eine simultane Betrachtung des Strahlflecks an beiden Positionen.

Purcell-Strahlung sind noch sämtliche Elemente wie abgebildet auf der Trommel installiert. Im späteren Verlauf des Experiments stellt sich heraus, dass es ausreicht, mit folgenden 5 Steckplätzen zur Diagnose den Strahl zu positionieren:

- ein hinterer Schirm
- ein vorderer Schirm
- eine Lochmaske auf mittlerer Position
- eine Kombination aus Lochmaske vorne und Schirm hinten
- eine Kombination aus geschlitztem vorderem Schirm und Schirm hinten

Abbildung 3.11 zeigt eine Auswahl der beschriebenen Elemente. Bei kleinen Strahlströmen werden Leuchtschirme verwendet, um die Position des Strahles und dessen transversale Ausdehnung zu messen. Dabei handelt es sich um Aluminiumplatten, die mit Zinksulfid beschichtet werden. Diese lassen sich einfach herstellen, haben jedoch den Nachteil, bei einem höher werdenden Elektronenstrom schnell zu überblenden, sodass eine genaue Analyse der Strahlbreite nicht mehr möglich ist. Zudem steigt auch die Anzahl an abdampfenden Partikeln in das Vakuum des Beschleunigers, was nach Erreichen eines Schwellenwertes zu einem Auslösen des Maschinensicherheitssystems und somit zur Abschaltung des Strahles und zur Abschottung des letzten Teils des Beschleunigers durch Pressluftventile führt. Im Experiment werden Leuchtschirme daher nur bis zu einem mittleren Quellstrom von  $I_S = 50 \text{ nA}$  verwendet. Bei höheren Strömen werden metallische Lochmasken und dünne Drähte als Diagnoseelemente benutzt.

Bei Verwendung einer Lochmaske wird die Strahlposition bestimmt, indem jene so lange variiert wird, bis eines der Löcher getroffen wird, was an der Verringerung des Stromsignals  $I_G$  zu erkennen ist. Bei Kenntnis des Lochdurchmessers und unter der Annahme eines transversal gaußförmigen Strahles kann die Strahlbreite bestimmt werden. Im Fall der  $30 \mu\text{m}$  dicken Drähte aus Wolfram<sup>3</sup> verläuft die Messung analog; auch hier wird über die Strommessung Aufschluss auf die transversalen Strahleigenschaften erhalten. Bei Verwendung verschiedener Kombinationen von Lochmasken, Drähten und Schirmen ist eine genaue Positionierung des Strahles über dem Gitter möglich.

### 3.5. Detektor

Nach der Kohärenzbedingung aus Gleichung 2.15 ergibt sich bei den hier verwendeten Gitterkonstanten von  $0,75 \text{ mm} \leq D \leq 6 \text{ mm}$  und einem senkrecht zur Gitteroberfläche ( $\eta, \zeta = 0$ ) positionierten Detektor ein auftretender Wellenlängenbereich von etwa  $0,1 \text{ mm} < \lambda < 12 \text{ mm}$ . Dabei wird davon ausgegangen, dass höhere

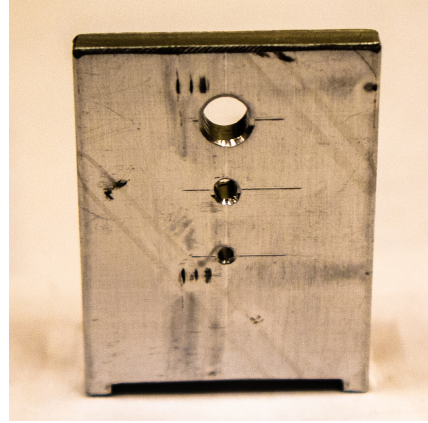
<sup>3</sup>Dieses Diagnoseelement befindet sich im zweiten Messdurchlauf nicht mehr auf der Trommel, weshalb es bei der Messung in Abbildung 4.19 nicht zum Einsatz kommt.



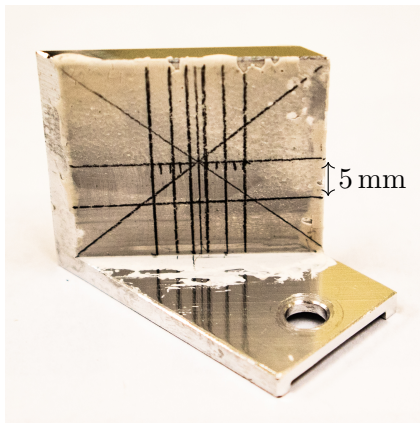
### 3. Experimenteller Aufbau



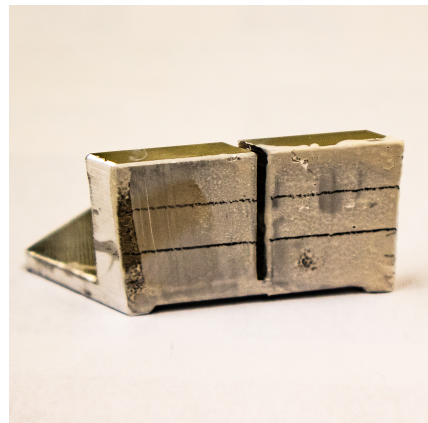
(a) Drahtkreuz aus  $30\ \mu\text{m}$  dickem Wolframdraht.



(b) Lochmaske mit drei Bohrungen von 1 mm bis 3 mm Durchmesser.



(c) Leuchtschirm (Zinksulfidbeschichtet) mit Skala.



(d) Leuchtschirm (Zinksulfidbeschichtet) mit einem 1 mm breiten Schlitz.

Abbildung 3.11.: Verschiedene Diagnoseelemente zur Positionierung des Strahles über dem Gitter.

Strahlungsordnungen  $n$  beobachtbar sind, weshalb die untere Grenze der Wellenlänge nicht exakt festgelegt wird. Nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) liegt die erwartete Leistung der emittierten Smith-Purcell-Strahlung  $P$  je nach Strahlstrom und Bunchlänge im Bereich von  $1\ \text{pW} < P < 100\ \text{nW}$ . Um Strahlung mit diesen Eigenschaften zu detektieren, wird ein kalorimetrischer Detektor verwendet. Dieses sogenannte Bolometer wurde bereits in der Diplomarbeit von [\[Roc02\]](#) benutzt und wurde für das hiesige Experiment übernommen. Nach dem Benutzerhandbuch [\[QMC01\]](#) ergibt

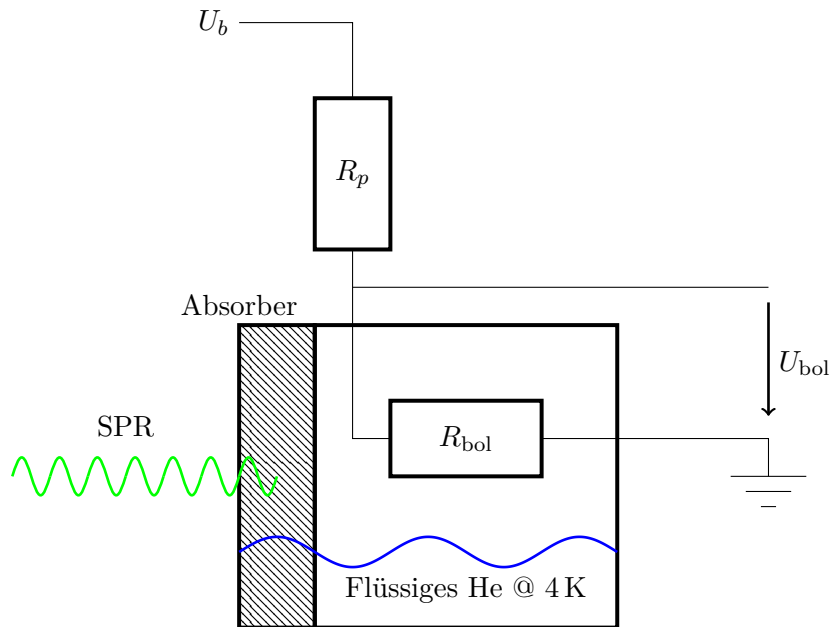


Abbildung 3.12.: Funktionsweise eines kalorimetrischen Detektors. Strahlung trifft auf einen Absorber, der einen temperatursensitiven Widerstand umgibt und in einem Kältebad aus flüssigem Helium montiert ist. Die Spannung  $U_b$  lässt einen Strom durch  $R_{bol}$  fließen; gemessen wird die darüber abfallende Spannung  $U_{bol}$ .

sich eine äquivalente Rausleistung (NEP<sup>4</sup>) von  $4,2 \cdot 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Das bedeutet, dass bei einer Integrationszeit von einer halben Sekunde und einem Signal-Rausch-Verhältnis von 1 eine Leistung von 4,2 pW detektiert werden kann.

Das Prinzip eines Bolometers wird in [Abbildung 3.12](#) erklärt. Die Strahlung trifft auf einen Absorber, in dem sich ein temperaturempfindlicher Widerstand  $R_{bol}$  befindet. Es wird ein konstanter Strom durch  $R_{bol}$  erzeugt und die abfallende Spannung  $U_{bol}$  gemessen. Wird  $R_{bol}$  durch die auftreffende Strahlung erwärmt, so erhöht sich der Widerstand und eine Änderung von  $U_{bol}$  wird verzeichnet. Um sensitiv auf die auftretenden kleinen Leistungen zu sein, befindet sich die Anordnung in einem Kältebad aus flüssigem Helium bei 4 K. [Abbildung 3.13](#) zeigt eine schematische Darstellung des Widerstands  $R_{bol}$ , wie er sich im Kryostaten befindet.

Damit möglichst viel der emittierten Strahlung auf den Widerstand trifft, wird eine nicht abbildende THz-Optik verwendet. Der sogenannte *Winston-Cone* ist eine parabolische Antenne, die eine maximale Winkelakzeptanz von  $\alpha_{\max} = 8,1^\circ$  hat. Die maximale Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  wird im Wesentlichen durch die Öffnung (Durchmesser  $d_1$ ) zur Kavität bestimmt und beträgt hier etwa  $\lambda_{\max} = 2 \text{ mm}$ . Mehr Details zu dieser Optik sind in [Abschnitt A.8](#) zu finden.

<sup>4</sup>engl.: Noise Equivalent Power

### 3. Experimenteller Aufbau

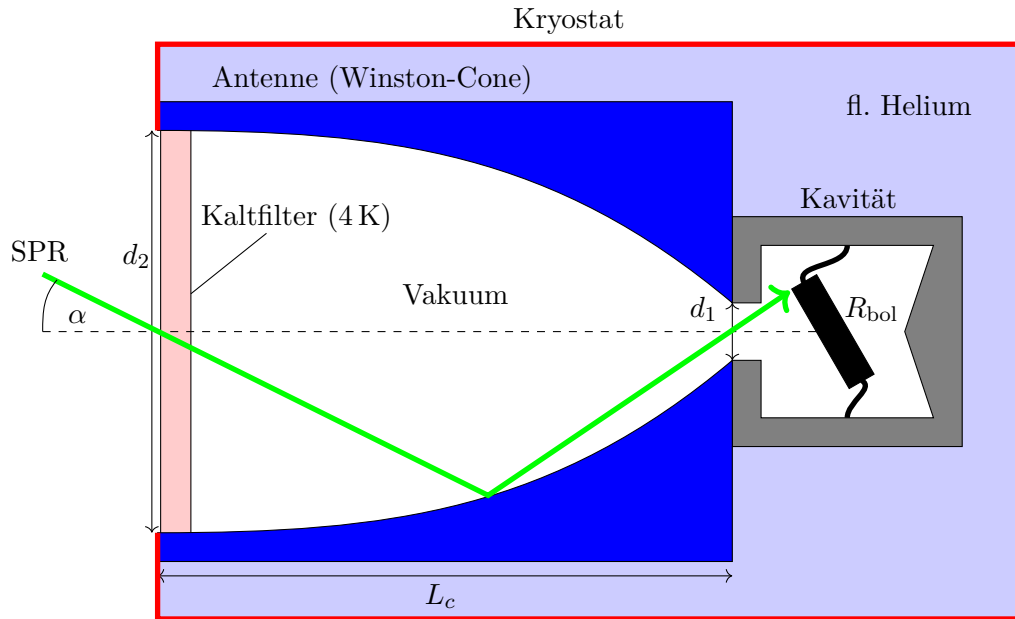


Abbildung 3.13.: Aufbau des inneren Teils des Detektors. Unter einem Winkel von  $\alpha$  zur Symmetrieachse passiert einfallende Strahlung zunächst einen Kaltfilter bei 4 K und wird durch eine Antenne (Winston-Cone) mit einer Eingangsapertur von  $d_2 = 11$  mm auf eine Ausgangsapertur von  $d_1 = 1,55$  mm geleitet, hinter der sich eine Kavität befindet, die einen temperatursensitiven Widerstand umgibt.

Der Widerstand besteht aus einem Verbund aus Silizium und Germanium, der in einer absorbierenden Schicht aus Graphit eingebettet ist. Um Rückreflexionen in den Winston-Cone zu vermeiden, ist dieser Widerstand unter einem bestimmten Winkel verkippt. Strahlung, die vom Absorber reflektiert wird, wird durch eine Kavität wieder zurück geleitet<sup>5</sup>. Die ganze Anordnung befindet sich in flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4 K in einem Kryostaten. [Abbildung 3.14](#) zeigt den schematischen Aufbau dieses Kryostaten mit der Unterbringung der Detektoroptik aus [Abbildung 3.13](#).

In den Detektor einfallende Strahlung passiert zunächst ein Vakuumfenster aus HDPE<sup>6</sup>, einen Kaltfilter bei 77 K und einen weiteren Kaltfilter bei 4 K. Der erste Filter aus Kunststoff (HDPE) hat eine Transparenz von konstant über 90 % für Wellenlängen unter etwa 10 mm [Ltd20]. Die letzteren beiden Filter sind sogenannte *Multi Mesh*-Filter. Hierbei handelt es sich um ein Konstrukt von mehreren übereinandergelegten metallischen Gittern, die auf ein transparentes Substrat aufgetragen werden und in Summe als Tiefpassfilter fungieren. Weitere Details zu Funktionsweise und Aufbau solcher Filter sind zum Beispiel in [Les90] zu finden. Nach dem

<sup>5</sup>Die genaue Geometrie dieser Kavität ist unbekannt und wird hier nur angedeutet.

<sup>6</sup>englisch: High Density Polyethylene.



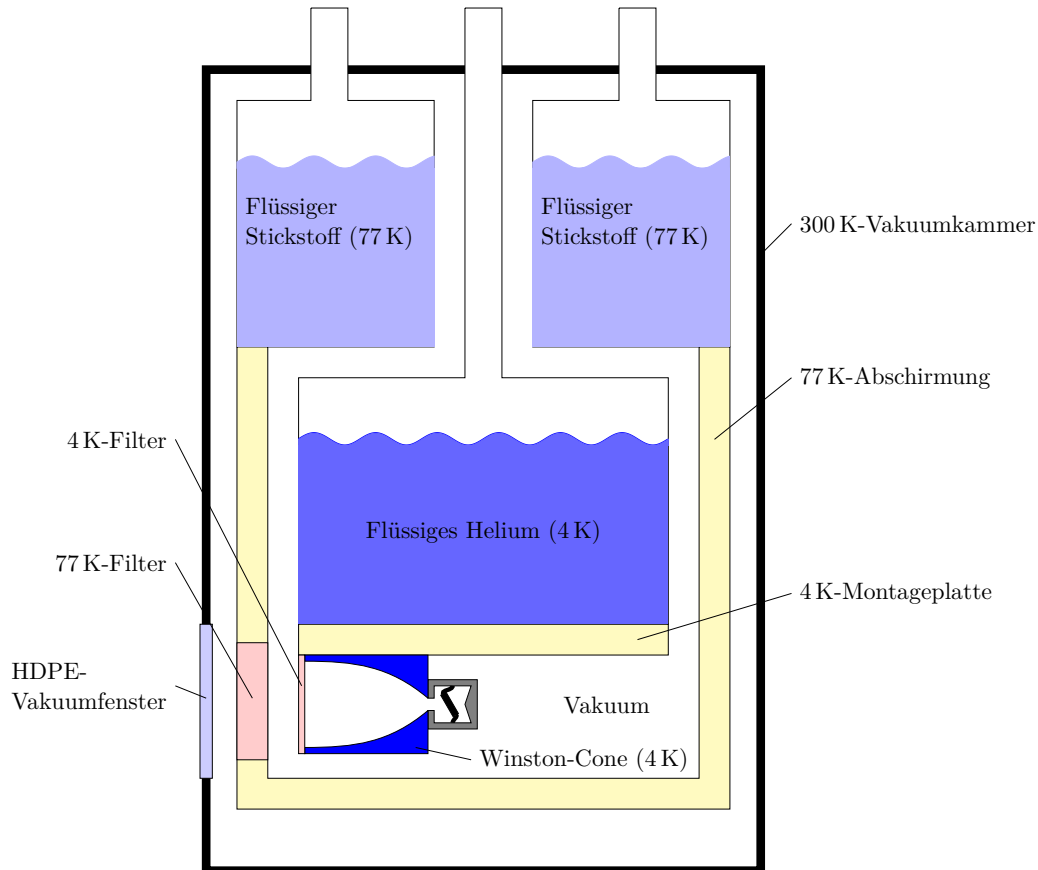


Abbildung 3.14.: Aufbau des verwendeten Detektors. Strahlung tritt durch das Fenster aus HDPE (englisch: High Density Polyethylene) in das Vakuum des Detektors ein und durchläuft zunächst den Kaltfilter (Multi Mesh) der thermischen Abschirmung bei 77 K. Durch einen weiteren Kaltfilter (Multi Mesh) bei 4 K gelangt die Strahlung über den Winston-Cone auf den temperatursensitiven Widerstand aus [Abbildung 3.13](#).

Wienschen Verschiebungsgesetz befindet sich das Maximum der emittierten Photonenrate eines Schwarzkörpers bei Umgebungstemperatur etwa bei einer Wellenlänge von  $10\ \mu\text{m}$ . Die beiden Kaltfilter reduzieren Untergrundsignale hervorgerufen durch die sich auf Umgebungstemperatur befindlichen Elemente im Empfangsbereich des Detektors, indem Wellenlängen unter  $33\ \mu\text{m}$  nicht transmittiert werden. Die wellenlängenabhängige Transmission dieser Anordnung aus zwei Filtern ist in [Abschnitt A.13](#) zu finden.

Der Tank für das flüssige Helium im Kryostaten wird mit einem Schild aus flüssigem Stickstoff sowie einem Isolationsvakuum umgeben. So ist eine maximale un-

### 3. Experimenteller Aufbau

unterbrochene Messdauer von etwa 72 h möglich. Danach muss der Stickstofftank wieder befüllt werden. Das Helium ist nach etwa zehn Tagen verbraucht. Der Vorverstärker des Detektors befindet sich außerhalb des Kryostaten und kann auf Akkubetrieb umgestellt werden, was das Signal-Rausch-Verhältnis weiter erhöht. Die Akkulaufzeit beträgt etwa 20 h. In [Abbildung 3.6](#) ist der Kryostat mit angeschlossenem Vorverstärker (unten links) zu sehen. Die Stützen auf der Oberseite des Detektors dienen zum Befüllen von Helium bzw. Stickstoff und zum Erzeugen des benötigten Isolationsvakuums. [Tabelle 3.2](#) fasst die Eigenschaften des Detektors zusammen, wobei die Grenzfrequenz in [Abschnitt A.2](#) bestimmt wird. Derselbe De-

Tabelle 3.2.: Zusammenfassung Detektoreigenschaften.

Maximale Wellenlänge	$\approx 2 \text{ mm}$
Minimale Wellenlänge	$\approx 33 \text{ }\mu\text{m}$
Nachweisgrenze	$\approx 2 \text{ pW}$
Maximaler Einfallswinkel	$\alpha_{\text{max}} = 8,1^\circ$
Grenzfrequenz ( $-3 \text{ dB}$ )	$\approx 200 \text{ Hz}$
Haltezeit fl. Stickstoff	$\approx 72 \text{ h}$
Haltezeit fl. Helium	$\approx 250 \text{ h}$

tektor wurde in der Diplomarbeit von H. Rochholz verwendet [[Roc02](#)]. Dort ergibt sich eine minimal detektierbare Leistung von 2 pW bei einer Integrationszeit von 30 s und einem Signal-Rausch-Verhältnis von 1. In den folgenden Messungen beträgt die minimal detektierte Leistung etwa 20 pW. Der Detektor eignet sich somit als Diagnoseelement für die auftretende Smith-Purcell-Strahlung.

### 3.6. Datenaufnahme

Nach [Abschnitt A.13](#) sind die verbauten Kaltfilter transparent für Wellenlängen ab 33  $\mu\text{m}$ . Wärmestrahlung aus der Umgebung tritt nun durch diese Filter in den Detektor ein. Nach dem Planckschen Strahlungsgesetz ([Gleichung 4.1](#)) emittiert ein Schwarzkörper, dessen Fläche der des sichtbaren Bereichs des Detektors entspricht, immer noch Leistungen im  $\mu\text{W}$ -Bereich bei Integration für Wellenlängen über 33  $\mu\text{m}$ . Um Leistungen im zweistelligen pW-Bereich zu messen, also weit im Rauschen des Detektors, wird das Signal-Rausch-Verhältnis mit Hilfe des Lock-in-Prinzips weiter verbessert ([Abbildung 3.15](#)). Dabei wird das Eingangssignal auf einen mit der Referenzfrequenz periodisch wechselnden Umschalter gegeben, der das Signal auf einen Integrator führt. Bei Signalen, die nicht phasenstarr zur Referenz sind, mittelt sich das Integrationssignal zu null. Es wird davon Gebrauch gemacht, dass das Integral über dem Produkt zweier periodischer Signale null ist, wenn die Frequenz sich unterscheidet. Dadurch kann eine bestimmte, genau bekannte Spektralkomponente phasempfindlich extrahiert werden, wobei sich alle

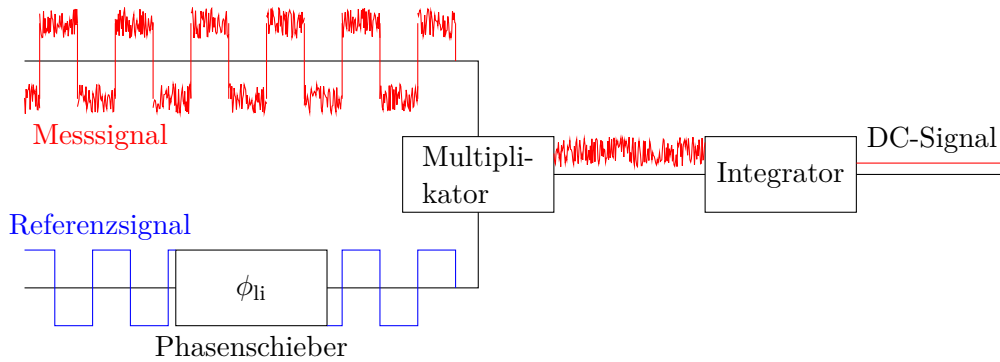


Abbildung 3.15.: Lock-in-Prinzip. Das Experiment wird mit einer Referenzfrequenz gepulst, sodass es abwechselnd nur das Untergrundsignal alleine und anschließend das Untergrundsignal plus Messsignal ausgibt. Dieses Signal wird phasengleich mit dem Referenzsignal multipliziert. Ein Integrator integriert dieses Signal über viele Perioden und gibt ein DC-Signal aus.

anderen Komponenten wegmitteln. Man wird dadurch unempfindlich sowohl auf breitbandigen Untergrund wie Rauschen als auch auf schmalbandige Störtöne wie 50 Hz. Die Integrationszeit  $T_{li}$ , die Verstärkung  $S_{li}$  und die Phase  $\phi_{li}$  zwischen Signal vom Vorverstärker und Pulsgenerator können dabei entsprechend eingestellt werden. Dadurch erreicht man eine Detektion eines schwachen Signals, obwohl dieses weit im eigentlichen Rauschen des Detektors liegt.

Abbildung 3.16 zeigt die Messanordnung an MELBA nach dem Lock-in-Prinzip. Ein Pulsgenerator erzeugt periodische Signale mit einer Repetitionsrate von  $f_{li}$ , die an das Lasersystem und an den Lock-In-Verstärker geleitet werden (Abbildung 3.17). Der Tastgrad  $D_{MP} = T_p/T_{ref}$  beträgt bei Messungen, für die ein kleiner Strahlstrom genügt,  $D_{MP} = 1/2$ . Werden Effekte bei hohem Elektronenstrom untersucht, so wird ein kleinerer Tastgrad von  $D_{MP} \approx 1/29$  verwendet, um den mittleren Elektronenstrom zu reduzieren und so die Kathode zu schonen (siehe hierzu Abschnitt 5.2). Die so erzeugten Laserpulse emittieren auf der Kathode einen gepulsten Elektronenstrahl. Diese Pulsstruktur wird im Folgenden stets als Makro-Pulse (MP) bezeichnet und ist nicht zu verwechseln mit dem durch die Hochfrequenz von 1,3 GHz modulierten Strahl durch das Chopper-Buncher-System. Der Detektor empfängt nun ein mit  $f_{li}$  modulierte SPR-Signal. Der Lock-in-Verstärker multipliziert dieses modulierte Signal mit der Referenz. Der nicht zur Makropulsstruktur des Strahls phasenstarre Untergrund, hauptsächlich also der thermische Untergrund, hervorgerufen durch die sich auf Umgebungstemperatur befindlichen Elemente im Empfangsbereich der Antenne, wird auf diese Weise unterdrückt, was eine Detektion von Signalen im pW-Bereich ermöglicht. Die typische Integrationszeit bei den anschließenden Messungen liegt je nach Stärke des Signals im Bereich  $10\text{ s} < T_{li} < 100\text{ s}$ .

### 3. Experimenteller Aufbau

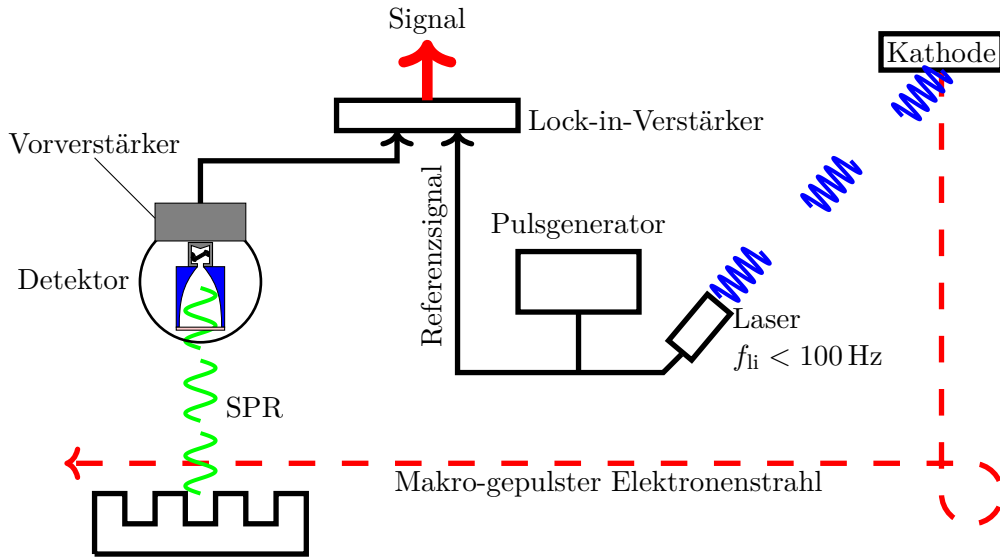


Abbildung 3.16.: Anordnung zur Datenaufnahme. Das Lock-in-Prinzip ermöglicht die Messung von Strahlungsleistungen im pW-Bereich. Ein Puls-generator erzeugt Makropulse nach [Abbildung 3.17](#) und gibt diese an den Laser und an den Lock-in-Verstärker als Referenzsignal mit einer Repetitionsrate von unter 100 Hz weiter, wo beide Signale nach [Abbildung 3.15](#) verarbeitet werden. Die Phase des Referenzsignals  $\phi_{li}$  wird im Lock-in-Verstärker selbst eingestellt.

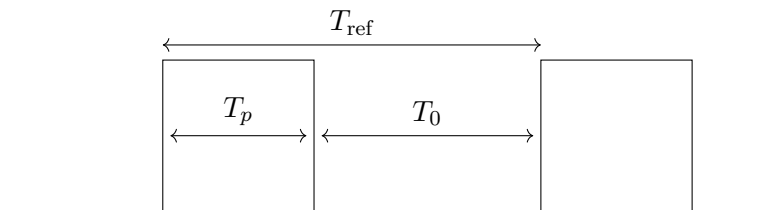


Abbildung 3.17.: Zeitstruktur der eingestellten Makropulse des Lock-in-Prinzips. Der Elektronenstrahl trifft für eine Zeit  $T_p$  auf das Gitter, gefolgt von einer Pause von  $T_0$ . Die Repetitionsrate  $f_{li} = 1/T_{ref}$  liegt im späteren Experiment bei  $f_{li} \approx 95,7 \text{ Hz}$  (Siehe [Abschnitt A.2](#)).

# 4. Messung und Analyse

## 4.1. Kalibration des Detektors

Die Kalibration des Detektors erfolgt mit Hilfe eines Schwarzkörperstrahlers<sup>1</sup>. Dabei handelt es sich um einen zylindrischen Hohlraum mit einer Tiefe von 125 mm und einem Durchmesser von 25 mm, der in einem elektrischen Heizer eingebettet ist. Dieser Hohlraum ist auf einer Seite offen und hat hier einen Emissionsgrad von  $\epsilon_{\text{kav}} > 0,99$ . Der einstellbare Temperaturbereich liegt zwischen 30 °C und 350 °C mit einer Temperaturstabilität von  $\pm 0,2$  °C. Eine rotierende Blende<sup>2</sup> moduliert die emittierte Wärmestrahlung mit einer einstellbaren Frequenz  $f_{\text{LI}}$  (siehe [Abbildung 4.1](#)). Das Ausgangssignal des Bolometers wird, genau wie beim sonstigen Messaufbau, in den Lock-in-Verstärker geleitet. Auch hier muss die Phase zwischen dem Triggersignal  $f_{\text{LI}}$  und dem Signal des Detektors entsprechend angepasst werden. In [Abbildung 4.2](#) sind verschiedene Temperaturen  $T$  des Schwarzkörperstrahlers gegen das Ausgangssignal  $U_{\text{LI}}$  des Lock-in-Verstärkers aufgezeichnet. Bei Umgebungstemperatur, d.h. der Schwarzkörperstrahler hat die gleiche Temperatur wie die Umgebung  $T_{\text{um}} = 26$  °C, dürfte man mit und ohne Blende (Chopper, ebenfalls bei Umgebungstemperatur) keinen Signalunterschied mehr beobachten. Das Lock-in-Signal sollte also einen Nulldurchgang bei  $T_{\text{um}} = 26$  °C haben, was aber nicht beobachtet wird. Der Grund liegt darin, dass das Chopperrad aus Aluminium einen niedrigen Emissionsgrad besitzt ( $\epsilon_{\text{chopper}} < 1$ ) und daher ein stärkeres Reflektionsvermögen  $R_{\text{refl}}$  aufweist als ein Körper mit hohem  $\epsilon$  (idealer schwarzer Körper:  $R_{\text{refl}} = 0$ ). Dies hat zur Folge, dass Schwarzkörperstrahlung aus der kalten Detektorregion an der eingefahrenen Chopperblende reflektiert wird und es zu einer Verschiebung in der Bilanz der effektiv auf den Detektor einfallenden Wärmestrahlung kommt.

Um mit dieser Messung den Detektor zu kalibrieren, muss berechnet werden, wie viel Strahlungsleistung bei der jeweiligen Temperatur auf den Detektor trifft. Nach dem Planckschen Strahlungsgesetz gilt für die spektrale spezifische Ausstrahlung eines Schwarzkörpers  $M_{\lambda}^0(\lambda, T)$  in den gesamten Halbraum folgender Zusammenhang:

$$M_{\lambda}^0(\lambda, T) dA d\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_{\text{B}} T}} - 1} dA d\lambda, \quad (4.1)$$

wobei  $k_{\text{B}}$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur des Schwarzkörpers,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\lambda$  die Wellenlänge der Schwarzkörperstrahlung

<sup>1</sup>Typ: Isotech Quick-Cal Range High Temperature

<sup>2</sup>Typ: Thorlabs MC1000 Optical Chopper

#### 4. Messung und Analyse

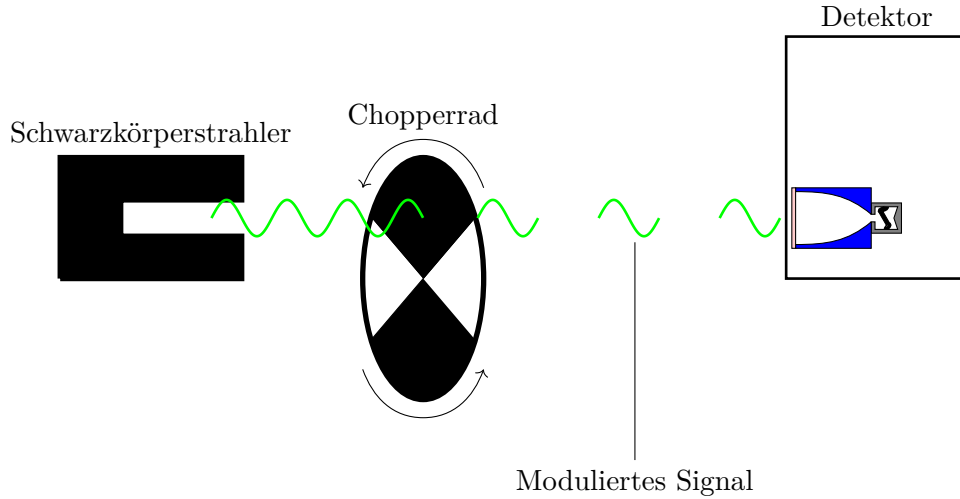


Abbildung 4.1.: Messanordnung zur Kalibration des Detektors. Ein zylindrischer Hohlraum wird erhitzt und emittiert Schwarzkörperstrahlung mit einem Emissionsgrad von  $\epsilon_{\text{kav}} > 0,99$ . Die Strahlung wird mit Hilfe eines Chopperrades zeitlich moduliert und gelangt so in den Detektor.

beschreibt. [Abbildung 4.3](#) stellt diesen Zusammenhang im für uns relevanten Temperaturbereich dar. In dem verwendeten Detektor ist ein Kaltfilter verbaut, der nur für Wellenlängen über  $\lambda_{\text{bolo}} > 33 \mu\text{m}$  transparent ist (siehe [Abschnitt A.13](#)). Zudem ist die verwendete THz-Optik nur sensitiv bis zu einer Wellenlänge von etwa 4 mm (siehe [Abschnitt A.8](#)). Hieraus ergibt sich der detektierbare Wellenlängenbereich zu:

$$33 \mu\text{m} \leq \lambda_{\text{bolo}} \leq 4 \text{ mm} \quad (4.2)$$

[Gleichung 4.1](#) muss integriert werden, um die gesamte Strahlungsleistung  $P_{\text{det}}(T)$  zu erhalten, die tatsächlich in den Detektor gelangt.

$$P_{\text{det}}(T) = \Delta_{A,\Omega} \cdot \int_0^{\infty} M_{\lambda}^0(\lambda, T) \cdot \tau_{\text{L}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Fi}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{W}}(\lambda) d\lambda \quad (4.3)$$

Hierbei beschreibt  $\Delta_{A,\Omega} = 6,74 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$  die effektive Fläche des Schwarzkörpers mit einem Durchmesser von  $25 \text{ mm}^2$ , die unter Berücksichtigung des Raumwinkels zum Signal im Bolometer beiträgt (siehe [Abschnitt A.1](#)),  $\tau_{\text{L}}(\lambda)$  die wellenlängenabhängige Transmission der Strahlung in Luft (siehe [Abschnitt A.5](#)),  $\tau_{\text{Fi}}(\lambda)$  die Transmission des Kaltfilters (siehe [Abschnitt A.13](#)) und  $\tau_{\text{W}}(\lambda)$  die Transmission der Optik des Detektors (siehe [Abschnitt A.8](#)). Die Transmission durch das HDPE-Vakuumsfenster  $\tau_{\text{HDPE}} \gtrsim 90\%$  des Detektors (siehe [Abbildung 3.14](#)) taucht hier nicht auf, da sie als konstant über den hier detektierbaren Wellenlängenbereich angenommen wird [[Ltd20](#)]. Konstante Korrekturfaktoren spielen bei der Kalibration keine Rolle, da sie in der späteren Messung die eintretende SPR gleichermaßen

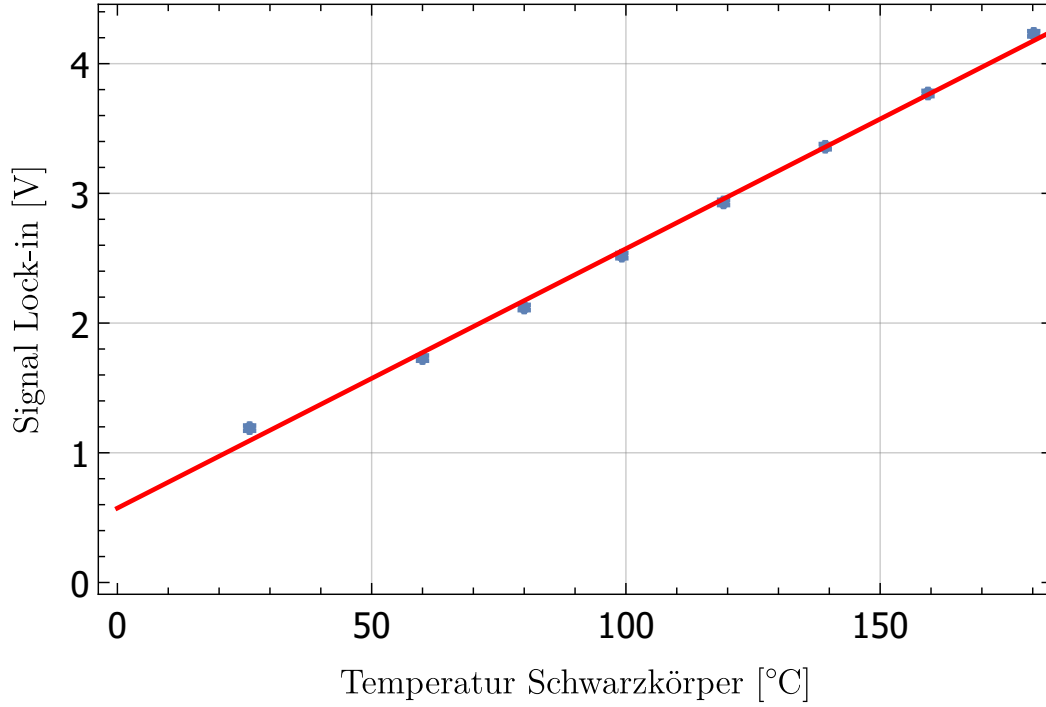


Abbildung 4.2.: Kalibration des Detektors mit Hilfe des Schwarzkörperstrahlers aus [Abbildung 4.1](#). Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz ist ein Anstieg  $\propto T^4$  zu erwarten. Durch die verbauten Kaltfilter ([Abbildung A.24](#)) tragen nur Wellenlängen  $\lambda_{\text{bolo}} > 33 \mu\text{m}$  zum gemessenen Signal bei. Durch Berücksichtigung dieser Abschneidegrenze ergibt sich ein lineares Temperaturverhalten der detektierten Schwarzkörperstrahlung.

abschwächen. Da mit dem Lock-in-Verstärker nur die Differenz zum Untergrund gemessen wird, muss noch die Strahlungsleistung  $P_0 = P_{\text{det}}(26^\circ\text{C})$  bei einer gemessenen Umgebungstemperatur von  $26^\circ\text{C}$  abgezogen werden. Der Schwarzkörperstrahler kann aus Platzgründen nicht beliebig nahe vor den Detektor gestellt werden. Das führt dazu, dass auch ein Bereich ( $A_{\text{rand}} = \pi/4(33 \text{ mm}^2 - 25 \text{ mm}^2)$ ) geringerer Temperatur  $T_{\text{rand}}$  außerhalb des eigentlichen Hohlraumstrahlers der Temperatur  $T_{\text{kav}}$  detektiert wird. Siehe dazu ebenfalls [Abschnitt A.1](#). Aus [Gleichung A.1](#) folgt für die Temperatur dieses äußeren Bereichs:

$$T_{\text{rand}}(T_{\text{kav}}) = 1,6^\circ\text{C} + 0,93 \cdot T_{\text{kav}}$$

Unter weiterer Berücksichtigung der Geometrie  $\Delta_{A,\Omega,\text{rand}}$  ergibt sich  $P_{\text{det}}$  zu:

$$\begin{aligned}
P_{\text{det}}(T_{\text{kav}}) &= \Delta_{A,\Omega} \cdot \int_0^\infty M_\lambda^0(\lambda, T_{\text{kav}}) \tau_{\text{L}}(\lambda) \tau_{\text{Fi}}(\lambda) \tau_{\text{W}}(\lambda) d\lambda \\
&+ \Delta_{A,\Omega,\text{rand}} \cdot \int_0^\infty M_\lambda^0(\lambda, T_{\text{rand}}(T_{\text{kav}})) \tau_{\text{L}}(\lambda) \tau_{\text{Fi}}(\lambda) \tau_{\text{W}}(\lambda) d\lambda
\end{aligned} \tag{4.4}$$

#### 4. Messung und Analyse

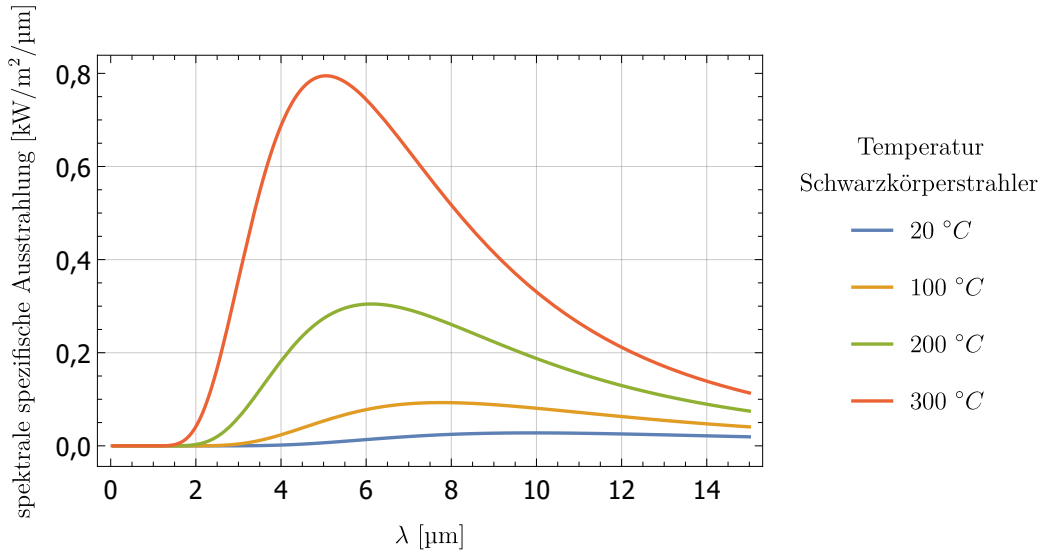


Abbildung 4.3.: Spektrale spezifische Ausstrahlung eines Schwarzkörpers nach dem Planckschen Strahlungsgesetz für verschiedene Temperaturen. Im Bereich großer Wellenlängen nähert sich die Temperaturabhängigkeit einem linearen Verlauf (Taylorentwicklung der Exponentialfunktion in [Gleichung 4.1](#) für  $hc/(\lambda k_B T) \ll 1$ .)

In [Abbildung 4.4](#) ist der Verlauf von  $P_{\text{det}}$  als Funktion von  $T_{\text{kav}}$  nach [Gleichung 4.4](#) wiedergegeben. Man beobachtet in dem Temperaturbereich einen praktisch linearen Verlauf. In [Abbildung 4.2](#) sind nun die Messungen (Ausgangssignal Lock-in:  $U_{\text{li}} \propto P_{\text{det}}$ ) gezeigt, die dieses Verhalten bestätigen. Nach [[Ltd20](#)] kann auf die Transmission der Kaltfilter ein relativer Fehler von 10 % angenommen werden. Bei der Integration in [Gleichung 4.4](#) geht das als Fehler  $\Delta\tau_{\text{Fi}}$  in die Berechnung mit ein. Der blaue Bereich in [Abbildung 4.4](#) gibt die Variation der berechneten Leistung innerhalb dieses Fehlers an. Die Unsicherheit im Abstand von Winston-Cone und Schwarzkörperstrahler ist im Gegensatz zu dem Einfluss von  $\Delta\tau_{\text{Fi}}$  vernachlässigbar. Der Fehler auf die Transmission des Winston-Cones  $\Delta\tau_{\text{W}}$  spielt hier auch keine Rolle, da dieser erst bei Wellenlängen von  $\lambda > 2 \text{ mm}$  relevant wird und in [Gleichung 4.4](#) nur kleine Wellenlängen einen signifikanten Beitrag zum Integral liefern. Eine Eigenschaft des Winston-Cones ist zudem, dass der Winkeleinfangbereich von maximal  $8,1^\circ$  sehr genau definiert ist [[Les90](#)]. Die hierdurch auftretenden Unsicherheiten sind im Vergleich zu  $\Delta\tau_{\text{Fi}}$  ebenfalls vernachlässigbar klein. Der lineare Fit aus der Messung in [Abbildung 4.2](#) ergibt folgenden Zusammenhang zwischen Ausgangssignal vom Lock-in-Verstärker  $U_{\text{LI}}$  und eingestellter Temperatur des Schwarzkörpers  $T_{\text{kav}}$ :

$$U_{\text{LI}} = -5,98 \text{ V} + (0,020 \pm 0,004) \text{ V/K} \cdot T_{\text{kav}} \quad (4.5)$$

Hierbei wurde der Offset so angepasst, dass bei Umgebungstemperatur ( $T_{\text{um}} = 26^\circ\text{C}$ ) das Ausgangssignal gerade verschwindet. Der Effekt der an der metallischen



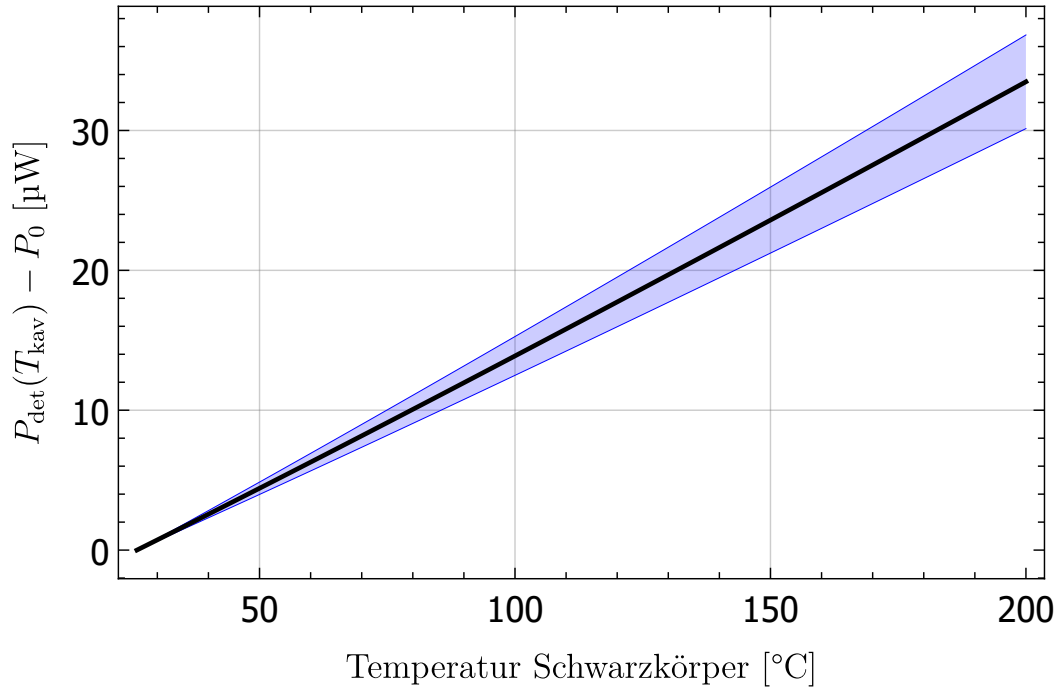


Abbildung 4.4.: Berechnete Ausgangsleistung vom Lock-in-Verstärker für verschiedene Temperaturen des Schwarzkörperstrahlers. Da mit dem Lock-in-Prinzip nur Differenzen zum Untergrund angezeigt werden, muss bei der Umgebungstemperatur von 26 °C das Signal verschwinden. Der blaue Bereich gibt den Fehler, hervorgerufen durch die Unsicherheiten in den Filtercharakteristiken, an.

reflektierten Schwarzkörperstrahlung aus der Niedertemperaturregion des Detektors wird so kompensiert. Gleichung 4.5 wird nach  $T_{\text{kav}}$  umgestellt und in Gleichung 4.4 eingesetzt. So ergibt sich der zur Kalibration benötigte Zusammenhang in Abbildung 4.5 zwischen dem Signal des Lock-in-Verstärkers und der einfallenden Strahlungsleistung.

$$\begin{aligned}
 P_{\text{det}} &= P_{\text{det}}(T_{\text{kav}}(U_{\text{LI}})) = P_{\text{det}}(U_{\text{LI}}) \\
 &= (9,12 \pm 0,50) \cdot 10^{-6} \text{ W/V} \cdot U_{\text{LI}}
 \end{aligned}
 \tag{4.6}$$

Die Temperaturstabilität des Schwarzkörpers von  $\pm 0,2$  °C sowie der Fehler der Steigung der linearen Anpassung in Abbildung 4.2  $\Delta U_{\text{li}} = 0,0004$  V werden ebenfalls berücksichtigt, sind jedoch im Vergleich zum Einfluss von  $\Delta \tau_{\text{Fi}}$  vernachlässigbar klein.

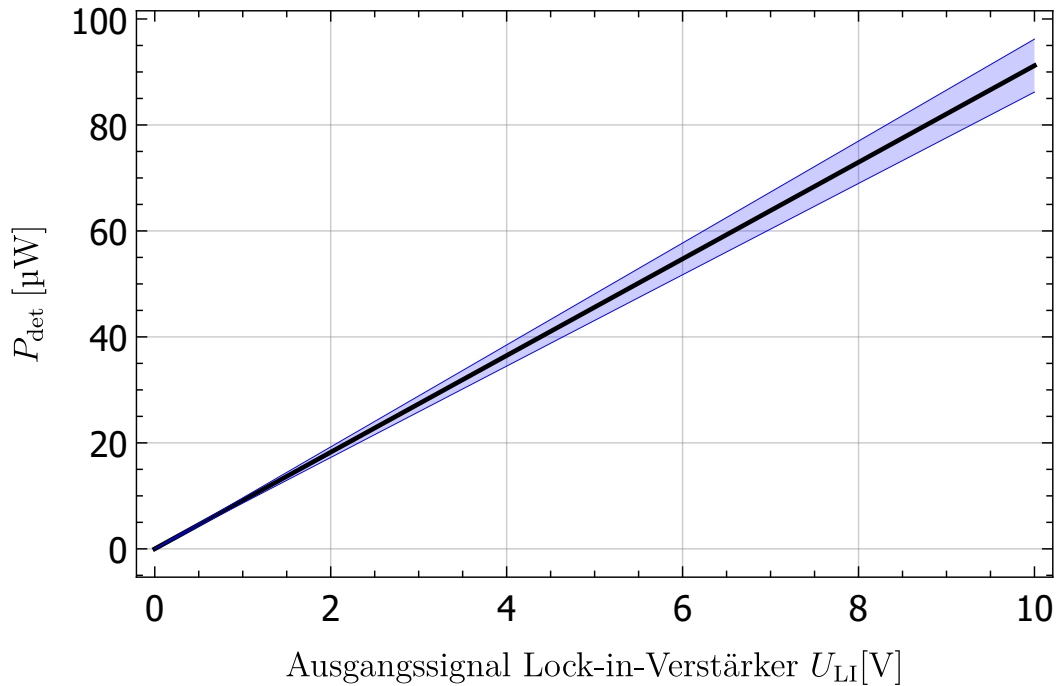


Abbildung 4.5.: Ergebnis der Kalibration des Bolometers. Einfallende Strahlungsleistung gegen das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers. Die Verstärkung des Vorverstärkers ( $\text{gain} = 100$ ) und Sensitivität des Lock-in-Verstärkers ( $\text{sen} = 3$ ) sind auf der kleinstmöglichen Einstellung. Der blaue Fehlerbereich ist hauptsächlich durch Unsicherheiten in den Filtercharakteristiken begründet. Die Phase des Lock-in-Verstärkers ist nach [Abschnitt A.3](#) auf ein maximales Signal angepasst.

## 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

Nach [Abbildung 2.20](#) ist die Strahlungsintensität der Smith-Purcell-Strahlung äußerst empfindlich auf die Bunchlänge  $\sigma_x$ , sobald diese kleiner ist als die Hälfte der Gitterkonstante  $D$  des verwendeten Gitters. Diese Eigenschaft wird hier ausgenutzt, um bei einer bekannten Gittergeometrie die Pulslänge zu bestimmen bzw. die Parameter des Bunchersystems einzustellen. Hierzu wird wie folgt vorgegangen. Zunächst wird der Elektronenstrahl bei eingeschaltetem Choppersystem mittig durch beide Buncherkavitäten geleitet. Die Kollimatorbacken des Choppersystems sind dabei ganz aufgefahren, sodass  $180^\circ$  des makro-gepulsten Strahls aus der Quelle durchgelassen werden (siehe [Abbildung 2.9](#))<sup>3</sup>. Der zerhackte Strahl wird zunächst

<sup>3</sup>Bedingt durch die transversale Ausdehnung des Strahles ist die tatsächliche Bunchlänge stets etwas größer als der eingestellte Öffnungswinkel des Chopperkollimators.

## 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

mit den drei Quadrupolmagneten direkt vor der SPR-Kammer ([Abbildung 3.6](#)) und mit Hilfe der Diagnoseelemente aus [Abbildung 3.11](#) auf den gewünschten transversalen Durchmesser über dem Gitter eingestellt. Generell ist ein kleinerer Strahldurchmesser vorteilhaft, da so der Strahl näher an das Gitter gebracht werden kann und so nach [Abbildung 2.30a](#) ein möglichst leistungsstarkes SPR-Signal erzeugt, ohne einen zu hohen Teilchenverlust durch Kollision mit dem Gitter davonzutragen. Nach dem Quadrupoltriplett befinden sich noch zwei Dipolmagnete, mit denen der Strahl anschließend möglichst parallel über das Gitter geleitet wird und der Abstand  $z_0$  zwischen Strahl und Gitter eingestellt werden kann. Das Einstellen des Abstandes  $z_0$  erfolgt dabei nicht mit den Diagnoseelementen, sondern es wird der Wert gesucht, bei dem am meisten SPR-Strahlung detektiert wird. Diese Ausrichtung des Strahles muss äußerst sorgfältig durchgeführt werden, da gerade am Anfang mit einem nicht optimal eingestellten Bunchersystem – und somit großen Bunchlängen  $\sigma_x$  – intensitätsschwache Signale zu erwarten sind.

Im ersten Schritt wird nur die 1,3 GHz-Buncherkavität eingeschaltet und versucht, einen kohärenten Effekt zu beobachten. Die zweite Buncherkavität bleibt hier noch ausgeschaltet, da so die Anzahl an freien Parametern reduziert wird. Gelingt dies, so wird im zweiten Schritt die zweite Buncherkavität zugeschaltet und versucht, eine minimale Bunchlänge mit den vier freien Parametern  $\phi_1, \phi_2, P_1$  und  $P_2$  nach [Abschnitt 2.4](#) (zwei Phasen und zwei Amplituden) zu erhalten. Ändert sich dabei die Position des Strahles über dem Gitter, muss diese nachjustiert bzw. elektronisch geregelt werden (siehe [Abschnitt 5.1](#)), sodass die Sollposition, an der das stärkste Signal detektiert wird, stets getroffen wird. Die Leistung der ersten Buncherkavität  $P_1$  wird auf 15 W eingestellt. Das entspricht grob dem aus den Simulationen erhaltenen Wert nach [Abschnitt 6.2](#).

[Abbildung 4.6](#) zeigt die gemessene SPR-Leistung  $P = P_{\text{det}}$  gegen die eingestellte Phase  $\phi_1$  der ersten Kavität. In den vorherigen Kapiteln wird die detektierte Leistung stets mit  $P_{\text{det}}$  bezeichnet. Ab hier wird der Einfachheit halber die detektierte SPR-Leistung mit  $P$  bezeichnet. Gemessen wird an einem Gitter mit der größten verfügbaren Gitterkonstante von  $D = 6$  mm. Nach [Abbildung 2.20](#) sollte eine kohärente Strahlungsverstärkung so bei einer Bunchlänge von  $\sigma_x \lesssim 3$  mm zu beobachten sein. Es ist ein Maximum der gemessenen Strahlungsleistung im Bereich  $240^\circ < \phi_1 < 280^\circ$  zu erkennen. Dieser Anstieg ist ausschließlich auf eine longitudinale Ausdehnungsänderung des Teilchenpaketes zurückzuführen, da die transversale Strahlgeometrie unverändert bleibt, weil Raumladungseffekte bei einem Quellstrom von 40  $\mu\text{A}$  noch keinen großen Einfluss haben<sup>4</sup> (siehe [Abschnitt 6.1](#)). Die optimale Phase  $\phi_1$  ist hier somit zunächst grob festgelegt<sup>5</sup>.

---

<sup>4</sup>Später im Experiment werden deutlich höhere Strahlströme verwendet. Dann ist die Änderung der transversalen Strahlgröße signifikant.

<sup>5</sup>Bei dieser Messung ist die Phase des Lock-in-Verstärkers  $\phi_{\text{li}}$  noch nicht angepasst, was zu einem konstanten Faktor zwischen gemessener Leistung  $P$  und tatsächlicher emittierter Leistung führen kann (siehe [Abschnitt A.3](#)). In den folgenden Messungen wird  $\phi_{\text{li}}$  stets so angepasst, dass  $P$  maximal wird.

#### 4. Messung und Analyse

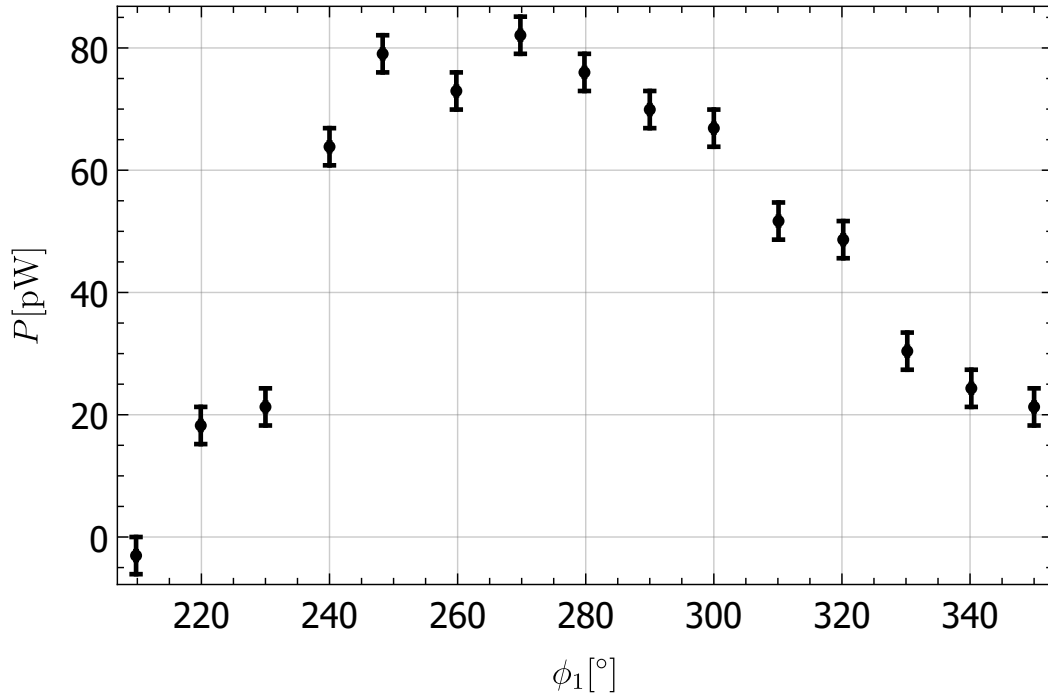


Abbildung 4.6.: Gemessene Strahlungsleistung  $P$  gegen Phase  $\phi_1$  der 1,3 GHz-Buncherkavität bei einer HF-Leistung von  $P_1 = 15$  W. Da  $\phi_1$  lediglich einen Einfluss auf die Bunchlänge hat, ist der beobachtete Anstieg des Signals auf eine kohärente Strahlungsverstärkung zurückzuführen. Gitter Nr. 22 ( $D = 6$  mm), Quellstrom:  $I_S = 40$   $\mu$ A.

Nach [Gleichung 2.21](#) weist die gemessene SPR-Leistung eine quadratische Abhängigkeit von der Anzahl der Teilchen pro Bunch  $N_e$  auf, falls kohärente Strahlungsverstärkung vorliegt. Um zu überprüfen, ob es sich bei der obigen Messung wirklich um einen kohärenten Effekt handelt, wird diese Abhängigkeit überprüft. In den folgenden Ausführungen wird zwischen vier Angaben unterschieden:

- $I_S$ : Mittlerer Strahlstrom des makro-gepulsten Strahles nach der Quelle.
- $I_{MP}$ : Strahlstrom während des eingeschalteten Makropulses  $T_p$  in [Abbildung 3.17](#) vor dem Chopperkollimator.
- $I_K$ :  $I_{MP}$  nach dem Chopperkollimator ([Abschnitt A.10](#)).
- $Q_b$ : Ladung pro Bunch nach dem Chopperkollimator.

[Abbildung 4.7](#) zeigt die gemessene Strahlungsleistung für verschiedene Bunchladungen  $Q_b = I_K/f$ , wobei  $f$  die Betriebsfrequenz von 1,3 GHz beschreibt. Die Anzahl der Elektronen  $N_e = Q_b/e$  ergibt sich aus der Elementarladung  $e$ . Es ist ein

#### 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

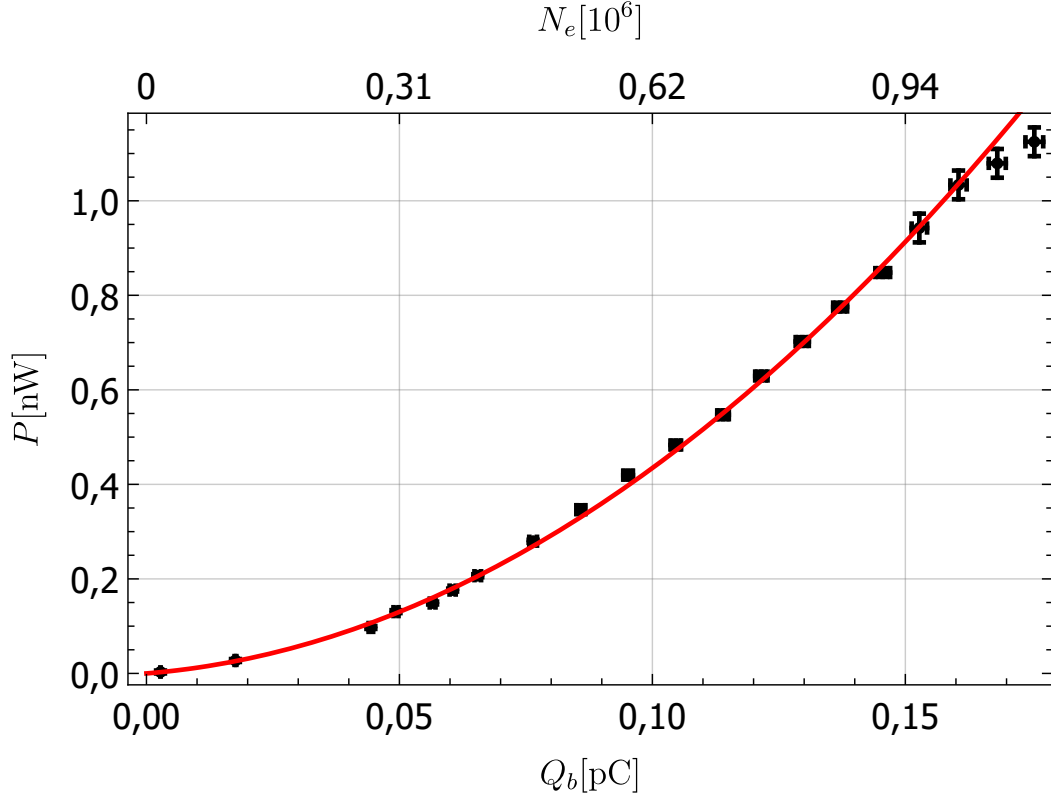


Abbildung 4.7.: Gemessene Strahlungsleistung  $P$  an Gitter Nr. 22 ( $D = 6$  mm) gegen Bunchladung  $Q_b$ . Die quadratische Abhängigkeit bestätigt das Vorliegen eines kohärenten Effekts. Eine Ausdehnung des Bunches durch Raumladungseffekte kann hier bis zu einer Bunchladung von  $Q_b \approx 170$  fC ( $I_S \approx 400$   $\mu$ A) ausgeschlossen werden. Alle Datenpunkte wurden bei dem gleichen Abstand von Strahl und Gitter  $z_0$  durchgeführt, wobei der genaue Wert von  $z_0$  unbekannt ist, da lediglich der Abstand so variiert wurde, dass ein maximales SPR-Signal zu erkennen ist.

quadratischer Zusammenhang zu erkennen.

$$P = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ nW} \cdot N_e + 8,9 \cdot 10^{-13} \text{ nW} \cdot N_e^2 \quad (4.7)$$

Eine detailliertere Untersuchung dieses Verhaltens wird für ein Bunchersystem, bei dem die vier freien Parameter  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $P_1$  und  $P_2$  optimal eingestellt sind, in [Abschnitt 4.4](#) behandelt.

Anschließend wird bei einer fest eingestellten Phase von  $\phi_1 = 280^\circ$  die HF-Leistung  $P_1$  variiert ([Abbildung 4.8](#)). Das Signal nimmt bei  $P_1 = 15,6$  W ein Maximum an, da der Fokus der ersten Buncherkavität hier mittig über dem SPR-Gitter liegt. Ändert man diesen Wert, so wandert der Fokus vor oder hinter das Gitter-

#### 4. Messung und Analyse

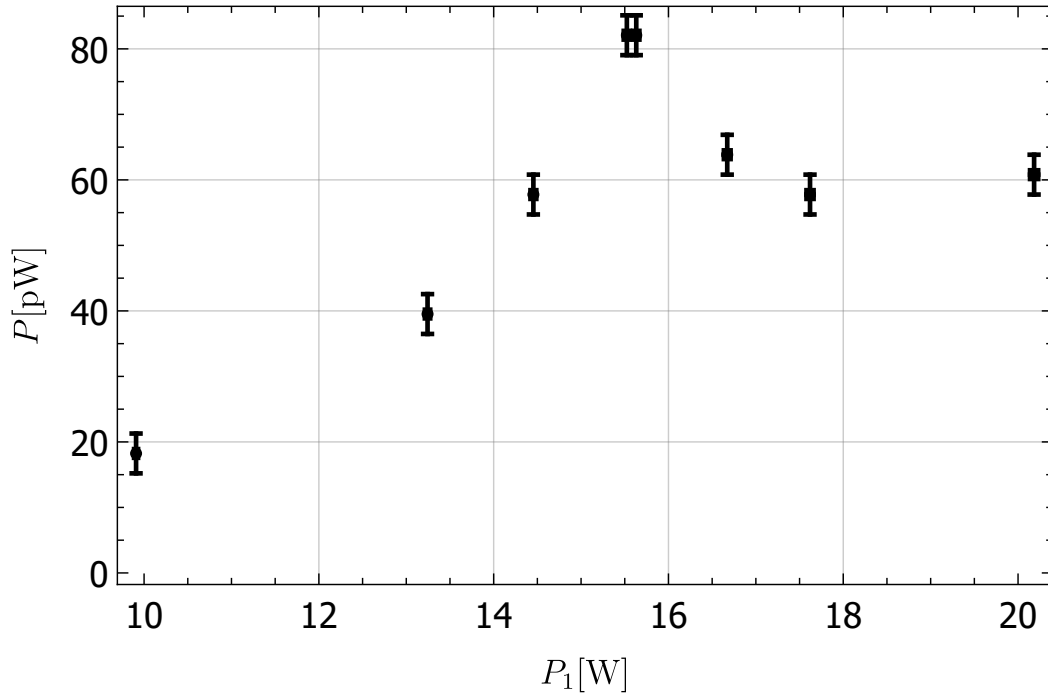


Abbildung 4.8.: Variation der eingekoppelten HF-Leistung  $P_1$  der 1,3 GHz-Kavität bei fester Phase  $\phi_1 = 280^\circ$ . Gitter Nr. 22 ( $D = 6$  mm), Bunchladung:  $Q_b = 27$  fC. Der Fokus der 1,3 GHz-Buncherkavität befindet sich bei einer Einstellung von  $P_1 \approx 15,6$  W mittig über dem Gitter und erzeugt so ein maximales Signal.

zentrum. Dies führt in beiden Fällen auf eine längere Teilchenverteilung  $\sigma_x$  am Mittelpunkt des Gitters, was wiederum eine Abnahme der kohärenten Strahlungsverstärkung bewirkt. Zur Ablesung der HF-Leistung werden kalibrierte Detektordioden verwendet. Hiermit wird die eingekoppelte und reflektierte Leistung an der jeweiligen Kavität ausgegeben. Über die Differenz dieser beiden Werte ist es stets möglich, die Feldstärke in dem Resonator zu bestimmen, wobei ohmsche Verluste in den Wänden der Kavitäten berücksichtigt werden müssen.

Die obigen Messungen werden für verschiedene Gitter wiederholt. Zum Beispiel wird Gitter Nr. 5 mit einer Gitterkonstante von  $D = 1,5$  mm unter dem Strahl positioniert. Die transversalen Strahleigenschaften sowie der Strahlstrom bleiben dabei unverändert. Nach [Abbildung 2.20](#) fällt auf, dass  $S_{\text{koh}}$  (gleiches  $N_e$  vorausgesetzt) um viele Größenordnungen abfällt, wenn bei gegebener longitudinaler Fokussierung ( $\sigma_x$ ) ein Gitter mit einer größeren Gitterkonstante  $D$  verwendet wird. In [Abbildung 4.9](#) ist die Messung an Gitter Nr. 5 gezeigt. Es ist kein Anstieg der Strahlungsleistung in Abhängigkeit der Phase zu beobachten, was durch den verschwindenden kohärenten Faktor  $S_{\text{koh}}$  zu erklären ist. Dies gilt auch für verschiedene Abstände  $z_0$  von Strahl und Gitter. In [Abbildung 4.9](#) ist  $z_0$  so eingestellt, dass

#### 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

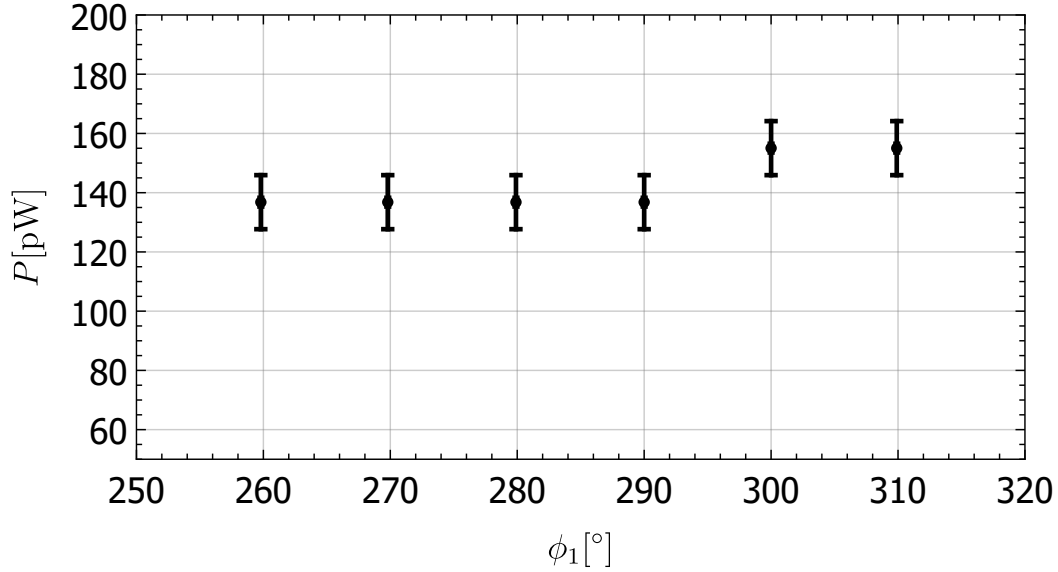


Abbildung 4.9.: Gemessene Strahlungsleistung  $P$  gegen Phase  $\phi_1$  der 1,3 GHz-Buncherkavität unter Verwendung von Gitter Nr. 5 ( $D = 1,5$  mm). Die Strahlpulse sind im Vergleich zur Gitterkonstante zu lang (longitudinal:  $\sigma_x > D/2$ ), um eine kohärente Verstärkung zu erzeugen (siehe [Abbildung 2.20](#)).

ein maximales Signal detektiert wird. Vergleicht man die absoluten Leistungspegel in [Abbildung 4.8](#) und [Abbildung 4.9](#), fällt auf, dass bei der Messung an Gitter Nr. 5 etwa die doppelte Leistung detektiert wird. Gitter Nr. 22 hat eine Länge von  $L = 20$  cm und Gitter Nr. 5 eine Länge von  $L = 5$  cm. Ein Teil des Strahles geht stets an der Stirnfläche des Gitters verloren. Bei Gitter Nr. 5 liegt dieser Punkt im sichtbaren Bereich des Detektors (der Detektor sieht eine effektive Gitterlänge von  $L_{\text{eff}} = 54$  mm), was nach [Abschnitt 5.3](#) zu einer höheren Untergrundstrahlung führt. Bei der Messung in [Abbildung 4.9](#) ist die Optimierung des Abstandes  $z_0$  auf ein maximales Signal demnach nicht sinnvoll. Eine genaue Analyse des absoluten Leistungspegels wird hier noch nicht durchgeführt, da zunächst nur relative Leistungsanstiege untersucht werden, die bei der Suche nach einem kohärenten Effekt entscheidend sind.

Des Weiteren wird auch der Strahlstrom variiert und nach einer quadratischen Abhängigkeit wie in [Abbildung 4.7](#) gesucht, wobei in diesem Fall keine  $N_e^2$ -Abhängigkeit festgestellt werden konnte. Diese Vorgehensweise wird bei unterschiedlichen Gittern wiederholt. Es stellt sich heraus, dass bei Gitter Nr. 11 ( $D = 2,5$  mm) gerade kein kohärenter Effekt mehr zu erkennen ist.

Im Folgenden wird das obige Verfahren analog für die 2,6 GHz-Kavität durchgeführt. [Abbildung 4.10](#) zeigt die Variation der Phase  $\phi_2$  bei fest eingestellten Parametern der 1,3 GHz-Kavität. Die Kollimatorbacken werden bei dieser Messung so

#### 4. Messung und Analyse

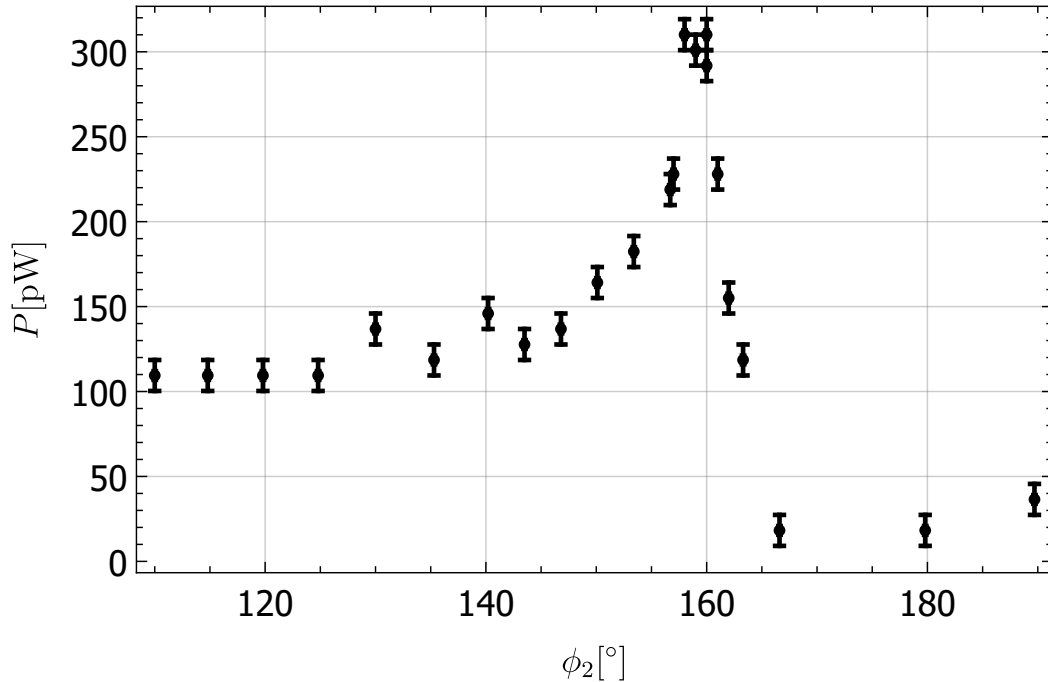


Abbildung 4.10.: Strahlungsleistung  $P$  gegen Phase  $\phi_2$  der 2,6 GHz-Buncherkavität bei einer HF-Leistung von  $P_2 = 7$  W. Gitter Nr. 22 ( $D = 6$  mm),  $Q_b = 99$  fC,  $P_1 = 15,6$  W,  $\phi_1 = 280^\circ$ . Maximum konstanter Leistung  $P$  im Bereich  $158^\circ < \phi_2 < 160^\circ$ .

eingestellt, dass  $130^\circ$  des DC-Strahls aus der Quelle zur Verfügung steht. Es ist ein Peak konstanter Leistung  $P$  im Bereich  $158^\circ < \phi_2 < 160^\circ$  zu erkennen. Für das Einstellen der Phase wird hier ein 1,3 GHz-Phasenschieber mit anschließendem Frequenzverdoppler verwendet. Das führt dazu, dass eine Variation der Phase  $\Delta\phi_2$  am Phasenschieber eine Phasenverschiebung von  $2 \cdot \Delta\phi_2$  bewirkt. Bei der beobachteten Breite des Maximums von  $\Delta\phi_2 = 2^\circ$  handelt es sich durch den Frequenzverdoppler demnach um eine echte Breite von  $4^\circ$ . Es gibt zwei mögliche Ursachen für die Entstehung dieses Maximums:

- Bleibt die Bunchlänge im Bereich von  $158^\circ < \phi_2 < 160^\circ$  konstant, so ändert sich auch die kohärente Strahlungsverstärkung nicht und die gemessene Leistung bleibt konstant.
- Verkleinert sich die Bunchlänge im Bereich des Maximums weiter und wird dabei deutlich kleiner als die Gitterkonstante, nimmt der kohärente Verstärkungsfaktor  $S_{\text{koh}}$  einen nahezu konstanten Wert (Sättigungswert) an (siehe [Abbildung 2.20](#)).

Berechnet man die Leistung, die in den Detektor gelangt, nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) für die vorliegenden Parameter der Messung, so nimmt diese ab einer Bunchlänge



#### 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

von  $\sigma_x \lesssim 0,2 \text{ mm}$  einen konstanten Wert an<sup>6</sup>. Dieses Verhalten ist durch die in Sättigung gehenden kohärenten Verstärkungsfaktoren  $S_{\text{koh}}$  für kleine Bunchlängen zu erklären (siehe [Abbildung 2.20](#)). Das beobachtete konstante Signal im Bereich von  $158^\circ < \phi_2 < 160^\circ$  kann daher durch eine Sättigung von  $S_{\text{koh}}$  erklärt werden. Unter der Annahme einer gaußförmigen Teilchenverteilung ergibt sich demnach eine maximale Länge von  $\sigma_x = 0,2 \text{ mm}$  im Plateaubereich. Weitere Details zur Bestimmung der Bunchlänge mit dieser Methode sind in [Unterabschnitt 4.2.1](#) zu finden. In [Abbildung 4.11](#) wird nun noch die Variation der HF-Leistung  $P_2$  bei einer festen Phase von  $\phi_2 = 159^\circ$  untersucht. Es ist ein Plateau im Bereich  $5,6 \text{ W} < P_1 <$

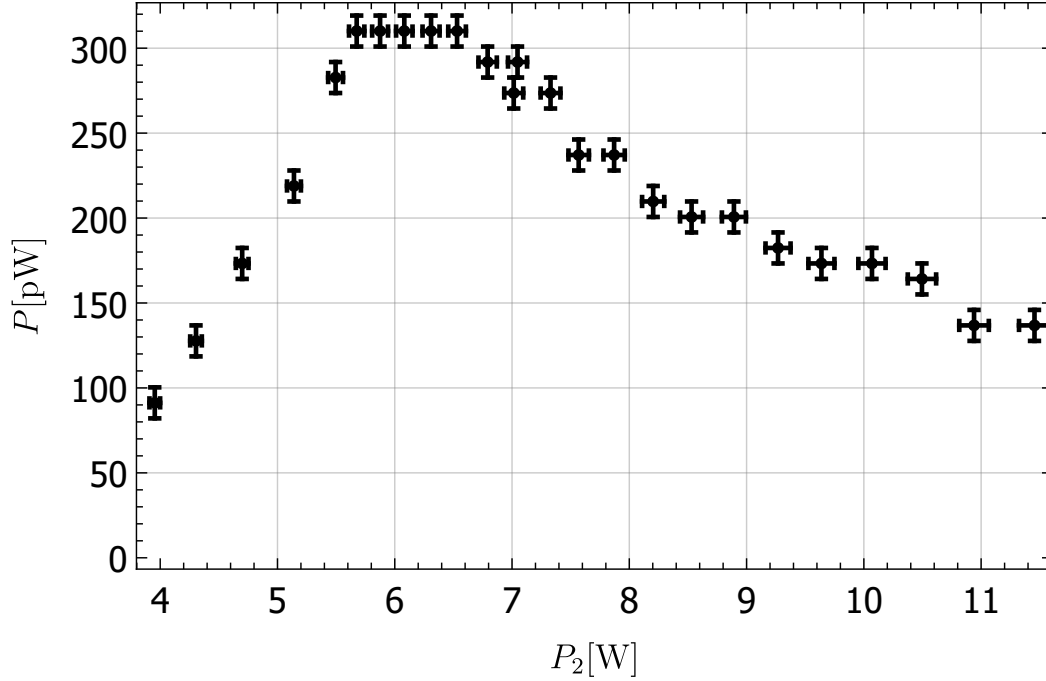


Abbildung 4.11.: Variation der eingekoppelten HF-Leistung  $P_2$  der 2,6 GHz-Kavität bei fester Phase  $\phi_2 = 159^\circ$ . Gitter Nr. 22 ( $D = 6 \text{ mm}$ ),  $Q_b = 90 \text{ fC}$ . Plateau konstanter Leistung im Bereich  $5,6 \text{ W} < P_2 < 6,6 \text{ W}$ .

6,6 W zu erkennen, wobei Sättigungseffekte ausgeschlossen werden können.

Die vier Parameter des Bunchersystems ( $P_1, P_2, \phi_1, \phi_2$ ) sind nun grob festgelegt. Im Folgenden wird versucht, das System weiter zu optimieren. Dazu werden Gitter mit immer kleineren Gitterkonstanten unter den Strahl gefahren und die vier Parameter so variiert, dass der kohärente Effekt, bzw. die Strahlungsleistung  $P$ , maximal wird. [Tabelle 4.1](#) zeigt die optimalen Betriebsparameter nach der Optimierung am kleinsten verbauten Gitter ( $D = 0,75 \text{ mm}$ ). Die Angaben der Phasen sind hier weniger bedeutend, da diese von den verwendeten Kabellängen abhängen

<sup>6</sup>Der absolute Wert der berechneten Leistung spielt hier keine Rolle, da nur auf die relative Änderung des Signals geachtet wird.

#### 4. Messung und Analyse

Tabelle 4.1.: Betriebsparameter des Bunchersystems nach Optimierungen der vier Parameter an Gitter Nr. 1 ( $D = 0,75$  mm) für kleine Bunchladungen ( $Q_b < 100$  fC). Die Fehler geben lediglich die Unsicherheiten der Detektordioden bzw. der Phasenschieber an. Eine Aussage über die Genauigkeit der Optimierung wird nicht getroffen.

$P_1$	$P_2$	$\phi_1$	$\phi_2$
$(15,17 \pm 0,17)$ W	$(5,43 \pm 0,06)$ W	$(324,2 \pm 0,1)^\circ$	$(132,6 \pm 0,2)^\circ$

und somit nur speziell für den hiesigen experimentellen Aufbau gelten. So kommt es auch, dass der optimierte Wert für  $\phi_2$  sich zum Beispiel stark von der Messung aus [Abbildung 4.10](#) unterscheidet, da zwischendurch bei einem Umbau andere Kabellängen verwendet worden sind. Die Phase  $\phi_1$  ist durch diesen Umbau nicht betroffen. Wie sich in [Abschnitt 4.4](#) zeigt, gelten diese Einstellungen nur für Bunchladungen von  $Q_b \lesssim 0,3$  pC. Bei höheren Strömen spielen Raumladungseffekte eine immer größere Rolle und das Bunchersystem muss nachjustiert werden.

##### 4.2.1. Bunchlänge

Um die Bunchlänge  $\sigma_x$  zu bestimmen, können im Wesentlichen drei Ansätze verfolgt werden.

- Bestimmung einer oberen Grenze durch Beobachtung der Strahlungsverstärkung durch kohärenten Effekt und Kenntnis der Gitterkonstante  $D$ .
- Bestimmung einer oberen Grenze durch Beobachten von konstanten Strahlungsplateaus.
- Extraktion von  $\sigma_x$  durch Vergleich von berechneter und gemessener Leistung.

Ein Anstieg des gemessenen Strahlungsniveaus  $P$  durch eine kleine Variation der Parameter des Bunchersystems ( $\phi_1, \phi_2, P_1, P_2$ ) kann nur auf einen kohärenten Effekt zurückgeführt werden. Eine transversale Änderung bzw. eine Bewegung des Strahlprofils bei Variation dieser Parameter wurde mit Leuchtschirmen ausgeschlossen. Nach [Abschnitt 4.4](#) sind für Bunchladungen von  $Q_b < 0,3$  pC zudem keine oder nur geringe Auswirkungen von Raumladungseffekten zu erwarten. Im Folgenden werden die drei möglichen Bestimmungsmethoden anhand einer Messung an Gitter Nr. 1 ( $D = 0,75$  mm) vorgenommen. [Abbildung 4.12](#) zeigt die gemessene Strahlungsleistung  $P$  bei Variation der HF-Leistung  $P_2$ . Bei dieser, sowie bei den nachfolgenden Messungen auch, wird der Abstand von Strahl und Gitter so eingestellt, dass das gemessene Signal maximal wird. In Analogie zu [Abbildung 2.30](#) ergibt sich bei einer Strahlbreite von  $\sigma_z = 24$   $\mu\text{m}$  (siehe [Abschnitt 4.3](#)) und einer Gitterkonstante von  $D = 0,75$  mm ein optimaler Abstand von Strahl und Gitter von  $z_{0,\text{best}} = 30$   $\mu\text{m}$ .

#### 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

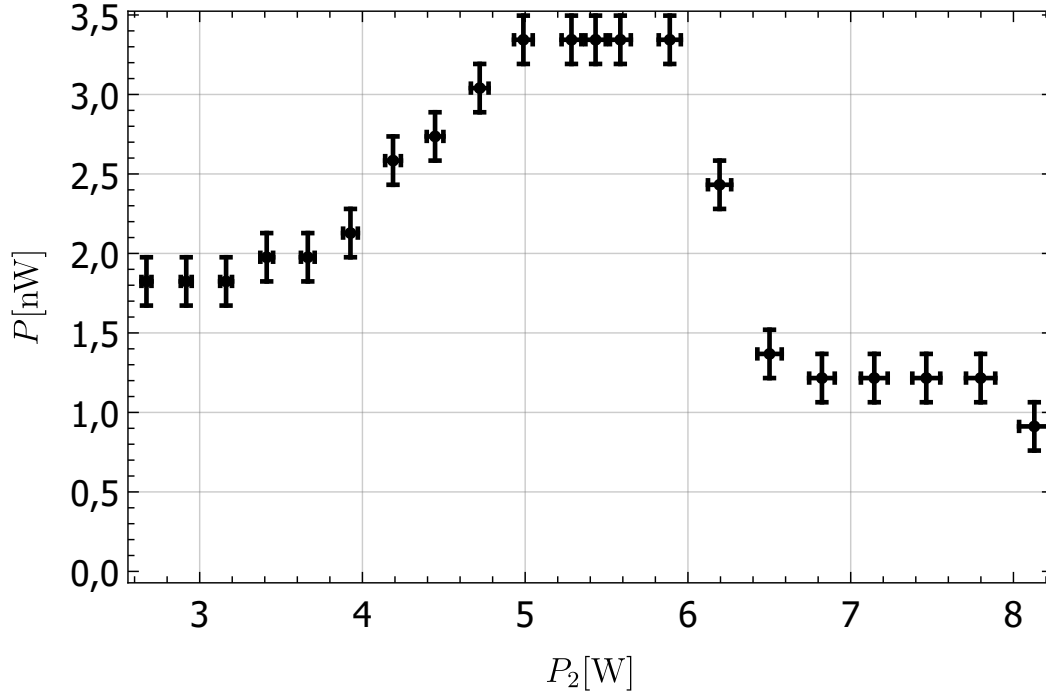


Abbildung 4.12.: Variation der eingekoppelten HF-Leistung  $P_2$  der 2,6 GHz-Kavität des Bunchersystems. Übrige Parameter  $P_1$ ,  $\phi_1$  und  $\phi_2$  nach Tabelle 4.1. Gitter Nr. 1 ( $D = 0,75$  mm), Bunchladung:  $Q_b = (20,5 \pm 0,8)$  fC. Öffnungswinkel Kollimator:  $\alpha_K = 57^\circ$ . Nach Abschnitt 4.3 bestimmte transversale Strahlbreite  $\sigma_z = (24 \pm 6)$   $\mu\text{m}$  und  $z_0 = z_{o,\text{best}} = 30$   $\mu\text{m}$ . Plateau konstanter Leistung im Bereich  $5 \text{ W} < P_2 < 6 \text{ W}$ .

Die erste Methode ergibt eine klar definierte Obergrenze der Bunchlänge. Eine kohärente Strahlungsverstärkung kann nur auftreten, wenn  $\sigma_x \lesssim D/2 = 0,375$  mm gilt, da sonst der kohärente Faktor  $S_{\text{koh}}$  gegen null läuft (siehe Abbildung 2.20). Abbildung 4.13 zeigt die berechnete SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt, für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$  nach Unterabschnitt 2.7.6. Im Gegensatz zu Abbildung 2.20 werden hier bei der Berechnung sämtliche beobachtbaren Strahlungsordnungen  $n$  berücksichtigt. Da über die Variation von  $P_2$  kohärente Smith-Purcell-Strahlung nachgewiesen wird, ist in diesem Fall eine Obergrenze der Bunchlänge von  $\sigma_x \leq 0,375$  mm bestimmt<sup>7</sup>.

Bei der zweiten Methode wird, wie bereits in Abschnitt 4.2 erwähnt, die Beobachtung von konstanten Strahlungsplateaus herangezogen<sup>8</sup>. In Abbildung 4.12 liegt dieses Plateau bei  $(3,34 \pm 0,15)$  nW. Hier ist die gemessene Leistung im Bereich des

<sup>7</sup>Bunchlängen werden häufig über deren zeitliche Länge  $\sigma_t = \sigma_x/(\beta c)$  angegeben. In den Abbildungen wird diese deshalb auf der oberen Achse aufgetragen.

<sup>8</sup>Eine eventuelle Sättigung der Verstärker ist hier ausgeschlossen.

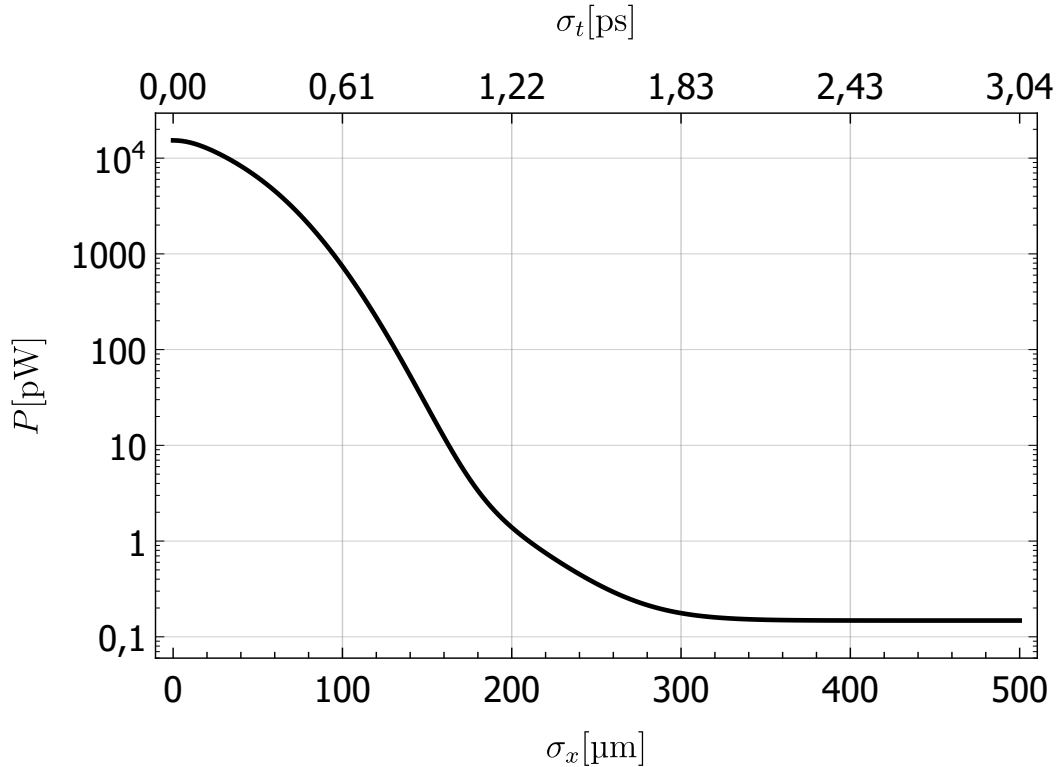


Abbildung 4.13.: Berechnete SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt, für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$ .  $D = 0,75 \text{ mm}$ ,  $Q_b = 20,5 \text{ pC}$ ,  $\sigma_z = 24 \mu\text{m}$  und  $z_0 = z_{0,\text{best}} = 30 \mu\text{m}$  nach [Unterabschnitt 2.7.7](#). Sobald  $\sigma_x \gtrsim D/2$  ist, findet keine kohärente Strahlungsverstärkung mehr statt.

Messfehlers von 4,4 % konstant. [Abbildung 4.14](#) zeigt die berechnete SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt, im Bereich kurzer Bunchlängen  $\sigma_x$  für verschiedene Strahlbreiten  $\sigma_z$ . Wird der Bunch kürzer als  $10 \mu\text{m}$ , ist ein Anstieg der Leistung im Bereich der Messgenauigkeit nicht mehr aufzulösen. Die Strahlbreite  $\sigma_z$  spielt hierbei keine oder eine vernachlässigbar kleine Rolle, wie man der [Abbildung 4.14](#) entnehmen kann. Mit dieser Methode wird daher die Obergrenze der Bunchlänge auf  $10 \mu\text{m}$  bestimmt. Diese Grenze gilt nur unter der Annahme einer stetigen Verkürzung der Bunchlänge bei Optimierung der Parameter des Bunchersystems. In Wirklichkeit ist es jedoch nicht möglich, den Bunch beliebig kurz zu bekommen. Es gibt einen Parameterbereich, in dem sich die Länge des Bunches nicht verkürzt, sondern konstant bleibt. Eine genaue Angabe dieses Bereichs ist jedoch nur schwer festzulegen, da hier die explizite räumliche Form des Bunches (ohne Näherung als Gaußsche Verteilung) und Raumladungseffekte eingehen. Mit Hilfe von elektromagnetischen Simulationen, wie in [Kapitel 6](#) beschrieben, könnte diese minimale Bunchlänge jedoch bestimmt werden. Diese obere Grenze gilt daher nur

#### 4.2. Einstellen der Betriebsparameter und Bestimmung der Bunchlänge

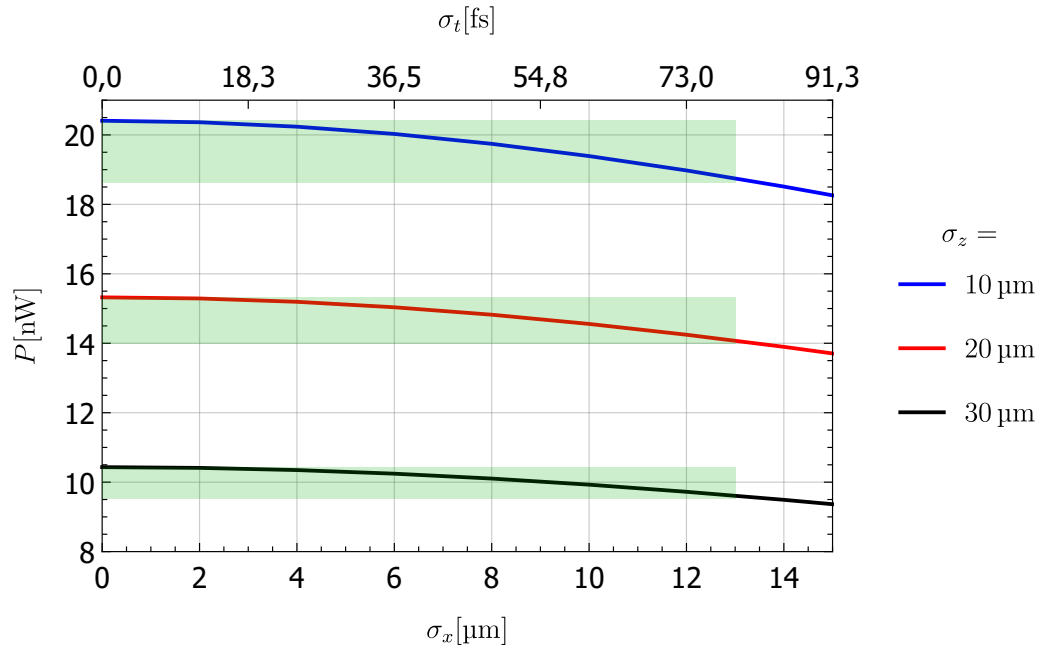


Abbildung 4.14.: Berechnete Leistung, die in den Detektor gelangt, für kurze Bunchlängen  $\sigma_x$ . Die grüne Markierung gibt den durch die Messgenauigkeit auflösbaren Bereich von  $\pm 4,4\%$  an.

unter der Annahme, dass sich die Bunchlänge stetig verkürzt bis zu dem Punkt, an dem eine weitere Verkürzung nicht aufgelöst werden kann.

Eine weitere Möglichkeit, die Bunchlänge zu bestimmen, liegt in dem Vergleich von gemessener Leistung und berechneter Leistung nach [Unterabschnitt 2.7.6](#). Sind Strahlbreite  $\sigma_z$ , Abstand von Strahl und Gitter  $z_0$  sowie der Strahlstrom bekannt, kann die SPR-Leistung mit der Bunchlänge  $\sigma_x$  als einzigem freiem Parameter berechnet werden. So ist es möglich, einem gemessenen Leistungspegel explizit eine Bunchlänge zuzuordnen. Diese Methode hat demnach den Vorteil, dass keine Obergrenze von  $\sigma_x$  angegeben wird, sondern ein expliziter Wert extrahiert wird. Die Problematik bei diesem Verfahren ist jedoch, dass die Unsicherheit bei der Berechnung der Reflexionsfaktoren nicht bekannt ist. Eine mögliche Umgehung dieses Problems könnte folgendermaßen aussehen: Der Reflexionsfaktor hängt lediglich von der Geometrie des Gitters bzw. von den Verhältnissen  $h/D$  und  $a/D$  (siehe [Tabelle 2.3](#)) ab und nicht explizit von der Gitterkonstante  $D$  selbst. Wird der Strahl nun über Gitter gleicher Geometrie, aber unterschiedlicher Gitterkonstante  $D$ , bei unveränderter Bunchlänge  $\sigma_x$  geleitet, so wird ein Zusammenhang von detektierter Leistung  $P$  zu eingestellter Gitterkonstante  $D$  erhalten. Dieser Zusammenhang kann ebenso nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) berechnet werden, was es ermöglicht, den Reflexionsfaktor als unsicheren Wert bei der Bestimmung von  $\sigma_x$  zu eliminieren. Nach [Tabelle 2.6](#) haben Gitter unterschiedlicher Gitterkonstante eine andere Län-

#### 4. Messung und Analyse

ge. Beim Einfahren eines anderen Gitters muss der Strahl daher neu transversal fokussiert werden, wobei Abstand  $z_0$  und Strahlbreite  $\sigma_z$  mit den Diagnoseelementen aus [Abbildung 3.11](#) jeweils bestimmt werden müssen. Die gemessene Leistung  $P$  sowie  $\sigma_z$  und  $z_0$  wird bei jedem Gitter notiert, was einen anschließenden Vergleich mit den berechneten Werten nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) ermöglicht. Bei der hiesigen Messung an *MELBA* ist dieses Verfahren jedoch nicht ohne weiteres einsetzbar. Das liegt daran, dass Strahlung, die mit einem Gitter erzeugt wird, das eine große Gitterkonstante besitzt, eine entsprechend große Wellenlänge hat. Zum Beispiel emittiert ein Gitter mit  $D = 6$  mm nach [Gleichung 2.15](#) eine Wellenlänge von etwa  $\lambda = 12$  mm in erster Strahlungsordnung bei senkrechtem Beobachtungswinkel. Die Antenne des Detektors (Winston-Cone) ist jedoch nur in der Lage, Wellenlängen bis etwa 4 mm zu detektieren (siehe [Abschnitt A.8](#)). Das führt dazu, dass bei einem Gitter der Gitterkonstante  $D = 6$  mm erst Strahlung ab dritter Ordnung ( $n = 3$ ) detektiert werden kann. Die Reflexionsfaktoren in erster und zweiter Ordnung gehen hier demnach nicht mit ein. Ist die Gitterkonstante kleiner, kann jedoch Strahlung in erster oder zweiter Ordnung detektiert werden und die entsprechenden Reflexionsfaktoren müssen berücksichtigt werden. Eine Elimination des Reflexionsfaktors als Summe über alle Ordnungen  $n$  ist hier daher nicht mehr möglich.

Im Folgenden wird die Bestimmung der Bunchlänge durch direkten Vergleich von gemessenem und berechnetem Leistungspegel mit dem fehlerbehafteten Reflexionsfaktor vorgenommen. In der Messung aus [Abbildung 4.12](#) liegt die maximale gemessene Leistung bei  $P_{\max} = (3,34 \pm 0,15)$  nW. In [Abschnitt 4.3](#) wird die Strahlbreite  $\sigma_z = (24 \pm 6)$   $\mu\text{m}$  im direkten Anschluss an die Messung in [Abbildung 4.12](#) experimentell bestimmt, womit dieser Parameter als bekannt vorausgesetzt werden kann. Der Strahlstrom nach dem Kollimator  $I_K = (26,6 \pm 1,0)$   $\mu\text{A}$  wird durch die Differenz aus Quellestrom  $I_S$  und einer Strommessung an den Kollimatorbacken bestimmt, was zu einer Bunchladung von  $Q_b = (20,5 \pm 0,8)$  fC führt. Der Abstand von Strahl und Gitter  $z_0$  wurde bei der Messung in [Abbildung 4.12](#) so eingestellt, dass ein Maximum an SPR-Leistung emittiert wird. Bei der Berechnung wird nach [Abbildung 2.30](#) demnach stets  $z_0 = Z_{0,\text{best}}(\sigma_z = 24 \mu\text{m}) = 30 \mu\text{m}$  gewählt. [Abbildung 4.15](#) zeigt die berechnete Leistung nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) mit diesen Parametern für verschiedene Bunchlängen. Die so bestimmte Bunchlänge ergibt sich zu  $(68_{-15}^{+7}) \mu\text{m}$ , wobei der Fehlerbereich durch die Unsicherheit im Reflexionsfaktor bestimmt wird. Eine Analyse zur Genauigkeit der Reflexionsfaktoren wird in [Abschnitt 4.6](#) behandelt. Dort stellt sich heraus, dass sich bei einer Gittergeometrie  $G_b$ , wie sie auch bei der Messung in [Abbildung 4.12](#) an Gitter Nr. 1 verwendet wurde, eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment ergibt. Eine Abschätzung des Fehlers des Reflexionsfaktors von 20 % erscheint daher realistisch.

Dieses Ergebnis ( $\sigma_x = (68_{-15}^{+7}) \mu\text{m}$ ) steht allerdings im Widerspruch zur zweiten Bestimmungsmethode, wo  $\sigma_x \lesssim 10 \mu\text{m}$  gilt. Eine Bunchlänge von unter  $10 \mu\text{m}$  ist mit Methode Nr. 3 nur unter der Annahme eines Fehlers des Reflexionsfaktors von fast 100 % erklärbar. Das deutet darauf hin, dass die Annahme einer stetigen Verkürzung des Bunches bis in das Auflösungsvermögen des Detektors bei Methode Nr. 2 falsch ist. Mit Blick auf [Abbildung 4.12](#) bedeutet das, dass keine weitere Verkürzung

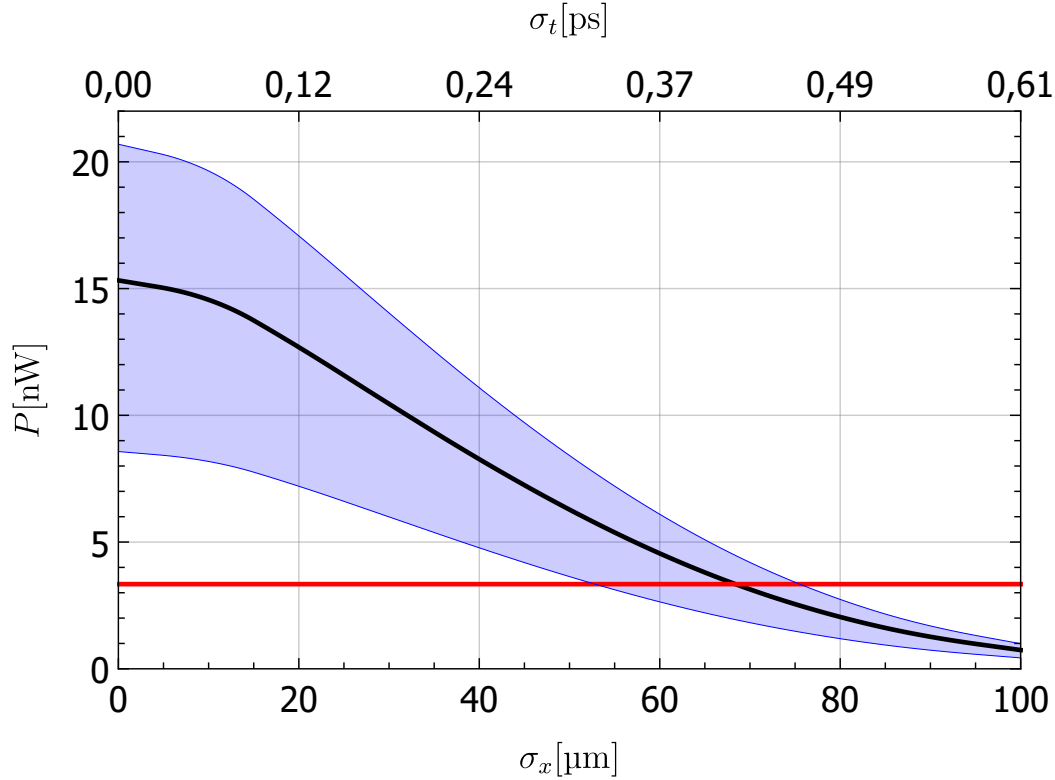


Abbildung 4.15.: Berechnete SPR-Leistung, die in den Detektor gelangt, für die Parameter der Messung aus [Abbildung 4.12](#). Die rote Linie gibt die maximal gemessene Leistung von  $P = (3,34 \pm 0,15)$  nW an. Der blaue Bereich gibt den Fehler der Berechnung unter der Annahme einer Unsicherheit des Reflexionsfaktors von  $\Delta|R_n|^2 = \pm 20\%$  in jeder Strahlungsordnung  $n$  an. Der Fehler in der Strahlbreite von  $\pm 6 \mu\text{m}$  wird ebenfalls berücksichtigt. Rechnung und Messung stimmen bei einer Bunchlänge von  $\sigma_x = (68 + 7 - 15) \mu\text{m}$  überein.

des Bunches innerhalb der eingestellten Leistung der zweiten Buncherkavität von  $5 \text{ W} < P_2 < 6 \text{ W}$  stattfindet. [Tabelle 4.2](#) fasst die Ergebnisse der drei Bestimmungsmethoden zusammen. Es ist daher mit dem Bunchersystem möglich, die benötigte Bunchlänge für den Betrieb von *MESA* nach [Abschnitt 2.6](#) ( $\sigma_x \approx 1,7 \text{ mm}$ ) zu erzeugen<sup>9</sup>. Selbst wenn die Unsicherheit im Reflexionsfaktor deutlich größer ist als angenommen, so nimmt der Fehler der berechneten Bunchlänge in positiver Richtung keine deutlich höheren Werte als  $7 \mu\text{m}$  an. Wird beispielsweise  $\Delta|R_n|^2 = \pm 50\%$  gewählt, so ergibt sich eine Bunchlänge von  $(68^{+19}_{-44}) \mu\text{m}$ . Diese Methode gibt somit gewissermaßen ebenfalls eine Obergrenze der Bunchlänge an.

<sup>9</sup>Eine eventuell benötigte Vergrößerung der Bunchlänge kann dann durch eine Anpassung der Betriebsparameter  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $\phi_1$  und  $\phi_2$  erreicht werden.

#### 4. Messung und Analyse

Tabelle 4.2.: Bestimmung der Bunchlänge  $\sigma_x$  in [Abbildung 4.12](#) mit drei unterschiedlichen Methoden. Methode 2 und 3 stehen im Widerspruch zu einander, was an den diskutierten Fehlerquellen von Methode Nr.2 liegen mag.

Methoden	$\sigma_x$	$\sigma_t$
Nr. 1	$\approx 350 \mu\text{m}$	$\approx 1,8 \text{ ps}$
Nr. 2	$(\approx 10 \mu\text{m})$	$(\approx 61 \text{ fs})$
Nr. 3	$(68^{+7}_{-15}) \mu\text{m}$	$(414^{+43}_{-91}) \text{ fs}$

### 4.3. Untersuchungen bei Variation des Abstandes von Strahl und Gitter $z_0$

Nach [Unterabschnitt 2.7.7](#) ist die emittierte SPR-Strahlungsleistung empfindlich auf den Abstand  $z_0$  zwischen Elektronenstrahl und Gitter. Im Folgenden werden zwei Messungen durchgeführt, bei denen der Abstand zwischen Strahl und Gitter variiert wird. Bei der ersten Messung wird der leistungsschwächere Laser verwendet, mit dem kleinere transversale Strahldurchmesser erzeugt werden können als mit dem anderen Laser. Hier wird versucht, einen möglichst kleinen Strahldurchmesser zu erzeugen. Bei der zweiten, späteren Messung wird aufgrund von Alterungsphänomenen der GaAs-Photokathode mit dem leistungsstärkeren Laser gemessen und das Abstandsverhalten erneut untersucht. Zusätzlich wird hier eine automatisierte Strahllageregelung verwendet, um das zuvor beobachtete Wackeln des Strahles zu beseitigen. Die zweite Messung wird hier zuerst beschrieben.

Der leistungsstärkere Laser hat den Nachteil, einen größeren Strahlfleck auf der GaAs-Photokathode zu erzeugen als der schwächere Laser. Hier wird nicht versucht, einen möglichst kleinen Strahldurchmesser am Ort des Gitters mit den Quadrupolen vor der Kammer zu erzeugen. Das führt zu größeren Werten von  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  am Ort des Gitters und somit zu einer geringeren Leistung der emittierten SPR. Der Abstand  $z_0$  wird über einen Dipolmagneten variiert und anschließend die entsprechende SPR-Leistung gemessen. Ein Wackeln des Strahles wie in [Abbildung 4.19](#) soll hier reduziert werden. Der Abstand zwischen Strahl und Gitter wird daher bei dieser Messung nur über die Strahllageregelung (siehe [Abschnitt 5.1](#)) eingestellt. Dabei wird immer auf ein bestimmtes Verhältnis von Quellstrom  $I_S$  zu dem Strom auf dem Gitter  $I_G$  geregelt, wobei  $I_G$  über das Nanoamperemeter an der isolierten Trommel gemessen wird. Für jeden eingestellten Sollwert  $(I_S/I_G)_{\text{soll}}$  wird der Strom des Ablenkdiopols vor der SPR-Kammer nun automatisch geregelt, um die Bedingung  $I_S/I_G = (I_S/I_G)_{\text{soll}}$  einzuhalten. Der Zusammenhang von  $(I_S/I_G)$  zu geordnetem Magnetstrom wird während der Messung aufgezeichnet. So wird für jeden eingestellten Sollwert  $(I_S/I_G)_{\text{soll}}$  ein mittlerer Magnetstrom bestimmt. Über die Kalibration des Magneten (Zusammenhang von  $z_0$  zu Dipolstrom in [Abschnitt A.11](#))



### 4.3. Untersuchungen bei Variation des Abstandes von Strahl und Gitter $z_0$

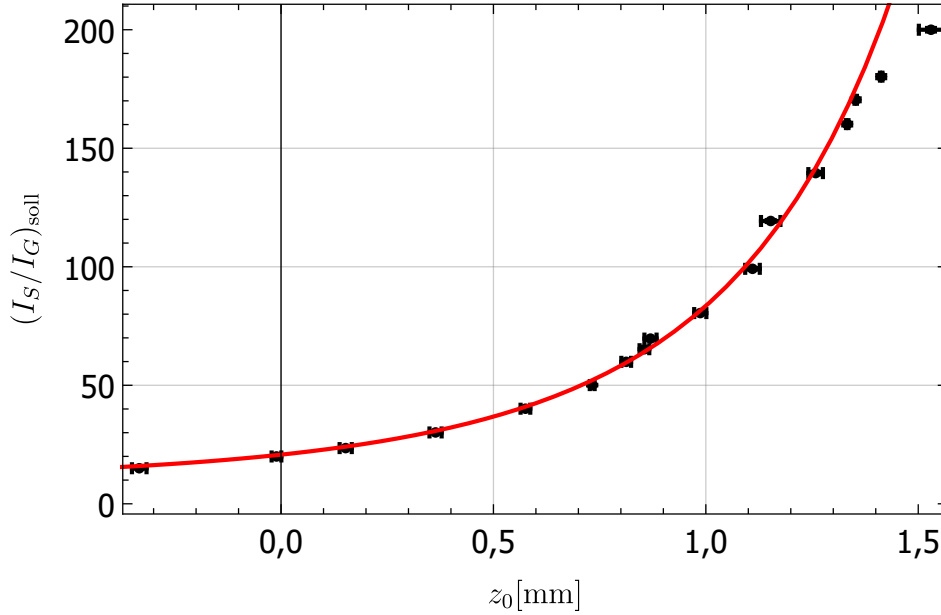


Abbildung 4.16.: Verhältnis von Quellstrom  $I_S$  zu Strom auf dem Gitter  $I_G$  bei verschiedenen Abständen  $z_0$  des Elektronenstrahles von der Mitte der Gitteroberfläche. Die rote Kurve stellt eine Anpassung der Daten nach Gleichung 4.8 ( $C_1 = (96 \pm 4) \cdot 10^{-3}$  und  $\sigma_z = (866 \pm 15) \mu\text{m}$ ) dar.

lässt sich somit jedem Verhältnis  $(I_S/I_G)_{\text{soll}}$  ein Abstand von Strahl und Gitter  $z_0$  zuordnen. [Abbildung 4.16](#) zeigt diesen Zusammenhang. Da die Regelung nur einen einzigen Dipolmagneten steuert, wird kein paralleler Versatz des Strahles zur Gitteroberfläche erreicht und es gibt somit stets einen Winkel zwischen der Flugbahn der Elektronen und der Gitteroberfläche ungleich null. Bei dem hier verwendeten kurzen Gitter ( $L = 2 \text{ cm}$ ) spielt dieser Effekt jedoch eine untergeordnete Rolle. Unter der Annahme eines gaußförmigen Strahles berechnet sich der Strom auf dem Gitter zu:

$$I_G = I_S \cdot C_1 \int_{-\infty}^0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} dz. \quad (4.8)$$

Hierbei beschreibt  $C_1$  einen durch die Art der Strommessung bedingten Faktor: Auch wenn alle Elektronen im Strahl auf das Gitter trafen, wäre der gemessene Strom  $I_G$  stets kleiner als  $I_S$ . Das liegt zum einen an dem Teil der Elektronen, die auf dem Chopperkollimator verloren gehen, und zum anderen an der Emission von Sekundärelektronen von dem Gitter. Strenggenommen ist der Faktor  $C_1$  abhängig vom Ort  $z$ , da die Sekundärelektronenemission von der räumlichen Struktur des Auftreffpunktes von Strahl und Leiter beeinflusst wird. Diese Abhängigkeit wird hier jedoch vernachlässigt. Der Quotient  $I_S/I_G$  aus Gleichung 4.8 ist in [Abbildung 4.16](#) (rote Kurve) als Anpassung der Daten mit  $C_1 = (96 \pm 4) \cdot 10^{-3}$  und

#### 4. Messung und Analyse

$\sigma_z = (866 \pm 15) \mu\text{m}$  dargestellt. Die Datenpunkte bei  $z_0 \approx 1,4 \text{ mm}$  und  $z_0 \approx 1,5 \text{ mm}$  weichen stärker von dem berechneten Verlauf ab. Bei größer werdendem Abstand  $z_0$  kommen oberflächenabhängige Sekundärelektronenströme womöglich stärker zum Tragen und die Annahme von  $C_1 = \text{konst.}$  ist nicht mehr gegeben. Zudem ist eine erhöhte Rückstreuung aus dem Strahlfänger denkbar. Diese beiden Punkte wurden bei dem Fit in [Abbildung 4.16](#) daher nicht berücksichtigt. Mit dieser Methode zum Einstellen des Abstandes zwischen Strahl und Gitter wird nun für verschiedene Werte von  $z_0$  die emittierte SPR-Leistung gemessen. [Abbildung 4.17](#) zeigt das mit diesem Setup gemessene Abstandsverhalten. Die rote Kurve stellt den berech-

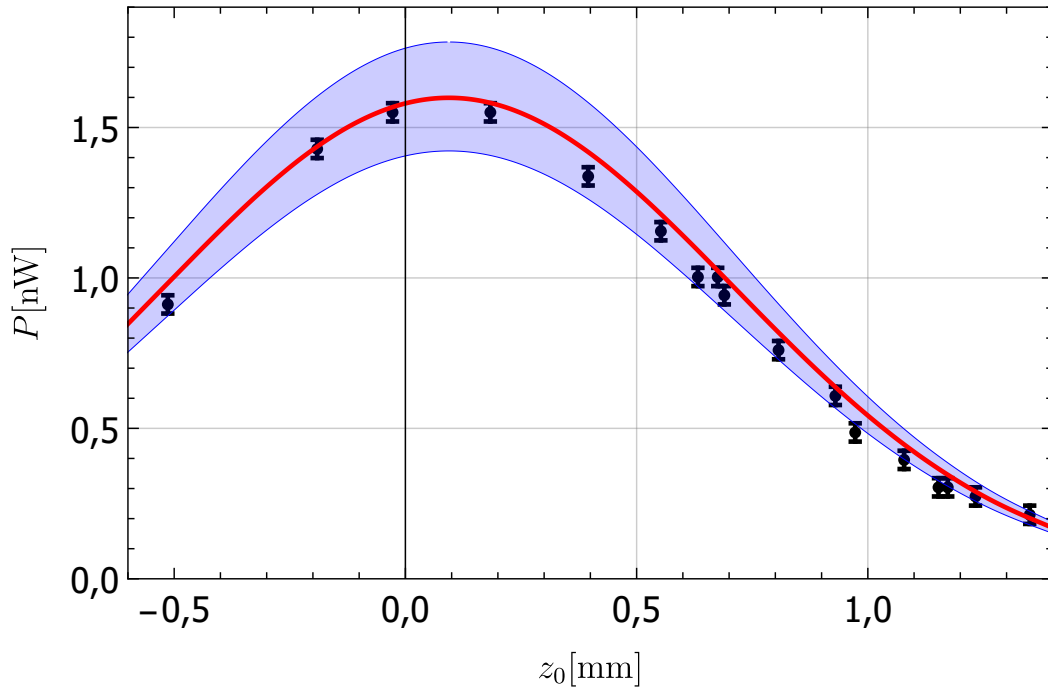
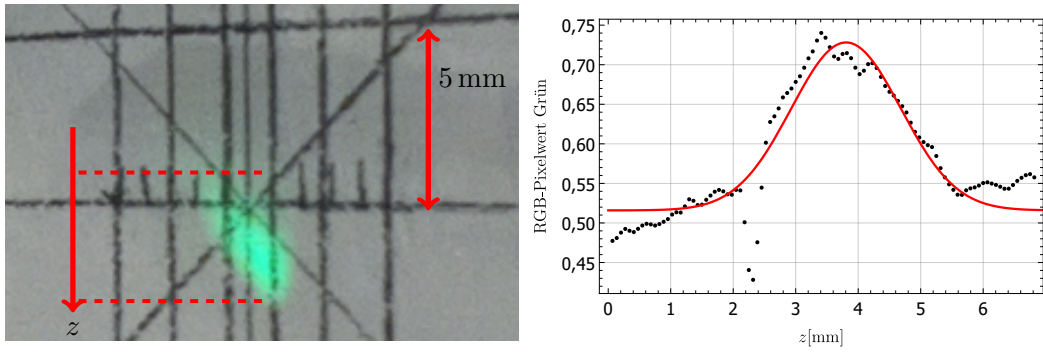


Abbildung 4.17.: SPR-Leistung für verschiedene Abstände  $z_0$  von Elektronenstrahl und Gitter mit eingeschalteter Strahllageregelung. Gitter Nr. 2 ( $D = 1 \text{ mm}$ ),  $Q_b = 270 \text{ fC}$ ,  $\alpha_K = 126^\circ$ . Die rote Kurve beschreibt den berechneten Verlauf nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) für eine Strahlbreite von  $\sigma_z = (866 \pm 15) \mu\text{m}$  und eine Bunchlänge von  $\sigma_x = (70 \pm 5) \mu\text{m}$ .

neten Verlauf nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) mit  $\sigma_x = 70 \mu\text{m}$  und  $\sigma_z = 866 \mu\text{m}$  dar. Der blaue Bereich gibt die berechnete Leistung unter Annahme eines Fehlers von  $\Delta\sigma_x = \pm 5 \mu\text{m}$  an. Der theoretische Verlauf stimmt mit den gemessenen Werten bei einer Bunchlänge von  $\sigma_x = (70 \pm 5) \mu\text{m}$  überein. Dieser Wert steht somit in Übereinstimmung mit der in [Tabelle 4.2](#) bestimmten Bunchlänge von  $(68_{-15}^{+7}) \mu\text{m}$ . Um die Breite des Strahlflecks von  $\sigma_z = (866 \pm 15) \mu\text{m}$  zu verifizieren, wird bei kleineren Strahlströmen mit Hilfe der Leuchtschirme aus [Abbildung 3.11](#) die Strahlbreite auf

### 4.3. Untersuchungen bei Variation des Abstandes von Strahl und Gitter $z_0$



- (a) Strahlfleck auf hinterem Schirm. Der Schirm ist in  $y$ -Richtung verkippt, sodass die Darstellung in dieser Richtung verzerrt ist.
- (b) Projektion des RGB-Pixelwerts Grün auf die vertikale  $z$ -Achse. Die rote Kurve beschreibt eine Gaußkurve, mit der die Strahlbreite grob abgeschätzt wird.

Abbildung 4.18.: Abschätzung der Strahlbreite  $\sigma_z$  mit Hilfe von Leuchtschirmen. Hier am Beispiel des hinteren Leuchtschirms an der Gittertrommel (siehe [Abbildung 3.10](#)).

eine alternative Weise bestimmt. [Abbildung 4.18](#) zeigt den Strahl auf dem hinteren Leuchtschirm. Das auf dem Schirm aufgebrachte Zinksulfid leuchtet beim Auftreffen des Strahles grün. Dieses Bild wird nun elektronisch ausgewertet. Jeder Pixel des Bildes hat drei RGB-Farbwerte. Hier wird der Farbwert Grün jedes Pixels im Bild auf die  $z$ -Achse projiziert. Diese Werte werden mit einer gaußschen Anpassung angenähert, womit sich die rote Kurve in [Abbildung 4.18b](#) mit  $\sigma_{z,h} = (0,9 \pm 0,1)$  mm ergibt. Mit dem vorderen Leuchtschirm wird analog vorgegangen. Hier ergibt sich eine Strahlbreite von  $\sigma_{z,v} = (0,3 \pm 0,1)$  mm. Der Brennpunkt der Fokussierungsmagnete befindet sich grob auf dem vorderen Schirm. Über Triangulation wird die Strahlbreite am Ort des Gitters auf  $\sigma_z = (0,6 \pm 0,1)$  mm bestimmt. Die Annahme einer Strahlbreite von  $866 \mu\text{m}$  in [Abbildung 4.17](#) weicht hiervon zwar ab, kann aber dennoch als realistischer Wert angesehen werden. Die Bestimmung der Strahlbreite mit den Leuchtschirmen ist relativ ungenau, da der Randbereich des Strahlflecks verwaschen ist und nicht gut aufgelöst werden kann. Zudem ist nicht sichergestellt, dass sich der Fokus exakt auf dem vorderen Schirm befindet. Liegt der Fokus beispielsweise etwas mehr in Richtung zwischen den beiden Schirmen, so fällt die Strahlbreite am Mittelpunkt des Gitters geringer aus. Eine Bestimmung der Breite  $\sigma_z$  nach [Abbildung 4.16](#) ist daher genauer.

Im Folgenden wird die erste Messung ohne automatisierte Strahllageregelung und mit Verwendung des leistungsschwächeren Lasers beschrieben. [Abbildung 4.19](#) zeigt die gemessene SPR-Leistung für verschiedene Werte von  $z_0$  an Gitter Nr. 2. Hierbei wird dieser Abstand manuell über einen Dipolmagneten variiert und anschließend die entsprechende SPR-Leistung gemessen. Die Kalibration von Magnetstrom zu

#### 4. Messung und Analyse

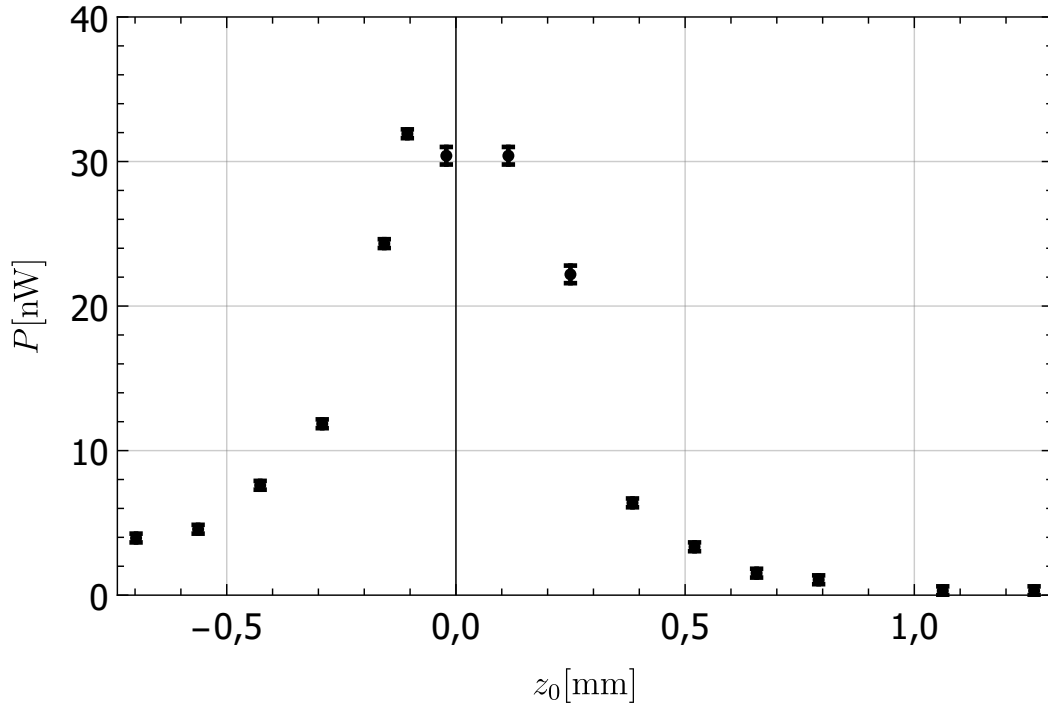


Abbildung 4.19.: SPR-Leistung für verschiedene Abstände  $z_0$  von Elektronenstrahl und Gitter.  $D = 1$  mm,  $Q_b = (35,4 \pm 0,8)$  fC,  $\alpha_K = 51,5^\circ$ . Der Abstand von Strahl und Gitter wird mit einem kalibrierten Dipolmagneten vor der SPR-Kammer (siehe [Abschnitt A.11](#)) variiert.

Position des Strahles wird in [Abschnitt A.11](#) behandelt. In [Abbildung 4.19](#) wird eine maximale Leistung von  $P \approx 30$  nW gemessen. Für negative Werte von  $z_0$  trifft mehr als die Hälfte des Strahles auf die Stirnseite des Gitters, wodurch nach [Abschnitt 5.3](#) Untergrundstrahlung erzeugt wird. Bei einem Abstand von  $z_0 = -0,7$  mm geht ein derart großer Teil des Strahles verloren, dass davon ausgegangen werden kann, dass das gemessene Signal von  $P = 4$  nW hauptsächlich aus Untergrundstrahlung besteht. Nach [Abschnitt A.12](#) kann man die Leistung der Untergrundstrahlung bei einem Wert von  $z_0 = 0$  auf 2 nW abschätzen. Die maximale detektierte reine SPR-Leistung beträgt demnach 28 nW<sup>10</sup>. Im Vergleich zur anderen Messung mit dem leistungsstärkeren Laser wird hier demnach eine etwa dreißig Mal höhere SPR-Leistung gemessen bei nur einem Achtel des Strahlstromes.

In [Unterabschnitt 4.2.1](#) wird für die dritte Methode zur Bestimmung der Bunchlänge mittels Vergleich von berechneten und gemessenen Leistungspegeln die transversale Strahlgröße  $\sigma_z$  benötigt. Um  $\sigma_z$  zu bestimmen, würde man in erster Linie die Diagnoseelemente aus [Abbildung 3.11](#) verwenden. Bei kleinen Strahldurchmessern

<sup>10</sup>Bei Leistungen in dieser Größenordnung kommen bereits konventionelle Mikrowellentechniken als Diagnoseeinheiten in Frage.

### 4.3. Untersuchungen bei Variation des Abstandes von Strahl und Gitter $z_0$

funktioniert dies jedoch nicht, da die Lochmasken zu grob sind und die Leuchtschirme schnell überleuchten (siehe [Abbildung A.18](#)). Mit Hilfe von dünnen Drähten lassen sich solche kleinen Strahldurchmesser besser diagnostizieren [[Hei18](#)]. Das Drahtkreuz aus 30  $\mu\text{m}$  dickem Wolfram ist jedoch bei dieser Messreihe nicht in der SPR-Kammer verbaut. Es wird daher dazu übergegangen, die Strahlbreite  $\sigma_z$  mit Hilfe des Vergleichs aus gemessener und berechneter Leistung zu erhalten.

Hierzu bietet es sich an, den Einfluss von etwaigen Unsicherheiten in der Bunchlänge  $\sigma_x$  auf das Ergebnis zu minimieren. Wird der Öffnungswinkel des Chopperkollimators  $\alpha_K$  weiter zugefahren, so minimiert sich der durchgelassene Phasenbereich (siehe [Abschnitt A.10](#)) bzw. die Pulslänge nach dem Choppersystem<sup>11</sup>. Das anschließende Bunchersystem startet daher von einem Puls geringerer zeitlicher Ausdehnung und kann durch die Geschwindigkeitsmodulation den Strahl longitudinal stärker fokussieren, um damit ein  $\sigma_x \ll D/2$  zu erreichen (siehe [Abbildung 4.33](#)). Daraus resultiert, dass der kohärente Verstärkungsfaktor  $S_{\text{koh}}$  seinen maximalen Wert annimmt bzw. in Sättigung geht (für  $\sigma_x \rightarrow 0$ ) und Unsicherheiten in  $\sigma_x$  keine Rolle spielen, da der Verlauf von  $S_{\text{koh}}$  hier im Wesentlichen flach ist (siehe [Abbildung 2.20](#)). Bei dieser Messung wird der Öffnungswinkel des Kollimators auf  $\alpha_K = 51,5^\circ$  eingestellt. Somit ist sichergestellt, dass die Bunchlänge ausreichend kurz wird und der kohärente Faktor  $S_{\text{koh}}$  seinen maximalen Wert annimmt. Der freie Parameter  $\sigma_x$  kann in der folgenden Berechnung daher gleich null gesetzt werden.

Nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) wird nun berechnet, bei welcher transversalen Strahlgröße  $\sigma_z$  sich die Leistung zu einem Wert von 28 nW ergibt. [Abbildung 4.20](#) zeigt das Ergebnis der Berechnung für eine Bunchladung von  $Q_b = 35,4 \text{ pC}$  und  $\sigma_x = 0$ , wobei der Abstand  $z_0$  für jedes  $\sigma_z$  nach [Abbildung 2.30](#) immer auf  $z_0 = z_{0,\text{best}}$  gestellt wird. Der berechnete Leistungspegel entspricht dem gemessenen Pegel, abzüglich von Untergrundeffekten, nur unter der Annahme einer transversalen Strahlausdehnung von  $\sigma_z \approx (24 \pm 6) \mu\text{m}$  bei einem Fehler des Reflexionsfaktors von  $\pm 20\%$  gleichermaßen in jeder Strahlungsordnung  $n$ .

Betrachtet man den Verlauf der Datenpunkte in [Abbildung 4.19](#), so würde man augenscheinlich eine Strahlbreite von  $\sigma_z \approx 200 \mu\text{m}$  vermuten. Bei dieser Messung gilt es jedoch zu beachten, dass keine aktive Regelung der Strahlposition über dem Gitter nach [Abschnitt 5.1](#) verwendet wird. Der Strahl hat daher keine feste Position über dem Gitter, sondern wackelt mit einer zeitlichen Periode, die mit der verwendeten Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers von 30 s nicht aufgelöst werden kann. Zu sehen ist demnach der Mittelwert der emittierten SPR-Leistung von einem transversal wackelnden Elektronenstrahl, was eine größere Strahlbreite suggeriert als die tatsächlich vorliegende.

Im Folgenden wird überprüft, ob es mit dem hiesigen Aufbau überhaupt möglich ist, einen transversalen Strahldurchmesser von  $\sigma_z = 24 \mu\text{m}$  zu erzeugen. Laut [[Mat20](#)] hat die transversale Emittanz am Ort des letzten Scanners vor der SPR-

---

<sup>11</sup>Die transversale Ausdehnung des Strahles beim Überstreichen der Kollimatorbacken führt selbst bei Werten von  $\alpha_K \rightarrow 0$  zu einer Bunchlänge von größer null (siehe [Unterabschnitt A.10.1](#)).

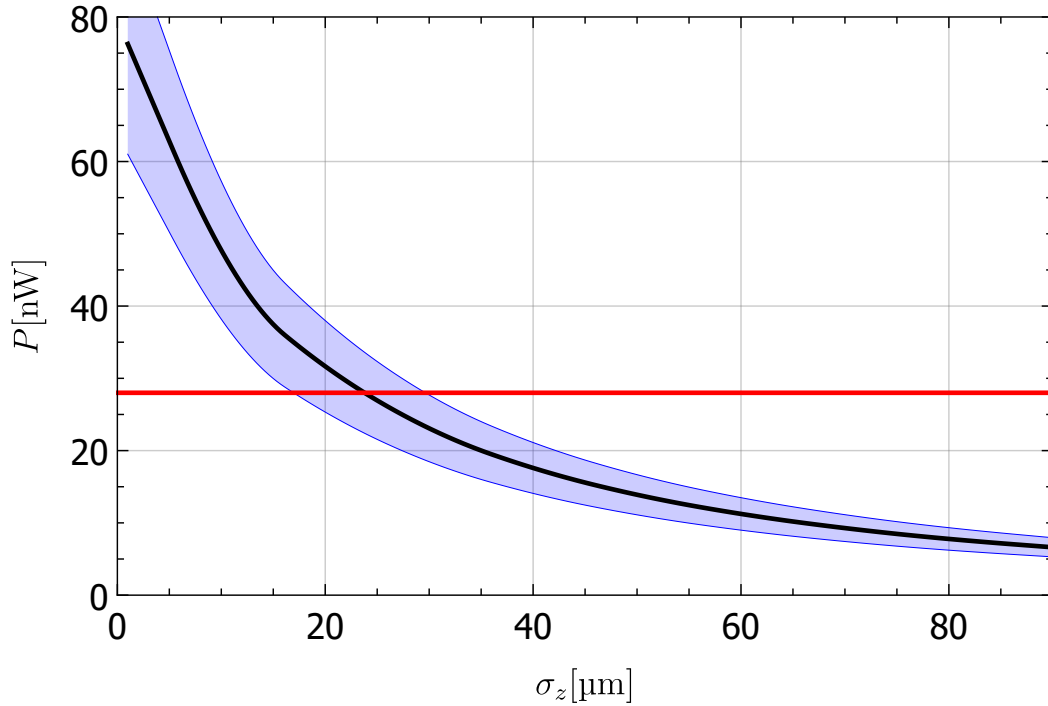


Abbildung 4.20.: Berechnete Leistung, die in den Detektor gelangt nach, [Unterabschnitt 2.7.6](#) für verschiedene Strahlbreiten  $\sigma_z$  und  $z_0 = z_{0,\text{best}}$  nach [Abbildung 2.30](#). Sonstige Parameter entsprechen der Messung aus [Abbildung 4.19](#). Die durchgezogene rote Linie beschreibt die maximale gemessene Leistung abzüglich des Untergrundes von  $P = 28 \text{ nW}$ . Der blaue Bereich gibt den Fehler der Berechnung unter der Annahme einer Ungenauigkeit im Reflexionsfaktor von 20% an.

Kammer (siehe [Abbildung 3.1](#)) einen Wert von<sup>12</sup>:

$$\epsilon_z \approx 0,15 \text{ mm mrad.} \quad (4.9)$$

Die Strahlbreite  $\sigma_z$  als Funktion des Ortes  $x$  kann über die Betafunktion  $\beta_z$  ausgedrückt werden:

$$\sigma_z(x) = \sqrt{\epsilon_z \cdot \beta_z(x)}. \quad (4.10)$$

Auf der Flugstrecke  $L_q$  zwischen Quadrupol und SPR-Gitter gilt (siehe zum Beispiel [\[Hin08\]](#)):

$$\beta_z(x) = \beta_{z,0} + \frac{x^2}{\beta_{z,0}}, \quad (4.11)$$

<sup>12</sup>Der angegebene Wert ergibt sich durch Interpolation auf den hier auftretenden Strahlstrom von  $I_K = 46 \text{ }\mu\text{A}$ .

wobei  $\beta_{z,0} = \sigma_z^2/\epsilon_z$  die Betafunktion am Fokus beschreibt, der sich über dem Mittelpunkt des Gitters ( $x = 0$  mm) befindet. Die Mitte des letzten Quadrupols vor der SPR-Kammer befindet sich in einem Abstand von  $L_q = 350$  mm zum Mittelpunkt des Gitters. Mit [Gleichung 4.10](#) ergibt sich daher eine Strahlbreite am Ort des Quadrupols von:

$$\sigma_z(x = L_q) \approx 2 \text{ mm.} \quad (4.12)$$

Dies ist ein realistischer Wert für eine transversale Strahlgröße an diesem Ort. Das zeigt, dass es prinzipiell möglich ist, den Elektronenstrahl in der *MELBA* auf eine transversale Größe von  $\sigma_z(x = 0) = 24 \mu\text{m}$  zu fokussieren. Es sei angemerkt, dass der Strahl hier nur in einer transversalen Raumrichtung so stark fokussiert wird. Solange die Breite des Gitters von 2 cm groß gegenüber der Ausdehnung des Strahles in  $y$ -Richtung ist, spielt bei der Emission von SPR nur die Ausdehnung in  $z$ -Richtung eine Rolle. Wie man in [Abbildung A.18](#) sehen kann, handelt es sich hier nicht um einen kreisrunden Strahlfleck. Solche Strahlformen sind mit Hilfe der drei Quadrupolmagnete vor der SPR-Kammer einzustellen und ermöglichen einen Wert von  $\sigma_z = 24 \mu\text{m}$ , wobei  $\sigma_y$  entsprechend größer ausfällt. Es kann hier somit festgehalten werden, dass die transversale Strahlgröße – unter der Annahme von einem Fehler im Reflexionsfaktor von 20 % – einen Wert von  $\sigma_z = (24 \pm 6) \mu\text{m}$  annimmt. Der Fehler im Reflexionsfaktor ist hier lediglich grob abgeschätzt. Weitere Untersuchungen hierzu sind in [Abschnitt 4.6](#) zu finden.

## 4.4. Messungen bei hohem Strahlstrom

Die bisherigen Messungen wurden bei Bunchladungen von  $Q_b \lesssim 0,3 \text{ pC}$  durchgeführt. Wird die Anzahl an Elektronen pro Bunch weiter erhöht, so wächst die abstoßende Coulombkraft der Elektronen voneinander, da deren mittlerer Abstand kleiner wird (siehe [Abschnitt 2.5](#)). Das hat eine Ausdehnung der Teilchenverteilung in allen drei Raumrichtungen zur Folge. Im Folgenden wird, wenn nicht anders erwähnt, stets ein Öffnungswinkel des Chopperkollimators von  $\alpha_K = 121^\circ$  gewählt. Dies ist ein typischer Wert, wie er später auch an *MESA* benutzt werden kann, um hohe Strahlströme zu erzeugen. Es sei an dieser Stelle nochmals angemerkt, dass es mit einem kleinen Öffnungswinkel zwar möglich ist, besonders kurze Bunche zu erzeugen, aber so auch ein großer Teil des Strahles am Kollimator verloren geht. Um lange Strahlzeiten mit einem hohen Strahlstrom zu gewährleisten, muss die Quelle geschont werden, indem der Strahlverlust so gering wie möglich gehalten wird (siehe [Abschnitt 5.2](#)). Mit einem Wert von  $\alpha_K = 121^\circ$  wird so die Auswirkung von Raumladungseffekten, wie sie später auch im Betrieb auftreten, untersucht. Eine Analyse für verschiedene Öffnungswinkel des Kollimators ist in [Abschnitt 4.5](#) beschrieben. [Abbildung 4.21](#) zeigt eine Messung der emittierten SPR-Leistung an Gitter Nr. 2 für Bunchladungen bis 0,8 pC, was bei  $\alpha_K = 121^\circ$  einem Quellstrom von  $I_S = 3 \text{ mA}$  entspricht. Ein quadratischer Anstieg der SPR-Leistung ist nur bis  $Q_b = 0,2 \text{ pC}$  zu beobachten. Bei höheren Strömen führt eine Ausdehnung des Teil-

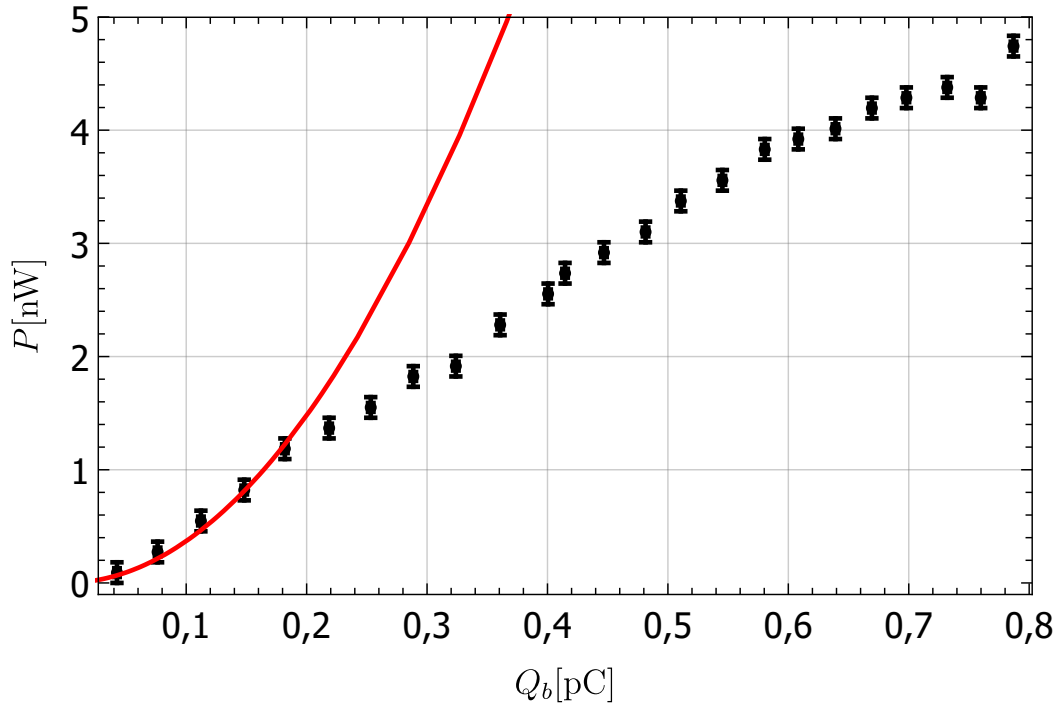


Abbildung 4.21.: Auswirkung von Raumladungseffekten auf die gemessene SPR-Leistung  $P$ . Die durchgezogene Kurve deutet den quadratischen Anstieg des Signals an, wie er bei kleinen Strömen (siehe [Abbildung 4.7](#)) beobachtet wird. Ab einer Bunchladung von  $Q_b = 0,2 \text{ pC}$  führen Raumladungseffekte zu einer Verlängerung des Bunches. Gitter Nr. 2 ( $D = 1 \text{ mm}$ ),  $\alpha_K = 121^\circ$ ,  $\sigma_z = (866 \pm 15) \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 100 \mu\text{m}$ .

chenpakets aufgrund von Raumladungseffekten zur Abschwächung des Signals. Diese Messung wurde ohne Änderung der Strahlparameter im Anschluss zur Messung des Abstandsverhaltens in [Abbildung 4.17](#) durchgeführt. Daher ist die Strahlbreite von  $\sigma_z \approx 0,9 \text{ mm}$  bekannt. Die Bunchlänge ist bei dieser Messung deutlich kleiner als die Strahlbreite. Nach den Simulationen in [Abschnitt 6.1](#) haben Raumladungseffekte bei diesen Bedingungen eine größere relative Auswirkung auf  $\sigma_x$  als auf  $\sigma_z$ . Zudem ist die Intensität der SPR deutlich empfindlicher auf Änderungen in  $\sigma_x$  als auf eine Änderung des Strahldurchmessers in den gegebenen Bereichen. Das beobachtete Verhalten kann daher auf eine Änderung der Bunchlänge zurückgeführt werden, wobei  $\sigma_z$  über den gemessenen Bereich als annähernd konstant angesehen wird.



#### 4.4.1. Anpassung der Betriebsparameter des Bunchersystems

Das System aus zwei Buncherkavitäten wurde bisher nur bei kleinen Strahlströmen optimiert. Ab Bunchladungen von  $Q_b > 0,2$  pC spielen jedoch Raumladungseffekte eine immer größere Rolle. Im Folgenden wird eine Optimierung der Betriebsparameter für Ladungen in diesem Bereich vorgenommen. Als Ausgangsparameter für diese Optimierung werden die Werte aus [Tabelle 4.1](#) genommen. Es stellt sich heraus, dass nur die Variation der Hochfrequenzleistung der zweiten harmonischen Buncherkavität  $P_2$  eine ausschlaggebende Verkürzung der Bunchlänge bei Erhöhung des Strahlstromes hervorruft. Bei der Optimierung wird jeweils ein fester Wert  $Q_b$  eingestellt und die Leistung  $P_2$  so lange variiert, bis das Maximum der emittierten SPR-Leistung gemessen wird. [Abbildung 4.22a](#) zeigt beispielhaft ein solches Verfahren bei einer Bunchladung von  $Q_b = 0,4$  pC. Bei einer eingestellten Leistung von  $P_2 = P_{2,\text{best}} = 7,35$  W wird ein Maximum der emittierten Leistung gemessen. Dieses Verfahren wird nun für verschiedene Ladungen  $Q_b$  wiederholt. In [Abbildung 4.22b](#) ist der jeweils beste Wert  $P_{2,\text{best}}$  für die jeweilige Bunchladung aufgetragen. Es

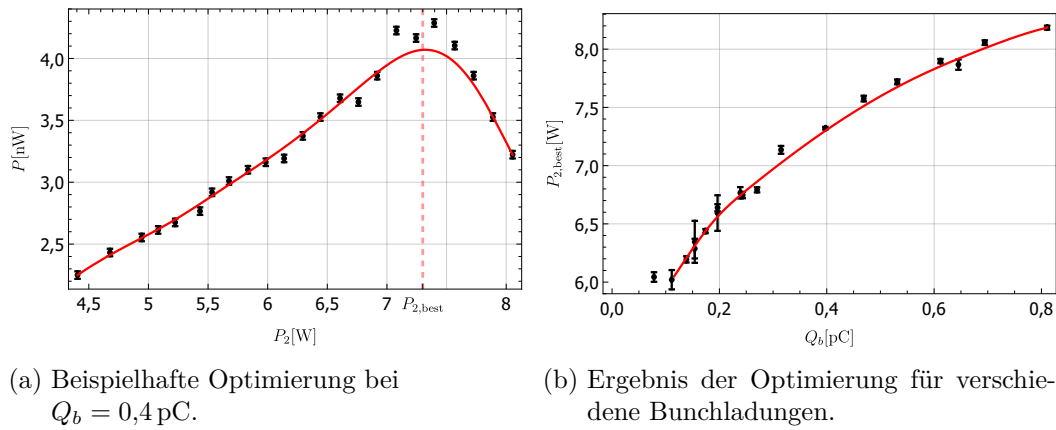


Abbildung 4.22.: Anpassen der HF-Leistung  $P_2$  der zweiten Buncherkavität bei Bunchladungen von  $Q_b > 0,1$  pC zum Finden des Maximums der emittierten SPR-Leistung  $P$ . Sonstige Parameter des Bunchersystems nach [Tabelle 4.1](#). Gitter Nr. 2 ( $D = 1$  mm),  $\alpha_K = 121^\circ$ ,  $\sigma_z = (866 \pm 15)$   $\mu\text{m}$ ,  $z_0 = 100$   $\mu\text{m}$ .

fällt auf, dass  $P_2$  bei  $Q_b \approx 0,8$  pC um 2 W erhöht werden muss im Gegensatz zu kleinen Strahlströmen, um die Raumladungseffekte teilweise zu kompensieren. Im Anschluss zu dieser Optimierung wird erneut eine Messung der SPR-Leistung  $P$  für verschiedene Strahlströme durchgeführt, wobei in diesem Fall bei jedem eingestelltem Strahlstrom die Leistung  $P_2$  entsprechend der roten Kurve in [Abbildung 4.22b](#) nachgeregelt wird. Die roten Datenpunkte in [Abbildung 4.23](#) zeigen das Ergebnis. Im Vergleich zu der Messung ohne Nachjustierung von  $P_2$  (schwarze Datenpunkte) ist eine höhere Leistung der emittierten Smith-Purcell-Strahlung von bis zu 2 nW zu beobachten. Die durchgezogenen Linien in [Abbildung 4.23](#) beschreiben die be-

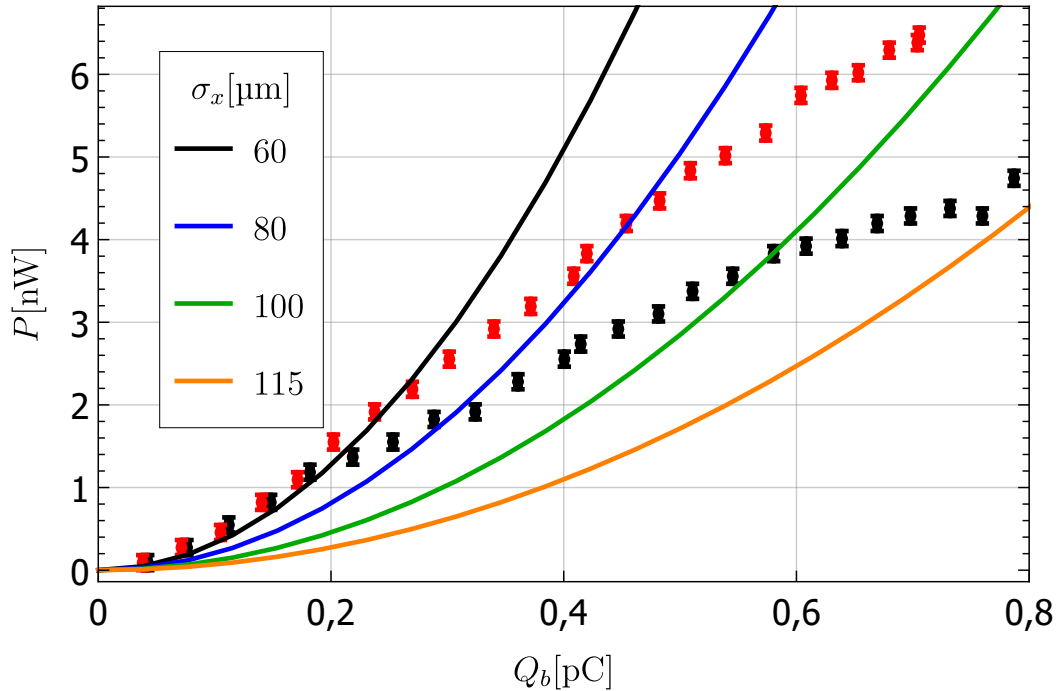


Abbildung 4.23.: Gemessene SPR-Leistung  $P$  für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$ . Die roten Datenpunkte beschreiben das Verhalten für eine angepasste Leistung der zweiten Buncherkavität nach [Abbildung 4.22b](#). Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Messung aus [Abbildung 4.21](#) für ein nicht angepasstes Bunchersystem zum Vergleich. Die durchgezogenen Kurven zeigen die berechnete Leistung für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$ , wobei  $\sigma_z = 0,866 \mu\text{m}$  und  $z_0 = 100 \mu\text{m}$  gilt.

rechnet Leistung nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) für eine Strahlbreite von  $\sigma_z = 866 \mu\text{m}$  und  $z_0 = 100 \mu\text{m}$  für verschiedene Bunchlängen  $\sigma_x$ .

Über die Schnittpunkte der berechneten Kurven mit den Datenpunkten kann jedem Strahlstrom eine Bunchlänge  $\sigma_x$  zugeordnet werden. Zur besseren Übersicht sind in [Abbildung 4.23](#) nur vier berechnete Kurven eingezeichnet. Zur Bestimmung der Schnittpunkte wird die emittierte SPR-Leistung für unterschiedliche Bunchlängen mit einer Schrittweite von  $5 \mu\text{m}$  berechnet. In [Abbildung 4.24](#) ist das Ergebnis dieser Berechnung zu sehen. Mit Blick auf die rote Kurve ist durch eine Erhöhung von  $P_2$  eine Reduktion der Bunchlänge um etwa  $10 \mu\text{m}$  zu erzielen. Zudem ist für Bunchladungen unter  $Q_b < 0,2 \text{ pC}$  keine Veränderung der Bunchlänge zu erkennen. Ab  $Q_b \approx 0,35 \text{ pC}$  wächst die Bunchlänge linear mit dem Strahlstrom. Die Anforderung von *MESA* an die Bunchlänge nach [Abschnitt 2.6](#) von  $\sigma_x \approx 1,7 \text{ mm}$  wird daher auch bei höheren Strahlströmen übertroffen.

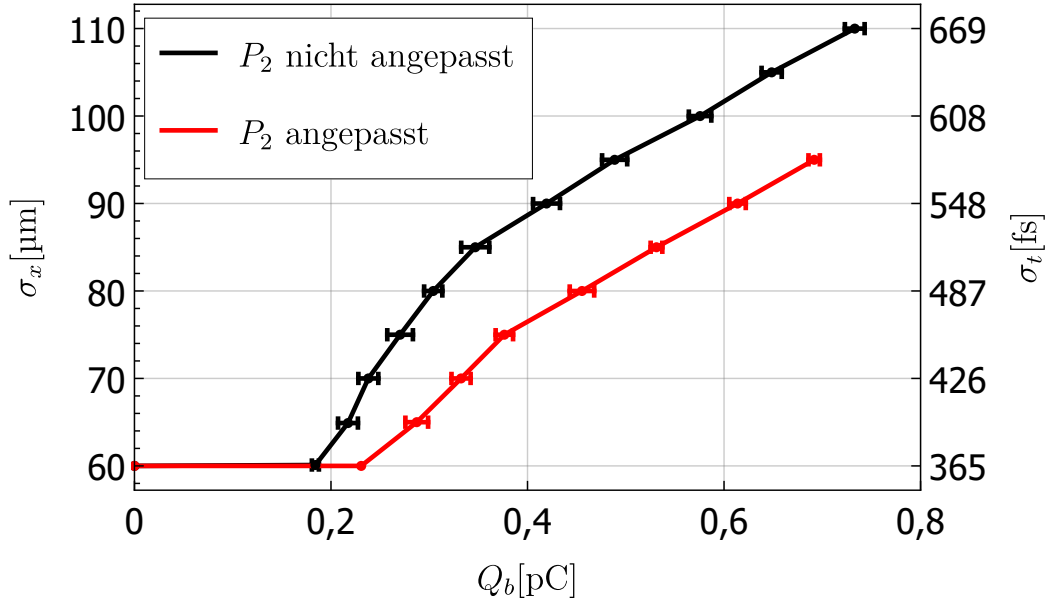


Abbildung 4.24.: Bunchlänge  $\sigma_x$  für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$ , bestimmt über die Schnittpunkte der berechneten Leistung mit den interpolierten Daten in [Abbildung 4.23](#). Die rote Kurve beschreibt die Abhängigkeit bei einem angepassten Bunchersystem ( $P_2$  nach [Abbildung 4.22b](#)) für hohe Ströme. Die schwarze Kurve gibt  $\sigma_x$  für das nicht-angepasste System aus [Abbildung 4.21](#) an.

Eine Verifizierung des hier beobachteten Verhaltens erfolgt am besten mit elektromagnetischen Simulationen der Teilchenbahnen wie in [Kapitel 6](#) beschrieben. Da dies jedoch einen erheblichen Rechenaufwand mit sich führt, wird in dieser Arbeit darauf verzichtet. Eine anschauliche Erklärung kann jedoch auch anhand von [Abschnitt 2.4](#) getroffen werden. Hier wird beschrieben, dass eine lineare Geschwindigkeitsmodulation durch das Bunchersystem für eine minimale Bunchlänge am Ort des Gitters sorgt. In [Abbildung 2.13](#) wurde dies durch eine bestimmte Wahl der Parameter  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  erreicht. Unter Berücksichtigung von Raumladung kann es nun sein, dass die optimale Geschwindigkeitsmodulation nicht mehr linear ist, sondern eine andere Form annimmt. [Abbildung 4.25](#) zeigt die resultierende Geschwindigkeitsmodulation des Bunchersystems nach [Gleichung 2.11](#), wobei im Gegensatz zu [Abbildung 2.13](#) ein willkürlich höherer Wert für die Beschleunigungsspannung der zweiten Buncherkavität  $U_2$  gewählt wird. Die resultierende Geschwindigkeitsmodulation nimmt ein nichtlineares Verhalten um die Eintrittsphase des Sollteilchens  $\Phi_1 = 0$  an.  $\Phi_1$  bezeichnet in diesem Fall die Eintrittsphase des Sollteilchens in der ersten Buncherkavität und soll nicht mit der eingestellten Phase  $\phi_1$  am Phasenschieber verwechselt werden. Die so erzeugte nichtlineare Modulation der Geschwindigkeit der Teilchen könnte gerade der Auswirkung von

#### 4. Messung und Analyse

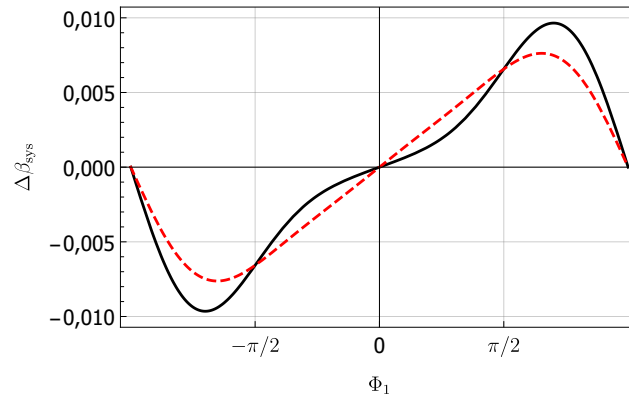


Abbildung 4.25.: Geschwindigkeitsmodulation des Systems aus zwei Buncherkavitäten nach Gleichung 2.11 bei einer Erhöhung der Beschleunigungsspannung  $U_2$  um einen willkürlichen Faktor (schwarze Kurve). Die resultierende Geschwindigkeitsmodulation ist nun nicht mehr linear um  $\Phi_1 = 0$ . Die gestrichelte Linie zeigt die lineare Modulation um  $\Phi_1 = 0$  nach Abbildung 2.13.

Raumladungseffekten entgegenwirken. Dies ist jedoch nur eine qualitative Aussage. Für eine genauere Untersuchung sind Simulationsrechnungen unabdingbar.

#### 4.4.2. Abhängigkeit vom Strahlstrom bei verschiedenen Abständen von Strahl und Gitter

Smith-Purcell-Strahlung ist ein kohärenter Effekt, bei dem die emittierte Leistung quadratisch mit dem Strahlstrom ansteigt. Vor allem entsteht dieser Effekt über evaneszente Wellen von Elektronen, die über eine Gitterstruktur fliegen, also mit dem Gitter selbst keinen Kontakt haben. Es stellt sich nun die Frage, ob man eine quadratische Abhängigkeit in der detektierten Leistung auch über einen anderen Effekt erzeugen kann, der nichts mit SPR zu tun hat und vom Kontakt von Elektron und Gitter herrührt. Dieser Kontakt liegt prinzipiell immer vor, wenn man einen lateral ausgedehnten Strahl nahe über das Gitter fliegen lässt. Um diesen Sachverhalt zu untersuchen, wird bei einem festen  $\sigma_z$  die Strahlposition  $z_0$  über dem Gitter variiert und jeweils nach der quadratischen Abhängigkeit der gemessenen Leistung vom Strahlstrom gesucht. Wenn der Strahl im Fall  $(z_0 - \sigma_z) \gg \sigma_z$  das Gitter nicht mehr berührt und immer noch eine quadratische Abhängigkeit beobachtet wird, dann muss die charakteristische Smith-Purcell-Strahlung vorliegen.

Im Folgenden wird die quadratische Abhängigkeit der Smith-Purcell-Strahlung vom Strahlstrom für verschiedene Abstände von Elektronenstrahl und Gitter untersucht. Der Abstand  $z_0$  von Strahl zu Gitteroberfläche wird dabei über das Verhältnis der gemessenen Ströme auf Gitter und Strahlfänger  $I_G/I_{\text{BD}}$  bestimmt. Im Gegensatz zu Abschnitt 4.3 wird hier der Strom des Strahlfängers zur Lageregelung verwendet. Das liegt daran, dass diese Messung am Anfang der Messkampagne

durchgeführt wurde. Hier befand sich der Strahlfänger wie in [Kapitel 3](#) beschrieben direkt hinter der SPR-Kammer, wodurch sichergestellt wurde, dass der komplette Strahl auch dort gefangen wird. Zwischenzeitlich gab es einen Umbau, bei dem hinter der SPR-Kammer noch ein Strahllagemonitor verbaut wurde, wodurch sich der Strahlfänger nun etwa einen Meter hinter der SPR-Kammer befindet. Durch diesen Umbau kann nicht mehr sichergestellt werden, dass bei allen unterschiedlich eingestellten Fokussierungen der komplette Strahl ohne Verluste in den Strahlfänger gelangt. Deshalb wurde im Anschluss des Umbaus stets das Stromsignal des Gitters  $I_G$  verwendet. In diesem Fall wird daher der Ablenkendipol vor der SPR-Kammer nach [Abschnitt 5.1](#) so geregelt, dass stets ein eingestellter Quotient  $I_G/I_{BD}$  eingehalten wird.

Unter der Annahme einer transversal gaußförmigen Teilchenverteilung in  $y$  und  $z$ -Richtung kann  $I_G/I_{BD}$  in das Verhältnis von Abstand  $z_0$  zu Breite der Verteilung in  $z$ -Richtung  $\sigma_z$  angegeben werden. [Abbildung 4.26](#) zeigt das gemessene SPR-Signal  $P$  für verschiedene Verhältnisse von  $z_0/\sigma_z$ , wobei  $\sigma_z$  konstant gehalten wird. Der genaue Wert von  $\sigma_z$  wird hier nicht explizit nachgemessen, da er bei dieser Messung keine Rolle spielt. Auch bei größeren Werten von  $z_0$  ist stets ein kohärenter Effekt zu erkennen. Das Modell zum Fitten der Daten setzt sich aus einem linearen Anteil, der durch Untergrundeffekte zu erklären ist, und einem durch kohärente Effekte hervorgerufenen, quadratischen Anteil zusammen:

$$P = a \cdot Q_b + b \cdot Q_b^2.$$

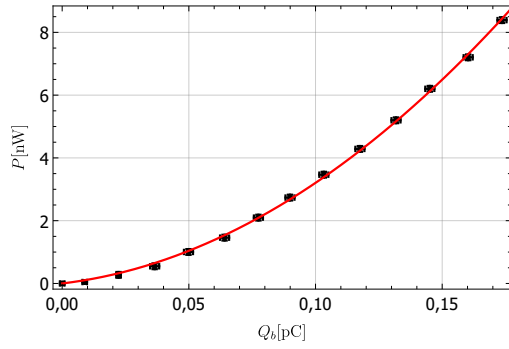
Die Parameter  $a$  und  $b$  der jeweiligen Messung sind in [Tabelle 4.3](#) aufgelistet.

Tabelle 4.3.: Fitparameter der Messungen aus [Abbildung 4.26](#).

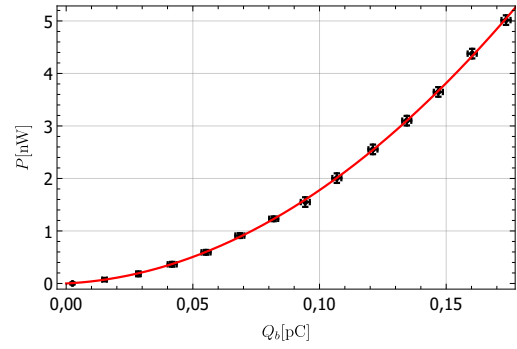
$z_0/\sigma_z$	$a$ [nW/pC]	$b$ [nW/pC <sup>2</sup> ]	$a/b$ [ $10^{-3}$ pC]
$0,74 \pm 0,04$	$9,81 \pm 1,41$	$223 \pm 11$	$44,0 \pm 6,7$
$1,34 \pm 0,02$	$2,38 \pm 0,93$	$154 \pm 7$	$15,5 \pm 6,1$
$1,67 \pm 0,02$	$1,08 \pm 0,46$	$97,4 \pm 3,9$	$11,1 \pm 4,8$
$2,33 \pm 0,07$	$0,46 \pm 0,15$	$31,4 \pm 1,3$	$14,6 \pm 4,9$
$2,54 \pm 0,06$	$0,22 \pm 0,12$	$21,8 \pm 0,9$	$10,1 \pm 5,7$

Je größer der Abstand zwischen Strahl und Gitter wird, desto geringer wird der Einfluss von linearen Untergrundeffekten im Vergleich zu kohärenten Effekten. Diese Eigenschaft ist charakteristisch für Smith-Purcell-Strahlung, da die Erzeugung von Strahlung keinen Kontakt von Elektronen und Gitter voraussetzt. Das schließt jedoch nicht aus, dass ein endlicher Kontakt von Elektronen mit dem Gitter nicht auch eine quadratische Abhängigkeit mit dem Strahlstrom hervorrufen kann, die sich zu der SPR-Leistung addiert. Um dies auszuschließen, wird der Untergrund (hier Parameter  $a$  in der Tabelle) als Funktion von  $z_0/\sigma_z$  aufgetragen ([Abbildung 4.27](#)). Wenn die Elektronen, die auf das Gitter treffen, tatsächlich nur einen linearen Untergrund

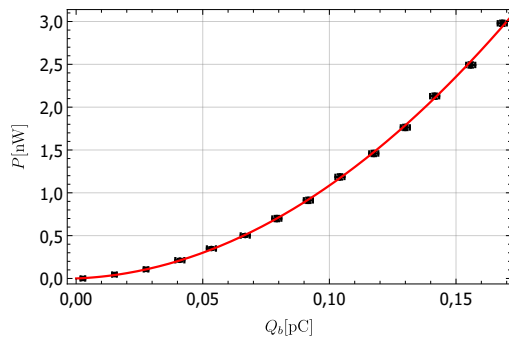
#### 4. Messung und Analyse



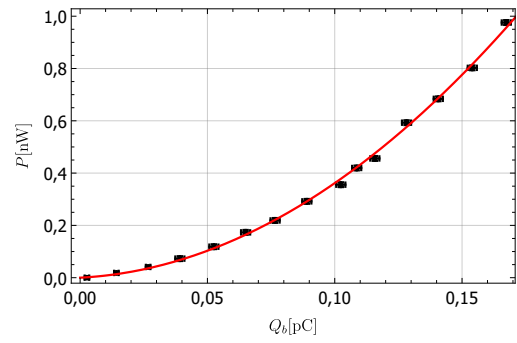
(a)  $I_G/I_{BD} = 0,3$ ;  $z_0/\sigma_z = 0,74$



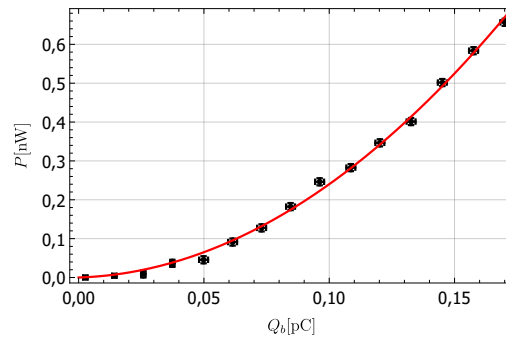
(b)  $I_G/I_{BD} = 0,1$ ;  $z_0/\sigma_z = 1,34$



(c)  $I_G/I_{BD} = 0,05$ ;  $z_0/\sigma_z = 1,67$



(d)  $I_G/I_{BD} = 0,01$ ;  $z_0/\sigma_z = 2,33$



(e)  $I_G/I_{BD} = 0,0055$ ;  $z_0/\sigma_z = 2,54$

Abbildung 4.26.: SPR-Leistung  $P$  gegen Bunchladung  $Q_b$  für fünf verschiedene Abstände  $z_0$  von Elektronenstrahl zur Gitteroberfläche bei einem festen Wert von  $\sigma_z$ . Es ist stets eine quadratische Abhängigkeit zu erkennen.

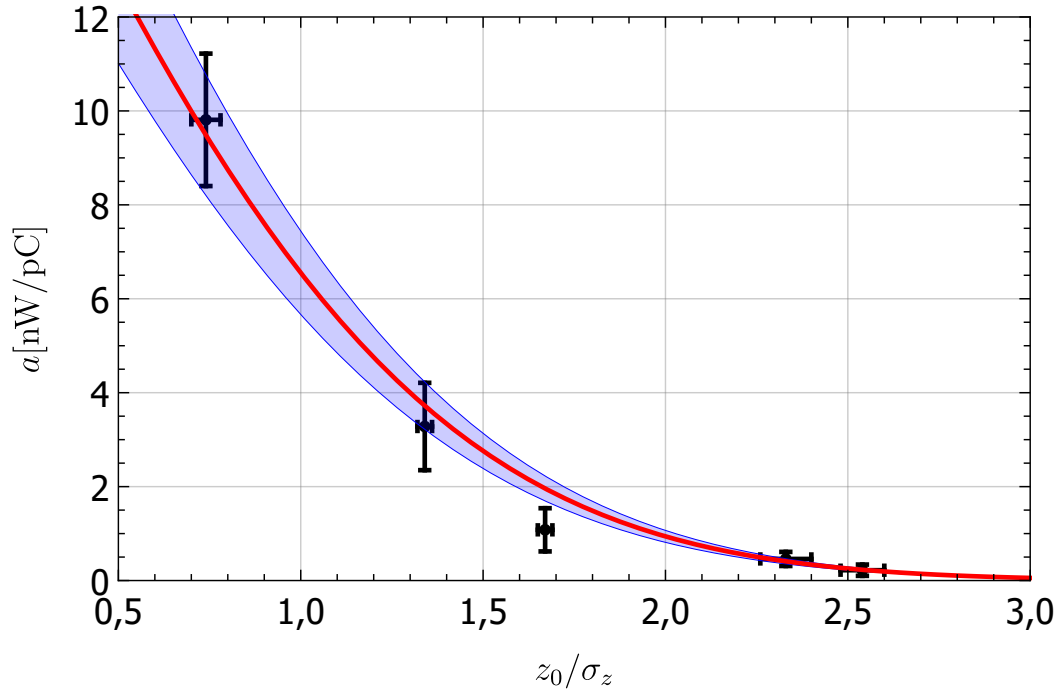


Abbildung 4.27.: Untergrund (Parameter  $a$  aus [Tabelle 4.3](#)) gegen Verhältnis  $z_0/\sigma_z$ . Die rote Kurve beschreibt die Anpassung der Daten nach [Gleichung 4.13](#), wobei der blaue Bereich die Unsicherheit des Fits anzeigt.

erzeugen, so müsste sich der Verlauf in [Abbildung 4.27](#) durch die Integration der Teilchenverteilung in  $z$ -Richtung bis zur Oberkante des Gitters beschreiben lassen:

$$a = A_0 \cdot \int_{-\infty}^0 e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} dz. \quad (4.13)$$

In [Abbildung 4.27](#) ist die Anpassung der Daten mit dieser Funktion in Rot dargestellt, wobei  $A_0 = (41,3 \pm 5,6)$  nW/pC gilt. Hieraus lässt sich schließen, dass die Elektronen, die auf das Gitter treffen, Strahlung hervorrufen, die im Detektor eine lineare Abhängigkeit von der Bunchladung, bzw. vom Strahlstrom zeigt gemäß  $P = a(z_0/\sigma_z) \cdot Q_b$ . Kohärente Effekte entstehen hier also nur durch Teilchen, die am Gitter vorbeifliegen.

#### 4.4.3. Einfluss verschiedener Strahlformen

Wie bereits in [Abbildung 4.23](#) zu sehen ist, führt eine Erhöhung des Strahlstromes zu einer Aufblähung des Bunches durch Raumladungseffekte. Wird der Strahl nun weniger stark transversal fokussiert, ist dessen Durchmesser über dem SPR-Gitter größer und somit die Dichte der Elektronen im Teilchenensemble kleiner. Im Folgenden werden mit den Quadrupolmagneten vor der SPR-Kammer drei verschiedene

#### 4. Messung und Analyse

Strahlformen erzeugt. Bei jeder dieser drei Magnetereinstellungen wird die Breite des Strahlprofils  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  mit Hilfe von Leuchtschirmen bestimmt. Hierzu wird wie in [Abbildung 4.18](#) die Projektion des Strahlflecks auf die  $y$ - bzw.  $z$ -Achse bestimmt. So kann jeder der drei Strahlformen eine Fläche (Ellipse) des transversalen Strahlprofils  $A_{\text{strahl}}$  über dem SPR-Gitter zugeordnet werden.

$$A_{\text{strahl}} = \pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \quad (4.14)$$

Bei größeren Werten von  $A_{\text{strahl}}$  ist eine geringere Auswirkung der Raumladung bei hohen Strahlströmen zu erwarten als bei kleineren transversalen Strahlprofilen, da die Dichte des Teilchenpaketes durch die größere transversale Ausdehnung des Strahles kleiner ausfällt. [Abbildung 4.28](#) zeigt die gemessene SPR-Leistung  $P$  für verschiedene Strahlflächen  $A_{\text{strahl}}$  bei einer Variation des Strahlstroms bzw. der Bunchladung  $Q_b$ .

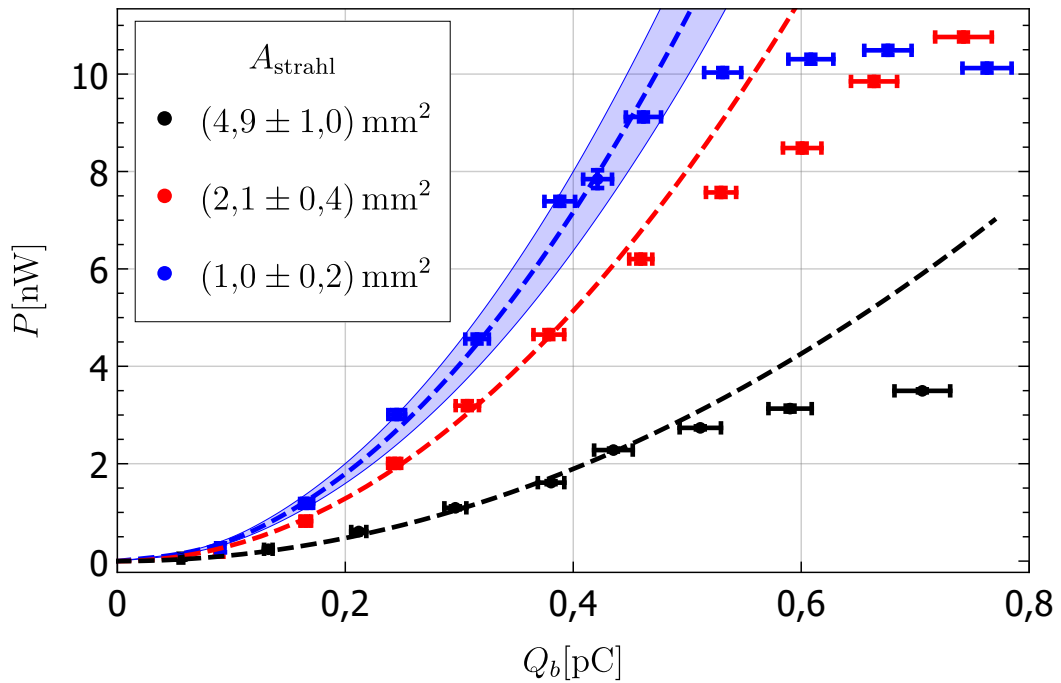


Abbildung 4.28.: Auswirkung eines unterschiedlich stark transversal fokussierten Elektronenstrahls über dem SPR-Gitter Nr. 2 ( $D = 1 \text{ mm}$ ,  $\alpha_K = (151 \pm 3)^\circ$ ,  $z_0 = z_{0,\text{best}} \approx 100 \mu\text{m}$ ) bei Variation des Strahlstroms. Für die Fläche des transversalen Strahlflecks gilt ( $A_{\text{strahl}} = \pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z$ ). Die gestrichelten Linien deuten den berechneten quadratischen Anstieg (ohne Raumladung) des Signals an. Bei der blauen Kurve ist zusätzlich der Fehlerbereich der Berechnung angegeben.



Zunächst fällt auf, dass Raumladungseffekte hier erst ab Bunchladungen von etwa 0,4 pC zu einer Abschwächung des SPR-Signals führen und nicht wie bei den vorherigen Messungen (siehe zum Beispiel die rote Kurve in [Abbildung 4.23](#)) bereits ab  $Q_b = 0,3$  pC. Dies kann durch die unterschiedliche transversale Dichteverteilung des Bunches am Fokus begründet werden. Bei der Messung in [Abbildung 4.28](#) wurde der Strahlfleck auf den Leuchtschirmen äußerst sorgfältig optimiert, sodass er möglichst rund und gaußförmig ausgeleuchtet ist. Beim Vergleich der drei dargestellten Messreihen fällt auf, dass bei der kleinsten Strahlbreite von  $A = (1,0 \pm 0,2) \text{ mm}^2$  die Abweichung des gemessenen Signals vom berechneten Verlauf (gestrichelte Linie) schlagartig bei  $Q_b \approx 0,46$  pC eintritt. Ab diesem Strahlstrom verändert sich die Form des Bunches signifikant, sodass es zu einer Reduktion der emittierten Smith-Purcell-Leistung kommt. Bei den anderen beiden Kurven ist zwar auch eine Abweichung zu sehen, allerdings mit einer weniger signifikanten Ausprägung. Die blaue gestrichelte Kurve stellt den berechneten Verlauf nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) für  $\sigma_z = 800 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 100 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\sigma_x = (70 \pm 5) \text{ } \mu\text{m}$  dar. Die longitudinale Ausdehnung des Bunches ist deutlich kleiner als die transversale Ausdehnung ( $\sigma_x \approx 70 \text{ } \mu\text{m} \ll \sigma_y, \sigma_z$ ). In diesem Parameterbereich reagiert die Leistung der emittierten SPR deutlich empfindlicher auf Änderungen in  $\sigma_x$  als in  $\sigma_z$ . Die Abschwächung des Signals wird daher hauptsächlich durch eine Vergrößerung von  $\sigma_x$  hervorgerufen. Zudem hat die abstoßende Kraft der Elektronen untereinander (Raumladung) bei dieser Teilchenverteilung einen größeren relativen Einfluss auf die Bunchlänge als auf die Strahlbreite. Simulationen in [Abschnitt 6.1](#) bestätigen dieses Verhalten. Das Volumen  $V_b$  des Teilchenpakets bei der kleinsten Fokussierung (blaue Datenpunkte) und einer Bunchladung von  $Q_b = 0,46$  pC beträgt:

$$\begin{aligned} V_b &= \frac{4}{3} \pi \sigma_x \sigma_y \sigma_z \\ &= \frac{4}{3} \pi \cdot (70 \pm 5) \text{ } \mu\text{m} \cdot (400 \pm 68) \text{ } \mu\text{m} \cdot (800 \pm 136) \text{ } \mu\text{m} \\ &= (94 \pm 26) \cdot 10^6 \text{ } \mu\text{m}^3. \end{aligned}$$

Die Anzahl an Elektronen  $N_{e,\sigma}$  innerhalb der einfachen Sigma-Umgebung der Teilchenverteilung ergibt dann:

$$N_{e,\sigma} = \frac{Q_b}{e} \cdot 19,87\% = 0,57 \cdot 10^6.$$

Daraus folgt für die mittlere Teilchendichte  $\rho_\sigma$  innerhalb dieser Umgebung:

$$\rho_\sigma = \frac{N_{e,\sigma}}{V_b} = (0,60 \pm 0,17) \cdot 10^7 / \text{mm}^3.$$

Hiermit ist festzuhalten, dass beim Überschreiten einer Teilchendichte im Bereich von  $(0,60 \pm 0,17) \cdot 10^7 / \text{mm}^3$  vermehrt mit Raumladungseffekten zu rechnen ist. In [Abschnitt 2.5](#) wird die Debye-Länge als analytische Abschätzung des Einflusses der

#### 4. Messung und Analyse

Raumladung eingeführt. Nach [Gleichung 2.14](#) ergibt sich diese bei einer Teilchendichte von  $\rho = \rho_\sigma$  und  $k_B T \approx 25$  meV zu:

$$\lambda_D(\rho = \rho_\sigma) = 15,2 \mu\text{m}. \quad (4.15)$$

Da  $\lambda_D < \sigma_x$  gilt, handelt es sich demnach um einen raumladungsdominierten Strahl.

#### 4.4.4. Ausschluss einer transversalen Bewegung des Strahles bei einer Erhöhung des Stromes

Auf dem Weg der Elektronen von der Teilchenquelle bis hin zur SPR-Kammer sind mehrere elektronenoptische Elemente sowie Diagnoseeinheiten und andere Strahlführungselemente verbaut (siehe [Abbildung 3.1](#)). Es wird nun untersucht, ob es eine Auswirkung auf die Position des Strahles am Ort der SPR-Kammer gibt, wenn der Strahlstrom variiert wird. Dies kann zum Beispiel von einer Aufladung von nicht-leitenden Elementen, wie zum Beispiel Fenstern, herrühren. Um dies zu überprüfen, wird zunächst die automatische Strahllageregelung ([Abschnitt 5.1](#)) ausgeschaltet und ein fester Wert für den Strom des Ablenk dipols vor der SPR-Kammer eingestellt ( $I_{W150} = \text{konst.}$ ). Die emittierte Strahlung  $P$  wird nun für verschiedene Strahlströme gemessen. Anschließend wird diese Messung wiederholt, jedoch mit dem Unterschied, dass bei jeder eingestellten Bunchladung  $Q_b$  der Ablenk dipol manuell so optimiert wird, dass stets das Maximum der emittierten Strahlung bei  $z_0 = z_{0,\text{best}}$  detektiert wird. [Abbildung 4.29](#) zeigt die so aufgenommenen Daten im Vergleich. Der Strom  $I_{W150}$  musste wenig bis gar nicht variiert werden, um ein maximales Signal an SPR-Strahlung zu erhalten. Daher liegen beide Datenreihen auch nahezu übereinander. Eine transversale Verschiebung des Elektronenstrahles als Ursache für die beobachtete Abflachung des gemessenen Signals hin zu höheren Strahlströmen kann daher ausgeschlossen werden. Da die Messung mit nachjustiertem Dipolstrom bei einer kürzeren Integrationszeit im Vergleich zur anderen Messung durchgeführt wurde, sind hier die entsprechenden Fehler in der angegebenen Leistung größer. Das kann auch der Grund für die dennoch beobachteten kleinen Abweichungen beider Signale sein.

#### 4.4.5. Berücksichtigung des linearen Untergrunds bei der Berechnung der Bunchlänge

In [Unterabschnitt 4.4.2](#) wurde gezeigt, dass der Teil des Elektronenstrahles, der in direkten Kontakt mit dem Gitter tritt, einen Untergrund erzeugt, der linear mit dem eingestellten Strahlstrom ansteigt. Um eine Abschätzung zu erhalten, welchen Einfluss dieser Untergrund auf die Berechnung der Bunchlänge nach [Abbildung 4.24](#) hat, wird eine Messung durchgeführt, bei der die zweite harmonische Buncherkavität ausgeschaltet wird. Die Bunchlänge  $\sigma_x$  über dem Gitter wird dadurch größer als die Hälfte der Gitterkonstante  $D = 1$  mm; somit ist keine kohärente Strahlungsverstärkung an Gitter Nr. 2 zu erwarten. Es wird daher ausschließlich Untergrundstrahlung detektiert, wobei die Ursachen dieser Strahlung in [Abschnitt 5.3](#)

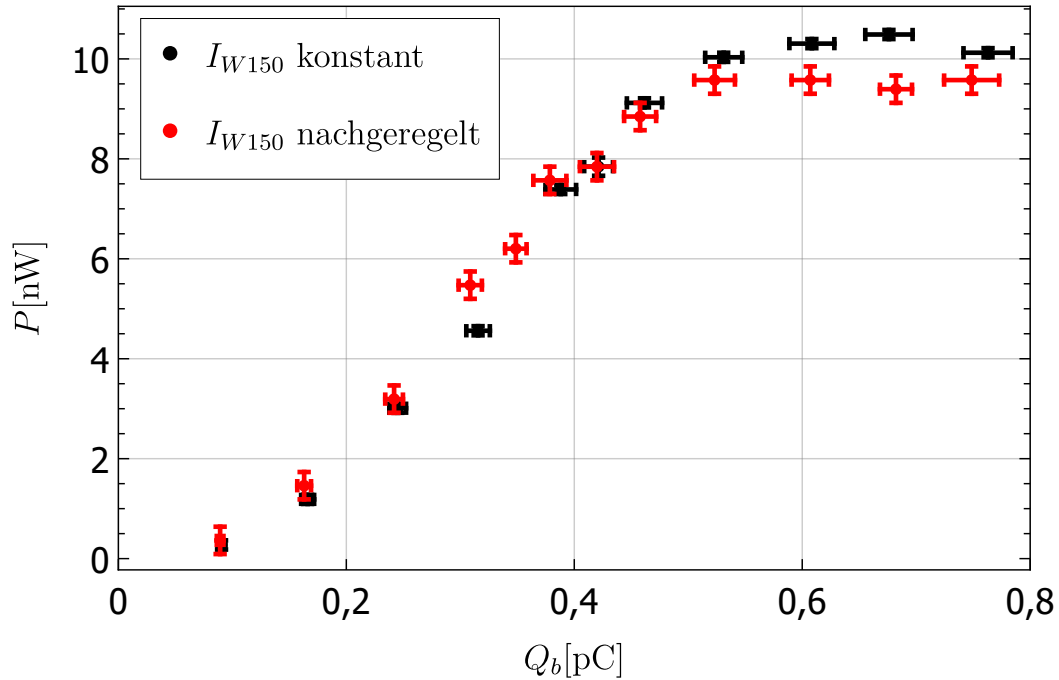


Abbildung 4.29.: Emittierte Smith-Purcell-Strahlung für verschiedene Bunchladungen mit fest eingestelltem Strom des Ablenktdipols  $I_{W150}$  vor der SPR-Kammer (schwarz) und mit manuell nachjustiertem Strom  $I_{W150}$  auf ein maximal detektierbares Signal an Gitter Nr. 2 ( $D = 1$  mm). Sonstige Strahlparameter nach [Abbildung 4.28](#) (blaue Kurve).

besprochen werden. [Abbildung 4.30](#) zeigt das gemessene Verhalten. Bei ausgeschalteter Kavität ist kein quadratischer Anstieg des Signals zu erkennen. Die gemessene Leistung steigt linear mit dem eingestellten Strahlstrom. Die 1,3 GHz-Kavität bleibt bei dieser Messung eingeschaltet. Somit wird sichergestellt, dass im Vergleich beider Messungen die Bunchlänge nicht zu groß wird und Raumladungseffekte einen möglichst gleichen Einfluss auf den Elektronenstrahl haben. Um die reine SPR-Leistung zu erhalten, wird die Differenz beider Signale gebildet (blaue Kurve in [Abbildung 4.30](#)). Analog zu [Abbildung 4.23](#) wird nur für die vorliegenden Strahlparameter die emittierte SPR-Leistung für verschiedene Bunchlängen berechnet und über die Schnittpunkte dieser berechneten Kurven mit der blauen Kurve in [Abbildung 4.30](#) die Bunchlänge bestimmt. [Abbildung 4.31](#) zeigt die so berechnete Bunchlänge für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$ . Mit der Berücksichtigung eines linearen Untergrunds ergibt sich somit die tatsächliche Bunchlänge, die in etwa 5 % größer ausfällt als bisher berechnet.

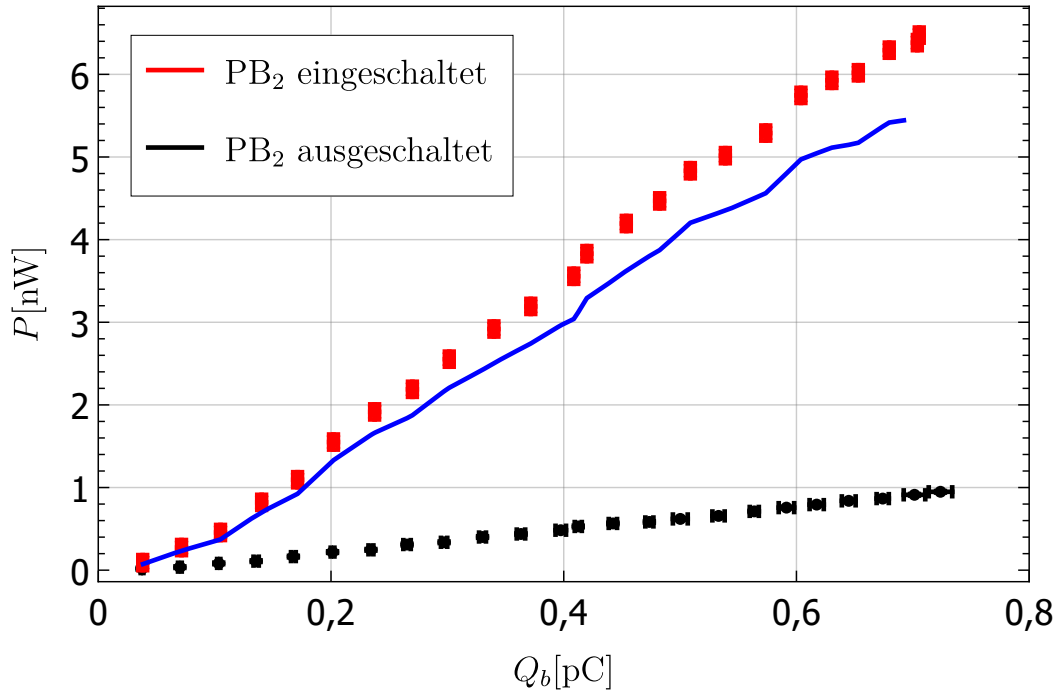


Abbildung 4.30.: Gemessene Strahlungsleistung an Gitter Nr. 2 ( $D = 1$  mm) für verschiedene Bunchladungen. Die roten Punkte entsprechen der Messung mit optimierter zweiter harmonischer Buncherkavität aus [Abbildung 4.23](#) ( $\sigma_z = 0,866 \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 100 \mu\text{m}$ ,  $\alpha_K = 121^\circ$ ). Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Messung bei gleichen Parametern, jedoch mit ausgeschalteter zweiter Buncherkavität. Die blaue Kurve bildet die Differenz beider Signale ab.

## 4.5. Auswirkung Chopperkollimator

Der Kollimator befindet sich zwischen zwei zirkular ablenkenden Kavitäten (siehe [Abbildung 2.9](#)) und selektiert durch mechanisches Verfahren der seitlichen Backen einen Winkelbereich von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  der Hochfrequenzphase des einfallenden Strahles. Es sei hier nochmals angemerkt, dass – bedingt durch die transversale Ausdehnung des Strahles am Ort des Kollimators – die tatsächlich durchgelassene Hochfrequenzphase  $\Delta\Phi_K$  stets größer ausfällt als der Öffnungswinkel  $\alpha_K$  (siehe [Unterabschnitt A.10.1](#)). Das longitudinale Bunchprofil ist nach dem Passieren des Kollimators hierdurch keine perfekte Rechteckfunktion, sondern hat einen verwachsenen Randbereich. Unter der Annahme eines transversal gaußförmigen Strahles entspricht die Halbwertsbreite von diesem Profil  $\Delta\Phi_{K,\text{FWHM}}$  gerade dem Öffnungswinkel  $\alpha_K$ . Im Folgenden wird untersucht, welche Bunchlänge sich bei verschiedenen Stellungen der Backen ergibt. [Abbildung 4.32](#) zeigt die gemessene SPR-Leistung bei unterschiedlichen Öffnungswinkeln  $\alpha_K$ . Die Parameter des Bunchersystems ( $P_1$ ,

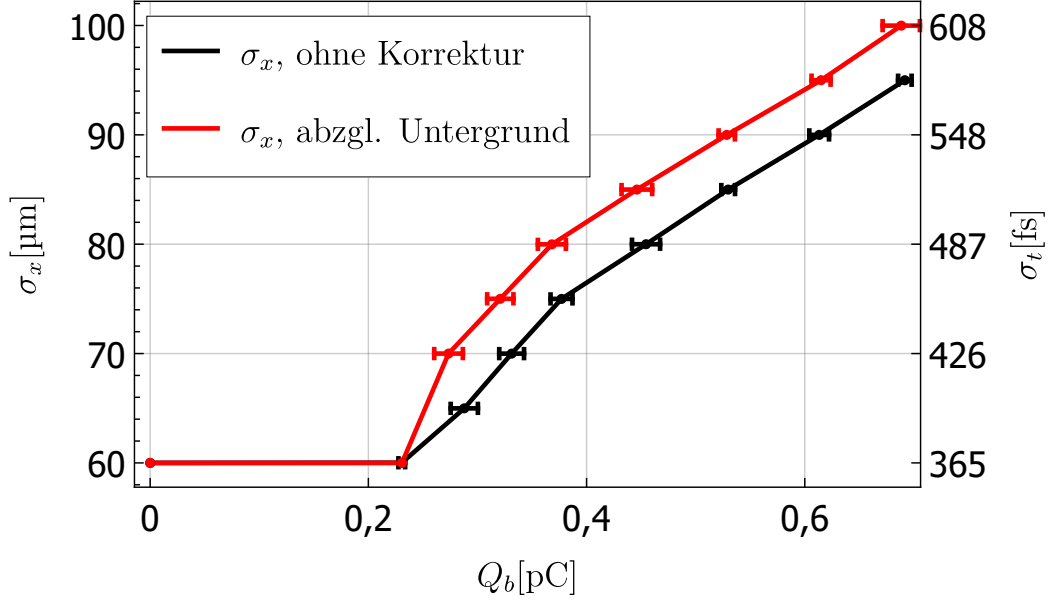


Abbildung 4.31.: Berechnete Bunchlänge für die blaue Kurve in [Abbildung 4.30](#). Zum Vergleich ist das nicht korrigierte Verhalten aus [Abbildung 4.24](#) in Schwarz dargestellt. Unter Berücksichtigung des linearen Untergrunds verlängert sich die berechnete Bunchlänge um etwa 5 %.

$P_2, \phi_1, \phi_2$ ) werden bei dieser Messung konstant gehalten. Es wird im Anschluss zur Abstandsmessung in [Abbildung 4.19](#) gemessen, wodurch nach [Abbildung 4.20](#) die Strahlbreite  $\sigma_z = (24 \pm 6) \mu\text{m}$  bekannt ist. Der Öffnungswinkel  $\alpha_K$  wird hier über die Strommessungen am Kollimator  $I_{\text{kol}}$  und am Netzteil der Quelle  $I_S$  bestimmt. Für den Strahlstrom nach dem Kollimator  $I_K$  gilt zunächst:

$$I_K = \left( I_S - \frac{I_{\text{kol}}}{f_{\text{kol}}} \right) \cdot \frac{1}{D_{\text{MP}}}, \quad (4.16)$$

wobei  $D_{\text{MP}}$  den eingestellten Tastgrad beschreibt. Beim Auftreffen des Strahles auf den Kollimator werden Sekundärelektronen emittiert. Misst man nun den Strom auf den Backen  $I_{\text{kol}}$ , wird ein geringerer Wert angezeigt als der tatsächlich auftreffende Strahlstrom. In [\[Mat20\]](#) wird bei geschlossenem Kollimator für das Verhältnis von gemessenem Strom  $I_{\text{kol}}$  zu tatsächlich auftreffendem Strom ein Wert von  $f_{\text{kol}} = 0,736 \pm 0,003$  bestimmt. Mit [Gleichung 4.16](#) lässt sich nun der Öffnungswinkel  $\alpha_K$  bestimmen:

$$\alpha_K = \frac{I_K}{I_{\text{MP}}} \cdot 360^\circ, \quad (4.17)$$

wobei  $I_{\text{MP}} = I_S/D_{\text{MP}}$  den Strom der Makropulse vor dem Kollimator beschreibt. Idealerweise sollte sich der Mittelpunkt der zirkular abgelenkten Teilchenbahn ge-

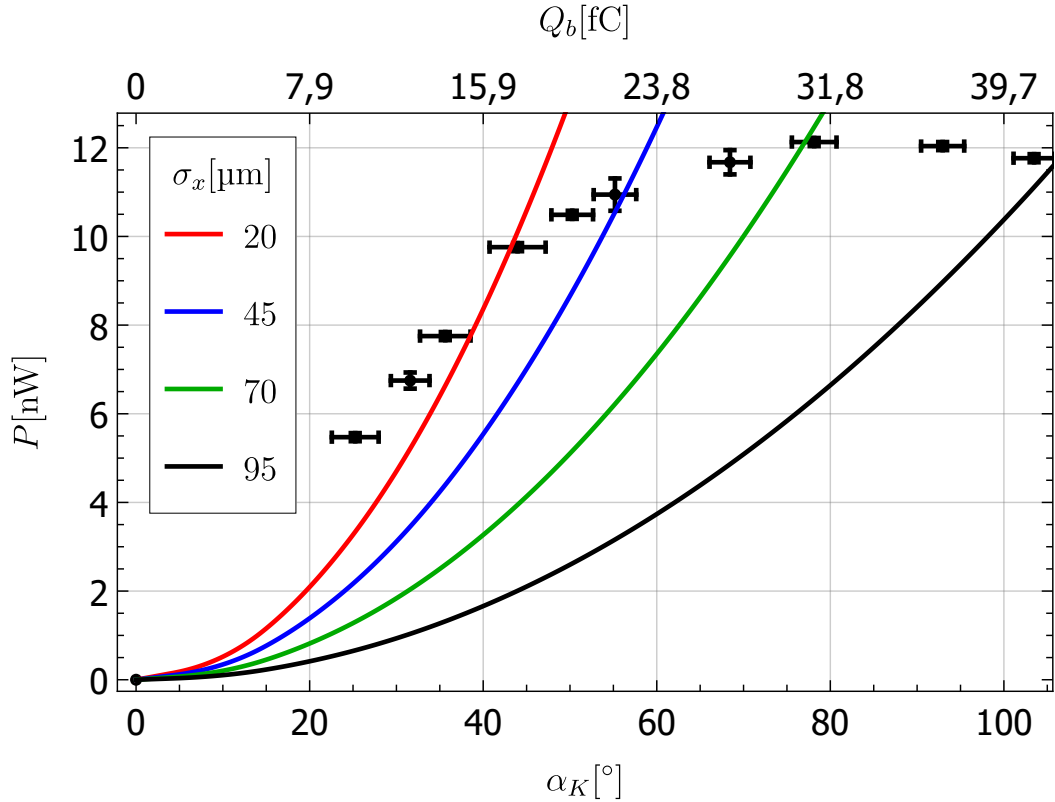


Abbildung 4.32.: SPR-Leistung  $P$  bei verschiedenen Öffnungswinkeln  $\alpha_K$  des Kollimators, die nach Gleichung 4.17 in den Strom nach dem Kollimator  $I_K$  umgerechnet werden können. Die durchgezogenen Linien zeigen die berechnete Leistung für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$  und Bunchlängen  $\sigma_x$ . Gitter Nr. 2 ( $D = 1$  mm),  $\sigma_z = (24 \pm 6)$  μm,  $z_0 = 30$  μm.

nau auf der Kante der fest installierten Backe des Kollimators befinden (siehe [Abbildung A.16](#)). Bei diesen Untersuchungen befindet sich dieser Schwerpunkt weiter von der Kante in Richtung Mitte der horizontalen Kollimatorbacke, was zu einem reduzierten maximalen Öffnungswinkel von  $\alpha_K \approx 100^\circ$  führt. Es fällt auf, dass beim Öffnen des Kollimators die gemessene SPR-Leistung ab einem Winkel von  $\alpha_K \approx 78^\circ$  nicht weiter ansteigt. Elektronen, die sich am Anfang und am Ende des Bunches befinden, werden dann nicht mehr ausreichend fokussiert, um bei dem hier verwendeten Gitter ( $D = 1$  mm) eine Erhöhung des kohärenten Faktors  $S_{\text{koh}}$  hervorzurufen. Die durchgezogenen Kurven zeigen die berechnete Leistung für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$  bei unterschiedlichen Bunchlängen  $\sigma_x$ .  $Q_b = I_K/f$  wird hierbei über Gleichung 4.17 einem Öffnungswinkel  $\alpha_K$  zugeordnet, wobei  $I_{\text{MP}} = (202 \pm 2)$  μA gilt. Analog zu [Unterabschnitt 4.4.1](#) werden die Schnittpunkte dieser Kurven mit den interpolierten Messwerten berechnet. [Abbildung 4.33](#) zeigt das Ergebnis dieser

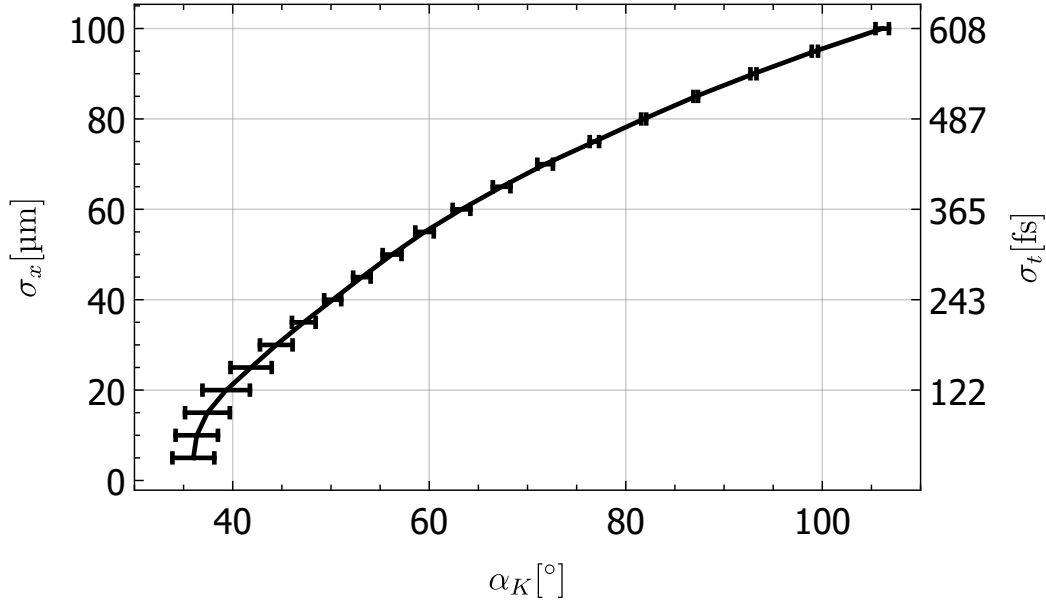


Abbildung 4.33.: Bunchlänge  $\sigma_x$  bei verschiedenen Öffnungswinkeln  $\alpha_K$  des Kollimators, extrahiert aus den Schnittpunkten der erreichten SPR-Leistung mit dem Verlauf der Messdaten gemäß [Abbildung 4.32](#).

Berechnung. Beim Öffnen der Kollimatorbacken steigt  $\sigma_x$  an. Nach [Abschnitt 2.4](#) ist zunächst ein quadratischer Anstieg der Bunchlänge beim Öffnen des Kollimators zu erwarten. Das liegt daran, dass die eigentlich ideale benötigte Geschwindigkeitsmodulation nach [Gleichung 2.9](#) nicht linear um die Eintrittsphase  $\Phi_1 = 0$  ist. Für große Driftstrecken zwischen Buncher und Fokus ist dies zwar in guter Näherung gegeben, jedoch wächst die Abweichung zur Linearität mit betragsmäßig größer werdender Eintrittsphase  $\Phi_1$ , was einer Vergrößerung des Spalts am Kollimator entspricht. [Gleichung 2.9](#) ist von der Form:

$$\frac{\Phi_1}{1 - \Phi_1} = \Phi_1 + \Phi_1^2 + \mathcal{O}(\Phi_1^3). \quad (4.18)$$

In zweiter Ordnung der Näherung wäre demnach ein quadratischer Anstieg der Bunchlänge mit größer werdendem  $\Phi_1$  bzw.  $\alpha_K$  zu erwarten. Dieses Verhalten wurde überprüft, indem Simulationen der Teilchenbahnen mit *OPAL* [[A<sup>+</sup>19](#)] durchgeführt wurden. In der Simulation wird das Bunchersystem nachgestellt. Die anfängliche Länge der Pulse wird variiert und die Länge des Bunches am Fokus wird entsprechend berechnet. Es stellt sich heraus, dass der erwartete quadratische Anstieg von  $\sigma_x$  bei Erhöhung der Eingangspulsbreite (also des Öffnungswinkels  $\alpha_K$ ) bestätigt werden kann [[Fri](#)]. Die gemessene Bunchlänge weist aber eher einen linearen Anstieg im Bereich  $\alpha_K > 40^\circ$  auf.

Der steile Anstieg bei kleineren Öffnungswinkeln kann über einen fehlerbehafteten Reflexionsfaktor begründet werden. Für  $\sigma_x \rightarrow 0$  wird kein Schnittpunkt von

#### 4. Messung und Analyse

berechneter und gemessener Leistung im Bereich von  $\alpha_K < 35^\circ$  gefunden. Mit Blick auf [Abbildung 4.32](#) bedeutet das, dass zum Beispiel die gemessene Leistung bei  $\alpha_K = 25^\circ$  von  $P = 5,5 \text{ nW}$  zu hoch ist, um mit dem berechneten Wert übereinzustimmen. Selbst mit einem maximalen kohärenten Verstärkungsfaktor bei  $\sigma_x \rightarrow 0$  liegt die berechnete Leistung unter dem gemessenen Pegel. Das deutet darauf hin, dass der tatsächliche Reflexionsfaktor hier größer ausfallen muss, was diese Diskrepanz erklären würde.

Der Grund für den annähernd linearen Anstieg bei  $\alpha_K > 40^\circ$  könnte in den experimentell eingestellten Parametern  $P_1, P_2, \phi_1$  und  $\phi_2$  des Bunchersystems liegen. Diese wurden so eingestellt, dass die Bunchlänge  $\sigma_x$  am Ort des Gitters minimal wird, und nicht etwa so, dass das System eine möglichst lineare Geschwindigkeitsmodulation um  $\Phi_1 = 0$  erzeugt. Die tatsächliche Modulation kann daher von einem linearen Verlauf abweichen und eher eine Form wie die schwarze Kurve in [Abbildung 4.25](#) aufweisen. Hier ist es nun denkbar, dass bei einer Vergrößerung des Spaltes am Kollimator eine vernachlässigbare Abweichung von der idealen Geschwindigkeitsmodulation bei großen Eingangsphasen  $\Phi_1$  eintritt. Ein linearer Anstieg der Bunchlänge kann dann folgendermaßen erklärt werden: Selbst bei einer idealen Geschwindigkeitsmodulation ergibt sich eine endliche Bunchlänge am Fokus, bedingt durch die Energiebreite der Elektronen vor dem Eintritt in das Bunchersystem (siehe zum Beispiel [\[Eut96\]](#)). Diese anfängliche Energiebreite wird bei kleinen Strahlströmen hauptsächlich durch die Chopperkavitäten hervorgerufen. Wie bereits in [Abschnitt 2.4](#) erwähnt, muss hier das Panofsky-Wenzel-Theorem berücksichtigt werden. Ortsabhängige transversale elektrische Felder innerhalb dieser Kavitäten führen demnach zu einer Änderung des Impulses in Flugrichtung. Die Amplitude der Impulsänderung hängt dabei von der Stärke sowie von der Richtung der transversalen Ablenkung ab. Die Kollimatorbacken befinden sich mittig zwischen den beiden Chopperkavitäten. Ist der Spalt zwischen den Backen fast vollständig zugefahren, so haben die durchgelassenen Elektronen eine maximale Ablenkung in  $y$ -Richtung erfahren, wogegen die Ablenkung in  $z$ -Richtung vernachlässigbar ist. Die entsprechenden elektrischen Felder

$$\begin{aligned} E_{yk} &= E_{yk0} \cos \alpha_0 \\ E_{zk} &= E_{zk0} \sin \alpha_0 \end{aligned}$$

in der ersten Chopperkavität bewirken eine longitudinale Energiemodulation  $\Delta E_K$  am Ort des Kollimators, wobei  $\alpha_0$  den Polarwinkel der Ablenkung darstellt.  $\alpha_0 = 0$  sei der Winkel, bei dem der Elektronenstrahl den fast vollständig geschlossenen Kollimator passiert. Werden die Kollimatorbacken nun weiter aufgeföhren, so erhöht sich die Anzahl unterschiedlicher transversaler Impulskomponenten linear mit dem Winkel  $\alpha_0$  in erster Näherung des Sinus. Das führt dann wiederum auf eine Erhöhung der Energiebreite  $\Delta E_K$  und somit zu der beobachteten Vergrößerung der Bunchlänge  $\sigma_x$ . Es sei hier noch angemerkt, dass die zweite Chopperkavität, welche die transversalen Impulskomponenten der ersten Kavität kompensiert, auch zu einer gewissen Kompensation von  $\Delta E_K$  führt, sodass die tatsächliche Energiebreite nach dem Choppersystem kleiner ausfällt als am Ort des Kollimators.



## 4.6. Vergleich Gittergeometrien

Bei der bisherigen Analyse wurde beim Vergleich von berechneter und gemessener SPR-Leistung stets ein Gitter mit der Geometrie  $G_b$  nach [Tabelle 2.3](#) verwendet. So ist zum Beispiel die Messung in [Abbildung 4.17](#) an Gitter Nr. 2 mit einer Gitterkonstante von  $D = 1$  mm durchgeführt worden und die Messung in [Abbildung 4.12](#) an Gitter Nr. 1 mit  $D = 0,75$  mm, jeweils bei einer Geometrie  $G_b$ . Hier stellte sich heraus, dass Messung und Berechnung gut übereinstimmten. Bei der Untersuchung an Gittern mit anderen Geometrien ist dies unter Umständen nicht mehr der Fall.

Im Folgenden werden verschiedene Gitter hinsichtlich der erzeugten SPR-Leistung miteinander verglichen. Es werden immer zwei Gitter mit gleicher Gitterkonstante  $D$ , aber unterschiedlichen Geometrien  $G_i$  direkt nacheinander verglichen.  $G_i$  steht für einen bestimmten Satz  $(a/D, h/D)_i$  von Gitterparametern. Gitter mit unterschiedlichem  $D$  können daher durchaus dieselbe Geometrie  $G_i$  besitzen. Beim Vergleich zweier Gitter bleiben alle Strahlparameter unverändert. Beim Drehen der Trommel kann es durch eine unrunde Rotation, bedingt durch Fertigungstoleranzen, zu einer Abweichung des Abstandes von Strahl und Gitter  $z_0$  zwischen zwei Messungen kommen.  $z_0$  wird daher beim Einfahren des jeweils anderen Gitters so eingestellt, dass das gemessene Signal maximal wird. In den meisten Fällen muss der Strom des Ablenkdiopols vor der SPR-Kammer jedoch nicht variiert werden, da die Abweichung der Positionen beider Gitter relativ zum Strahl beim Drehen der Trommel gering ist. Weiter werden nur Gitter mit der gleichen absoluten Länge  $L$  (siehe [Abbildung 3.9](#)) miteinander verglichen.

[Tabelle 4.4](#) zeigt die gemessenen SPR-Leistungen bzw. deren Verhältnis ( $P_x/P_y$ ) zueinander. Es fällt auf, dass die gemessenen Leistungsverhältnisse im Bereich von

Tabelle 4.4.: Direkter Vergleich emittierter SPR-Leistungen von Gittern mit unterschiedlicher Geometrie. Die ersten zwei Spalten geben die Nummer des Gitters sowie deren Geometrie nach [Tabelle 3.1](#) an.

Gitter x	Gitter y	$P_x$ [pW]	$P_y$ [pW]	$P_x/P_y$
2, $G_b$	3, $G_c$	$556 \pm 5$	$474 \pm 5$	$1,17 \pm 0,01$
5, $G_b$	6, $G_c$	$1430 \pm 30$	$4100 \pm 150$	$0,35 \pm 0,01$
8, $G_b$	9, $G_c$	$1920 \pm 90$	$3100 \pm 90$	$0,62 \pm 0,03$
13, $G_b$	14, $G_c$	$2550 \pm 90$	$3010 \pm 90$	$0,85 \pm 0,04$
15, $G_b$	16, $G_c$	$119 \pm 3$	$106 \pm 3$	$1,11 \pm 0,04$
22, $G_c$	23, $G_d$	$12 \pm 1$	$4 \pm 1$	$3 \pm 1$

$0,35 \leq P_x/P_y \leq 3$  liegen. Die Änderung des beobachteten Leistungspegels bei Variation der verwendeten Geometrie beträgt demnach maximal etwa  $\pm 300\%$ . Diese gemessenen Leistungspegel werden nun mit den berechneten Werten verglichen. Die Parameter  $Q_b$ ,  $\sigma_z$  und  $z_0$  sind bei den Messungen in [Tabelle 4.4](#) bekannt. Es sei angemerkt, dass diese Messungen nicht alle hintereinander ausgeführt worden

#### 4. Messung und Analyse

sind. Das liegt vor allem daran, dass bei der Verwendung eines Gitters mit unterschiedlicher absoluter Länge  $L$  der Strahl transversal neu fokussiert werden muss. Diese Daten wurden daher über den gesamten Messzeitraum zusammengetragen, wodurch sich zum Teil unterschiedliche Werte für  $Q_b$ ,  $\sigma_z$  und  $z_0$  zwischen den einzelnen Messungen ergeben.

Tabelle 4.5 zeigt die berechnete Leistung für die jeweils eingestellten Parameter  $Q_b$ ,  $\sigma_z$ ,  $z_0$  und  $\sigma_x$ , wobei  $\sigma_x$  stets so gewählt wird, dass die berechnete Leistung in etwa der gemessenen Leistung des Gitters der Geometrie  $G_b$  entspricht. Im Hinblick

Tabelle 4.5.: Berechnete Strahlungsleistung für verschiedene Strahlparameter.  $P_{\text{ber}}$  ist die berechnete Leistung,  $P$  die gemessene.

Gitter	$Q_b$ [fC]	$\sigma_x$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_z$ [ $\mu\text{m}$ ]	$z_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	$P_{\text{ber}}$ [pW]	$P$ [pW]	$P_{\text{ber}}/P$
2, $G_b$	9	70	32	35	560	556	$\approx 1$
3, $G_c$					11600	474	24,5
1, $G_b$					430	260	1,7
5, $G_b$	141	125	800	100	1460	1430	$\approx 1$
6, $G_c$					53200	4100	13
8, $G_b$	104	150	560	100	1950	1920	$\approx 1$
9, $G_c$					14062	3100	4,5
13, $G_b$	145	150	860	100	2570	2550	$\approx 1$
14, $G_c$					6424	3010	2,1
15, $G_b$	54	150	720	100	120	119	$\approx 1$
16, $G_c$					259	106	2,4

auf die Gittergeometrie  $G_c$  ist festzustellen, dass es zum Teil große Diskrepanzen zwischen berechneter und gemessener Leistung ( $P_{\text{ber}}/P > 1$ ) gibt.

Im Folgenden werden mögliche Ursachen für diese Diskrepanzen ausgeschlossen. Beim Vergleich der emittierten Leistung zweier Gitter kann sich nur der Abstand  $z_0$  durch eine nicht perfekt achsensymmetrisch gelagerte Trommel unterscheiden. Über einen Ablenkmagneten vor der SPR-Kammer wurde dies jedoch kompensiert. Alle anderen Parameter bleiben unverändert. In den meisten Fällen befinden sich zwei verglichene Gitter direkt auf benachbarten Steckplätzen auf der Trommel, sodass die Position des Strahles nicht durch den Magnet geändert werden musste, um das Maximum der gemessenen Strahlung zu erhalten. Die Strommessung an der Trommel bestätigt zudem einen konstanten Abstand zwischen Strahl und Gitter. Ein möglicher Strahlungsuntergrund wird als Ursache der beobachteten Diskrepanzen ausgeschlossen, da nur Gitter mit gleicher Länge  $L$  direkt miteinander verglichen wurden und so ein gleichermaßen hoher Untergrund zu erwarten ist.

Eine Erklärung der Diskrepanzen in Tabelle 4.5 könnte folgendermaßen begründet sein: Es ist eine Annäherung von  $P_{\text{ber}}/P \rightarrow 1$  hin zu größeren Gitterkonstanten

erkennbar. Bei kleinem  $D$  wird Smith-Purcell-Strahlung erster Ordnung noch detektiert, da die Antenne des Detektors in dem auftretenden Wellenlängenbereich noch sensitiv ist. Nach [Abbildung A.15](#) werden Wellenlängen größer als 3 mm vermehrt aus dem Winston-Cone reflektiert und somit nicht detektiert. Für Gitterkonstanten von  $D > 1,75$  mm ist die Wellenlänge der SPR in erster Ordnung ( $n = 1$ ) größer als 3 mm. Für  $D > 1,75$  mm wird diese erste Strahlungsordnung daher weitgehend reflektiert und gelangt somit nicht in den Detektor. Mit Blick auf [Tabelle 2.3](#) fällt auf, dass der Reflexionsfaktor der Geometrie  $G_c$  für  $n = 1$  einen außergewöhnlich hohen Wert von  $|\overline{R_{1,G_c}(\eta_0, \zeta_0)}|^2 = 0,35$  annimmt im Vergleich zu den restlichen Reflexionsfaktoren, die Werte im Bereich von  $10^{-3}$  annehmen. Dies könnte darauf hindeuten, dass es hier Abweichungen des berechneten Reflexionsfaktors nach Van den Berg zum tatsächlichen Wert gibt. Ein Grund hierfür könnte zum Beispiel der Einfluss von den oxidierten Aluminiumoberflächen der Gitter sein. Mit einem Vergolden der Gitter könnte man dies überprüfen. In der Rechnung wird zudem die Annahme von einer perfekt leitenden Oberfläche getroffen, die in Wirklichkeit nicht vorliegt.

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Bunchlänge wird hier stets mit der Geometrie  $G_b$  verfolgt. In [Tabelle 4.5](#) ist zu erkennen, dass bei gleicher Geometrie  $G_b$  und unterschiedlichen Gitterkonstanten von  $D = 1$  mm und  $D = 0,75$  mm eine vergleichsweise geringe Abweichung von Theorie und Experiment zu erkennen ist. Um eine möglichst genaue Bestimmung von  $\sigma_x$  zu gewährleisten, ist es jedoch unerlässlich, den Reflexionsfaktor experimentell zu bestimmen. Hierfür ist ein alternatives Diagnoseelement für die Bestimmung der Bunchlänge vonnöten, wozu bei kleinen Strahlströmen zum Beispiel eine weitere Deflektorkavität verwendet werden kann. Diese müsste sich ebenfalls am Fokus des Bunchersystems befinden und den Strahl zirkular auf einen Leuchtschirm ablenken. Über die Länge des abgebildeten Kreissegments auf dem Schirm kann  $\sigma_x$  bestimmt werden. In [\[Bec18\]](#) stellt sich heraus, dass dies mit einer linear ablenkenden Deflektorkavität noch besser funktioniert, wobei dort eine zeitliche Auflösung von etwa 0,5 ps erreicht wurde. Somit sind sämtliche Strahlparameter ( $\sigma_z, \sigma_x, z_0$ ) bekannt. Misst man nun bei Kenntnis dieser Parameter ein entsprechendes SPR-Signal an einem Gitter, so hat man den Reflexionsfaktor als einzigen freien Parameter isoliert und kann diesen somit experimentell bestimmen.

Eine solche Kalibration eines SPR-Gitters könnte man auch an einer alternativen Strahlführung durchführen. Mit diesem kalibrierten SPR-Gitter könnte man dann Bunchlängen, auch bei hohen Strahlströmen, live diagnostizieren und mit hoher Genauigkeit bestimmen. Neben der Bestimmung des Reflexionsfaktors als Summe über alle detektierten Strahlungsordnungen könnte man unter Verwendung von Bandpassfiltern, die nur eine gewünschte Ordnung in den Detektor lassen (siehe [Abschnitt 4.7](#)), zudem eine experimentelle Bestimmung der Reflexionsfaktoren in den einzelnen Strahlungsordnungen ermöglichen.

## 4.7. Filter

Um bestimmte Wellenlängen der emittierten Smith-Purcell-Strahlung zu selektieren, können zum Beispiel Bandpassfilter verwendet werden. Solche Filter im THz-Bereich bestehen aus mehreren übereinander gelegten metallischen Gittern unterschiedlicher Geometrie<sup>13</sup>. Die wellenlängenabhängige Transmission der verwendeten Filter ist in [Abschnitt A.13](#) dargestellt. Die verschiedenen Filter sind auf einem Stellrad vor dem Detektor platziert. Bei dieser Messung werden nun unterschiedliche Filter vor den Detektor gefahren und die so gemessenen Signale miteinander verglichen. Die Strahlparameter  $Q_b$ ,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_z$  und  $z_0$  bleiben dabei unverändert und sind in [Tabelle 4.8](#) aufgelistet. Es wird an Gitter Nr. 8 ( $D = 2$  mm) gemessen. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung in verschiedenen Ordnungen und im beobachtbaren Winkelbereich des Detektors berechnet sich nach der Kohärenzbedingung ([Gleichung 2.15](#)) und ist in [Tabelle 4.6](#) aufgelistet. Da die Kosten für Bandpassfilter

Tabelle 4.6.: Emittierte Wellenlängen  $\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$  von Gitter Nr. 8 innerhalb des vom Detektor abgedeckten Winkelbereichs für verschiedene Ordnungen  $n$ .

Ordnung	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$
$\lambda_{\min}$	3,38 mm	1,82 mm	1,22 mm	0,91 mm
$\lambda_{\max}$	3,91 mm	1,96 mm	1,30 mm	0,98 mm

im THz-Bereich mit über 2000 Euro pro Filter relativ hoch ausfallen, wurden die unterschiedlichen Bandpassfilter nicht explizit für dieses Experiment gekauft, sondern sind aus einem älteren Experiment [[Roc02](#)] übernommen worden. Der Transmissionsbereich war daher vorgegeben. Vergleicht man die auftretenden Wellenlängenbereiche der Smith-Purcell-Strahlung mit den verschiedenen Filtercharakteristiken, so fällt auf, dass ausschließlich Strahlung in dritter Ordnung an einem Gitter mit  $D = 2$  mm bei Filter Nr. 4 detektiert werden kann. [Tabelle 4.7](#) zeigt die gemessenen Signale an diesem Gitter unter Verwendung der verschiedenen Filter. Da bei Filter Nummer 1, 2 und 3 keine Smith-Purcell-Strahlung durchgelassen wird, dienen diese Messungen als Abschätzung des Untergrunds. Im Mittel ergibt sich hier ein Untergrund von

$$P_u = (P_1 + P_2 + P_3)/3 = (644 \pm 3) \text{ pW}. \quad (4.19)$$

Die detektierte Leistung von Smith-Purcell-Strahlung in dritter Ordnung bei der Verwendung von Filter Nr. 4 beträgt demnach:

$$P_{n=3} = P_4 - P_u = 735 \text{ pW} - 644 \text{ pW} = (92 \pm 10) \text{ pW} \quad (4.20)$$

[Abbildung 4.34](#) zeigt nun die berechnete SPR-Leistung nach [Unterabschnitt 2.7.6](#) für verschiedene Bunchlängen. Die Transmission von Filter Nr. 4 wird durch den

<sup>13</sup>Weitere Details zu Filtern im THz-Bereich sind in [[Les90](#)] zu finden.

Tabelle 4.7.: Gemessene Strahlungsleistung bei Verwendung von verschiedenen Bandpassfiltern.

Filter Nr.	Transmission Filter (FWHM) [ $\mu\text{m}$ ]	Signal Detektor [pW]
1	136 bis 181	$630 \pm 7$
2	332 bis 372	$649 \pm 5$
3	562 bis 716	$654 \pm 2$
4	1100 bis 1480	$735 \pm 10$
-	Kein Filter	$2404 \pm 5$

Faktor  $\tau_{f4} \cdot \tau_{fg} \approx 0,88 \cdot 0,9 = 0,79$  berücksichtigt. Hierbei beschreibt  $\tau_{f4}$  die Transmission des Bandpassfilters und  $\tau_{fg}$  die Transmission einer 0,56 mm dicken Schicht aus *FluoroGold*. Diese befindet sich zusätzlich direkt hinter dem Bandpassfilter Nr. 4 und stellt sicher, dass keine hohen Frequenzen durchgelassen werden<sup>14</sup>. Die Leistung bei Filter Nr. 4 berechnet sich für  $\sigma_x \rightarrow 0$  zu einem maximalen Wert von:

$$P_{\text{ber},n=3}(\sigma_x = 0) = 7,1 \text{ pW}.$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem gemessenen von  $P_{n=3} = (92 \pm 10) \text{ pW}$ , so wird mindestens 13 Mal so viel Strahlung detektiert wie theoretisch vorhergesagt. Hier ist demnach eine Abweichung des berechneten Reflexionsfaktors in dritter Ordnung zu dem tatsächlichen Wert vorhanden. Da die Bunchlänge in Wirklichkeit jedoch einen endlichen Wert annimmt, wird sie über die Messung ohne Filter, wie bei den bisherigen Bestimmungsmethoden auch, abgeschätzt. Die berechnete Leistung ohne Filter  $P_{\text{ber}}$  ergibt den gemessenen Wert von  $P_0 - P_u = 1760 \text{ pW}$  bei einer Bunchlänge von  $\sigma_x = 57 \mu\text{m}$  und den sonstigen Strahlparametern aus [Tabelle 4.8](#). Es gilt:

$$P_{\text{ber}}(\sigma_x = 57 \mu\text{m}) = P_0 - P_u = 1760 \text{ pW}.$$

Berechnet man nun die Leistung unter Berücksichtigung von Filter Nr. 4 bei dieser Bunchlänge, so folgt:

$$P_{\text{ber},n=3}(\sigma_x = 57 \mu\text{m}) = 5,3 \text{ pW}.$$

Dieser Wert weicht sogar um einen Faktor von 17 von dem gemessenen Wert  $P_{n=3} = (92 \pm 10) \text{ pW}$  ab. Diese Abweichung kann nur erklärt werden, indem der berechnete Reflexionsfaktor in dritter Ordnung von dem tatsächlichen Wert um einen Faktor von etwa 17 abweicht. In Summe über mehrere Ordnungen könnte diese Abweichung jedoch kompensiert werden, was die Übereinstimmung von gemessener und berechneter Leistung ohne Filter erklären würde. Wie bereits in [Abschnitt 4.6](#)

<sup>14</sup>Die Transmission von *FluoroGold* sowie von Filter Nr. 4 ist in [Abschnitt A.13](#) dargestellt.

#### 4. Messung und Analyse

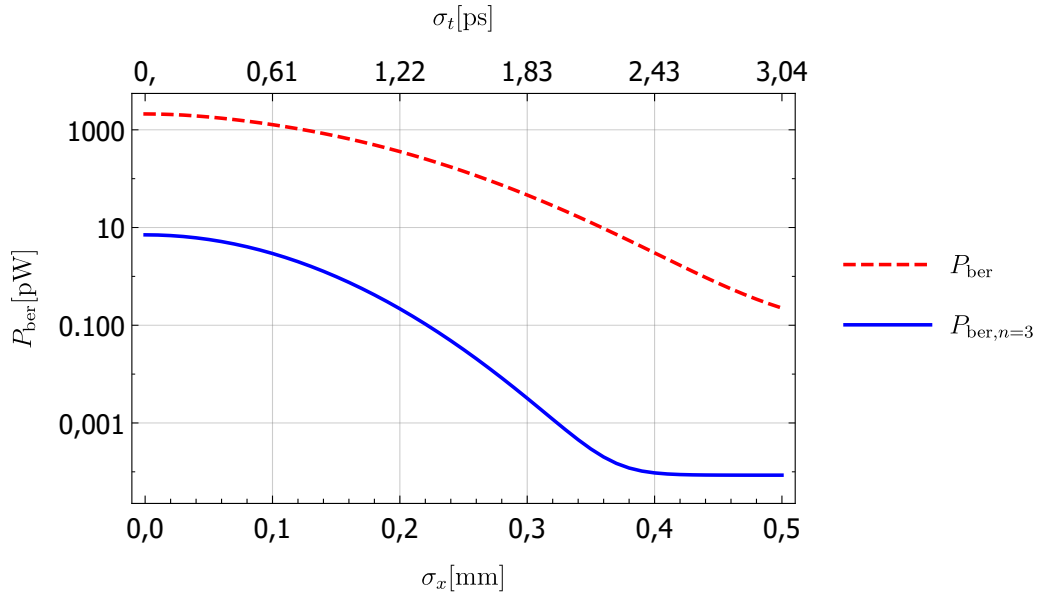


Abbildung 4.34.: Berechnete SPR-Leistung für verschiedene Bunchlängen. Durch Filter Nr. 4 gelangt ausschließlich Strahlung in dritter Ordnung  $P_{\text{ber},n=3}$  (blau) in den Detektor. Die gestrichelte Linie gibt die berechnete Leistung ohne Verwendung eines Filters an. Strahlparameter aus [Tabelle 4.8](#) mit Ausnahme des konstanten  $\sigma_x$ .

Tabelle 4.8.: Zusammenfassung der Strahlparameter.

Gitter	$D$	$Q_b$	$\sigma_z$	$z_0$	$\sigma_x$
Nr. 8	2 mm	37 fC	250 $\mu\text{m}$	150 $\mu\text{m}$	57 $\mu\text{m}$

erwähnt, würde hier eine experimentelle Bestimmung des Reflexionsfaktors in dritter Ordnung Aufschluss über den Sachverhalt geben.

Ein weiterer Vorteil der experimentellen Bestimmung des Reflexionsfaktors in jeder Strahlungsordnung  $n$  liegt darin, dass eine Optimierung des Bunchersystems von Anfang an mit nur einem Gitter möglich wäre. Angenommen, der Reflexionsfaktor in jeder Strahlungsordnung  $n$  sei bekannt. Sind passende Bandpassfilter vorhanden, so kann nun eine entsprechende Strahlungsordnung selektiert werden. Bei kleinen Strahlungsordnungen tritt eine kohärente Strahlungsverstärkung bereits bei längeren Bunchlängen in Kraft, wobei hohe Ordnungen erst bei kürzerem  $\sigma_x$  kohärent emittieren. So kann man nach einer groben anfänglichen Einstellung des Bunchersystems ( $P_1$ ,  $P_2$ ,  $\phi_1$  und  $\phi_2$ ) die Sensitivität steigern, indem man eine hohe Strahlungsordnung selektiert, die deutlich empfindlicher auf Änderungen der Bunchlänge reagiert.

## 4.8. Leistung $P_2$ bei unterschiedlichen Gittern

Wie bereits in [Abschnitt 4.7](#) erwähnt, ist ein unterschiedliches Ansprechverhalten der einzelnen SPR-Strahlungsordnungen für verschiedene Bunchlängen zu erwarten. Um diesen Effekt zu untersuchen, wird  $\sigma_x$  verändert, indem die Leistung der zweiten harmonischen Buncherkavität  $P_2$  durchgeföhren wird und dabei die emittierte SPR-Strahlung bei verschiedenen Gittern betrachtet wird. [Abbildung 4.35](#) zeigt das beobachtete Verhalten. Zunächst fällt auf, dass bei langen Bunchen – bzw. bei

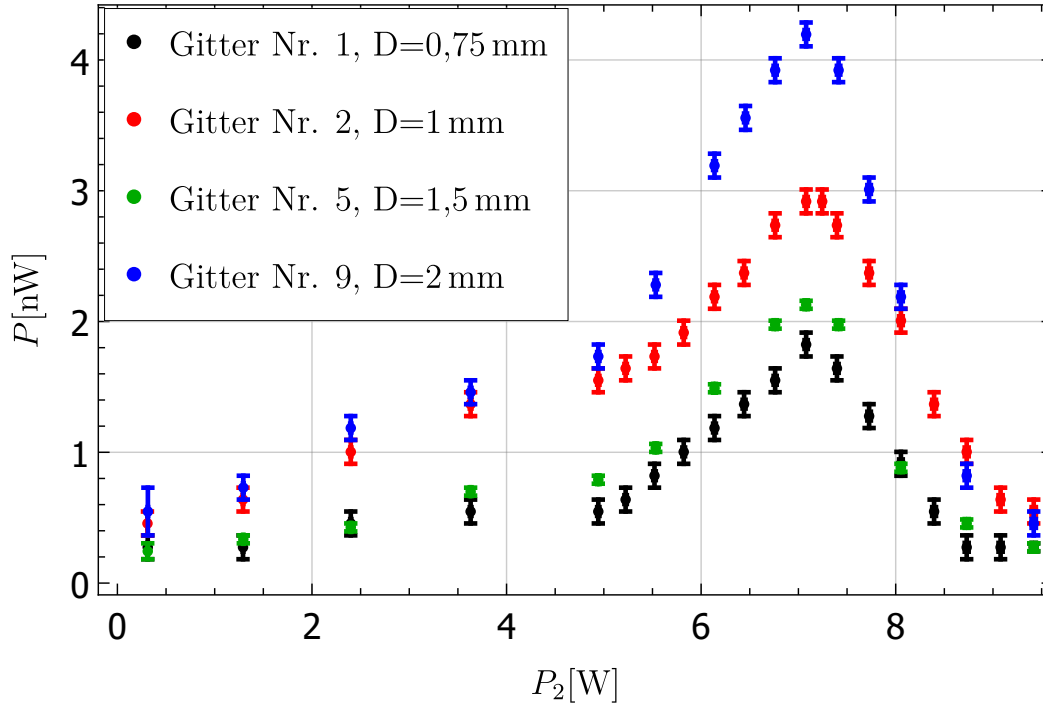


Abbildung 4.35.: SPR-Leistung  $P$  gegen Hochfrequenzleistung der zweiten harmonischen Buncherkavität  $P_2$  mit vier verschiedenen Gittern und sonst konstanten Parametern  $Q_b = 9,3 \text{ fC}$ ,  $\sigma_z = (866 \pm 14) \mu\text{m}$  und  $z_0 \approx 100 \mu\text{m}$ . Alle Gitter mit Geometrie  $G_b$ , außer Gitter Nr. 9 ( $= G_c$ ).

großen und kleinen Werten von  $P$  – alle Gitter in etwa die gleiche Leistung emittieren. Hier ist  $\sigma_x$  so groß, dass keine Strahlungsordnung mehr kohärent emittiert und der gemessene Leistungspegel von  $P_u \approx 0,5 \text{ nW}$  durch Untergrundeffekte zu erklären ist. Die unterschiedliche Länge der Gitterstrukturen spiegelt sich nur in einem konstanten Faktor auf den gesamten Leistungsverlauf wider. Der Abstand zwischen Strahl und Gitter  $z_0$  wurde bei den einzelnen Messungen nicht angepasst, was Einfluss auf die absoluten Leistungspegel hat und einen direkten Vergleich der Leistungen untereinander schwierig macht. Für die folgende Untersuchung sind die absoluten Leistungspegel jedoch nicht von Interesse.

#### 4. Messung und Analyse

Im Hinblick auf den Verlauf der gemessenen Verteilungen fällt auf, dass bei größer werdenden Leistungen  $P_2$  die Strahlung  $P$  einen stufenartigen Anstieg aufweist. Hier wird durch die kürzer werdende Bunchlänge  $\sigma_x$  stets eine höhere Strahlungsordnung zur kohärenten Strahlungsverstärkung angeregt. Es fällt auf, dass bei Gitter Nr. 2 der relative Leistungsanstieg ab  $P_2 = 5\text{ W}$  kleiner als bei den anderen Gittern ausfällt. Hier ist demnach ein kleinerer Reflexionsfaktor in den höheren Strahlungsordnungen als bei den anderen Gittern zu erwarten. Gitter Nr. 9 besitzt die Geometrie  $G_c$ , wobei die anderen drei Gitter die Geometrie  $G_b$  haben. Nach [Tabelle 2.3](#) fallen die berechneten Reflexionsfaktoren von Geometrie  $G_c$  in zweiter und dritter Ordnung höher aus als bei  $G_b$ . Wird die Bunchlänge nun ausreichend kurz, werden höhere Ordnungen zur kohärenten Strahlungsverstärkung angeregt, wobei dann der relative Leistungsanstieg an dem Gitter mit der Geometrie  $G_c$  höher ausfallen sollte als an den Gittern der Geometrie  $G_b$ . Dieses Verhalten kann hier jedoch nicht beobachtet werden, da ausschließlich Gitter Nr. 2 einen abweichenden relativen Leistungsanstieg aufweist. Es kann daher nicht bestätigt werden, dass die Reflexionsfaktoren in höheren Strahlungsordnungen bei Gittergeometrie  $G_c$  einen größeren Wert haben als bei Geometrie  $G_b$ , was den Berechnungen nach Van den Berg entgegensteht. Auch hier könnte die Oxidschicht auf den Gittern aus Aluminium für diese Abweichung verantwortlich sein.



# 5. Technische Details

## 5.1. Strahlstabilisierung, Strahlregelung

Die Leistung der emittierten Smith-Purcell-Strahlung variiert empfindlich mit dem Abstand  $z_0$  von Elektron und Gitter (siehe [Unterabschnitt 2.7.7](#)). Es fällt auf, dass der Elektronenstrahl im Experiment zeitlich kein ortsfestes Verhalten aufweist, sondern Oszillationen des Abstandes  $z_0$  durchführt. Dies führt dann zu großen Unsicherheiten in der messbaren SPR-Leistung. Die Zeitskala einer solchen Oszillation liegt im Sekundenbereich. Es gibt mehrere Ursachen für ein solches Strahlwackeln.

Eine denkbare Ursache ist die Frequenzregelung der Kavitäten. Die Schwingungsmoden in den HF-Kavitäten werden mit automatisierten Regelkolben stets auf die Frequenz des Masteroszillators abgestimmt. Wird die Position des Kolbens innerhalb der Kavität variiert, so ergibt sich auch eine kleine Änderung der Schwingungsmoden, was wiederum Auswirkungen auf den Elektronenstrahl haben kann, wenn die Schrittweite der Regelung beispielsweise zu groß gewählt wird. Für eine gut eingestellte Regelschleife wurde dieses Verhalten durch Beobachtungen an Leuchtschirmen ausgeschlossen.

Eine andere Möglichkeit ist die elektrische Aufladung nicht-leitender Elemente nahe der Strahlführung. Das wurde vor allem bei dem verwendeten Fenster aus Quarzglas beobachtet. Sekundärelektronen vom Gitter treffen auf das Glas und laden dieses auf. Der vorbeifliegende Strahl sieht nun ein immer größer werdendes abstoßendes elektrisches Feld, was zu einer Reduktion von  $z_0$  führt. Wird eine bestimmte Ladungsmenge überschritten, so entlädt sich das Vakuumfenster über die metallische Dichtung schlagartig<sup>1</sup>. Das führt zu einem großen Sprung des Strahls, da das abstoßende elektrische Feld plötzlich verschwindet. Die Häufigkeit dieser Entladungszyklen hängt von der Fokussierung des Strahls über dem Gitter sowie vom Strahlstrom ab.

Unregelmäßigkeiten bei der Bestromung der Magnete führen ebenfalls zu einem transversalen Wackeln des Strahles. Um Integrationszeiten und somit die Messdauer zu verkürzen sowie systematische Fehler in der Messung zu reduzieren, wird eine Strahllageregelung benötigt. [Abbildung 5.1](#) zeigt die schematische Darstellung der Regelschleife. Zunächst wird der Strahl manuell an die gewünschte Position gebracht. Das Verhältnis von Quellstrom  $I_S$  zu Strom auf dem Gitter  $I_G$  ist ein Maß für die Position des Strahls über dem Gitter und dient als Regelgröße. Die Stellgröße

---

<sup>1</sup>Die Entladung erfolgt über die Oberfläche des Fensters, da der Oberflächenwiderstand durch Restfeuchte auf dem Fenster reduziert ist. Ein Ausheizen der Apparatur erhöht die Entladungsschwelle.

## 5. Technische Details

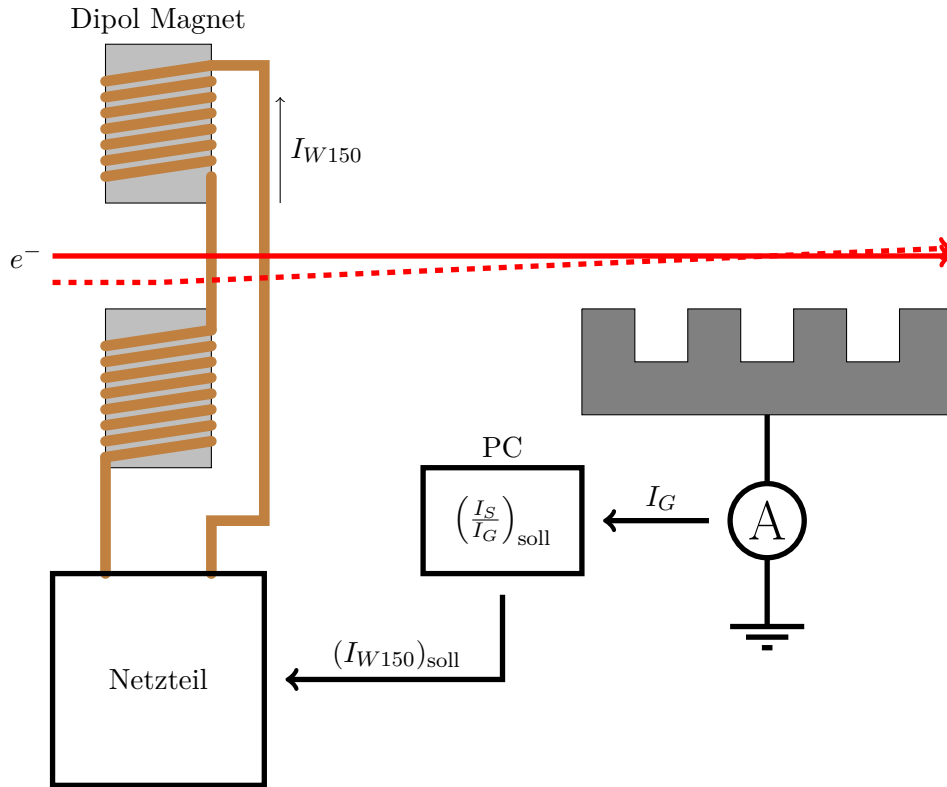
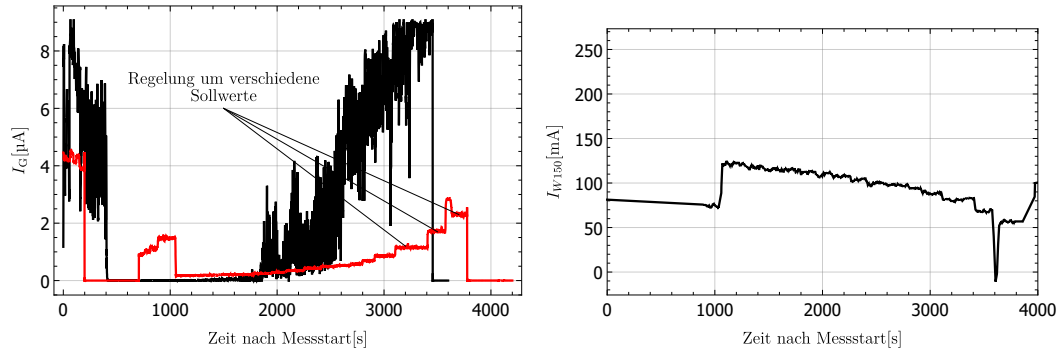


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Regelschleife zur Kompensation ungewollter transversaler Bewegungen des Elektronenstrahls. Der Abstand zwischen Strahl und Gitter wird hier über einen Dipolmagneten konstant gehalten. Bei kurzen Gittern ( $L = 2 \text{ cm}$ ) ist der entstehende Winkelversatz vernachlässigbar.

ist der Magnetstrom  $I_{W150}$  und wird von einem softwarebasierenden, empirisch parametrisierten Proportionalregler erzeugt, der auf dem langsamen Kontrollsystem der Anlage aufsetzt. Die Zeit wird mit etwa 10 Hz diskretisiert.

Abbildung 5.2a zeigt die Auswirkung der Regelung am Beispiel der Abstandsmessungen aus Abschnitt 4.3. Die schwarzen bzw. roten Datenpunkte zeigen den Strom  $I_G$  für die Messung aus Abbildung 4.19, bei der keine Strahllageregelung verwendet wurde, bzw. Abbildung 4.17 mit eingeschalteter Regelung. Da der Abstand  $z_0$  von Strahl und Gitter schrittweise variiert wird, ist ein stufenartiges Verhalten zu erkennen. Das Signal-Rausch-Verhältnis des Stromes auf dem Gitter  $I_G$  wird bei eingeschalteter Regelung deutlich verbessert. Das transversale Wackeln des Strahles wird hier daher fast komplett unterdrückt. Da das gemessene SPR-Signal empfindlich auf den Abstand von Strahl und Gitter ist, wird mit einer eingeschalteten Strahllageregelung eine rauscharme Messung der emittierten Leistung ermöglicht. Die Integrationszeit im Lock-in-Verstärker kann hier entsprechend kürzer ausfallen.



(a) Strom auf dem Gitter  $I_G$  mit Regelung (rot) und ohne Regelung (schwarz). (b) Strom des Ablenkmagneten bei eingeschalteter Regelung.

Abbildung 5.2.: Auswirkung der Strahlageregelung am Beispiel der Messungen aus [Abschnitt 4.3](#). Bei der Messung in [Abbildung 4.19](#) wurde der Dipolstrom manuell eingestellt, um den Abstand von Strahl und Gitter zu variieren (schwarze Kurve). In [Abbildung 4.17](#) erfolgt die Abstandsänderung durch die Regelung (rote Kurve), wobei der Sollwert ein entsprechendes stufenartiges Verhalten aufweist.

In [Abbildung 5.2b](#) ist der Strom des geregelten Ablenkmagneten Nr. 150 bei der Messung in [Abbildung 4.17](#) dargestellt. Die Variation von  $I_{W150}$  innerhalb eines fest eingestellten Soll-Abstandswertes  $z_0$  beträgt  $\delta I_{W150} = \pm 2$  mA. Über die Kalibration des Magnetstroms zum Ort des Strahles über dem Gitter (siehe [Abschnitt A.11](#)) entspricht diese Variation des Stromes einer räumlichen maximalen Ablage von  $\Delta z_{0,\text{soll}} = \pm 57$   $\mu\text{m}$ . In der Abstandsmessung ohne automatische Regelung ([Abbildung 4.19](#)) ist somit ein Wackeln des Strahles mit einer Amplitude von  $\pm 57$   $\mu\text{m}$  vorhanden, was bei einer gemessenen Strahlbreite von  $(24 \pm 6)$   $\mu\text{m}$  eine größere Strahlbreite von etwa 140  $\mu\text{m}$  suggeriert. Das beobachtete Verhalten ( $\approx 200$   $\mu\text{m}$ ) kann daher zumindest teilweise auf ein Wackeln des Strahles zurückgeführt werden. Der Ausschlag bei einer Messzeit von 3600 s ist vermutlich durch eine Entladung des Vakuumfensters aus Quarzglas zu erklären. Die transversale Strahlgröße bei der Messung ohne automatisierte Regelung in [Abbildung 4.19](#) ( $\sigma_z = (24 \pm 6)$   $\mu\text{m}$ ) ist im Vergleich zu der geregelten Messung in [Abbildung 4.17](#) ( $\sigma_z = (866 \pm 15)$   $\mu\text{m}$ ) deutlich kleiner. Hier wirkt sich ein Wackeln des Strahles generell mehr auf das emittierte SPR-Signal und den Strom  $I_G$  aus.

## 5.2. Lebensdauerkorrektur

Die Quanteneffizienz einer Elektronenquelle beschreibt das Verhältnis von der Anzahl emittierter Elektronen pro einfallendem Photon des Lasers auf der Kathode. Bei dem Betrieb einer spinpolarisierten Elektronenquelle auf Basis einer GaAs-Kathode ist mit Einbrüchen der Quanteneffizienz während einer Messung zu rech-

## 5. Technische Details

nen. Hierfür sind Restgaspartikel in der Vakuumapparatur, Feldemission an den Kammerwänden, Gasdesorption bei Strahlverlust und thermische Effekte sowie Ionenbeschuss der Kathode verantwortlich. Eine ausführliche Behandlung dieser einzelnen Effekte ist in [Aul07] und an *MELBA* in [Fri19] zu finden.

Im Experiment bedeutet das, dass bei konstanter Laserleistung sich der Strahlstrom aufgrund von diesen Alterungseffekten reduziert. Gerade bei länglichen Messungen unter hohem Strahlstrom muss daher die Laserleistung des Öfteren erhöht werden, um diesen Effekt zu kompensieren. [Abbildung 5.3](#) zeigt beispielhaft den Quellstrom  $I_S$  bei einer 2000 s langen Messung<sup>2</sup>. Der Messwert des Stromes wird in

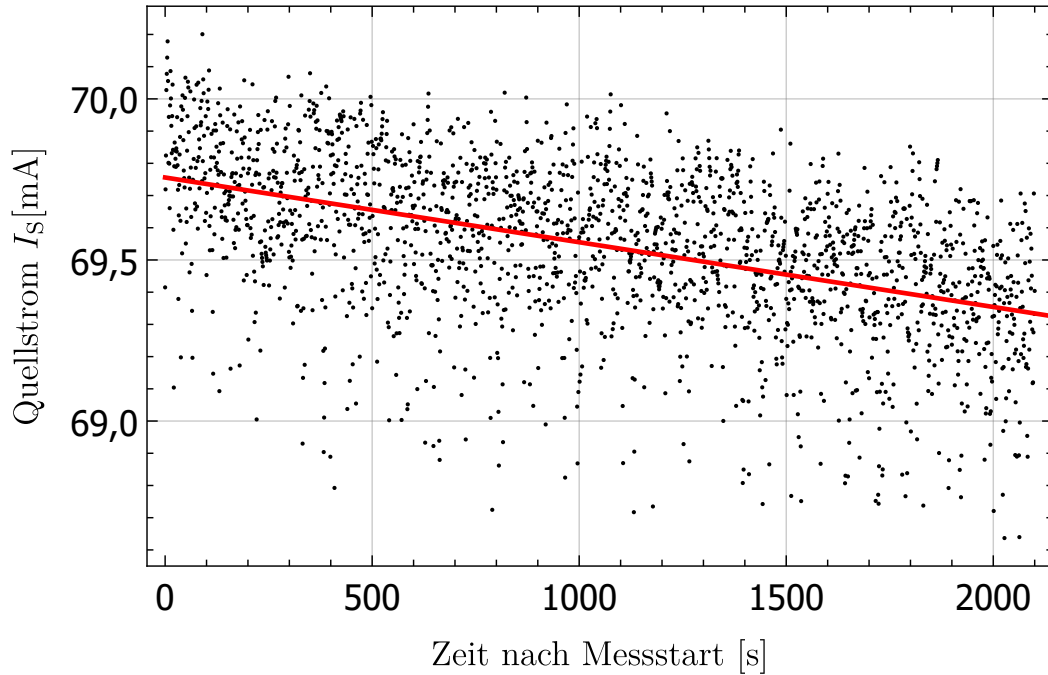


Abbildung 5.3.: Verringerung des Quellstroms  $I_S$  bei einer Messdauer von 2000 s durch Abnahme der Quantenausbeute der Kathode. Das auffällig hohe Rauschen des Quellstroms entsteht durch den Makrogepulsten Laserstrahl, der auf die Quelle trifft.

diesem Fall über das Strommessgerät des Hochspannungsnetztes der Quelle erhalten. Da mit dem Lock-in-Prinzip gearbeitet wird, trifft stets ein makrogepulster Laser auf die Kathode. Das Zeitfenster für die Mittelung der gemessenen Stromwerte ist nicht phasenstarr zu den Makropulsen, weshalb die Stromanzeige je nach eingestelltem Tastgrad der Makropulse mehr oder weniger rauscht.

Passt man die Daten mit einer linearen Funktion an, so sieht man eine Abnahme des Strahlstromes von  $0,2 \mu\text{A}$  pro 1000 s. Dieser Wert gilt jedoch nur in

<sup>2</sup>Es handelt sich hierbei um die Messung zum Finden der besten Phase des Lock-in-Verstärkers aus [Abbildung A.6](#).

diesem Fall und ist nicht auf andere Messungen übertragbar. Der Abfall der Quantenausbeute der Quelle ist über einen größeren Zeitraum nicht linear und hängt stark von den oben erwähnten Effekten ab. Die Lebensdauer ergibt sich aus der Zeit, bis die Quanteneffizienz um das  $1/e$ -Fache ( $\approx 37\%$ ) des anfänglichen Wertes abgesunken ist. Generell gilt es, die Quelle so auszulegen und den Beschleuniger so zu betreiben, dass die Lebensdauer einen großen Wert annimmt und somit ein großer Zeitraum zum Experimentieren zur Verfügung steht. Eine stetige Erhöhung der Laserleistung, um diesen Effekt zu kompensieren, ist im DC-/cw-Betrieb nicht möglich, da der Großteil der Laserleistung zu einer Erwärmung der Kathode führt, was die Quantenausbeute weiter reduziert. Hohe Leistungen des Lasers verkürzen die Lebensdauer daher umso mehr. In dieser Arbeit wurden die Messungen bei Strahlströmen im mA-Bereich daher stets mit einem kleinen Tastgrad gemacht, um die Kathode zu schonen.

### 5.3. Untergrund

Bei der Erzeugung von Smith-Purcell-Strahlung muss der Elektronenstrahl möglichst nahe an der periodischen Gitterstruktur vorbeifliegen. Ohne aufwendige supraleitende Solenoid-Magnete, die den Teilchenstrahl bündeln und ohne transversale Divergenz an dem Gitter vorbeileiten [Roc02], ist es unvermeidlich, dass zumindest ein kleiner Teil der Strahles mit dem Gitter kollidiert und somit verloren geht. Bei dieser Kollision entsteht Strahlung, die nicht durch das Lock-In-Prinzip herausgefiltert wird und als Untergrund in den Detektor gelangt. In diesem Abschnitt wird untersucht, welche Ursachen der gemessene Untergrund haben kann.

Als Beispiel wird die Messung mit ausgeschalteter zweiter Buncherkavität betrachtet (Abbildung 4.30). Die Bunchlänge ist hier zu hoch, um kohärente Smith-Purcell-Strahlung zu emittieren. Es wird ein linearer Anstieg des Signals mit dem Strahlstrom gemessen. Die gemessene Leistung ist jedoch um Größenordnungen zu hoch, um inkohärente SPR als Ursache zu haben. Es muss demnach einen anderen Strahlungsmechanismus für den gemessenen Leistungspegel geben.

Eine erste Vermutung legt Bremsstrahlung als Quelle des Signals nahe. Bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 100 keV ist die Intensitätsverteilung hier nahezu isotrop [Kri19]. Bei der Kollision des Elektronenstrahles mit der Stirnseite des SPR-Gitters gelangt somit ein Teil der Strahlung in den Empfangsbereich des Detektors. Um die Intensität zu berechnen, werden Simulationen mit *Beam Delivery Simulation* (BDSIM) durchgeführt [N<sup>+</sup>20]. Hierbei handelt es sich um ein Programm, mit dem Teilchenbewegungen in einem Beschleuniger simuliert werden, wobei zusätzlich Interaktionen der Partikel mit Materie berücksichtigt werden. Prinzipiell wird dabei das Experiment nachgestellt. Ein Elektronenstrahl trifft auf ein Modell des SPR-Gitters und es wird simuliert, wie viele Bremsstrahlungsphotonen pro einfallendem Elektron in den Empfangsbereich der Antenne des Detektors (Winston-Cone) gelangen. Als Ergebnis erhält man ein Photonenspektrum, das die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein einfallendes Elektron ein Photon in Richtung

## 5. Technische Details

des Detektors mit einer bestimmten Energie emittiert. Die mittlere Energie eines Photons pro auftreffendem Elektron liegt bei  $\bar{E}_{\text{brems}} = (2,86 \pm 0,44) \cdot 10^{-9}$  eV [Led]. Dieser Wert ist so gering, da die Wahrscheinlichkeit, dass überhaupt ein Photon beim Auftreffen eines Elektrons emittiert wird und in den Detektor gelangt, im Bereich  $10^{-8}$  liegt. Hieraus wird nun die Leistung der Bremsstrahlung berechnet, die im Experiment bei einem bestimmten Strahlstrom in den Detektor gelangt. Angenommen, der Strahlstrom nach dem Kollimator beträgt  $I_K = 1$  mA. Die Ladung im Bunch  $Q_b$  berechnet sich dann zu  $Q_b = I_K/f = 0,77$  pC, wobei  $f = 1,3$  GHz die Repetitionsrate der Teilchenpakete beschreibt. Die Anzahl an Elektronen im Bunch ergibt dann  $N_e = Q_b/e = 4,8 \cdot 10^6$ . Angenommen, der komplette Strahl wird auf dem Gitter vernichtet, dann ergibt sich eine Strahlungsleistung der Bremsstrahlungsphotonen, die in den Detektor gelangen, von:

$$P_{\text{brems}} = \bar{E}_{\text{brems}} \cdot N_e \cdot f = 2,9 \text{ pW}.$$

Dieser Wert liegt etwa um den Faktor 200 niedriger als der beobachtete Pegel der Untergrundstrahlung von etwa 500 pW. In Wirklichkeit trifft natürlich nicht der ganze Strahl auf das Gitter, was diesen Wert nochmals deutlich absenkt. Zudem wird Strahlung mit Frequenzen bis zu  $0,2 \cdot 10^{20}$  Hz nicht mehr durch die Antenne des Detektors fokussiert. Daher kann Bremsstrahlung als Ursache für den beobachteten Untergrund ausgeschlossen werden.

Trifft ein Elektron auf eine Grenzfläche zweier Medien, in diesem Fall Vakuum und Aluminium, entsteht Übergangsstrahlung. Als Ursache der Strahlung kann zum Beispiel das Modell einer Spiegelladung herangezogen werden, die sich im Medium auf das einfallende Elektron zubewegt. In [Gin82] wird die Winkelverteilung und die Intensität der so erzeugten Strahlung berechnet. Hier stellt sich heraus, dass bei kinetischen Energien der Elektronen von 100 keV die Strahlungsleistung, die in den Detektor gelangt, um Größenordnungen kleiner ist als der gemessene Leistungspegel. Übergangsstrahlung wird daher als Ursache für den Untergrund ebenfalls ausgeschlossen.

Eine plausible Erklärung für die beobachtete Leistung und den linearen Anstieg des Signals bei ausgeschalteter 2,6 GHz-Kavität liefert eine thermische Betrachtung des SPR-Gitters. Beim Auftreffen des Elektronenstrahles auf dem Aluminiumkörper wird dieser erwärmt. An dem Punkt, an dem der Strahl auf das Gitter trifft, wird Leistung lokal in einem kleinen Volumen ( $\approx 1 \text{ mm}^3$ ) deponiert. Über Thermodiffusion wird die so erzeugte lokale Erwärmung auf den Rest des Gitters übertragen. Somit besteht stets ein Temperaturgradient zwischen dem Auftreffpunkt des Strahles und dem restlichen Gitter. Die mittlere Temperaturänderung des gesamten Gitters verläuft langsam im Vergleich zur eingestellten Repetitionsrate des Lock-in-Verstärkers. Die erzeugte Schwarzkörperstrahlung durch die mittlere Erwärmung des gesamten Gitters wird somit herausgefiltert und nicht vom Detektor registriert. [Abbildung 5.4](#) zeigt die Zeitstruktur der Makropulse, wie sie bei der Messung in [Abbildung 4.30](#) verwendet wurde. Es trägt nur der Temperaturunterschied  $\Delta T$  zum Untergrundsignal bei, der zwischen dem Moment des eingeschalteten Strahles und

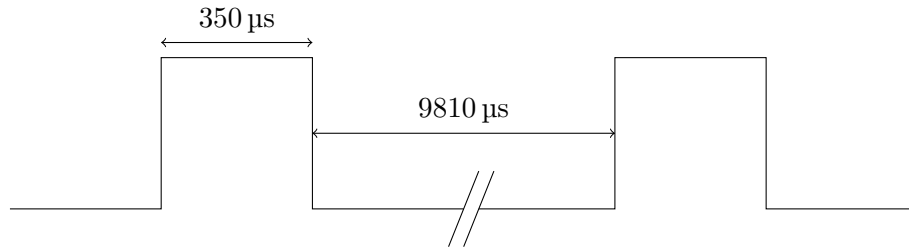


Abbildung 5.4.: Zeitstruktur der eingestellten Makropulse des Elektronenstrahls. Der Strahl trifft für  $350\ \mu\text{s}$  auf das Gitter, gefolgt von einer  $9810\ \mu\text{s}$  langen Pause.

dem des ausgeschalteten Strahles herrscht. Hierbei ist jedoch entscheidend, dass der Auftreffpunkt des Strahles auf dem Gitter im sichtbaren Bereich des Detektors liegt, da dieser Temperaturunterschied sonst durch die langsame Thermodiffusion bis zum nächsten sichtbaren Punkt verschwimmt und nicht aufgelöst wird. Da die Messung in [Abbildung 4.30](#) an Gitter Nr. 2 mit einer Länge von 2 cm durchgeführt wurde, ist dies hier jedoch der Fall.

Um den Temperaturunterschied  $\Delta T$  und den damit einhergehenden Leistungspegel durch die entstehende Wärmestrahlung zu berechnen, wird eine thermische Simulation der Versuchsanordnung mit CST durchgeführt (siehe [Abschnitt 6.3](#)). Es stellt sich heraus, dass bei einer Bunchladung von  $Q_b = 0,77\ \text{pC}$  durch schnelle Temperaturänderungen während eines Makropulses eine Leistung der Wärmestrahlung von  $0,23\ \text{nW}$  als Untergrundstrahlung detektiert wird ([Gleichung 6.1](#)). Dieser Wert liegt in der Größenordnung des gemessenen Untergrunds von etwa einem Nanowatt. Die Abweichung um den Faktor 4 kann von ungenauen Annahmen im Simulationsmodell kommen. Verschiedene Parameter wie die Emissivität der Gitteroberfläche oder der genaue Auftreffpunkt des Strahles auf dem Gitter können beispielsweise eine Erklärung für diese Diskrepanz sein. Der beobachtete Untergrund kann daher durchaus durch die Erwärmung des Gitters erklärt werden.





## 6. Simulationen mit CST

Für die Herstellung verschiedener Elemente eines Teilchenbeschleunigers werden Simulationen verwendet, um elektromagnetische Felder zu berechnen oder Teilchenbahnen zu bestimmen. Mit Hilfe dieser Ergebnisse lassen sich zum Beispiel die Formen von Hohlraumresonatoren oder Magneten sowie das Design der Quelle optimieren. In dieser Arbeit wird das Programm *Computer Simulation Technology* (CST) dazu verwendet. CST basiert auf der Finite-Integral-Methode [CW01]. Hierbei wird zunächst ein Modell des zu simulierenden Objekts importiert und dann in viele kleine, dreidimensionale Zellen (engl. Mesh) unterteilt. Die Maxwell-Gleichungen werden nun in jeder dieser Zellen numerisch gelöst und die entsprechende Teilchenbewegung berechnet.

### 6.1. Simulation von Raumladungseffekten

In [Unterabschnitt 4.4.3](#) wird der Einfluss der Raumladung auf die Ausdehnung des Teilchenpaketes gemessen. Um zu überprüfen, ob es sich bei der beobachteten Aufblähung des Bunches wirklich um Raumladungseffekte handelt, wird eine elektromagnetische Simulation der Teilchenbahnen mit CST vorgenommen. Dazu wird zunächst eine Quelle definiert, die einen Bunch mit gaußförmiger Ausdehnung  $f_i$  nach [Gleichung 2.25](#) in allen drei Raumrichtungen mit der entsprechenden Ladung  $Q_b$  und einer kinetischen Energie von 100 keV emittiert. Diese Teilchenverteilung wird nun in diskreten Zeitabständen durch ein modelliertes Strahlrohr geleitet, wobei Orte und Impulse sämtlicher Teilchen gespeichert werden. Hierbei werden keine zusätzlichen Elemente der Strahlführung in Betracht gezogen. [Abbildung 6.1](#) zeigt einen Längsschnitt durch das Rohr des Simulationsmodells. Die Quelle hat einen Durchmesser von 4 mm und emittiert Teilchen in  $x$ -Richtung.

Die simulierte Emission der Partikel erfolgt dabei folgendermaßen: Die Fläche der Quelle wird, so wie das Modell auch, in Kacheln zerteilt. Aus jedem dieser Segmente werden nun gleich viele Teilchen entsandt. Hierbei ordnet CST jedem Teilchen eine Makroladung zu. Das ist nötig, um gerade bei hohen Strömen Rechenleistung zu sparen, indem weniger Partikel entsandt werden müssen als die tatsächliche Anzahl an Elektronen im Bunch. Konkret bedeutet das, dass bei einer gaußförmigen Teilchenverteilung Partikeln in der Mitte der Quelle eine höhere Makroladung zugewiesen wird als am Rande der Quelle. Der Durchmesser der Quelle von 4 mm definiert den Bereich, aus dem Partikel entsandt werden. Bei den auftretenden Strahlbreiten von  $\sigma_z, \sigma_y \approx 500 \mu\text{m}$  reicht dies aus, um die vierfache Sigma-Umgebung der Verteilung abzubilden. Dieser Durchmesser kann nicht beliebig erhöht werden, da sonst die Anzahl an zu simulierenden Partikeln zu groß wird und die Simulationsdauer

## 6. Simulationen mit CST

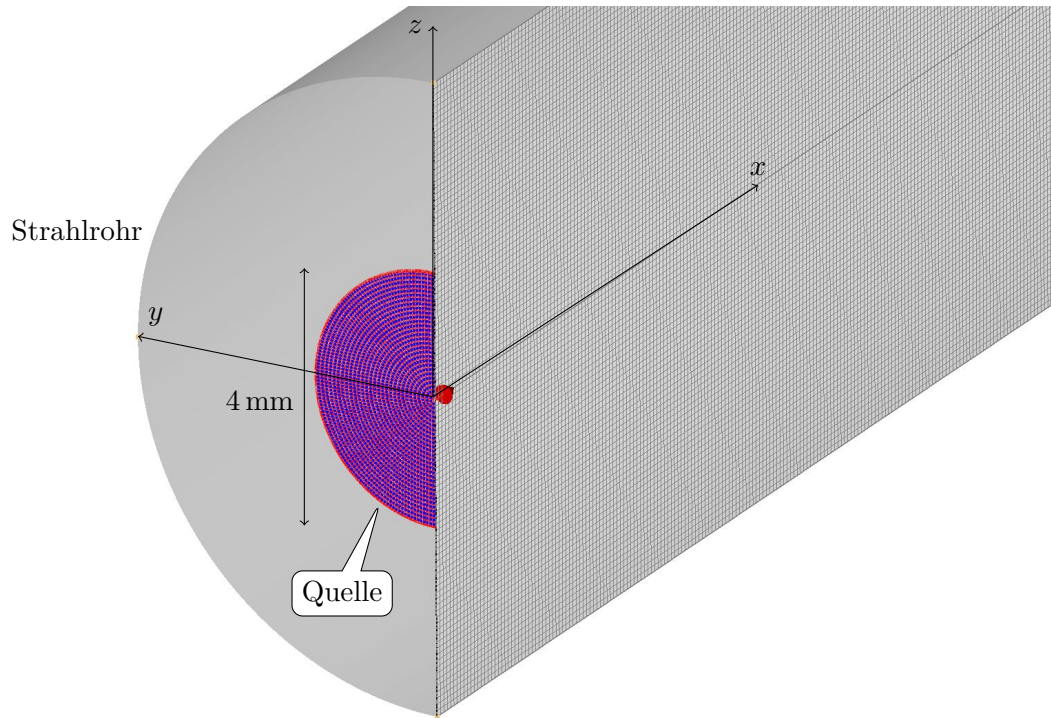
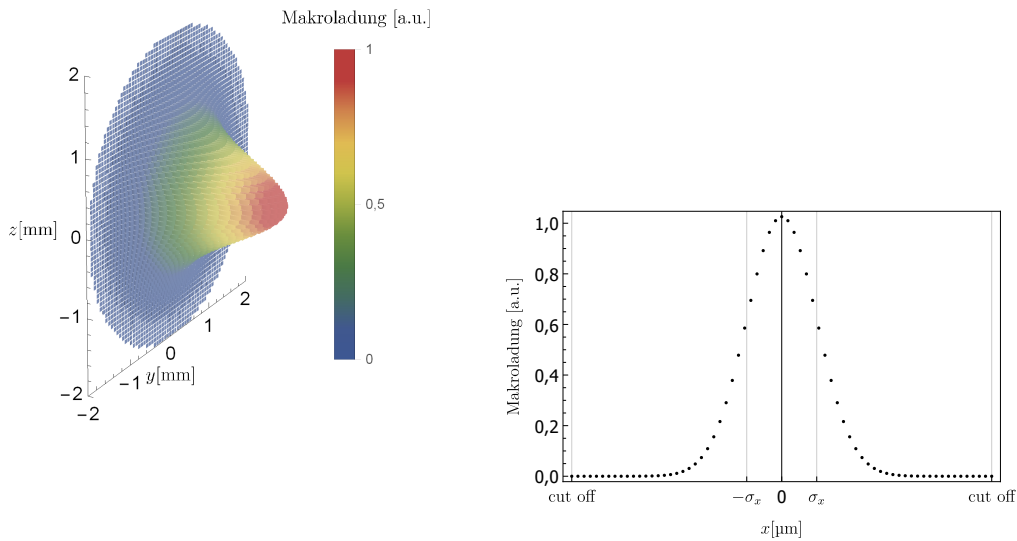


Abbildung 6.1.: CST-Modell zur Simulation von Raumladungseffekten. Dargestellt ist ein Querschnitt des Strahlrohres mit definierter Quelle der Teilchen. Die Unterteilung des Modells in Zellen ist so fein, dass diese auf dem Bild kaum zu erkennen sind.

entsprechend ansteigt. [Abbildung 6.2a](#) zeigt das transversale Emissionsmodell der Quelle in CST zu einem bestimmten Zeitpunkt während der Emission. Auf insgesamt 3481 Punkten werden Teilchen mit verschiedenen Makroladungen emittiert. Für die longitudinale Teilchenverteilung wird analog ein gaußförmiges Emissionsmodell definiert, mit entsprechendem Cut-Off bei der sechsfachen Sigma-Umgebung ([Abbildung 6.2b](#)). Die Auflösung wird hier durch die Anzahl an Zellen im Modell vorgegeben. Direkt nach der Emission wird die longitudinale Verteilung in 68 Punkten dargestellt. An jedem Punkt in [Abbildung 6.2b](#) wird eine transversale Teilchenverteilung wie in [Abbildung 6.2a](#) mit entsprechender Gesamtladung entsandt. Damit ergibt sich die Anzahl an zu simulierenden Partikeln auf  $3481 \cdot 68 = 236708$ . Um diese Anzahl an Teilchen im Simulationsmodell möglichst genau darzustellen, muss die Unterteilung des Modells in Zellen ausreichend fein gewählt werden. In diesem Fall wird das 20 cm lange Strahlrohr mit einem Durchmesser von 10 mm mit über  $162 \cdot 10^6$  Zellen modelliert. Der Durchmesser des Rohres ist am Experiment etwa viermal größer als im Modell. In der Simulation bewirkt ein breiteres Strahl-

## 6.1. Simulation von Raumladungseffekten



- (a) Transversales Emissionsmodell zu einem festen Zeitpunkt während der Emission. An jedem Punkt wird ein Partikel mit einer bestimmten Makroladung emittiert.
- (b) Longitudinales Emissionsmodell. Der Bunch wird in Flugrichtung mit 68 Punkten abgebildet. Die Cut-Off-Länge begrenzt die Emission von Partikeln.

Abbildung 6.2.: Emission von Partikeln aus der definierten Teilchenquelle in CST.

rohr jedoch keine signifikante Änderung der Ergebnisse<sup>1</sup>. Die entsprechende höhere Anzahl an Zellen erfordert jedoch eine vielfach längere Simulationsdauer. Daher wird der Durchmesser des Rohres entsprechend kleiner gewählt. Die Ausdehnungen der Teilchenverteilung  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  in den verschiedenen Raumrichtungen werden an mehreren Orten im Strahlrohr bestimmt und somit die raumladungsbedingte Vergrößerung des Bunches ermittelt. Die Berechnung dieser Ausdehnungen wird am Beispiel der Bunchlänge ( $= \sigma_x$ ) erklärt. CST simuliert die Bahnkurve jedes einzelnen Partikels in einem vorher definierten, diskreten Zeitabstand  $\Delta t = 10$  ps. Zu jedem Zeitpunkt  $t = \Delta t \cdot n_{\text{sim}}$  werden Orts- und Impulskoordinaten sämtlicher Partikel gespeichert, wobei  $n_{\text{sim}}$  den Schritt der Simulation bezeichnet. Betrachtet man beispielsweise den hundertsten Schritt der Simulation, so erhält man die Teilchenverteilung zum Zeitpunkt  $t = 1$  ns nach der Emission durch die Quelle. Die Makroladung jedes einzelnen Partikels wird durch die Elementarladung geteilt und gegen die  $x$ -Koordinate aufgetragen. So erhält man den Zusammenhang zwischen Anzahl an Elektronen zu Ort  $x$  zum Zeitpunkt  $t$ . Dies entspricht der Projektion der Elektronen im Bunch auf die  $x$ -Achse. [Abbildung 6.3](#) zeigt die so erhaltene Teilchen-

<sup>1</sup>Effekte wie Kielwellenfelder spielen hier keine große Rolle

## 6. Simulationen mit CST

verteilung für zwei verschiedene Zeitpunkte  $t$ . Die Form des Bunches hat sich durch die Raumladung offensichtlich verändert. Um eine qualitative Aussage über die genaue Teilchenverteilung zu treffen, müssen die Verteilungen in [Abbildung 6.3](#) noch in Teilbereiche unterteilt werden. Hierzu wird die Anzahl an Elektronen in einem bestimmten Ortsintervall summiert und als Histogramm dargestellt. [Abbildung 6.4](#) zeigt die entsprechenden Teilchenverteilungen als Histogramm. Die so erhaltenen Simulationsdaten werden mit einer Gaußkurve angepasst, um die Bunchlänge  $\sigma_x$  zu erhalten. Wie in [Abbildung 6.4b](#) zu sehen, weicht die simulierte Teilchenver-

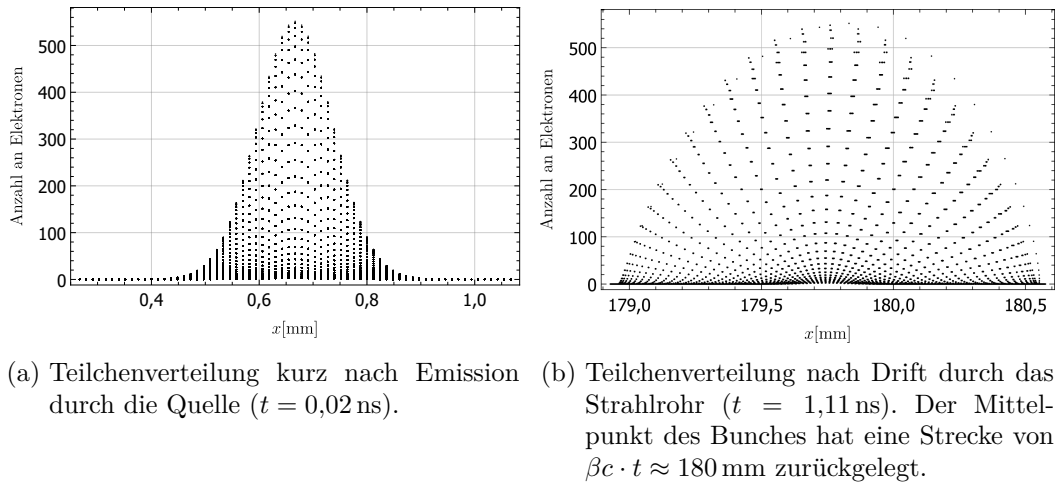


Abbildung 6.3.: Anzahl an Elektronen im Bunch projiziert auf die  $x$ -Achse zum Zeitpunkt  $t$  in der CST-Simulation.

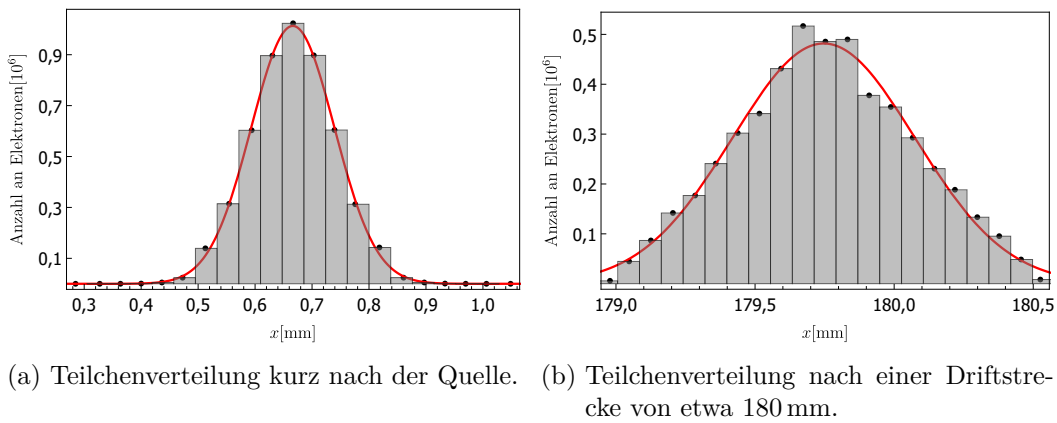
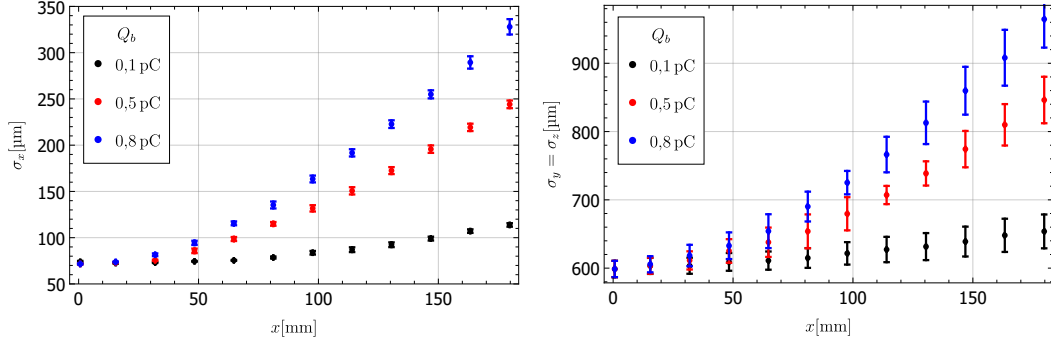


Abbildung 6.4.: Darstellung der Teilchenverteilung aus [Abbildung 6.3](#) als Histogramm. Die Anzahl an Elektronen wurde über die Breite der Balken im Histogramm summiert. Die rote Kurve stellt eine gaußförmige Anpassung der Daten dar.

## 6.1. Simulation von Raumladungseffekten

lung für längere Driftstrecken  $x$  immer mehr von der Normalverteilung ab. Dennoch kann über diese Methode die Bunchlänge ausreichend gut bestimmt werden. Die Fehler von  $\sigma_x$  fallen bei großen Werten für  $x$  entsprechend größer aus. Der Einfluss der Raumladung auf die transversale Teilchenverteilung wird analog durchgeführt, wobei hier die Partikel auf die  $y$ - bzw.  $z$ -Achse projiziert werden, um  $\sigma_y$  bzw.  $\sigma_z$  zu erhalten. [Abbildung 6.5](#) zeigt die Auswirkung von Raumladungseffekten auf die transversale und longitudinale Teilchenverteilung als Ergebnis der Simulation bei verschiedenen Bunchladungen  $Q_b$ . Die Verteilungen in  $y$ - und  $z$ -Richtung sind hier



(a) Einfluss von Raumladungseffekten auf die longitudinale Teilchenverteilung im Bunch. (b) Einfluss von Raumladungseffekten auf die transversale Teilchenverteilung im Bunch.

Abbildung 6.5.: Ergebnis der Simulation. Die Ausdehnung der Teilchenverteilung nimmt aufgrund von Raumladungseffekten zu. Die relative Ausdehnungsänderung in Flugrichtung ist größer als in transversaler Richtung. Die Ausgangsparameter sind  $\sigma_y = \sigma_z = 600 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_x = 70 \mu\text{m}$ ,  $\beta = 0,548$ .

gleich ( $\sigma_y = \sigma_z$ ), da eine kreisrunde Emission der Partikel durch die Quelle erfolgt. Die relative Aufweitung des Strahles in Flugrichtung ist hier dominant. Die beobachtete Abschwächung der Smith-Purcell-Strahlung bei Erhöhung des Strahlstromes ist demnach tatsächlich mit einer Bunchlängenänderung durch Raumladungseffekte zu erklären.

Bei dieser Simulation werden einige Annahmen getroffen, um den Aufwand der Rechnungen gering zu halten. Die kinetischen Energien der Partikel nach der Quelle sind hier alle gleich. In Wirklichkeit variiert die Energie der Elektronen durch den Buncher um etwa  $\pm 3 \text{ keV}$ . Zudem wird keine transversale Impulskomponente vorgegeben. Durch verschiedene Effekte sind transversale Impulse der Teilchen durchaus vorhanden. Um einen genauen Vergleich von Experiment und Simulation durchzuführen, ist eine Modellierung der gesamten Strahlführung von der Quelle bis zur SPR-Kammer mit sämtlichen Magneten und Kavitäten vonnöten. Darauf wird hier bewusst verzichtet, da der Aufwand einer solchen Simulation sehr hoch ist. In der Doktorarbeit von [\[Mat20\]](#) werden solche *Start-to-End*-Simulationen be-

handelt. Um eine Abschätzung des Effekts der Raumladung auf die Ausdehnung der Teilchenverteilung zu bekommen, reicht das hier verwendete Modell jedoch aus.

## 6.2. Simulation zur Abschätzung der Betriebsparameter des Bunchersystems

In diesem Abschnitt werden die Simulationen zu dem Bunchersystem bestehend aus zwei Hohlraumresonatoren behandelt. Details zum genauen Ablauf der Simulation sind in [Hei15] zu finden. Hier wird lediglich die prinzipielle Vorgehensweise erläutert. Es wird, wie im vorherigen Kapitel auch, zunächst eine Teilchenquelle definiert, die mehrere Partikel in das entsprechende Modell entsendet. [Abbildung 6.6](#) zeigt einen Längsschnitt durch das Modell in CST. Zu sehen ist der Hohlraum innerhalb

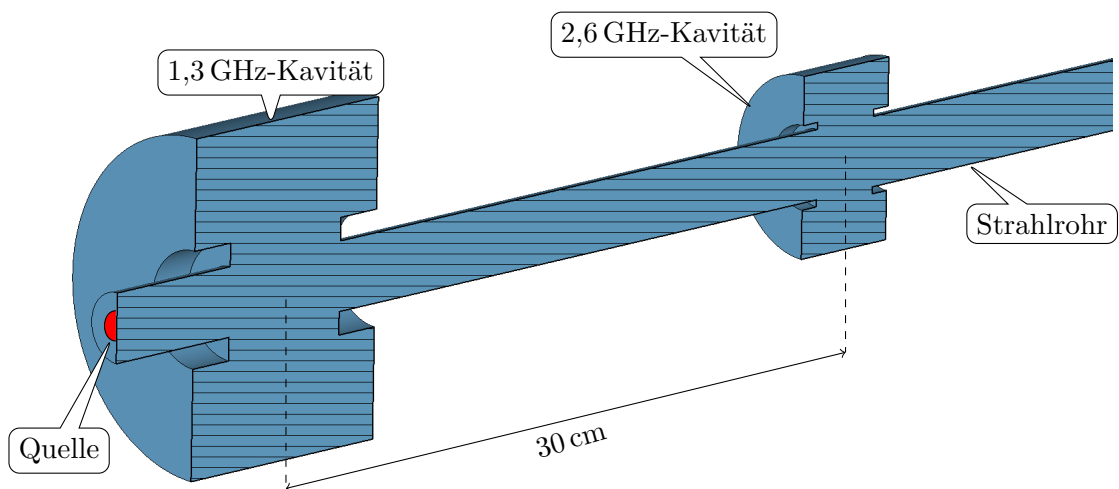


Abbildung 6.6.: Querschnitt durch das Modell des Bunchersystems in CST. Es ist nur der erste Teil mit den beiden Buncherkavitäten abgebildet. Das Strahlrohr ist nach der 2,6 GHz-Kavität noch knapp zwei Meter lang und hier aus Übersichtsgründen nicht dargestellt.

der Kavitäten bzw. des Strahlrohres. Es handelt sich hierbei um ein vereinfachtes Modell ohne Antennen zur Einkopplung der Hochfrequenzleistung sowie Regelkolben zur Abstimmung der Resonanzfrequenz. Außerdem wird eine transversale Fokussierung durch Quadrupolmagnete wie beim echten Experiment nicht betrachtet. Mit dieser Simulation sollen die Betriebsparameter der Buncherkavitäten grob bestimmt werden, um diese als Ausgangsparameter im späteren Experiment nutzen zu können. Hierzu gehören im Wesentlichen die Feldamplituden der beiden Kavitäten bzw. die eingekoppelte Hochfrequenzleistung. Die Phase zwischen den beiden Schwingungsmoden der Resonatoren ist dagegen im Experiment nicht direkt re-

## 6.2. Simulation zur Abschätzung der Betriebsparameter des Bunchersystems

produzierbar; unterschiedliche Kabellängen sowie Verzögerungen im HF-Verstärker erfordern eine experimentelle Bestimmung der jeweiligen optimalen Phase.

Um die Teilchenbahnen zu simulieren, werden zunächst die Schwingungsmoden in den Resonatoren berechnet. Beim Start der Simulation fangen diese mit der entsprechenden Frequenz an zu schwingen. Partikel, die den Resonator passieren, werden von den vorliegenden elektromagnetischen Feldern je nach Eintrittszeitpunkt beschleunigt oder abgebremst. Die Simulation der Teilchenbahnen erfolgt dann analog zu [Abschnitt 6.1](#).

Die Amplituden der elektrischen Felder in der ersten und zweiten Kavität  $E_1$  bzw.  $E_2$  sowie die Phasendifferenz  $\Theta_1 = 5\pi + \Delta\phi$  zwischen den beiden Schwingungsmoden (siehe [Gleichung 2.13](#)) werden nun so optimiert, dass die Bunchlänge  $\sigma_x$  am Ort der SPR-Apparatur minimal wird. Dieser Fokus des Bunchersystems liegt etwa 1,5 m hinter der 2,6 GHz-Kavität. Die Optimierung dieser drei Parameter läuft folgendermaßen ab: Es wird zunächst die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  konstant gehalten. Anschließend werden Simulationen der Teilchenbahnen für verschiedene Kombinationen der anderen beiden Parameter durchgeführt und dabei stets die Länge sowie Energiebreite der Teilchenverteilung am Ort der SPR-Apparatur bestimmt. So werden die optimalen Feldamplituden  $E_1$  und  $E_2$  bei einer festen Phasendifferenz  $\Delta\phi$  erhalten. Dieser Vorgang wird nun für verschiedene Werte von  $\Delta\phi$  wiederholt, bis ein Optimum der drei Parameter gefunden ist.

Die benötigte HF-Leistung  $P_1$  und  $P_2$  wird im Wesentlichen über die Verluste in der Kavitätswand bestimmt. Durch den Oberflächenwiderstand  $R_O$  des Hohlraumresonators treten ohmsche Verluste in den Resonatorwänden auf. Die Verluste werden durch die Magnetfelder  $\vec{H}$  an der Oberfläche erzeugt, da diese dort einen Strom induzieren. Nach [\[Mei61\]](#) gilt für die Verlustleistung:

$$P_v = \frac{1}{2} R_O \int_{A_{\text{res}}} |\vec{H}|^2 dA,$$

wobei über die Resonatoroberfläche  $A_{\text{res}}$  integriert wird. Die Wände der Resonatoren bestehen aus Kupfer. Die genauen Eigenschaften des verwendeten Kupfers werden in CST eingegeben und somit die entsprechende Verlustleistung bei eingestellter Feldamplitude  $E_1$  bzw.  $E_2$  erhalten. Die Verlustleistung entspricht dabei gerade der Leistung, die durch den Hochfrequenzverstärker zugeführt werden muss. In diesem Fall ist das  $P_1$  für die 1,3 GHz-Kavität und  $P_2$  für die 2,6 GHz-Kavität. Es gibt erfahrungsgemäß Abweichungen zwischen der Shuntimpedanz<sup>2</sup> berechnet durch CST zu dem gemessenen Wert, worauf hier jedoch nicht näher eingegangen wird. [Tabelle 6.1](#) zeigt das Resultat der Optimierung.

In diesem Abschnitt wird nur ein Teil der durchgeführten Simulationen erwähnt. Diese Berechnungen wurden noch vor dem Bau der Buncherkavitäten durchgeführt. Hier gab es zusätzlich zu  $E_1$ ,  $E_2$  und  $\Delta\phi$  noch andere freie Parameter zu optimieren. Hierzu zählen unter anderem der räumliche Abstand beider Kavitäten zueinander,

<sup>2</sup>Die Impedanz des Schwingkreises des Resonators wird im Resonanzfall real und wird als Shuntimpedanz bezeichnet.



## 6. Simulationen mit CST

Tabelle 6.1.: Betriebsparameter des Bunchersystems aus den CST-Simulationen für Strahlströme unter 0,1 mA. Diese Werte dienen als Ausgangsparameter für das spätere Experiment.

$P_1$		$P_2$		$\Delta\phi$
14 W		7,8 W		5°

die genauen geometrischen Abmessungen innerhalb der Kavität, die Bunchladung und verschiedene Ausgangsparameter der Teilchenverteilung an der Quelle. All das führt zu einem erheblichen Zeitaufwand der Simulation, da alleine die Optimierung zweier Parameter bei sonstigen konstanten Parametern bereits eine Woche in Anspruch nimmt. Zusätzlich ist es gerade bei hohen Strömen unabdingbar, eine transversale Fokussierung einzuführen, da sonst zu viele Partikel an den Wänden des Strahlrohres verloren gehen. Auf eine detailliertere Betrachtung dieses Problems wird an dieser Stelle deshalb auf die Doktorarbeit [Mat20] verwiesen. [Abbildung 6.7](#) zeigt beispielhaft das Ergebnis einer Simulation der Teilchenbahnen von der Quelle bis zum Fokus, durch die komplette Strahlführung nach [Mat20]. Im Vergleich mit dem zum Betrieb des Vorbeschleunigers *MAMBO* benötigten longitudinalen Phasenraum in [Abbildung 2.14](#) fällt auf, dass die Orientierung der Teilchenverteilung noch nicht optimal ist. Dies kann über eine anschließende Driftstrecke jedoch erreicht werden.

### 6.3. Temperaturverteilung beim Auftreffen des Strahles auf dem Gitter

In [Abschnitt 5.3](#) wird untersucht, welche Ursache das gemessene Untergrundsignal bei der Detektion von Smith-Purcell-Strahlung hat. Es stellt sich heraus, dass die Wärmestrahlung des SPR-Gitters einen entscheidenden Beitrag hierzu liefert. Im Folgenden wird die Temperaturverteilung des Gitters beim Auftreffen des Elektronenstrahles untersucht. Es sei hier nochmals angemerkt, dass wegen der Lock-in-Detektion nur Temperaturunterschiede innerhalb eines Makropulses des Lasers einen Beitrag zum gemessenen Signal liefern. Für die Simulation werden die experimentellen Bedingungen der Messung aus [Abbildung 4.30](#) nachgestellt. Zunächst wird ein Modell von Gitter Nr. 2 in CST importiert. Anschließend wird an dem Punkt, an dem der Strahl auf das Gitter trifft, eine Wärmequelle definiert. Die Simulation beschränkt sich hier auf einen Strahlstrom von  $I_K = 1 \text{ mA}$  ( $Q_b = 0,77 \text{ pC}$ ). Bei einer Energie der Elektronen von  $E_{\text{kin}} = 100 \text{ keV}$  ergibt sich eine deponierte Leistung im Gittermaterial während des eingeschalteten Makropulses von:

$$P_{\text{mp}} = 100 \text{ kV} \cdot 1 \text{ mA} \cdot \delta_{\text{gitter}} = 45 \text{ W},$$



### 6.3. Temperaturverteilung beim Auftreffen des Strahles auf dem Gitter

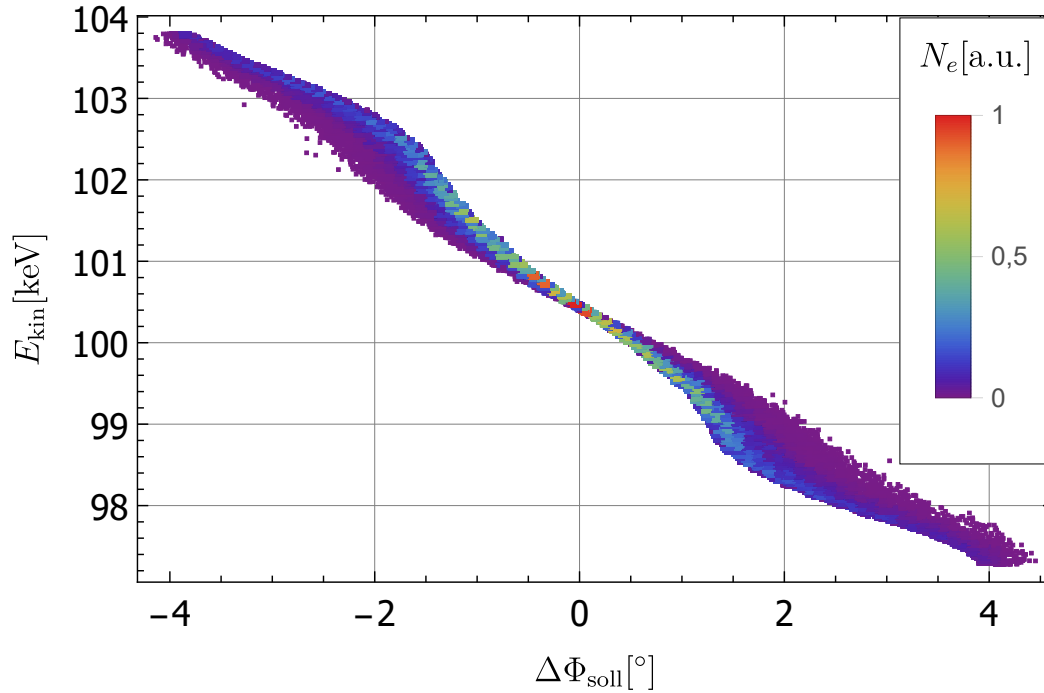


Abbildung 6.7.: Longitudinaler Phasenraum am Ort des Fokus aus dem Ergebnis der Simulation der Teilchenbahnen durch die komplette Strahlführung *MELBA* mit sämtlichen Komponenten nach [Mat20]. Das Bunchersystem wurde hier nicht hinsichtlich einer möglichst kurzen Bunchlänge optimiert.

wobei  $\delta_{\text{gitter}} = 0,45$  den Anteil des Strahles beschreibt, der auf das Gitter trifft<sup>3</sup>. Nach der  $350 \mu\text{s}$  langen Einschaltphase folgt eine  $9810 \mu\text{s}$  lange Abschaltphase des Makropulses. Der Tastgrad der Pulsstruktur beträgt demnach  $D_{\text{MP}} \approx 1/29$ . Im Mittel wird daher eine Leistung von

$$P_{\text{mittel}} = P_{\text{MP}} \cdot D_{\text{MP}} = 1,55 \text{ W}$$

im Gitter deponiert. Die Simulation wird in drei Abschnitte aufgeteilt.

- Berechne den Temperaturgleichgewichtszustand des Gitters bei einer Leistung der Wärmequelle von  $P_{\text{mittel}}$ .
- Erhöhe die Leistung der Quelle auf  $P_{\text{MP}}$  für  $350 \mu\text{s}$ .
- Schalte die Quelle für  $9810 \mu\text{s}$  ab.

<sup>3</sup>Der Wert von  $\delta_{\text{gitter}}$  ist hier so groß, da bei der Messung eine transversale Strahlbreite von  $\sigma_z = 866 \mu\text{m}$  vorliegt bei einem Abstand von Strahl und Gitter von  $z_0 = 100 \mu\text{m}$ .

## 6. Simulationen mit CST

Somit wird der zeitliche Verlauf sowie die Verteilung der Temperatur auf dem Gitter während eines Makropulses erhalten. [Abbildung 6.8](#) zeigt die Temperaturverteilung im Gleichgewichtszustand bei einer Leistung der Wärmequelle von  $P_{\text{mittel}} = 1,55 \text{ W}$ . In der Simulation wird eine Umgebungstemperatur von  $23 \text{ °C}$  vorgegeben. Die Flä-

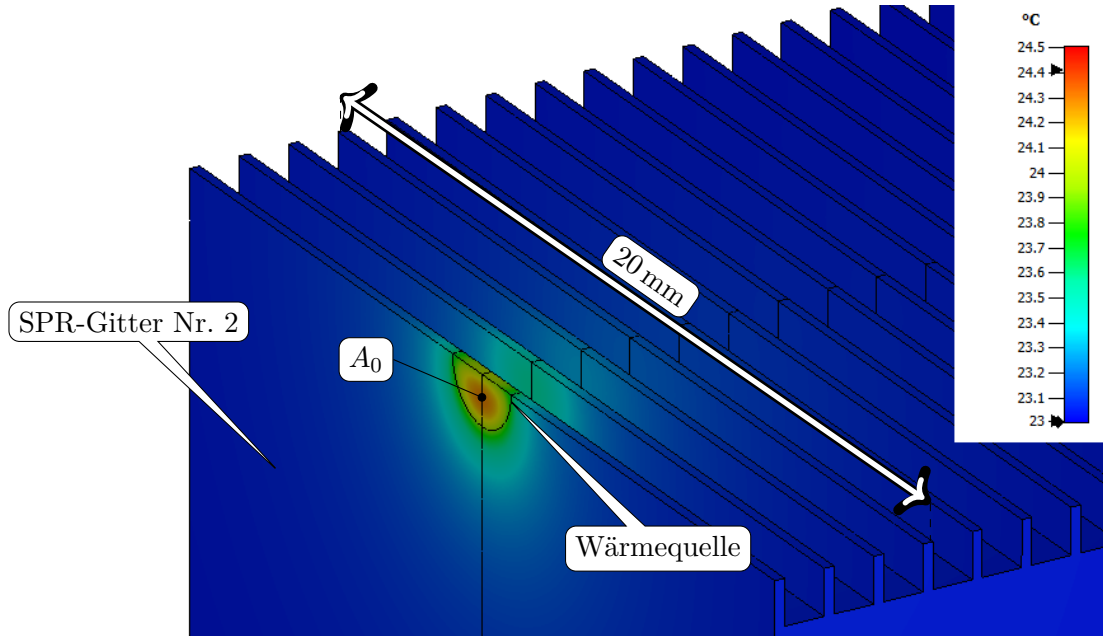
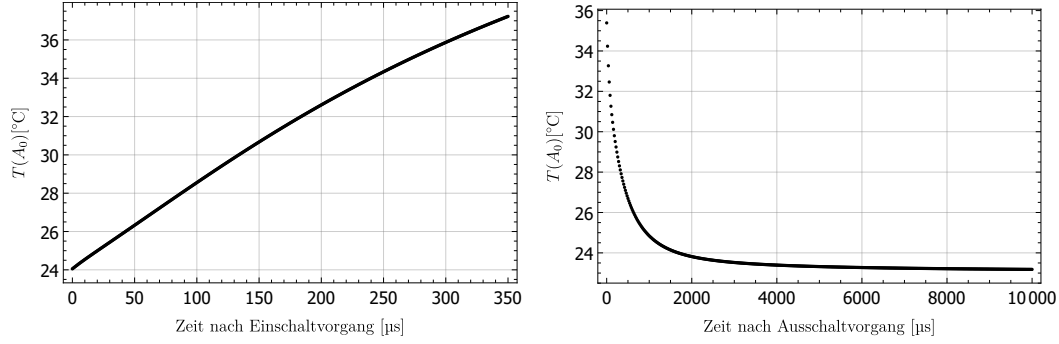


Abbildung 6.8.: CST-Modell der Temperaturverteilung auf Gitter Nr. 2 bei einer deponierten Leistung des Elektronenstrahles von  $P_{\text{mittel}} = 1,55 \text{ W}$  im Gleichgewichtszustand.

che, an der der Strahl auf das Gitter trifft, wird als Wärmequelle definiert und ist als Halbkreis dargestellt. Die Wärme wird über Konduktion an das restliche Gitter weitergeleitet<sup>4</sup>. Der Gleichgewichtszustand wird angenommen, sobald die abgestrahlte Wärmeleistung des gesamten Gitters gerade der Leistung der Quelle entspricht. Dieser Zustand stellt sich bereits nach etwa 10 s ein. Für oxidiertes Aluminium wird ein mittlerer Emissionsgrad von  $\epsilon_{\text{Al}} = 0,4$  angenommen [[HLS88](#)]. Die Leistung der Quelle wird nun für  $350 \mu\text{s}$  auf  $P_{\text{MP}} = 45 \text{ W}$  erhöht und dann für  $9810 \mu\text{s}$  ausgeschaltet. [Abbildung 6.9](#) zeigt den Temperaturverlauf an Punkt  $A_0$  in [Abbildung 6.8](#) während des Einschalt- bzw. Ausschaltvorganges. Offenbar ist nach dem Abschalten der Wärmequelle bereits nach wenigen ms die Umgebungstemperatur am Punkt  $A_0$  fast erreicht. Zur weiteren Analyse wird ein Netz aus äquidistanten Punkten  $A_i$  über die Gitteroberfläche gelegt und der Temperaturverlauf analog zu Punkt  $A_0$  bestimmt. An jedem dieser Punkte wird, wie im Kapitel über die Kalibra-

<sup>4</sup>Es handelt sich bei dem verwendeten Material um Aluminium *En AW-6061* mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $185 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  [[HSM](#)].

### 6.3. Temperaturverteilung beim Auftreffen des Strahles auf dem Gitter



(a) Temperaturverlauf nach dem Einschalten des Makropulses. (b) Temperaturverlauf nach dem Ausschalten des Makropulses.

Abbildung 6.9.: Temperaturverlauf an Punkt  $A_0$  in [Abbildung 6.8](#) während eines Makropulses mit einer Einschaltphase von  $350\ \mu\text{s}$  gefolgt von einer  $9810\ \mu\text{s}$  langen Ausschaltphase.

tion des Detektors, mit dem Planckschen Strahlungsgesetz die temperaturabhängige Strahlungsleistung  $P(A_i, t, T)$  berechnet, die zu verschiedenen Zeitpunkten in den Detektor gelangt. Hierzu wird jedem Punkt eine feste Emissionsfläche  $F$  zugeordnet und berechnet, welcher Raumwinkelanteil  $\Delta\Omega(A_i)$  der emittierten Strahlung in den Detektor gelangt.

$$P(A_i, t, T) = \epsilon_{\text{Al}} \cdot F \cdot \Delta\Omega(A_i) \cdot \int_0^\infty M_\lambda^0(\lambda, T, t) \cdot \tau_{\text{L}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Fe}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{Fi}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{W}}(\lambda) d\lambda$$

Da die Wärmestrahlung das Vakuumfenster, die Luft zwischen Detektor und Fenster, den Kaltfilter und die Antenne im Detektor passiert, müssen die entsprechenden Korrekturterme  $\tau$  nach [Gleichung 2.31](#) berücksichtigt werden. Über die Summe von  $P(A_i, t, T)$  über alle Punkte wird die gesamte Leistung  $P_{\text{sum}}(t)$  erhalten, die zu einem Zeitpunkt  $t$  von Gitter Nr. 2 in den Detektor gelangt.

$$P_{\text{sum}}(t) = \sum_{i=1}^{N_P} P(A_i, t, T)$$

$N_P$  beschreibt hierbei die Anzahl an definierten Punkten auf der Gitteroberfläche. [Abbildung 6.10](#) zeigt den Verlauf von  $P_{\text{sum}}(t)$  während eines Makropulses. Im Mittel wird beim Einschaltvorgang eine Leistung von  $P_{\text{m,ein}}$  und beim Ausschaltvorgang eine Leistung von  $P_{\text{m,aus}}$  in den Detektor geleitet.

$$P_{\text{m,ein}} = \frac{1}{350\ \mu\text{s}} \int_0^{350\ \mu\text{s}} P_{\text{sum}}(t) dt = 98,11\ \text{nW}$$

$$P_{\text{m,aus}} = \frac{1}{9810\ \mu\text{s}} \int_{350\ \mu\text{s}}^{10160\ \mu\text{s}} P_{\text{sum}}(t) dt = 97,89\ \text{nW}$$

## 6. Simulationen mit CST

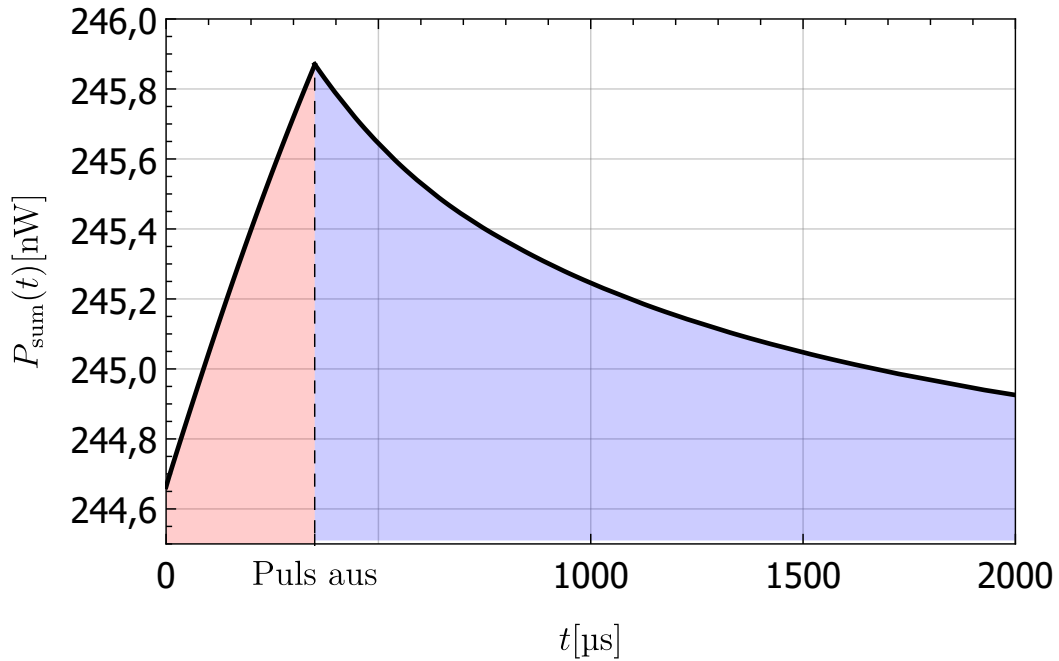


Abbildung 6.10.: Simulierte Leistung der emittierten Wärmestrahlung des Gitters, die während einer Makropulsperiode in den Detektor gelangt. Der Puls wird bei einer Zeit von  $t = 0 \mu\text{s}$  eingeschaltet und bei  $t = 350 \mu\text{s}$  abgeschaltet.

Da der Lock-in-Verstärker die Differenz beider Signale bildet, ergibt sich eine Leistung der Untergrundstrahlung hervorgerufen durch Wärmestrahlung des Gitters von:

$$P_{\text{unt,wärme}} = P_{\text{m,ein}} - P_{\text{m,aus}} = 0,23 \text{ nW} . \quad (6.1)$$

Dieser Wert weicht von dem gemessenen Leistungspegel von etwa einem Nanowatt um den Faktor 4,3 ab. Verschiedene Annahmen im Simulationsmodell können jedoch die Ursache dieser Abweichung sein. Trifft der Strahl unter einem Winkel von ungleich null auf das Gitter, so wird eine größere Fläche auf der dem Detektor zugewandten Seite des Gitters erwärmt. Im Abkühlvorgang, nach dem Abschalten des Pulses, wird die entstandene Wärme so zum Beispiel anders abgeleitet. Der Emissionsgrad der Gitteroberfläche ist zudem nicht genau bekannt. Weitere Parameter wie die transversale Strahlform oder der genaue Abstand von Strahl und Gitteroberfläche  $z_0$  sind zudem nur approximiert.

## 7. Fazit und Ausblick

Für den Betrieb von MESA werden kurze Bunche benötigt, um den Teilchenstrahl an die Akzeptanz des Beschleunigers anzupassen. Eine Diagnosemethode zur Bestimmung der Bunchlänge stellt Smith-Purcell-Strahlung dar. Es wurde gezeigt, dass es mit dieser Strahlung möglich ist, die Länge der Bunche zu diagnostizieren, wobei die Bestimmung minimal invasiv verlaufen kann. In einer Messung ging dabei lediglich 0,6 % des Strahles auf dem SPR-Gitter verloren. Diese Limitierung ist zudem nur durch die automatisierte Strahllageregelung gegeben, die bei einem zu geringen Strom auf dem Gitter nicht mehr funktioniert. Eine feinere Regelung würde hier Verluste von unter 0,1 % ermöglichen. Die Beobachtung eines kohärenten Effekts an einem Gitter mit bekannter Gitterkonstante  $D$  legt eine klar definierte Obergrenze der Bunchlänge fest ( $\sigma_x < D/2$ ). An dem kleinsten hier verwendeten Gitter gilt für diese Obergrenze  $\sigma_x < D/2 = 375 \mu\text{m}$ . Für den Betrieb von MESA würde eine in dieser Größenordnung liegende Bunchlänge ausreichen, um den Beschleuniger zu betreiben.

Neben den Experimenten an MESA gibt es noch andere Anwendungen für kurze Teilchenpulse. So ist es zum Beispiel möglich, ultraschnelle Reaktionsdynamik an Oberflächen zu untersuchen, wofür hier Pulse mit einer Länge im 100 fs-Bereich benötigt werden. Eine Anwendung bei niedrigeren Strahlenergien von 1 keV bis 10 keV wäre hier ebenfalls denkbar, da die Reflexionsfaktoren hier sogar noch größere Werte als bei 100 keV aufweisen.

Eine weitaus genauere Bestimmung von  $\sigma_x$  wird über den Vergleich von berechneter Leistung zu gemessener Leistung erhalten. Bei einem typischen Öffnungswinkel des Chopperkollimators von  $\alpha_K \approx 120^\circ$  wird die Bunchlänge mit dieser Methode, bei kleinen Strahlströmen, auf  $(68_{-15}^{+7}) \mu\text{m}$  bestimmt. Bei einer Erhöhung des Strahlstromes treten vermehrt Raumladungseffekte auf, die den Bunch im Fokus des Bunchersystems aufblähen. Bei einer Bunchladung von  $Q_b = 0,77 \text{ pC}$  – was einem Strahlstrom von 1 mA entspricht – erhöht sich die Bunchlänge somit auf  $\sigma_x \approx 110 \mu\text{m}$ . Es ist gelungen, die Parameter des Bunchersystems live bei jeder Variation des Strahlstroms anzupassen, sodass bei hohen Strömen eine Reduktion der Bunchlänge von über 10 % erreicht werden kann.

Es wurde zudem gezeigt, dass das beobachtete Signal charakteristische Eigenschaften von SPR zeigt und das Modell zur Berechnung der Strahlung nach Van den Berg eine gute Übereinstimmung in dem hier auftretenden Parameterbereich liefert. Auftretende Untergrundeffekte haben eine ausschließlich lineare Abhängigkeit vom Strahlstrom, wobei hauptsächlich eine schnelle Temperaturänderung des Gitters und die damit einhergehende Wärmestrahlung hierfür verantwortlich ist. Die größte Unsicherheit beim Vergleich von berechneter und gemessener SPR-Leistung

## 7. Fazit und Ausblick

liegt in der Bestimmung des Reflexionsfaktors. Dieser ist abhängig von der Geometrie des verwendeten Gitters und weist zum Teil größere Diskrepanzen zwischen gemessenem und berechnetem Wert auf. Über ein Vergolden der Gitter würden mögliche Einflüsse der Oxidschicht auf dem Aluminium eliminiert und die aufgezeigten Diskrepanzen könnten näher untersucht werden.

Für zukünftige Bunchlängenmessungen bietet es sich an, eine Kalibration des entsprechenden Gitters durchzuführen. Dies kann an einem eigenen Teststand getan werden, wobei die Bunchlänge über ein alternatives Verfahren bei kleinen Strahlströmen bestimmt wird. Hierfür kann zum Beispiel eine linear ablenkende Deflektorkavität verwendet werden. Diese befindet sich am Fokus des Bunchersystems und lenkt den Strahl linear auf einen Leuchtschirm ab. Über die Länge des abgebildeten Strahlflecks auf dem Schirm kann  $\sigma_x$  bestimmt werden. Weiter werden die transversalen Strahlparameter ( $\sigma_z, z_0$ ) über entsprechende Diagnoseelemente bestimmt. Misst man nun bei Kenntnis dieser drei Parameter ein entsprechendes SPR-Signal an einem Gitter, so hat man den Reflexionsfaktor als einzigen freien Parameter isoliert und kann diesen somit experimentell bestimmen.

Neben der Bestimmung des Reflexionsfaktors als Summe über alle detektierten Strahlungsordnungen könnte man unter Verwendung von Bandpassfiltern, die nur eine gewünschte Strahlungsordnung in den Detektor lassen, zudem eine experimentelle Bestimmung der Reflexionsfaktoren in den einzelnen Strahlungsordnungen ermöglichen, was eine noch genauere Bestimmung der Bunchlänge ermöglicht. Mit diesem kalibrierten SPR-Gitter könnte man dann Bunchlängen, auch bei hohen Strahlströmen, live an verschiedenen Strahlführungen diagnostizieren.

Gerade bei hohen Strahlströmen eignet sich dieses Verfahren, da die Leistung der emittierten Smith-Purcell-Strahlung quadratisch mit dem Strahlstrom ansteigt. Zur Detektion der Strahlung kann dann auch ein einfacherer Detektor verwendet werden, der kein flüssiges Helium als Kühlmedium benötigt, sondern bei Raumtemperatur arbeitet. Mit solchen pyroelektrischen Sensoren ist die Detektion von Strahlung im nW-Bereich möglich. Mit einer Spiegeloptik kann zudem der detektierbare Raumwinkelbereich vergrößert werden, was das SPR-Signal nochmals erhöht. Über Solenoidmagnete kann der Strahl auf der Länge des Gitters auf einen konstanten Durchmesser gebracht werden, was es erlaubt, den Abstand von Strahl und Gitter zu reduzieren, ohne dabei den Strahlverlust zu erhöhen, um somit die Leistung der SPR weiter zu erhöhen. Über eine Analyse der Winkelverteilung der Strahlung kann zusätzlich auf die genaue Form der longitudinalen Teilchenverteilung Rückschluss gewonnen werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass sich Smith-Purcell-Strahlung mit der Verwendung von kalibrierten Gittern für eine Analyse der Bunchlänge platzsparend an vielen Teilchenbeschleunigern einsetzen ließe.

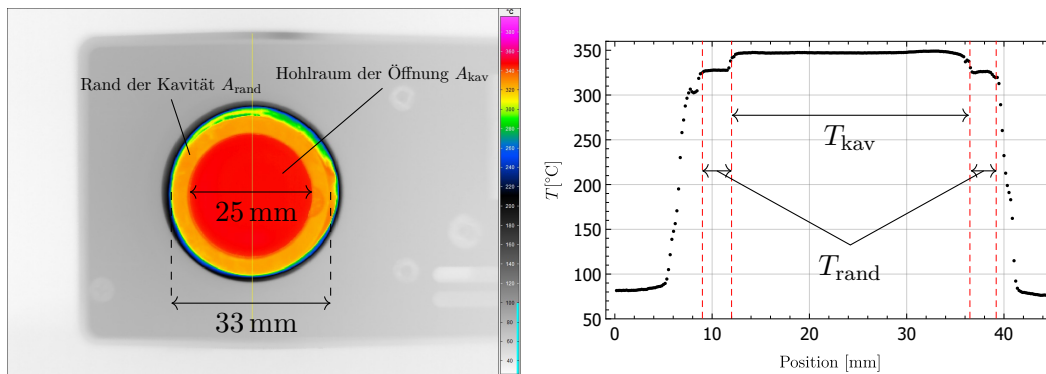
# A. Anhang

## A.1. Weitere Details zur Kalibration des Detektors

Folgende Untersuchungen sind notwendig, um eine Kalibration des Detektors durchzuführen.

### A.1.1. Untersuchungen mit der Wärmebildkamera

Abbildung A.1a zeigt ein Wärmebild des Schwarzkörperstrahlers, mit dem der Detektor kalibriert wird. Im Versuchsaufbau wird dieser Strahler so nah wie möglich



(a) Wärmebild des Schwarzkörperstrahlers. (b) Temperaturverlauf entlang der gelben Linie in [Abbildung A.1a](#).

Abbildung A.1.: Wärmebild und Temperaturverlauf der Öffnung des Schwarzkörperstrahlers, mit dem der Detektor kalibriert wird, hier für eine eingestellte Temperatur von etwa 350  $^{\circ}\text{C}$ . Der Temperaturverlauf entlang der eingezeichneten Linie über den Hohlraum ist annähernd konstant. Der Rand der Kavität mit geringerer Temperatur wird ebenfalls noch vom Detektor gesehen.

vor dem Detektor platziert, sodass die Optik des Bolometers möglichst nur den inneren Bereich konstanter Temperatur  $T_{kav}$  einfängt. Hierdurch spielen Effekte wie die Erwärmung des restlichen Gehäuses keine Rolle. Bei einem minimalen Abstand von 77 mm zwischen HDPE-Fenster des Detektors (siehe [Abbildung 3.14](#)) und Schwarzkörper trägt eine Fläche mit einem Durchmesser von 33 mm zum Signal bei. Dieser Wert ergibt sich unter Berücksichtigung des sensitiven Winkelbereichs des

## A. Anhang

Winston-Cones. Die Schwarzkörperkavität hat einen Innendurchmesser von 25 mm. Der äußere Rand geringerer Temperatur  $T_{\text{rand}}$  muss demnach mit berücksichtigt werden. [Abbildung A.2](#) zeigt Wärmebilder des Schwarzkörperstrahlers aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen. Die Temperatur des Randes  $T_{\text{rand}}$  sowie der Kavität  $T_{\text{kav}}$  wird über den Mittelwert auf der Fläche  $A_{\text{rand}}$  bzw.  $A_{\text{kav}}$  bestimmt. Daraus ergibt sich der Zusammenhang in [Abbildung A.3](#) zwischen der Temperatur beider Bereiche.

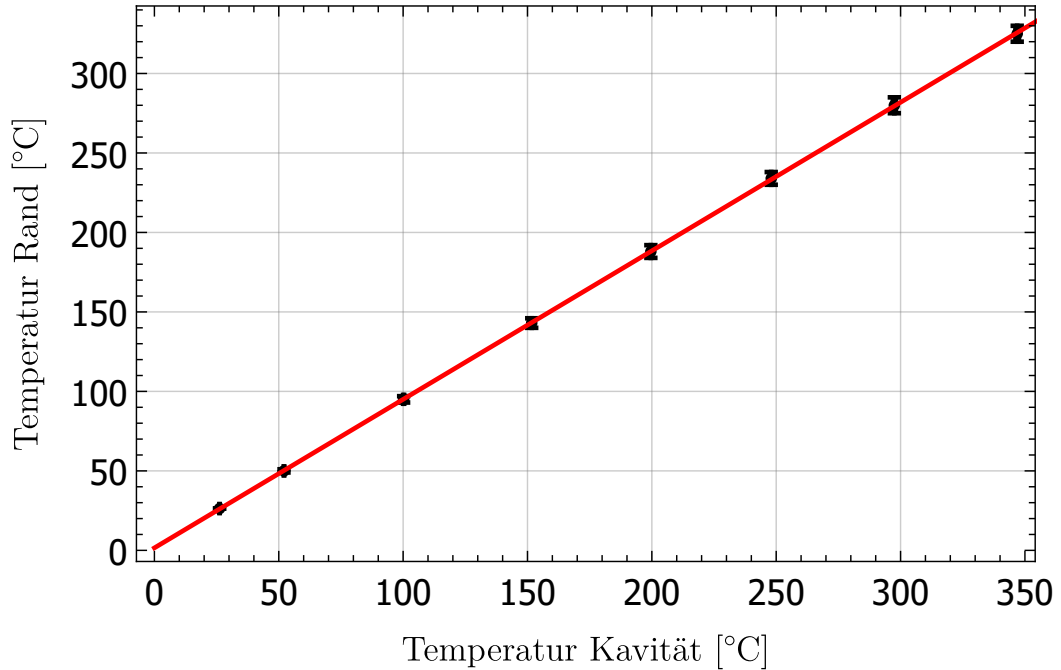


Abbildung A.3.: Zusammenhang der Temperaturen von innerer Kavität des Schwarzkörperstrahlers (rot eingezeichnete Fläche mit einem Durchmesser von 25 mm in [Abbildung A.1a](#)) und des äußeren Randes (orangefarbener Bereich in [Abbildung A.1a](#)).

$$T_{\text{rand}} = 1,6^{\circ}\text{C} + 0,93 \cdot T_{\text{kav}} \quad (\text{A.1})$$

Nach dem Datenblatt des Schwarzkörperstrahlers beträgt der Emissionsgrad von Rand und Kavität  $\epsilon_{\text{rand}} = 0,98$  bzw.  $\epsilon_{\text{kav}} > 0,99$ . Die Emission von Wärmestrahlung beider Bereiche ist somit annähernd gleich. Der eingestellte Emissionsgrad, mit dem in der Wärmebildkamera die Temperatur berechnet wird, beträgt genau 1.

### A.1.2. Berechnung Raumwinkelanteil Detektorkalibration

Von jedem Punkt  $P$  auf dem Schwarzkörper gelangt nur ein Teil der Strahlung in den Detektor. [Abbildung A.4](#) zeigt die Bemaßung der Messanordnung.



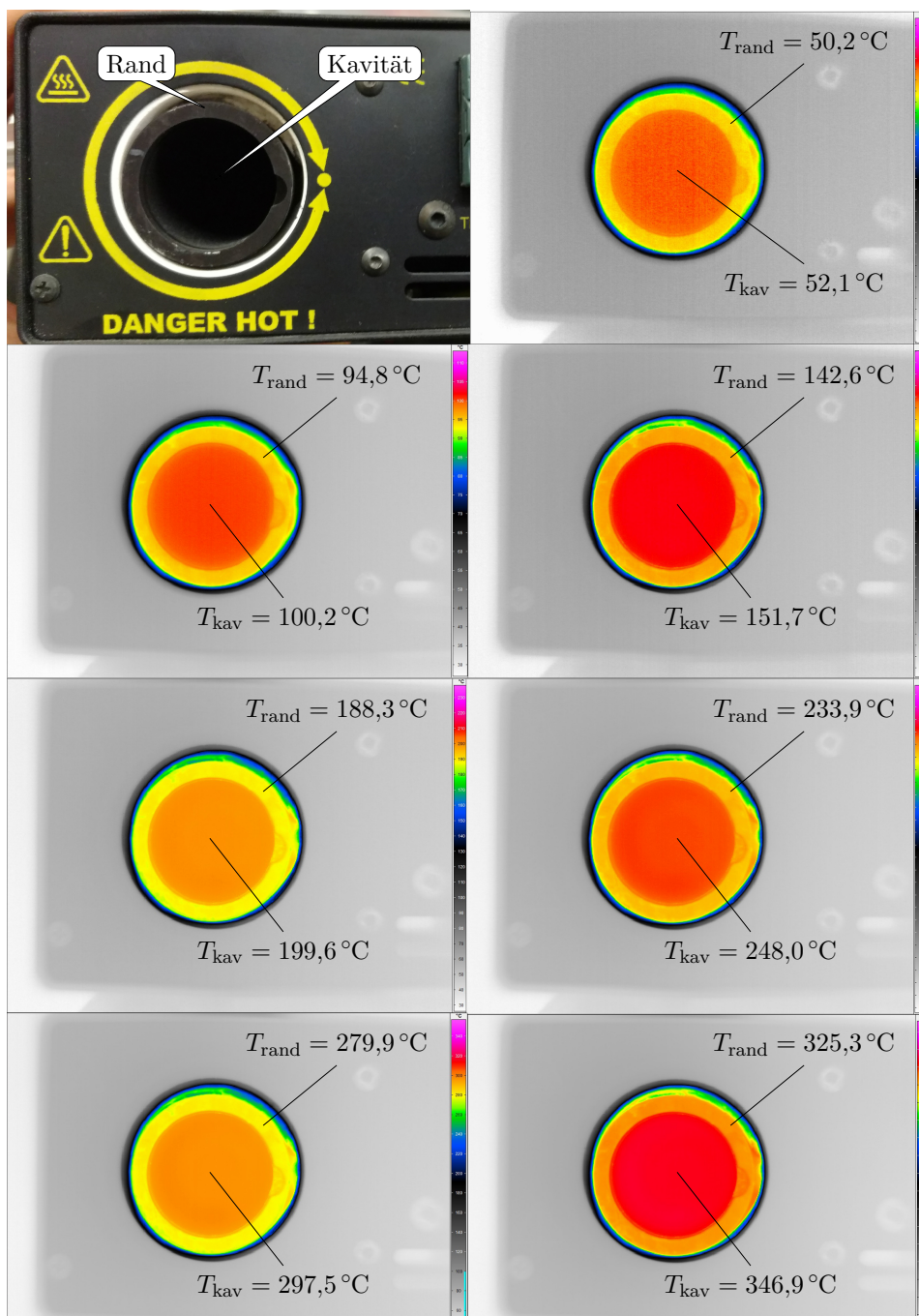


Abbildung A.2.: Wärmebilder vom Schwarzkörperstrahler bei verschiedenen Temperaturen. Der äußere Rand der Kavität hat eine geringere Temperatur und muss bei der Kalibration berücksichtigt werden.

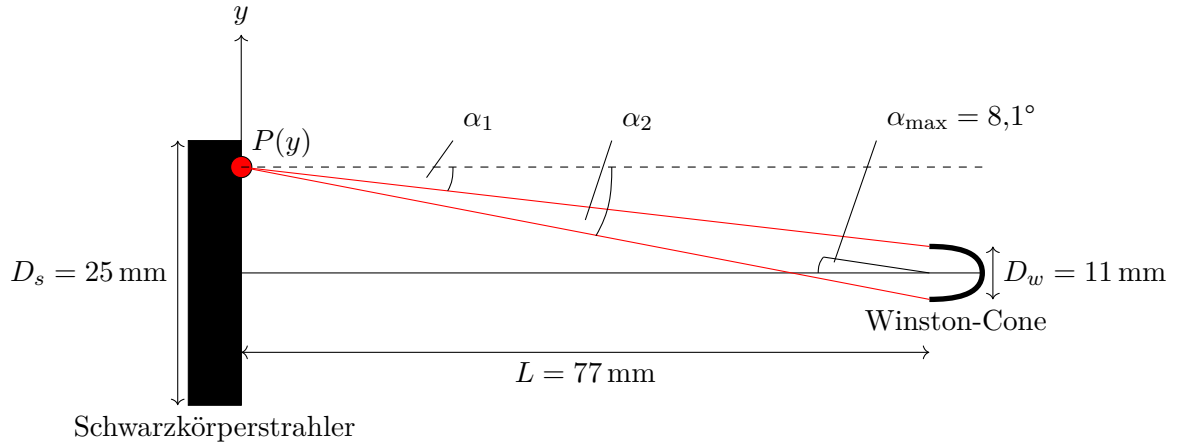


Abbildung A.4.: Berechnung des Raumwinkelanteils zur Kalibrierung des Detektors.

Der Detektor verfügt über eine Optik (Winston-Cone), welche Strahlung bis zu einem maximalen Öffnungswinkel von  $\alpha_{\max} = 8,1^\circ$  einfängt. Von jedem Punkt  $P$  gelangt ein Strahlungskonus mit einem Öffnungswinkel von  $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$  in den Detektor. Dabei trägt nur der Winkelbereich von  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  bei, der die maximale Akzeptanz von  $\alpha_{\max} = 8,1^\circ$  nicht überschreitet. In [Tabelle A.1](#) wird  $\Delta\alpha$  in drei Bereiche unterschieden. Bei dem kritischen Abstand  $y = y_{\text{krit}}$  zur Mitte des Schwarzkörpers gilt:

$$\alpha_2 = 8,1^\circ \Rightarrow y_{\text{krit}} = L \cdot \tan(\alpha_{\max}) - D_w/2$$

Der detektierbare Anteil der Strahlung im Verhältnis zum gesamten Halbraum  $\Delta\Omega(y)$  ergibt sich zu näherungsweise zu:

$$\Delta\Omega(y) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\Delta\alpha(y)/2} \sin\theta d\theta d\phi}{2\pi} = 1 - \cos\left(\frac{\Delta\alpha(y)}{2}\right)$$

Tabelle A.1.: Einteilung des Öffnungswinkels  $\Delta\alpha$  in drei verschiedene Bereiche.

$y$	$\Delta\alpha(y)$
$0 \leq y \leq D_w/2$	$\arctan\left(\frac{D_w/2-y}{L}\right) + \arctan\left(\frac{D_w/2+y}{L}\right)$
$D_w/2 < y \leq y_{\text{krit}}$	$\arctan\left(\frac{D_w/2+y}{L}\right) - \arctan\left(\frac{y-D_w/2}{L}\right)$
$y_{\text{krit}} < y < D_s/2$	$\alpha_{\max} - \arctan\left(\frac{y-D_w/2}{L}\right)$

Die effektive Fläche  $\Delta_{A,\Omega}$ , die bei einem Schwarzkörper der Fläche  $A = \pi D_s^2/4$  zum Signal beiträgt, das in das Bolometer gelangt, berechnet sich damit zu:

$$\begin{aligned}\Delta_{A,\Omega} &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{D_s/2} y \cdot \Delta\Omega(y) dy \\ &= 2\pi \cdot \int_0^{D_s/2} y \cdot \Delta\Omega(y) dy \\ &= 6,74 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2\end{aligned}\tag{A.2}$$

Zum Vergleich: Unter der Annahme eines punktförmigen Schwarzkörpers ergibt sich dieser Wert zu  $1,25 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ .

Wie in [Unterabschnitt A.1.1](#) behandelt, muss der Rand der Kavität mit berücksichtigt werden. Dieser hat einen Außendurchmesser von  $D_{\text{rand}} = 33 \text{ mm}$  und deckt somit gerade den sichtbaren Bereich des Detektors ab. Hierfür ergibt sich folgender Anteil:

$$\Delta_{A,\Omega,\text{rand}} = 2\pi \cdot \int_{D_s/2}^{D_{\text{rand}}/2} y \cdot \Delta\Omega(y) dy = 3,58 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2\tag{A.3}$$

## A.2. Grenzfrequenz des Detektors

Im Folgenden wird untersucht, wie sich der Detektor bei unterschiedlichen Repetitionsraten  $f_{\text{ri}}$  des Pulsgenerators verhält. Dazu wird SPR-Gitter Nr. 23 eingefahren und die gemessene SPR-Leistung  $P$  für verschiedene Repetitionsraten untersucht. [Abbildung A.5](#) zeigt diesen Zusammenhang.

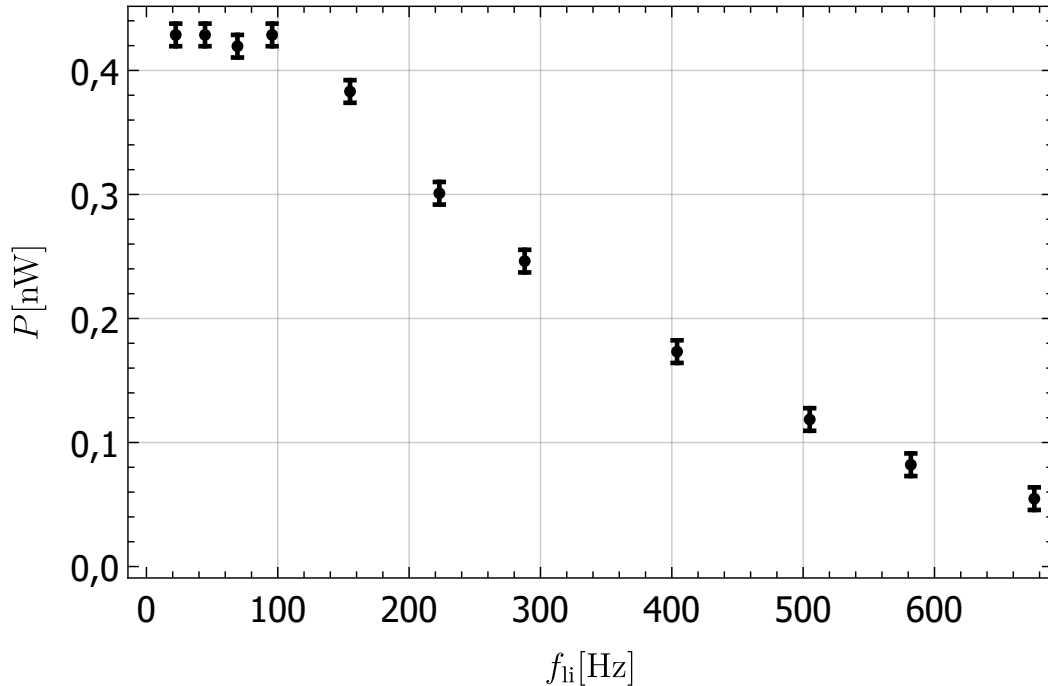


Abbildung A.5.: Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers für verschiedene Repetitionsraten des Pulsgenerators  $f_{li}$  bei einem Tastgrad von  $D_{MP} = 1/2$ . Im Experiment werden ausschließlich Werte von  $f_{li} < 100$  Hz verwendet.

Bis zu einer Frequenz von  $f_{li} \approx 100$  Hz ist kein Abfall der gemessenen Leistung zu erkennen. Bei höheren Frequenzen ist die Antwortzeit des thermischen Widerstands  $R_{bol}$  nicht schnell genug, um in das signalsensitive Zeitfenster des Lock-in-Verstärkers zu passen. Die Pulsdauer des Messsignals wird länger als die Pulsdauer des Triggersignals. Das führt dazu, dass immer auch ein Teil des Signals mit SPR (Messsignal) in das Zeitintervall fällt, in dem der Verstärker Signal ohne SPR vermutet. Die Differenz beider Signale wird bei höheren Frequenzen somit stets kleiner. In den folgenden Messungen wird stets eine Repetitionsrate von  $f_{li} < 100$  Hz gewählt, wodurch sichergestellt wird, dass immer das maximale Signal gemessen wird. Die genaue Frequenz wird so eingestellt, dass das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers möglichst rauscharm ist.

### A.3. Phase Lock-in-Verstärker

Der Lock-in-Verstärker erhält sein Triggersignal von einem Frequenzgeber, der auch den Laser steuert. Der so erzeugte Laserpuls emittiert Elektronen von der Kathode, welche dann später über dem SPR-Gitter Strahlung erzeugen. Der thermische Detektor weist diese Strahlung verzögert nach und leitet das Signal an den Vorverstärker. Dessen Ausgangssignal gelangt dann in den Lock-in-Verstärker. All das sorgt

für einen zeitlichen Versatz des Öffnungsfensters durch das Triggersignal und der gemessenen Strahlungsleistung. Dieser Versatz wird kompensiert, indem die Phase  $\phi_{li}$  zwischen den beiden Signalen entsprechend angepasst wird. [Abbildung A.6](#) zeigt das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers für verschiedene Phasen.

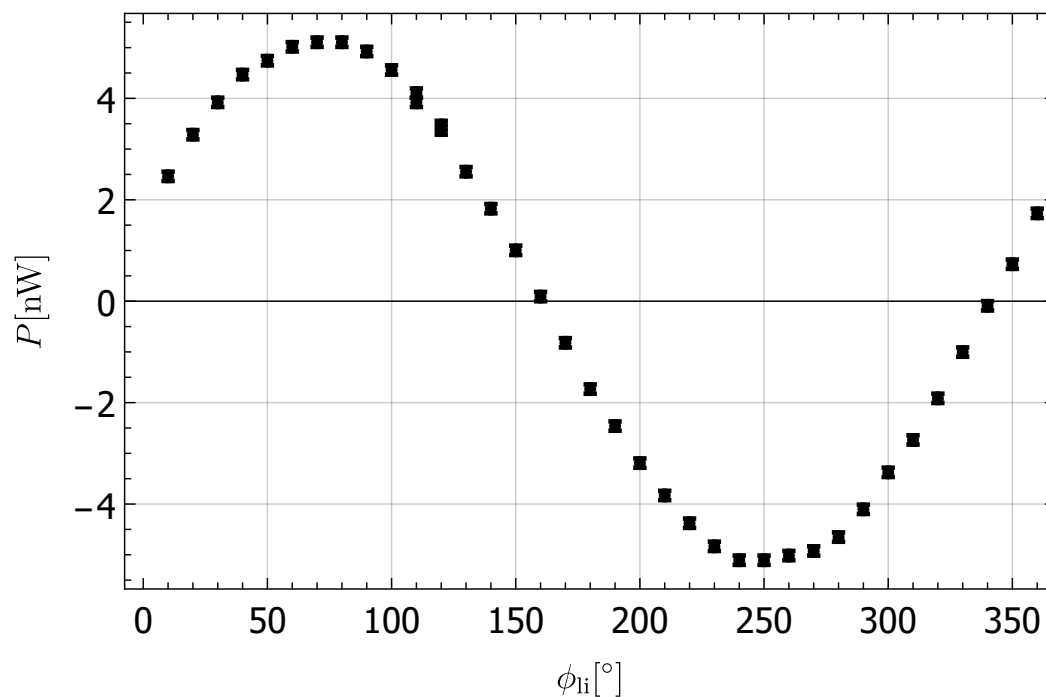


Abbildung A.6.: Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers für verschiedene Phasen  $\phi_{li}$  zwischen Triggersignal und gemessener Strahlungsleistung.

$\phi_{li}$  wird bei allen Messungen stets so angepasst, dass das maximale Signal ausgegeben wird.

## A.4. Einfluss der Verstärkungsstufen

Die Kalibration des Detektors wird im Vergleich zum später gemessenen Leistungsbereich bei hohen Leistungen durchgeführt. Im Folgenden wird überprüft, wie sich die eingestellte Sensitivität am Vorverstärker des Bolometers  $S_{bol}$  und Lock-in-Verstärker  $S_{li}$  auf den angezeigten Leistungspegel auswirkt. [Abbildung A.7](#) zeigt die gemessene SPR-Leistung  $P$  an Gitter Nr. 2 für verschiedene Bunchladungen  $Q_b$  bei unterschiedlich eingestellten Verstärkungsstufen.

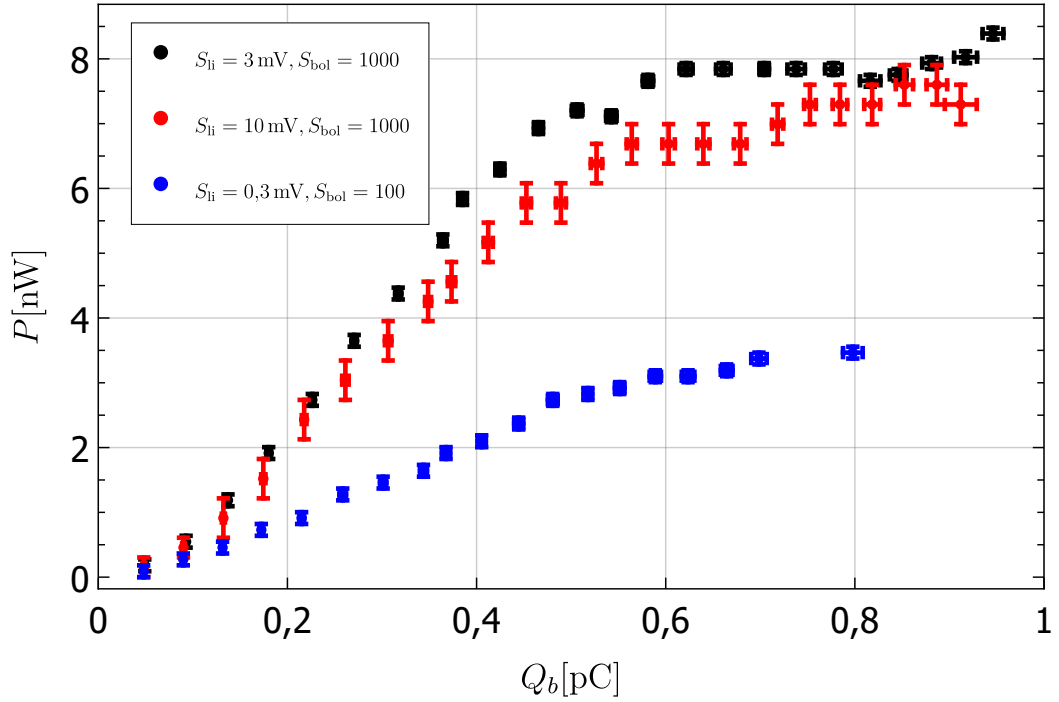


Abbildung A.7.: Gemessene SPR-Leistung  $P$  für verschiedene Strahlströme bei unterschiedlichen Einstellungen des Vorverstärkers  $S_{bol}$  sowie des Lock-in-Verstärkers  $S_{li}$  an Gitter Nr. 2 ( $D = 1$  mm). Sättigungseffekte können als Ursache für die Abflachung der Kurven ab Strömen von  $Q_b = 0,5$  pC ausgeschlossen werden.

Erwartungsgemäß sollten alle gemessenen Kurven übereinander liegen. Die gemessenen Signale bei gleicher Einstellung des Vorverstärkers  $S_{bol} = 1000$  weichen maximal um etwa 10 % voneinander ab. Diese Messungen wurden nicht im direkten Anschluss zueinander vorgenommen. Die Trommel mit den Gittern wurde zwischenzeitlich bewegt und die Messposition neu angefahren. Obwohl die Positionierung der Gitter mit höchster Sorgfalt durchgeführt wird, ist eine Abweichung der Stellung der Trommel bei den Messungen möglich, sodass Gitter Nr. 2 nicht exakt dieselbe Position einnimmt. Dies, sowie eventuelle Aufladungseffekte von nichtmetallischen Gegenständen wie zum Beispiel dem Vakuumfenster aus Quarzglas sorgen für Unterschiede in der emittierten Smith-Purcell-Strahlung. Der Vorverstärker am Bolometer hat zwei Einstellungsmöglichkeiten für die Sensitivität. Da diese nur manuell direkt am Gerät eingestellt werden kann und somit ein direkter Vergleich mit zwischenzeitlichem Herunterfahren des gesamten Beschleunigers und einem Betreten der Experimentierhalle einhergeht, ist ein direkter Vergleich zweier Messungen zudem mit möglichen Änderungen der Eigenschaften des Elektronenstrahles behaftet. Die Abweichung der blauen Datenpunkte zu den anderen ist hier auf einen größeren Abstand zwischen Strahl und Gitter  $z_0$  zurückzuführen. Diese Messung zeigt

jedoch, dass eine Sättigung des Vorverstärkers nicht für den Knick im gemessenen Leistungsverlauf bei  $Q_b = 0,5 \text{ pC}$  verantwortlich ist.

## A.5. Verluste an Luft

Im Gegensatz zum restlichen elektromagnetischen Spektrum hat Strahlung im Terahertzbereich erhebliche Verluste durch Anregung von Rotationsmoden der Wassermoleküle in der Umgebungsluft. In Rad16 sind diese Anregungen für den Frequenzbereich von 1 GHz bis 1 THz angegeben. In [Abbildung A.8](#) ist die Absorption der Strahlung  $\gamma_L$  in Luft unter Normalbedingungen<sup>1</sup> dargestellt.

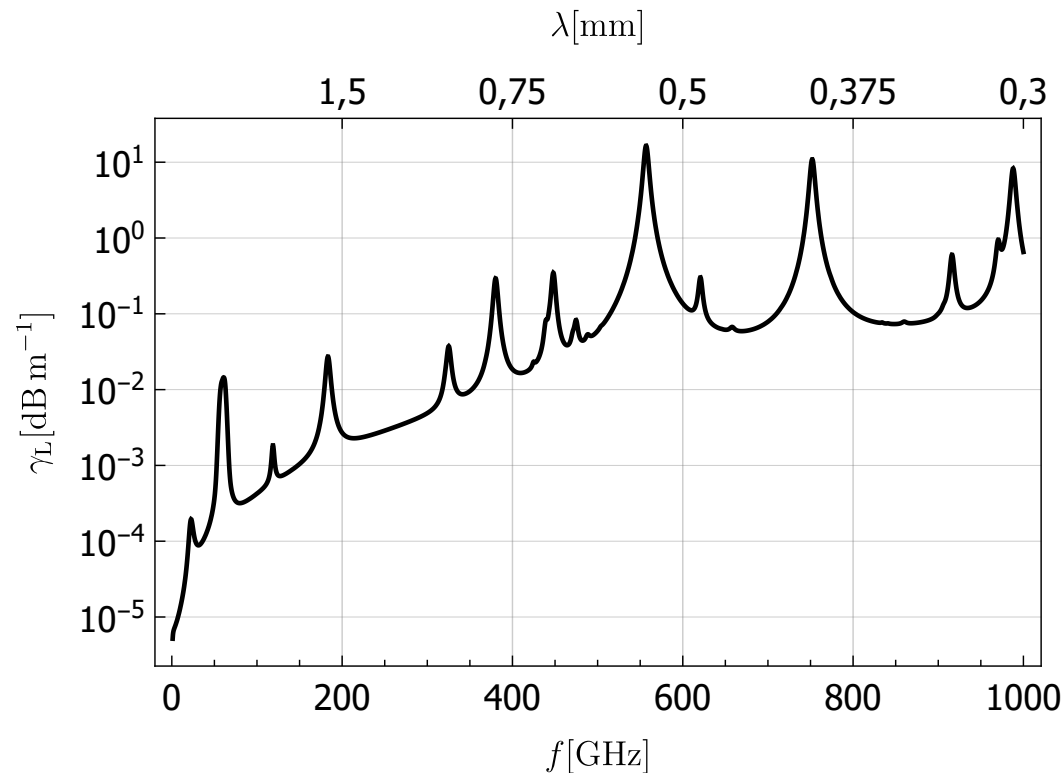


Abbildung A.8.: Absorption von THz-Strahlung in Luft. Anregungen von Rotationsmoden der Wasser- bzw. Sauerstoffmoleküle bei verschiedenen Wellenlängen sind aus [Rad16](#) entnommen. Die Summe dieser Moden ergibt den dargestellten Graph.

Hierbei wird über sämtliche Absorptionsmoden der Sauerstoff- und Wassermoleküle summiert. Beispielsweise ergibt sich bei einer Flugstrecke von 10 cm eine Transmission von  $\tau_L = 0,68$  bei einer Wellenlänge von 0,54 mm.

<sup>1</sup>Wasserdampfdichte:  $7,5 \text{ g/m}^3$ , Temperatur:  $21 \text{ }^\circ\text{C}$ , Umgebungsdruck:  $1013 \text{ hPa}$ .

## A.6. Berechnung Raumwinkelanteil Messanordnung

Von jedem Punkt  $P$  auf dem Gitter gelangt nur ein Teil der Strahlung in den Detektor. [Abbildung A.9](#) zeigt die Bemaßung der Messanordnung.

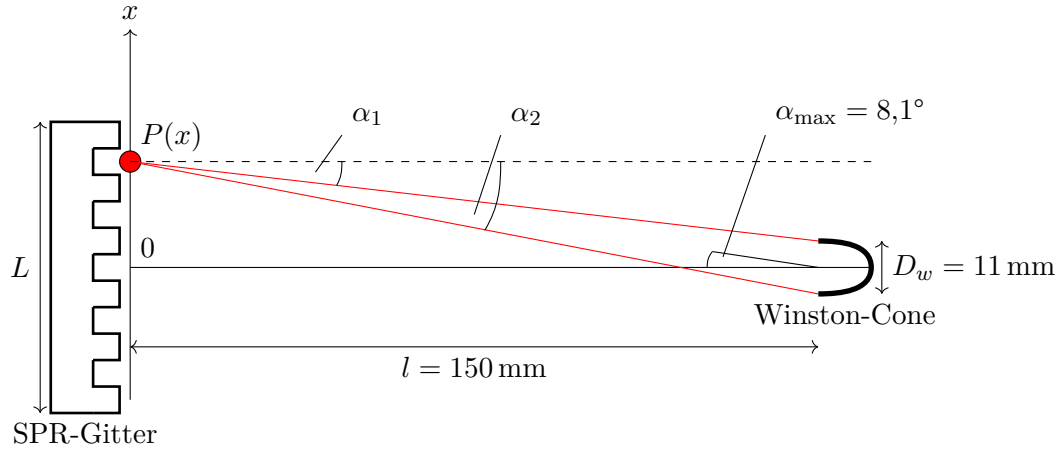


Abbildung A.9.: Berechnung des Raumwinkelanteils der Strahlung, welche vom SPR-Gitter in den Detektor gelangt.

Tabelle A.2.: Einteilung des Öffnungswinkels  $\Delta\alpha(x)$  in verschiedene Wertebereiche von  $x$ .

$x$	$\Delta\alpha(x)$
$0 \leq x \leq D_w/2$	$\arctan\left(\frac{D_w/2-x}{l}\right) + \arctan\left(\frac{D_w/2+x}{l}\right)$
$D_w/2 < x \leq x_{\text{krit}2}$	$\arctan\left(\frac{D_w/2+x}{l}\right) - \arctan\left(\frac{x-D_w/2}{l}\right)$
$x_{\text{krit}2} < x \leq x_{\text{krit}1}$	$\alpha_{\text{max}} - \arctan\left(\frac{x-D_w/2}{l}\right)$
0	sonst

Analog zu [Unterabschnitt A.1.2](#) wird in [Tabelle A.2](#) der Öffnungswinkel  $\Delta\alpha(x)$  für verschiedene Wertebereiche von  $x$  definiert, wobei  $x_{\text{krit}2} = 15,8$  mm und  $x_{\text{krit}1} = 26,8$  mm die Orte sind, an denen die Winkel  $\alpha_2$  und  $\alpha_1$  den maximalen Einfangwinkel  $\alpha_{\text{max}} = 8,1^\circ$  des Detektors überschreiten. Daraus ergibt sich eine effektive Gitterlänge  $L_{\text{eff}}$ , die einen Beitrag zur SPR liefert.

$$L_{\text{eff}} = 2 \cdot x_{\text{krit}1} = 53,6 \text{ mm}$$

Hat das verwendete-SPR Gitter zum Beispiel eine Länge von 100 mm, so trägt nur etwa die Hälfte zum messbaren Signal bei, wenn der Winston-Cone in einem



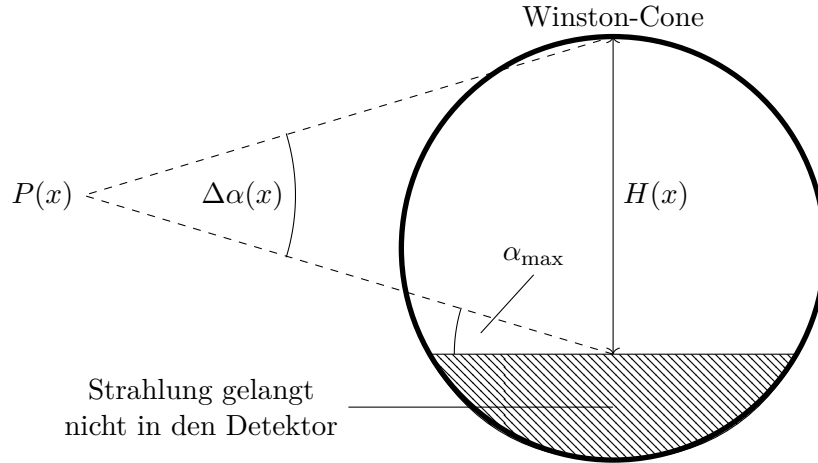


Abbildung A.10.: Frontalansicht Winston-Cone. Strahlung, die unter einem Winkel von größer als  $\alpha_{\max} = 8,1^\circ$  eintritt, wird nicht detektiert.

Abstand von 150 mm vom Gitter steht. In [Abbildung A.10](#) wird die Frontalansicht des Winston-Cones dargestellt. Für die Höhe  $H(x)$  des Kreissegments gilt:

$$H(x) = 2l \tan\left(\frac{\Delta\alpha(|x|)}{2}\right) .$$

Das Verhältnis der detektierbaren Strahlung zur gesamten Strahlung, die den Winston-Cone trifft, ergibt sich zu:

$$\delta_M(x) = \frac{1}{\pi \left(\frac{D_w}{2}\right)^2} \cdot 2 \int_{-D_w/2}^{H(x)-D_w/2} \sqrt{\left(\frac{D_w}{2}\right)^2 - (x')^2} dx' . \quad (\text{A.4})$$

## A.7. Eigenschaften des verwendeten Vakuumfensters

Die am Gitter entstehende THz-Strahlung wird aus der Apparatur zum Detektor geleitet, der außerhalb des Beschleunigervakuums steht. Dabei muss ein Vakuumfenster passiert werden. Da die auftretende Strahlung geringe Leistungen im nW-Bereich aufweist, muss dieses Fenster für den hiesigen Wellenlängenbereich von  $100 \mu\text{m} < \lambda < 2 \text{ mm}$  einen möglichst hohen Transmissionsgrad  $\tau$  aufweisen. [Abbildung A.11](#) zeigt die Transmission eines 1 mm dicken Quarzfensters mit  $z$ -Schnitt-Geometrie in einer Messung von [TYD].

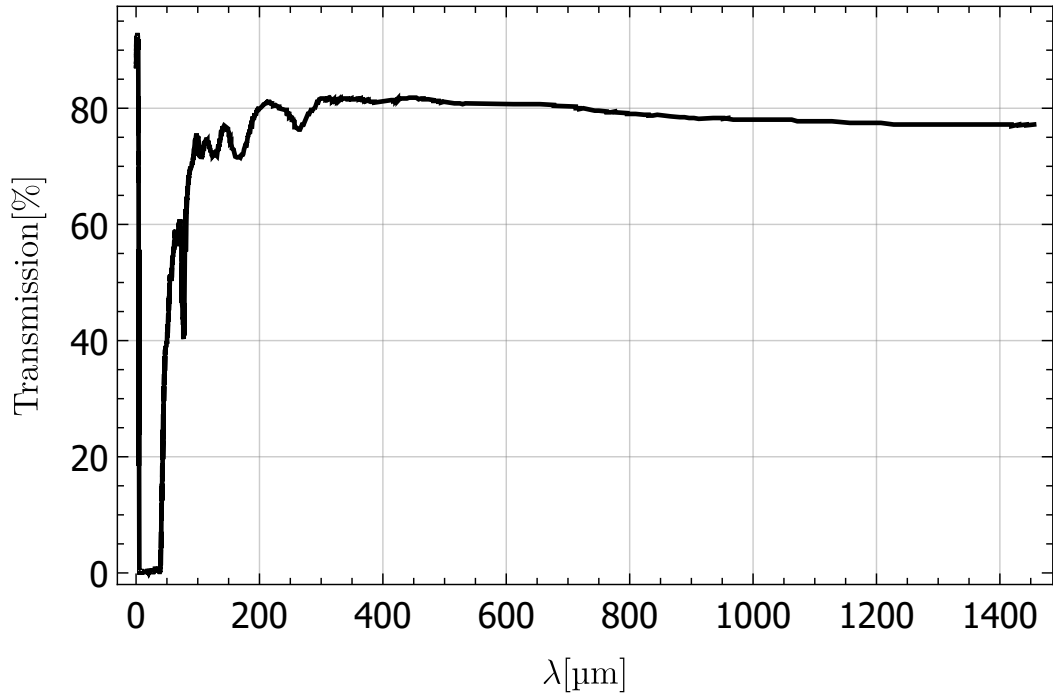


Abbildung A.11.: Gemittelte Transmission eines 1 mm dicken, in  $z$ -Richtung geschnittenen Quarzfensters für verschiedene Wellenlängen [TYD].

Im erwarteten Wellenlängenbereich beträgt der Transmissionsgrad ungefähr  $\tau = 80\%$ . Auf Basis dieser Messung wird ein in  $z$ -Richtung geschnittenes Quarzfenster mit einer Dicke von  $D_f = 3\text{ mm}$  und einem Durchmesser von 80 mm als Vakuumfenster verwendet. Die Absorption  $\delta_a$  im Fenstermaterial berechnet sich nach [Les90] zu:

$$\delta_a = 0,91 \text{ dB cm}^{-1} \text{ GHz}^{-1} \cdot \mu_q \cdot \delta_q \cdot f_{\text{SPR}}, \quad (\text{A.5})$$

wobei  $\mu_q = 2,1$  der Brechungsindex und  $\delta_q = 0,5 \cdot 10^{-3}$  der Verlustfaktor von Quarzglas ist sowie  $f_{\text{SPR}}$  die Frequenz der emittierten Smith-Purcell-Strahlung. Laut [Kim70], [BW97], [Lam96] und [Les90] nimmt der wellenlängenabhängige Brechungsindex  $\mu_q(\lambda)$  im fernen Infrarotbereich einen konstanten Wert von  $\mu_q(\lambda > 0,3\text{ mm}) \approx 2,1$  an. [Abbildung A.12](#) zeigt die Absorption für verschiedene Wellenlängen bei dem hier verwendeten 3 mm dicken Quarzglas.

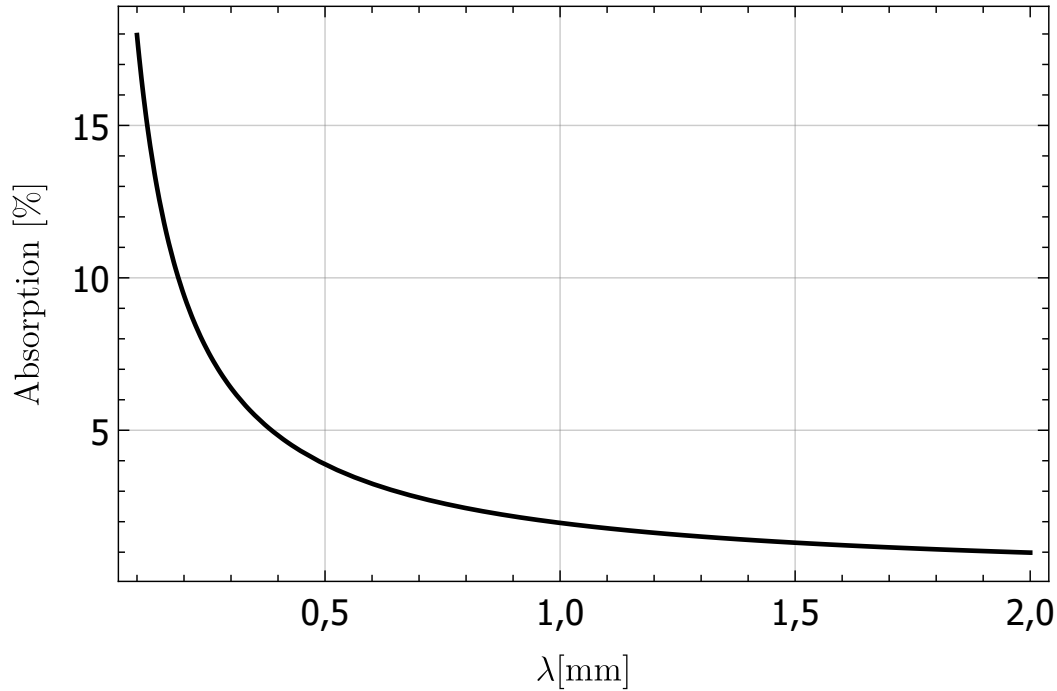


Abbildung A.12.: Verlust der emittierten SPR-Leistung beim Durchflug des verwendeten 3 mm dicken Vakuumfensters aus Quarzglas durch Absorption im Fenstermaterial.

Die Absorption nimmt mit größeren Wellenlängen ab. Verluste durch resonante Anregungen im Fenstermaterial finden bei  $\lambda > 100 \mu\text{m}$  nicht mehr statt [Kim70]. Im Folgenden wird der Reflexionsfaktor  $\Gamma$  für das verwendete Fenster berechnet. Nach [Les90] gilt:

$$|\Gamma|^2 = \frac{(r_1 + r_2)^2 - 4r_1r_2 \sin^2 X}{(1 + r_1r_2)^2 - 4r_1r_2 \sin^2 X}, \quad (\text{A.6})$$

wobei

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{\mu_q - \mu_v}{\mu_q + \mu_v} \\ r_2 &= -r_1 \\ X &= \frac{2\pi D_f}{\lambda} \sqrt{\mu_q^2 - \sin^2 \theta}. \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet  $\mu_v = 1$  den Brechungsindex von Vakuum und  $r_1$  bzw.  $r_2$  die reflektierte Feldamplitude bei senkrechtem Einfall ( $\theta = 90^\circ$ ) an dem Übergang von Vakuum zu Quarz und umgekehrt. Offenbar ist der Reflexionsfaktor abhängig von dem Verhältnis von Glasdicke zu Wellenlänge. Bei bestimmten Wellenlängen kommt es demnach zu Interferenzen und somit zu Verlusten bei der transmittierten

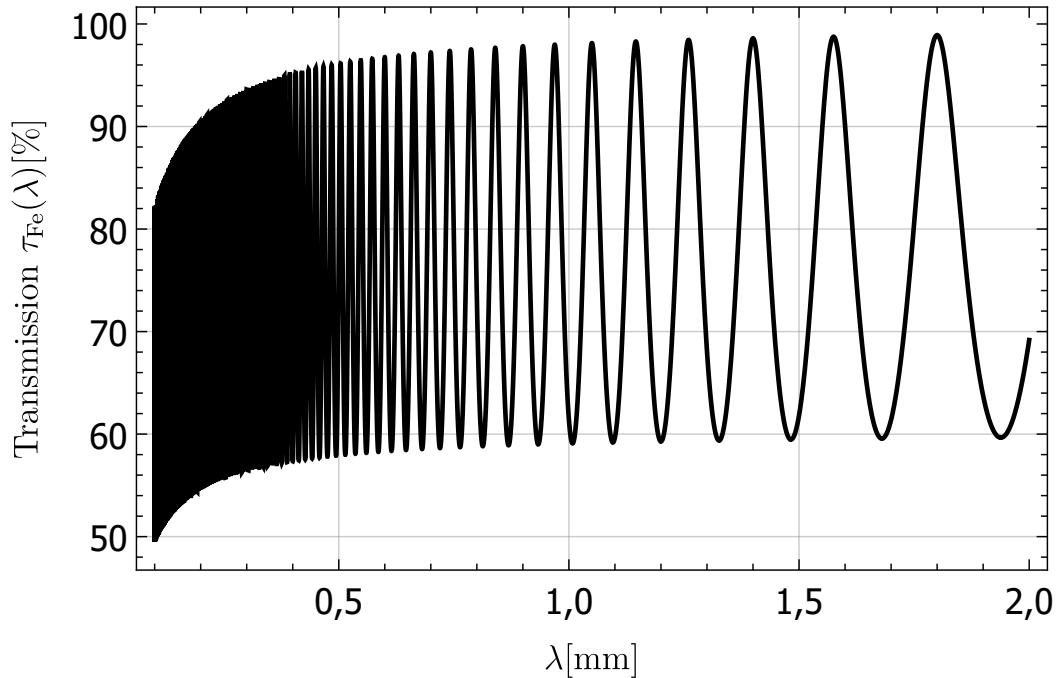


Abbildung A.13.: Transmission senkrecht einfallender Strahlung beim verbauten Vakuumfenster aus Quarzglas nach Gleichung A.7. Es kommt zu Interferenzen von einlaufender und reflektierter Strahlung im Fenstermaterial.

Leistung. [Abbildung A.13](#) zeigt den prozentualen Anteil der Strahlung, die das Fenster passiert und dabei nicht reflektiert oder absorbiert wird. Aus [Gleichung A.5](#) und [Gleichung A.6](#) folgt für diesen Anteil:

$$\tau_{Fe}(\lambda, \theta) = (1 - |\Gamma(\lambda, \theta)|^2) \cdot 10^{\frac{-\delta_a D_{f,\text{eff}} \cdot \text{GHz dB}^{-1}}{10}}, \quad (\text{A.7})$$

wobei  $D_{f,\text{eff}} = D_f / \cos(90^\circ - \theta)$  die effektive Dicke des Glasfensters bei einem schrägen Einfall  $\theta$  ist. Im Vergleich zu der Messung in [Abbildung A.11](#) sieht man, dass bei der Verwendung des verbauten Fensters wellenlängenabhängige Intensitätsschwankungen zu erwarten sind. Dieses Verhalten kann unterdrückt werden, indem die Oberfläche des Fenster beschichtet oder mechanisch bearbeitet wird (siehe [\[Les90\]](#)). Das hier verwendete Fenster ist ausschließlich poliert und hat somit keine dieser Behandlungen.

## A.8. Eigenschaften Winston-Cone

Bei dem hier verwendeten Detektor kommt ein *Winston-Cone* als breitbandige Antenne zum Empfang von THz-Strahlung mit einer, in diesem Fall aus Gold beschichteten, metallischen Oberfläche zum Einsatz. Strahlung tritt in eine große Eingangs-

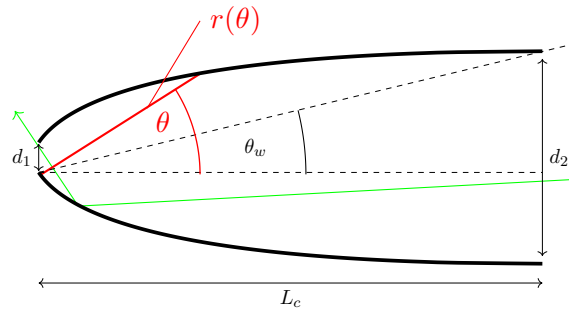


Abbildung A.14.: Schematische Darstellung des Winston-Cones. Strahlung tritt von rechts in die große Öffnung  $d_2$  ein und wird auf den kleineren Ausgang  $d_1$  geleitet. Der maximale Einfangswinkel ist  $\Theta_W$ . Die Form des Winston-Cones ist alleine durch die Öffnungen  $d_1$  und  $d_2$  charakterisiert [WW89].

öffnung ein und wird auf einen kleineren Ausgang geleitet (Abbildung A.14). Der Detektor befindet sich an der kleinen Öffnung und Strahlung gelangt von rechts in die Antenne. Die Seitenwände haben eine parabolische Form und können über die eingezeichnete Funktion  $r(\Theta)$  beschrieben werden<sup>2</sup>:

$$r(\Theta) = \frac{1 + \sin \Theta_W}{1 - \cos(\Theta + \Theta_W)} \cdot d_2.$$

Wegen der parabolischen Form verlässt Strahlung, die an der Innenwand der Antenne reflektiert wird, diese an der Öffnung  $d_1$  wieder mit einem größeren Winkel. Da bei diesem Vorgang keine Bildinformationen übertragen werden, wird eine solche Optik auch nichtabbildende Optik genannt. In diesem Fall gilt:

$$d_1 = 1,55 \text{ mm}$$

$$d_2 = 11 \text{ mm}$$

$$\theta_w = \arcsin\left(\frac{d_1}{d_2}\right) = 8,1^\circ$$

$$L_c = \frac{1}{2}(d_1 + d_2) \cot \theta_w = 44,09 \text{ mm}$$

Es wird nur Strahlung unter einem maximalen Einfallswinkel von  $8,1^\circ$  detektiert. Ist der Winkel größer, so wird die Strahlung aus der Antenne zurück reflektiert. Die obere Grenzwellenlänge wird im Wesentlichen durch die Öffnung  $d_1$  bestimmt. Ähnlich wie bei einem Resonator kann sich hier nur eine Mode ausbreiten, deren halbe Wellenlänge gerade der Öffnung  $d_1$  entspricht ( $\lambda_{\max} \approx 2d_1 = 3,1 \text{ mm}$ ). Um eine genaue Aussage über die Empfindlichkeit der Antenne zu erhalten, ist eine elektromagnetische Simulation der Struktur nötig. [Abbildung A.15](#) zeigt die Reflexion einfallender Strahlung für verschiedene Wellenlängen. Wie zu erwarten, wird

<sup>2</sup>Diese Form wird auch als Winston-Cone-Parabel bezeichnet.

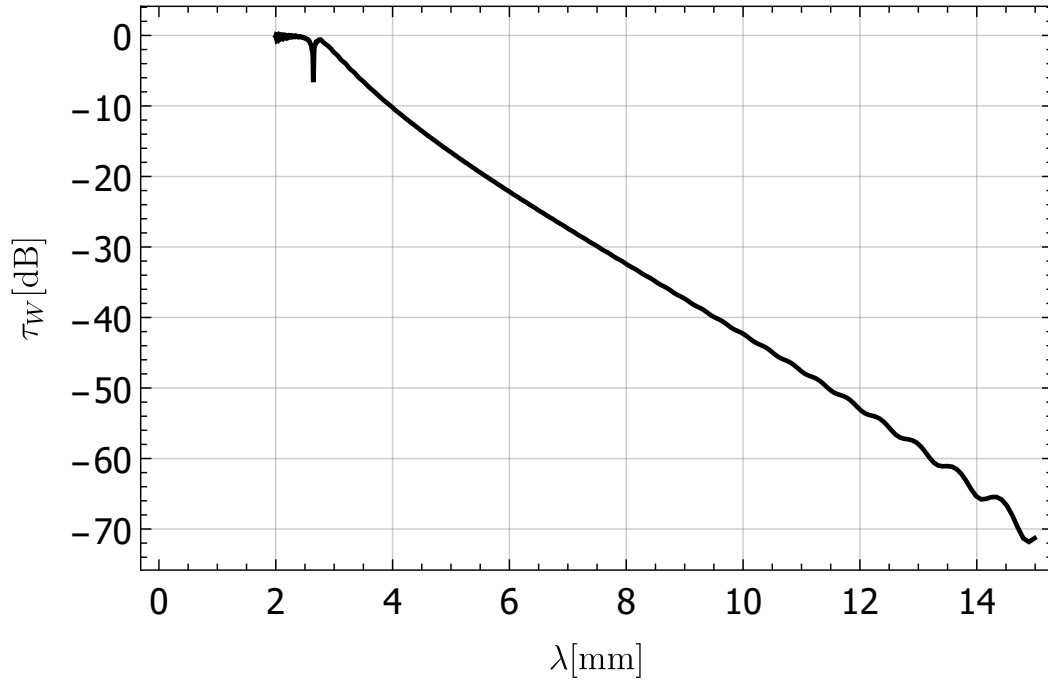


Abbildung A.15.: Simulation des Winston-Cones aus [Abbildung A.14](#) mit *CST Microwave Studio*. Aufgetragen ist die Transmission einfallender Strahlung bei verschiedenen Wellenlängen. Wellenlängen unter 2 mm werden nahezu perfekt transmittiert.

Strahlung mit einer Wellenlänge von größer als etwa 3 mm vermehrt reflektiert und gelangt somit nicht in den Detektor. Der Peak bei  $\lambda = 2,6$  mm ist durch Anregung von Moden in dem zylindrischen Verbindungsstück zwischen Detektor und Antenne zu erklären.

## A.9. Umrechnung der Abhängigkeiten sämtlicher Korrekturterme $\tau$

Sämtliche Korrekturterme in [Gleichung 2.31](#) haben zunächst  $\lambda$  als abhängige Größe. Die Wellenlänge lässt sich jedoch durch den Ort des Bunches auf dem Gitter  $x$  ausdrücken. Nach [Gleichung 2.29](#) ist der Beobachtungswinkel  $\eta_0 = \eta_0(x)$  eine Funktion des Ortes  $x$ . Über die Kohärenzbedingung ([Gleichung 2.15](#)) ergibt sich daher:

$$\begin{aligned} \lambda = \lambda(\eta) = \lambda(\eta_0(x)) = \lambda(x) &= \frac{D}{n} \left( \frac{1}{\beta} - \sin \left( -\arctan \frac{x}{l} \right) \right) \\ \Leftrightarrow \lambda(x) &= \frac{D}{n} \left( \frac{1}{\beta} + \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Bei dem Korrekturterm des Vakuumfensters in [Gleichung A.7](#) tritt zusätzlich der Winkel  $\theta$  auf. Hier gilt  $\theta = \theta(x) = 90^\circ - \eta_0(x)$ . Sämtliche Korrekturterme können daher in Abhängigkeit von  $x$  angegeben werden.

## A.10. Öffnungsfunktion Chopperkollimator

Das HV-Netzteil der Elektronenquelle liefert einen Messwert  $I_S$  für den Elektronenstrom in der Quelle. Bei allen hier durchgeführten Messungen wird der Laser im makro-gepulsten Modus betrieben. Das Strommessgerät der Quelle gibt stets den Mittelwert über die Makropulse an. Bei einem eingestellten Tastgrad  $D_{MP}$  der Makropulse ergibt sich der Strom innerhalb dieses Pulses zu  $I_{MP} = I_S/D_{MP}$ . In dem Choppersystem trifft ein Teil des Strahles auf die beweglichen Kollimatorbacken. Der Strom  $I_K(N_K)$  nach dem Kollimator ergibt sich aus der Öffnung der Backen.  $N_K$  beschreibt dabei die Position des verwendeten Schrittmotors. [Abbildung A.16](#) zeigt eine schematische Darstellung des Kollimators.

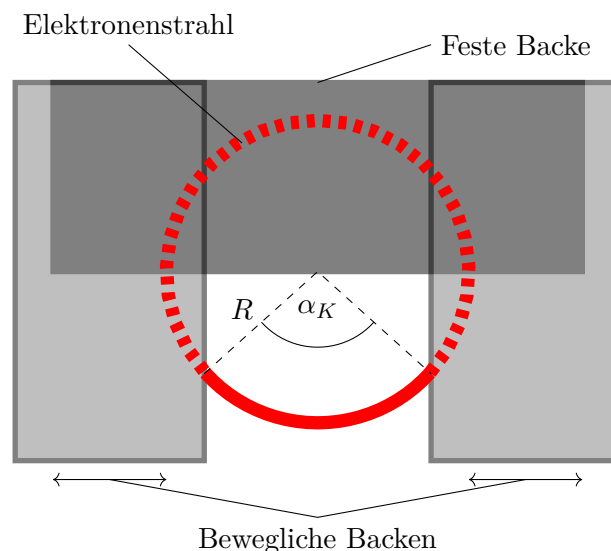


Abbildung A.16.: Der mit 1,3 GHz zirkular abgelenkte Elektronenstrahl trifft auf den Kollimator (schematisch gezeichnet). Befindet sich das Zentrum des sphärisch abgelenkten Strahls (Radius  $R \approx 5$  mm) genau auf der Kante der festen Kollimatorbacke, dann kann durch seitliches Verfahren der beweglichen Backen ein Teil des Strahles im Bereich von  $0^\circ < \alpha_K < 180^\circ$  selektiert werden.

Die Kollimatorbacken werden symmetrisch um den Kreismittelpunkt verfahren. Jede Backe ist isoliert aufgehängt und der Strom fließt über ein Nanoamperemeter ab. Die Position wird dabei über die Stellung des Schrittmotors  $N_K$  bestimmt. Dazu wird eine Kalibrationsfahrt durchgeführt, bei der auf den beweglichen Backen der

## A. Anhang

Strom gemessen wird. Die geschlossene Stellung  $N_0 = 3200$  wird erreicht, wenn kein Anstieg des Stroms mehr zu erkennen ist. Die Backen sind nun vollständig geschlossen und kein Teil des Strahles wird mehr durchgelassen. Umgekehrt ist bei der maximalen Stellung  $N_{\max} = 5100$  gerade der Punkt erreicht, an dem das Amperemeter keinen Strom mehr anzeigt. Hier hat der Strahl nun keinen Kontakt mehr zu den seitlichen Backen. Der Fahrweg beträgt  $\Delta N = N_{\max} - N_0 = 1900$ . Für den Öffnungswinkel  $\alpha_K$  gilt:

$$\alpha_K = 2 \arcsin \left( \frac{N_K - N_0}{\Delta N} \right).$$

Eine solche Kalibrationsfahrt muss nach jeder Veränderung des Strahles vor dem Chopper-Bunchersystem durchgeführt werden. Generell muss für einen transversal breiteren Strahl auch ein größerer Radius der sphärischen Ablenkung  $R$  gewählt werden, damit der Strahl auch hier komplett auf der oberen Backe verschwinden kann. Ein typischer Wert für die zugeführte HF-Leistung in den Chopperkavitäten beträgt etwa 100 W, was einer Feldamplitude von grob 1,3 kV/m entspricht und am Kollimator einen Kreis mit einem Durchmesser von 1 cm erzeugt. Für den Elektronenstrom nach dem Kollimator  $I_K$  gilt:

$$I_K = I_{MP} \cdot \frac{\alpha_K}{2\pi}. \quad (\text{A.9})$$

Im Experiment wird nun grob über den Schrittmotor der entsprechende Öffnungswinkel des Kollimators festgelegt. Über die Summe der Strommessungen an allen drei Backen  $I_{kol}$  und bei Kenntnis des Quellstroms  $I_S$  bzw.  $I_{MP}$  gilt für den Strahlstrom nach dem Kollimator  $I_K = I_{MP} - I_{kol}$ . Über [Gleichung A.9](#) kann nun der genaue Wert des Öffnungswinkels bestimmt werden.

### A.10.1. Auswirkung einer endlichen transversalen Strahlbreite

Bei näherer Betrachtung des Elektronenstrahles auf den Kollimatorbacken in [Abbildung A.16](#) fällt auf, dass selbst bei einem infinitesimal kleinen geöffneten Spalt des Kollimators aufgrund der transversalen Breite des Strahles eine Bunchlänge in ähnlicher Größenordnung durchgelassen wird. Die Form des Bunches hinter dem Kollimator  $f_x(x)$  ergibt sich daher aus der Faltung von dessen Öffnungsfunktion  $g(\alpha_0)$  mit der transversalen Form des Strahles  $f_\alpha(\alpha_0)$ :

$$f_x(x) = \frac{\beta c}{2\pi f} [g(\alpha_0) * f_\alpha(\alpha_0)], \quad (\text{A.10})$$

wobei der Vorfaktor die Umrechnung des durchgelassenen Winkels in eine räumliche Ausdehnung in  $x$ -Richtung berücksichtigt und  $f$  die Betriebsfrequenz von *ME-SA* beschreibt.  $\alpha_0$  sei die Winkelcoordinate, die die Position des Strahles auf der Kreisbahn beschreibt.  $\alpha_0 = 0$  ist der Punkt, an dem sich der Strahl mittig zwischen beiden Backen in dem unteren Teil der Kreisbahn in [Abbildung A.16](#) befindet. Die Öffnungsfunktion wird als Rechteckfunktion beschrieben, die im Bereich



$-\alpha_K/2 \leq \alpha_0 \leq \alpha_K/2$  den Wert 1 annimmt und sonst den Wert 0. Die Teilchenverteilung in  $\alpha_0$ -Richtung wird als gaußförmig angenähert, wobei die Umrechnung der Winkelkoordinate in eine räumliche Koordinate näherungsweise über den Ablenkradius  $R$  vorgenommen wird. Eine Teilchenverteilung mit  $\sigma_{\alpha_0} = 5,7^\circ$  entspricht daher einer typischen Strahlbreite am Kollimator von etwa  $\sigma_z = \sigma_y = \sigma_{\alpha_0} \cdot R = 0,5$  mm. Dies gilt jedoch nur unter der Annahme eines kreisrunden Strahlflecks. [Abbildung A.17](#) zeigt die so berechnete Form der longitudinalen Teilchenverteilung  $f_x(x)$  direkt nach dem Chopperkollimator für verschiedene Öffnungswinkel  $\alpha_K$ . Selbst bei

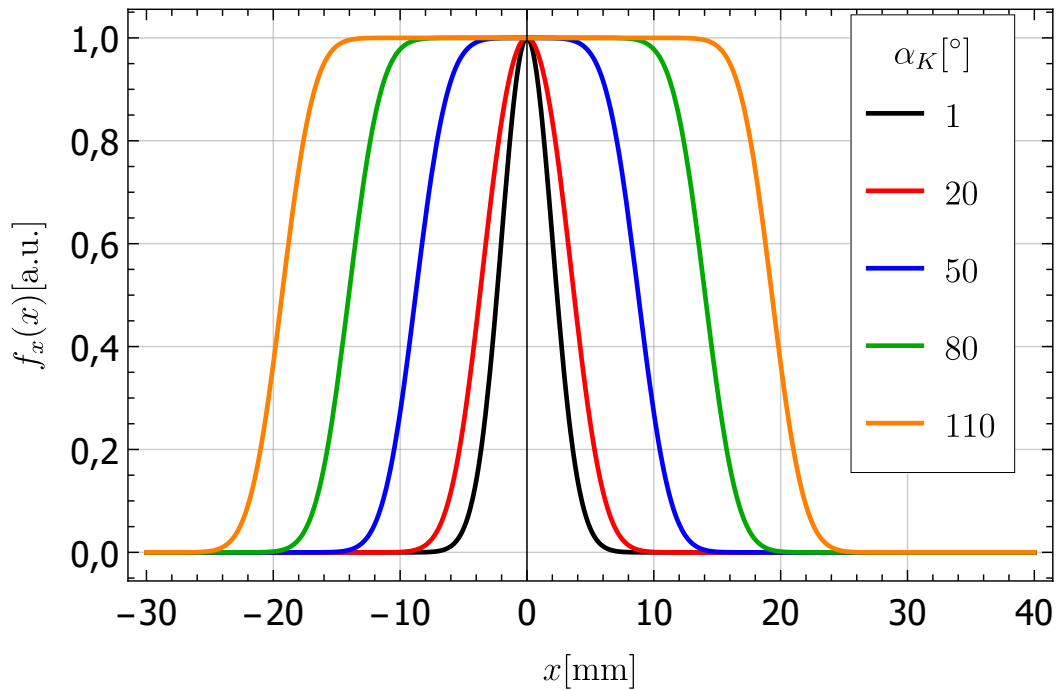
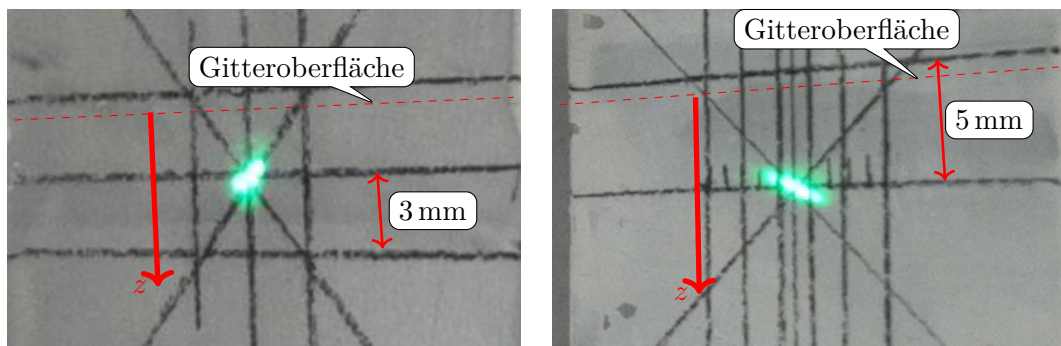


Abbildung A.17.: Longitudinale Teilchenverteilung direkt nach dem Chopperkollimator unter Berücksichtigung einer transversalen Strahlausdehnung von  $\sigma_z = \sigma_y = 0,5$  mm auf den Kollimatorbacken. Selbst bei annähernd geschlossenen Backen ist immer noch eine signifikante Bunchlänge vorhanden.

einem fast vollständig zugefahrenen Kollimator ist immer noch eine signifikante Bunchlänge zu beobachten aufgrund der transversalen Ausdehnung des Strahles. Bei den durchgeführten Messungen wurde stets ein Öffnungswinkel von  $\alpha_K > 30^\circ$  gewählt. Die Halbwertsbreite des durchgelassenen Phasenbereichs  $\Delta\Phi_{K,\text{FWHM}}$  entspricht dabei gerade dem Öffnungswinkel  $\alpha_K$ .

## A.11. Kalibration Abstand $z_0$ von Elektronenstrahl und Gitter

Der Abstand von Elektronenstrahl zu verwendetem Gitter wird über Ablenkmagnete vor der SPR-Kammer eingestellt. Ein zur Gitteroberfläche paralleler Versatz des Strahles kann nur mit zwei Ablenkmagneten erfolgen, da mit einem Magneten nur der Winkel der Flugbahn der Elektronen geändert werden kann. Die Messungen des Abstandsverhaltens von Strahl und Gitter (siehe [Abschnitt 4.3](#)) werden an Gitter Nr. 2 durchgeführt, das eine Länge von  $L = 2$  cm hat. Bei einem so kurzen Gitter spielt der auftretende Winkelversatz bei der Verwendung von ausschließlich einem Magneten nur eine geringe Rolle, da sich der Abstand von Strahl und Gitter beim Überflug wenig ändert. Bei diesen Messungen wird daher nur ein Magnet zur Ablenkung des Strahles vor der Kammer verwendet. Um einen Zusammenhang zwischen Position des Strahls über dem Gittermittelpunkt und eingestelltem Strom des Magneten zu erhalten, wird eine Kalibration mit Hilfe von Leuchtschirmen vorgenommen. Die Markierungen auf den Leuchtschirmen haben einen fest definierten Abstand zur Drehachse der Trommel. Der Abstand von dieser Drehachse zur Oberfläche sämtlicher Gitter ist ebenfalls bekannt<sup>3</sup>. So kann über die Position des Strahlflecks auf dem Schirm die Position des Strahles über dem Gitter berechnet werden. [Abbildung A.18](#) zeigt beispielhaft den Strahlfleck einmal auf dem vorderen Schirm und einmal auf dem hinteren Schirm für einen festen Dipolstrom. Die beiden Schirme befinden sich in einem Abstand von etwa 20 cm zueinander. Es ist zu erkennen, dass sich der Strahlfleck auf dem hinteren Schirm weiter weg von der Gitteroberfläche befindet, als dies bei dem vorderen Schirm der Fall ist. Das ist



(a) Vorderer Schirm

(b) Hinterer Schirm

Abbildung A.18.: Kalibration zur Bestimmung von Strom des Ablenktdipols gegen Position des Elektronenstrahls über dem Gitter. Die Position des Gitters in Relation zu den eingezeichneten Linien auf den Schirmen ist bekannt.

<sup>3</sup>Der Abstand Drehachse-Oberfläche Gitter ist bei allen Gittern idealerweise gleich.

### A.11. Kalibration Abstand $z_0$ von Elektronenstrahl und Gitter

durch den schrägen Verlauf des Elektronenstrahles durch die Ablenkung mit nur einem Magneten zu erklären. Analog zu [Abbildung 4.18](#) wird die Position des Mittelpunkts des Strahlflecks über die Projektion des RGB-Pixelwertes auf die  $z$ -Achse bestimmt. Dieser Vorgang wird nun für verschiedene Ströme jeweils beim vorderen und hinteren Schirm durchgeführt, um so einen Zusammenhang zu erhalten von Position des Strahlflecks zu eingestelltem Strom. Der Mittelpunkt des Gitters befindet sich genau auf halber Strecke zwischen den beiden Schirmen. Über Triangulation kann der Abstand des Strahles über dem Mittelpunkt des Gitters  $z_0$  bestimmt werden. [Abbildung A.19](#) zeigt das Ergebnis der Kalibration. Idealerweise befinden sich

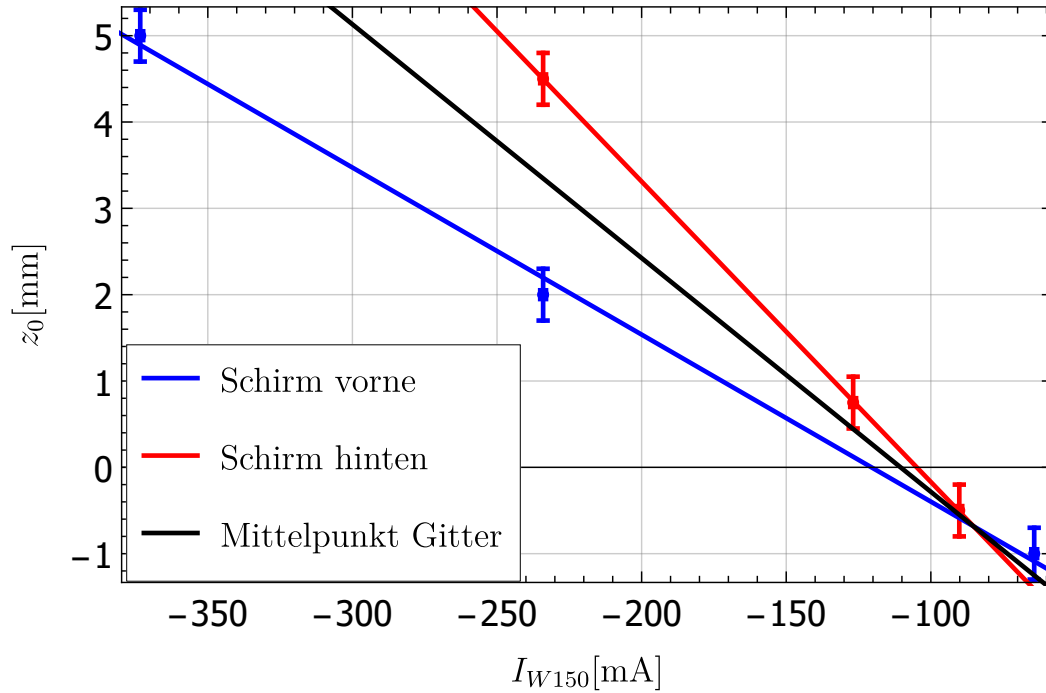


Abbildung A.19.: Abstand des Elektronenstrahls vom Mittelpunkt der Gitteroberfläche  $z_0$  in Abhängigkeit vom Strom des Dipolmagneten  $I_{W150}$ . Aufgetragen ist die Position des Strahlflecks an den Orten der Schirme (rot und blau) sowie am Mittelpunkt der Gitteroberfläche (schwarz).

alle Elemente auf der Trommel innerhalb der SPR-Apparatur im gleichen Abstand von der Drehachse. Konstruktionsbedingt liegt diese Achse jedoch nicht perfekt im Mittelpunkt der Trommel, sodass die Drehung leicht unrund verläuft. Dies führt zu einem systematischen Fehler des Abstandes  $\Delta z_{0,\text{sys}}(x_i)$  in Abhängigkeit von der Stellposition ( $x_i$ ) der Trommel:

$$\Delta z_{0,\text{sys}}(x_i) = A_{z_0} \cdot \sin(x_i),$$

## A. Anhang

wobei  $A_{z_0}$  die Amplitude des Fehlers beschreibt und in der Größenordnung von etwa einem halben Millimeter liegt. Die beiden zur Kalibration benutzten Schirme befinden sich auf zwei benachbarten Trägerplatten (siehe [Abbildung 3.10](#)), um diesen Effekt zu minimieren. Es ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Strom und Abstand für die Kalibration in [Abbildung A.19](#):

$$z_0(I_{W150}) = -(2,95 \pm 0,25) \text{ mm} - (0,027 \pm 0,002) \text{ mm/mA} \cdot I_{W150} + \Delta z_{0,\text{sys}}(x_i) \quad (\text{A.11})$$

### A.12. Abschätzung des Untergrundes bei Messung des Abstandsverhaltens von Strahl und Gitter

Fliegt der Elektronenstrahl in einem Abstand  $z_0$  an dem Gitter vorbei, so wird stets ein Teil der Elektronen an der Stirnfläche des Gitters gestoppt. An diesem Punkt wird ein Untergrundsignal erzeugt (siehe [Abschnitt 5.3](#)). [Abbildung A.20](#) stellt dieses Verhalten schematisch dar.

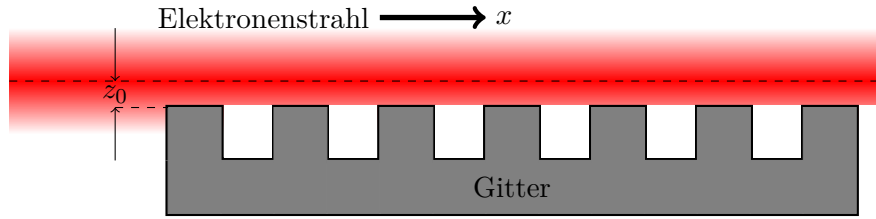


Abbildung A.20.: Beim Vorbeiflug trifft ein Teil des Elektronenstrahls auf die Stirnseite des Gitters.

Das Untergrundsignal hängt linear von der Anzahl an Elektronen ab, die an dieser Stelle auf das Gitter treffen. Unter der Annahme eines transversal gaußförmigen Elektronenstrahls berechnet sich der Anteil des Stroms  $I_G$ , der auf das Gitter trifft, über das Integral dieser Verteilung.

$$I_G = I_K \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^0 \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right] dz \quad (\text{A.12})$$

$I_K$  beschreibt den gesamten Strahlstrom vor dem Gitter nach [Abschnitt A.10](#). Die Ausdehnung des Strahles in  $y$ -Richtung kann im Vergleich zur Breite des Gitters vernachlässigt werden. Im Falle der Messung aus [Abbildung 4.19](#) gilt  $\sigma_y \approx 0,25 \text{ mm} \ll 2 \text{ cm}$ . Daraus ergibt sich der Zusammenhang in [Abbildung A.21](#) von Position des Strahles  $z_0$  zu erzeugtem Untergrund  $P_u \propto I_G$ .

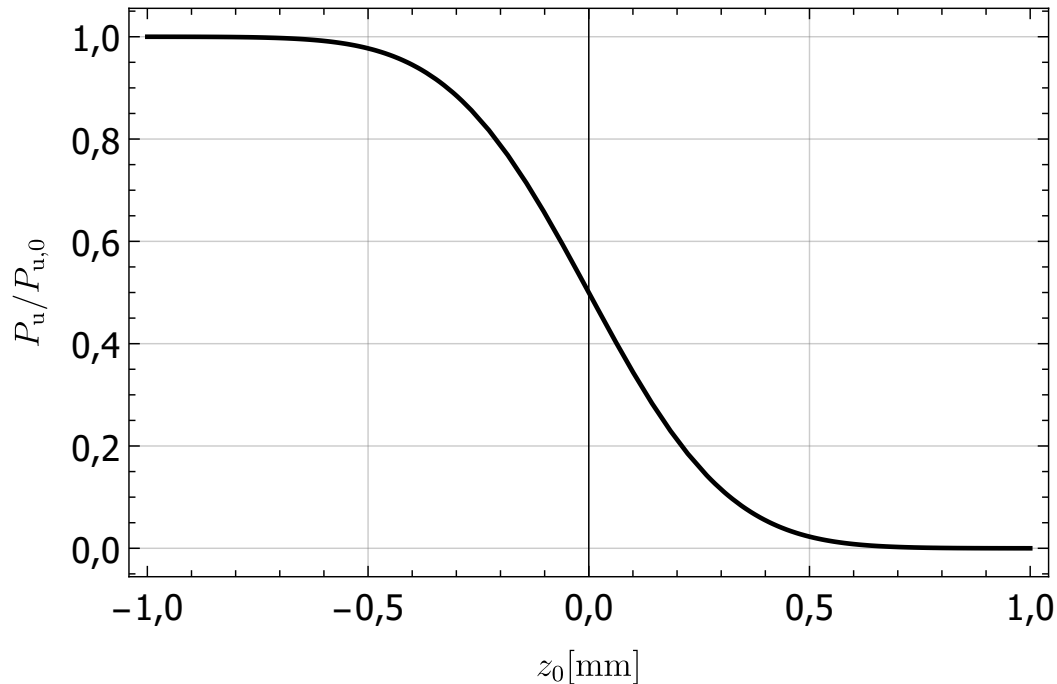


Abbildung A.21.: Untergrundstrahlung in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Strahl und Gitter. Für  $z_0 \ll -\sigma_z$  wird kein Teil des Strahles mehr über das Gitter geleitet.  $P_u$  nimmt hier einen maximalen Wert von  $P_{u,0}$  an.

## A.13. Filtercharakteristiken

### A.13.1. Bandpassfilter

Abbildung A.22 zeigt die Eigenschaften der in Abschnitt 4.7 verwendeten Bandpassfilter.

### A.13.2. Fluorogold

Fluorogold besteht aus PTFE (Teflon) mit Zusätzen aus Glas und dient zur Unterdrückung von hohen Frequenzen (Tiefpass) bei Strahlung im THz-Bereich, wobei die Wellenlänge, ab der Strahlung durchgelassen wird, von der Dicke der verwendeten Schicht abhängt. Hier im Experiment wurde Fluorogold mit einer Schichtdicke von 0,56 mm verwendet. Abbildung A.23 zeigt die entsprechende Transmission.

### A.13.3. Kaltfilter

Die im Bolometer verbauten Kaltfilter dienen zur Unterdrückung der Wärmestrahlung aus der Umgebung. Ähnlich wie bei den beschriebenen Bandpassfiltern in Abbildung A.22 handelt es sich hierbei ebenfalls um metallische Gitter mit einer

## A. Anhang

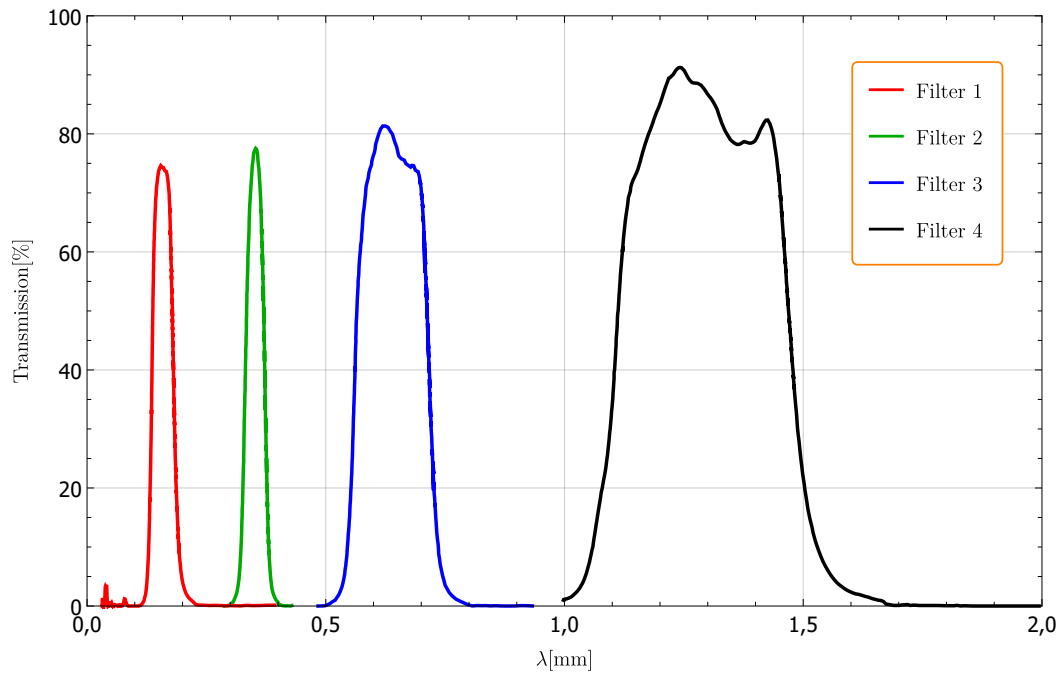


Abbildung A.22.: Transmission der verwendeten Bandpassfilter [Ltd20]. Hierbei handelt es sich um Filter, die aus mehreren übereinander gelegten metallischen Gittern mit unterschiedlichen Formen bestehen. Die prinzipielle Funktionsweise solcher Filter ist in [Les90] beschrieben.

speziellen Geometrie, die in einem Trägersubstrat übereinander geschichtet werden. Innerhalb eines Gitters kommt es wie bei einem Resonator zur Ausbreitung von Moden. Über die anregbaren Moden sämtlicher übereinander gelegter Gitter wird letztendlich die Transmission bestimmt. [Abbildung A.24](#) zeigt die wellenlängenabhängige Transmission des Systems aus zwei Kaltfiltern, wie sie im hiesigen Experiment verbaut sind.

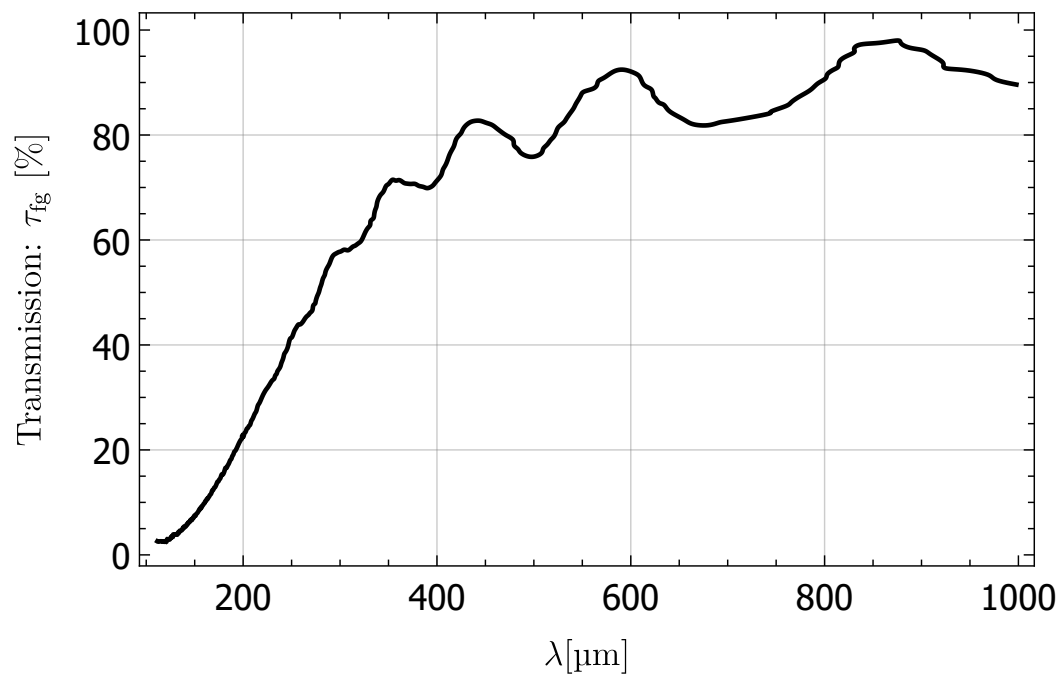


Abbildung A.23.: Transmission einer 0,56 mm dicken Schicht aus Fluorogold [Ltd20].

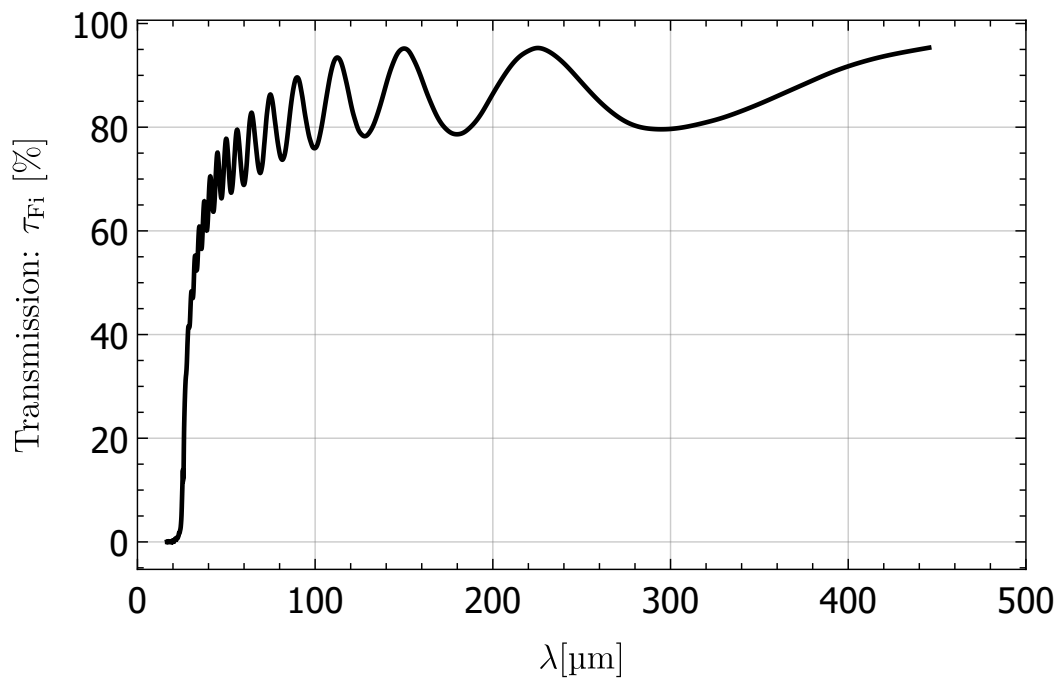


Abbildung A.24.: Transmission des Systems aus zwei Kaltfiltern, wie sie im Detektor (siehe [Abbildung 3.14](#)) verbaut sind [Ltd20]. Analog zu [Abbildung A.22](#) handelt es sich hierbei auch um Filter, die aus metallischen Gittern zusammengesetzt sind.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>19] ADELMANN, Andreas u. a.: OPAL a Versatile Tool for Charged Particle Accelerator Simulations. (2019). <https://arxiv.org/pdf/1905.06654.pdf>
- [Aul07] AULENBACHER, Kurt: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Aachen : Shaker, 2007. – ISBN 9783832264291
- [Aul14] AULENBACHER, Kurt: Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA. / Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz. 2014. – Forschungsbericht
- [B<sup>+</sup>09] BJORKEN, James D. u. a.: New fixed-target experiments to search for dark gauge forces. In: *Physical Review D* 80 (Okt. 2009), Nr. 7. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevd.80.075018>. – DOI 10.1103/physrevd.80.075018
- [B<sup>+</sup>18] BECKER, Dominik u. a.: The P2 experiment. In: *The European Physical Journal A* 54 (Nov. 2018), Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2018-12611-6>. – DOI 10.1140/epja/i2018-12611-6
- [Bac72] BACHHEIMER, J. P.: Experimental Investigation of the Interaction Radiation of a Moving Electron with a Metallic Grating: The Smith-Purcell Effect. In: *Physical Review B* 6 (Okt. 1972), Nr. 8, S. 2985–2994. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevb.6.2985>. – DOI 10.1103/physrevb.6.2985
- [Bac13] BACH, Markus: *Das anomale magnetische Moment des Myons im minimalen supersymmetrischen Standardmodell*, Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden, Diplomarbeit, 2013
- [Bec13] BECHTHOLD, V.: *Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger*, Uni Mainz, Diplomarbeit, 2013
- [Bec18] BECHTHOLD, Victor: *Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2018

- [Ber73] BERG, P. M. d.: Smith-Purcell radiation from a point charge moving parallel to a reflection grating. In: *Journal of the Optical Society of America* 63 (Dez. 1973), Nr. 12, S. 1588. <http://dx.doi.org/10.1364/josa.63.001588>. – DOI 10.1364/josa.63.001588
- [BH76] BURDETTE, E. L. ; HUGHES, G.: Smith-Purcell radiation from small gratings. In: *Physical Review A* 14 (Nov. 1976), Nr. 5, S. 1766–1769. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.14.1766>. – DOI 10.1103/physreva.14.1766
- [Bru19] BRUKER, M. W.: *Rückleseinstrument für Elektronenströme linear in Nanoampere-Genauigkeit (RIESLiNG)*. 2019
- [BT74] BERG, P. M. d. ; TAN, T. H.: Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating with rectangular profile. In: *Journal of the Optical Society of America* 64 (Mär. 1974), Nr. 3, S. 325. <http://dx.doi.org/10.1364/josa.64.000325>. – DOI 10.1364/josa.64.000325
- [Bue16] BUENNING, Andreas: *Auslegung einer differentiellen Pumpstufe für das niederenergetische Strahlführungssystem am Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator*, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2016
- [Bur13] BURROWS, P.: TIARA-REP-WP5-2013-005, Needs for Accelerator Scientists Report : Deliverable 5.3. / JAI, University of Oxford. 2013. – Forschungsbericht
- [BW97] BRÉHAT, F. ; WYNCKE, B.: Measurement of the optical constants of crystal quartz at 10K and 300K in the far infrared spectral range: 10–600  $\text{cm}^{-1}$ . In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 18 (Sep. 1997), Nr. 9, S. 1663–1679. <http://dx.doi.org/10.1007/bf02678278>. – DOI 10.1007/bf02678278
- [CW01] CLEMENS, M. ; WEIL, T.: Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique. In: *Progress In Electromagnetics Research* 32 (2001), S. 65–87. <http://dx.doi.org/10.2528/pier00080103>. – DOI 10.2528/pier00080103
- [D<sup>+</sup>92] DOUCAS, G. u. a.: First observation of Smith-Purcell radiation from relativistic electrons. In: *Physical Review Letters* 69 (Sep. 1992), Nr. 12, S. 1761–1764. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.69.1761>. – DOI 10.1103/physrevlett.69.1761
- [D<sup>+</sup>18] DORIA, Luca u. a.: Search for light dark matter with the MESA accelerator. In: *13th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2018) Palm Springs, California, USA* (2018)

- [Eut96] EUTENEUER, H.: Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. In: *EPAC* (1996)
- [Fra60] FRANZIA, G. T.: On the theory of some Čerenkovian effects. In: *Il Nuovo Cimento* 16 (Apr. 1960), Nr. 1, S. 61–77. <http://dx.doi.org/10.1007/bf02860231>. – DOI 10.1007/bf02860231
- [Fri] FRIEDERICH, Simon: *Private Kommunikation*
- [Fri19] FRIEDERICH, Simon: *Entwicklung einer hochbrillanten Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Strahlen*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2019. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hebis:77-diss-1000031635>
- [G<sup>+</sup>97] GOLDSTEIN, M. u. a.: Demonstration of a micro far-infrared Smith-Purcell emitter. In: *Applied Physics Letters* 71 (Jul. 1997), Nr. 4, S. 452–454. <http://dx.doi.org/10.1063/1.119576>. – DOI 10.1063/1.119576
- [G<sup>+</sup>18] GRIESER, S. u. a.: A cryogenic supersonic jet target for electron scattering experiments at MAGIX at MESA. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 906 (Okt. 2018), S. 120–126. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2018.07.076>. – DOI 10.1016/j.nima.2018.07.076
- [GDE84] GOVER, A. ; DVORKIS, P. ; ELISHA, U.: Angular radiation pattern of Smith-Purcell radiation. In: *Journal of the Optical Society of America B* 1 (Okt. 1984), Nr. 5, S. 723. <http://dx.doi.org/10.1364/josab.1.000723>. – DOI 10.1364/josab.1.000723
- [Gin82] GINZBURG, V L.: Transition Radiation and Transition Scattering. In: *Physica Scripta* T2A (Jan. 1982), S. 182–191. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/1982/t2a/024>. – DOI 10.1088/0031-8949/1982/t2a/024
- [Hei15] HEIL, Philipp: *Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektionssystem an MESA*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2015
- [Hei18] HEIDRICH, Steffen: *Entwurf strahloptischer Elemente für MESA und Untersuchung des Einflusses extremer Strahlleistungen auf die Strahlqualität und -diagnose*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2018. <https://opscience.ub.uni-mainz.de/handle/20.500.12030/3030>
- [Hei20] HEINE, Robert: *Protokoll Injektor-Meeting*. Okt. 2020. – Internes Meeting

- [HH17] HUG, F ; HEINE, R: Injector linac stability requirements for high precision experiments at MESA. In: *Journal of Physics: Conference Series* 874 (Jul. 2017), S. 012012. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/874/1/012012>. – DOI 10.1088/1742-6596/874/1/012012
- [Hin08] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag GmbH, 2008 [https://www.ebook.de/de/product/7038234/frank\\_hinterberger\\_physik\\_der\\_teilchenbeschleuniger\\_und\\_ionenoptik.html](https://www.ebook.de/de/product/7038234/frank_hinterberger_physik_der_teilchenbeschleuniger_und_ionenoptik.html). – ISBN 3540752811
- [HLS88] HOWELL, John R. ; LOHRENGEL, Joachim ; SIEGEL, Robert: *Wärmeübertragung durch Strahlung*. Springer Berlin Heidelberg, 1988 [https://www.ebook.de/de/product/17970738/john\\_r\\_howell\\_joachim\\_lohrengel\\_robert\\_siegel\\_waermeuebertragung\\_durch\\_strahlung.html](https://www.ebook.de/de/product/17970738/john_r_howell_joachim_lohrengel_robert_siegel_waermeuebertragung_durch_strahlung.html). – ISBN 3540184961
- [HSM] HSM: *Werkstoffdatenblatt EN AW-6061*. [https://www.hsm-stahl.de/fileadmin/user\\_upload/datenblatt/HSM\\_Datenblatt\\_EN\\_AW-6061\\_Hyperlink.pdf](https://www.hsm-stahl.de/fileadmin/user_upload/datenblatt/HSM_Datenblatt_EN_AW-6061_Hyperlink.pdf)
- [HZM08] HUA, Bei ; ZHI-MIN, Dai: Theoretical and numerical analysis of coherent Smith-Purcell radiation. In: *Chinese Physics C* 32 (Nov. 2008), Nr. 11, S. 916–923. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/32/11/014>. – DOI 10.1088/1674-1137/32/11/014
- [I<sup>+</sup>95] ISHI, K. u. a.: Observation of coherent Smith-Purcell radiation from short-bunched electrons. In: *Physical Review E* 51 (Jun. 1995), Nr. 6, S. R5212–R5215. <http://dx.doi.org/10.1103/physreve.51.r5212>. – DOI 10.1103/physreve.51.r5212
- [I<sup>+</sup>15] IZAGUIRRE, Eder u. a.: Analyzing the Discovery Potential for Light Dark Matter. In: *Physical Review Letters* 115 (Dez. 2015), Nr. 25. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.115.251301>. – DOI 10.1103/physrevlett.115.251301
- [K<sup>+</sup>02] KUBE, G. u. a.: Observation of optical Smith-Purcell radiation at an electron beam energy of 855 MeV. In: *Physical Review E* 65 (Mai 2002), Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1103/physreve.65.056501>. – DOI 10.1103/physreve.65.056501
- [K<sup>+</sup>17] KRAUTH, J. J. u. a.: The proton radius puzzle. In: *52nd Rencontres de Moriond on EW Interactions and Unified Theories, Mar 2017, La Thuile, Italy. pp.95-102* (2017)
- [KA13] K. AULENBACHER, R. H.: *Vorlesung Beschleunigerphysik*. Uni Mainz, Vorlesung, 2013

- [KH93] K-H., Steffens: *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektions-systems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahles an MAMI.*, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1993
- [Kim70] KIMMITT, M F.: *Far-Infrared Techniques.* Pion, 1970 <http://cds.cern.ch/record/103250>
- [Kri19] KRIEGER, Hanno: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes.* Springer Berlin Heidelberg, 2019. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-60584-4>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-60584-4>
- [Kub05] KUBE, G.: Calculation of Smith–Purcell radiation from a volume strip grating. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 227 (Jan. 2005), Nr. 1–2, S. 180–190. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2004.02.021>. – DOI 10.1016/j.nimb.2004.02.021
- [Lam96] LAMB, James W.: Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics. In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 17 (Dez. 1996), Nr. 12, S. 1997–2034. <http://dx.doi.org/10.1007/bf02069487>. – DOI 10.1007/bf02069487
- [Led] LEDROIT, Ben: *Private Kommunikation*
- [Les90] LESURF, JCG ; BAILEY, AE (Hrsg.): *Millimetre-wave Optics, Devices and Systems.* Adam Hilger, Bristol and New York, 1990
- [Ltd20] LTD, QMC I.: *Private Mitteilung.* 2020
- [Mat20] MATEJCEK, C.: *Strahldynamik der Niederenergie-Strahlführung von MESA unter Berücksichtigung von Raumladung und Multipol-Beiträgen höherer Ordnung,* Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2020
- [Mei61] MEINKE, Hans: *Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen.* Berlin : Springer, 1961. – ISBN 9783642530050
- [Mes15] MESCHÉDE, Dieter: *Gerthsen Physik.* Springer-Verlag GmbH, 2015 [https://www.ebook.de/de/product/25604544/dieter\\_meschede\\_gerthsen\\_physik.html](https://www.ebook.de/de/product/25604544/dieter_meschede_gerthsen_physik.html). – ISBN 9783662459775
- [N<sup>+</sup>20] NEVAY, L.J. u. a.: BDSIM: An accelerator tracking code with particle–matter interactions. In: *Computer Physics Communications* 252 (Jul. 2020), S. 107200. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107200>. – DOI 10.1016/j.cpc.2020.107200

- [P<sup>+</sup>10] POHL, Randolph u. a.: The size of the proton. In: *Nature* 466 (Jul. 2010), Nr. 7303, S. 213–216. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09250>. – DOI 10.1038/nature09250
- [P<sup>+</sup>13] PARK, Sang T. u. a.: Graphene-layered steps and their fields visualized by 4D electron microscopy. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 110 (Mai 2013), Nr. 23, S. 9277–9282. <http://dx.doi.org/10.1073/pnas.1306661110>. – DOI 10.1073/pnas.1306661110
- [Pro93] PROCH (Hrsg.): *The TESLA Cavity: Design Considerations and RF properties, Proceedings of 6th International Workshop on RF Superconductivity, Newport News, Virginia, USA, pp 382-397*. 1993
- [QMC01] QMC INSTRUMENTS LTD. (Hrsg.): *Operating Manual For Composite Bolometer System (Type QSIB/3)*. UK West Sussex: QMC Instruments Ltd., Mär. 2001
- [Rad16] INTERNATIONAL TELECOMMUNICATION UNION: Attenuation by atmospheric gases Recommendation ITU-R P.676-11. 2016. – Forschungsbericht
- [Roc02] ROCHHOLZ, Heiko: *Entwicklungsarbeiten für einen Freie-Elektronen-Laser auf der Basis des Smith-Purcell-Effekts im infraroten Spektralbereich*, Institut für Kernphysik Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2002
- [S<sup>+</sup>90a] SHIH, I. u. a.: Experimental investigation of radiation from the interaction of an electron beam and a conducting grating. In: *Optics Letters* 15 (Mai 1990), Nr. 10, S. 559. <http://dx.doi.org/10.1364/ol.15.000559>. – DOI 10.1364/ol.15.000559
- [S<sup>+</sup>90b] SHIH, I. u. a.: Experimental investigations of Smith-Purcell radiation. In: *Journal of the Optical Society of America B* 7 (Mär. 1990), Nr. 3, S. 351. <http://dx.doi.org/10.1364/josab.7.000351>. – DOI 10.1364/josab.7.000351
- [S<sup>+</sup>98] SHIBATA, Yukio u. a.: Coherent Smith-Purcell radiation in the millimeter-wave region from a short-bunch beam of relativistic electrons. In: *Physical Review E* 57 (Jan. 1998), Nr. 1, S. 1061–1074. <http://dx.doi.org/10.1103/physreve.57.1061>. – DOI 10.1103/physreve.57.1061
- [Sal70] SALISBURY, Winfield W.: Generation of Light from Free Electrons. In: *Journal of the Optical Society of America* 60 (Okt. 1970), Nr. 10, S. 1279. <http://dx.doi.org/10.1364/josa.60.001279>. – DOI 10.1364/josa.60.001279

- [Sch98] SCHEMIES, M.: *Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI-Quelle spinpolarisierter Elektronen*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1998
- [Shv96] SHVEDUNOV, V.I.: *New analytical results for the high-capture MAMI-prebuncher*. Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, Interne Notiz, Feb. 1996
- [Sim12] SIMON, Manfred: Das Weltraumexperiment PAMELA. In: *Physik in unserer Zeit* 43 (Jan. 2012), Nr. 1, S. 18–24. <http://dx.doi.org/10.1002/piuz.201101290>. – DOI 10.1002/piuz.201101290
- [Sim20] SIMON, Daniel: *Gesamtkonzept für den MESA-Teilchenbeschleuniger unter besonderer Berücksichtigung von Strahloptik und Kryogenik*. In *Vorbereitung.*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2020
- [SP53] SMITH, S. J. ; PURCELL, E. M.: Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating. In: *Physical Review* 92 (Nov. 1953), Nr. 4, S. 1069–1069. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.92.1069>. – DOI 10.1103/physrev.92.1069
- [SS<sup>+</sup>90] SHIH, I. ; SALISBURY, W. W. u. a.: Measurements of Smith–Purcell radiation. In: *Journal of the Optical Society of America B* 7 (Mär. 1990), Nr. 3, S. 345. <http://dx.doi.org/10.1364/josab.7.000345>. – DOI 10.1364/josab.7.000345
- [ST14] SICK, Ingo ; TRAUTMANN, Dirk: Proton root-mean-square radii and electron scattering. In: *Physical Review C* 89 (Jan. 2014), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.89.012201>. – DOI 10.1103/physrevc.89.012201
- [TYD] TYDEX: *THz Materials Datasheet*. [http://www.tydexoptics.com/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_materials/)
- [U<sup>+</sup>98] URATA, J. u. a.: Superradiant Smith-Purcell Emission. In: *Physical Review Letters* 80 (Jan. 1998), Nr. 3, S. 516–519. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.80.516>. – DOI 10.1103/physrevlett.80.516
- [W<sup>+</sup>95] WOODS, K. J. u. a.: Forward Directed Smith-Purcell Radiation from Relativistic Electrons. In: *Physical Review Letters* 74 (Mai 1995), Nr. 19, S. 3808–3811. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.74.3808>. – DOI 10.1103/physrevlett.74.3808
- [Wan08] WANGLER, Thomas P.: *RF Linear Accelerators*. Wiley-VCH GmbH, 2008 [https://www.ebook.de/de/product/6700346/thomas\\_p\\_wangler\\_rf\\_linear\\_accelerators.html](https://www.ebook.de/de/product/6700346/thomas_p_wangler_rf_linear_accelerators.html). – ISBN 3527406808

*Literaturverzeichnis*

- [Wil96] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen Eine Einführung*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner Verlag, 1996. – ISBN 9783663110392
- [WW89] WELFORD, W. T. ; WINSTON, R.: *High Collection Nonimaging Optics*. Academic Pr, 1989. – ISBN 0-12-742885-2