

Minimal-invasive Strahldiagnose für hoch intensive Elektronenstrahlen

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

Dipl.-Phys. Tobias Weilbach
geb. am 15. Juli 1982 in Kirchheimbolanden

Mainz, den 14.01.2019

JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ



Tag des Kolloquiums: 29.05.2019

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	13
2. Theoretische Grundlagen	23
2.1. Energieverlust von schweren geladenen Teilchen	23
2.2. Energieverlust von Elektronen	24
2.3. Ionen- und Photonen ausbeute	25
2.4. Interaktion von Photonen mit Materie	27
2.4.1. Compton-Streuung	27
2.4.2. Thomson-Streuung	28
2.5. Strahldynamik unter Berücksichtigung der Raumladung	31
2.5.1. RMS-Emittanz	31
2.5.2. Strahldynamik mit Raumladung	33
2.5.3. Raumladungsbegrenzung der Quelle	35
3. Experimenteller Aufbau	37
3.1. Die polarisierte Testquelle PKAT	37
3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik	42
3.2.1. Photoemission aus NEA-Halbleiterkathoden (GaAs)	42
3.2.2. Lebensdauer effekte beim Betrieb von Bulk-GaAs-Kathoden	45
3.3. Lasersysteme	52
3.3.1. UV-Laserdiode	53
3.3.2. TLS-Lasersystem	55
3.3.3. Synchronisation von Quellen- und Thomson-Laser	65
3.4. BIF-Messkammer	65
3.5. TLS-Kammer	68
4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz	71
4.1. Untergrund in der BIF-Kammer	73
4.1.1. Thermisches Rauschen des PMT	73
4.1.2. Licht im Labor und in der Strahlführung	74
4.1.3. Drucksensor	74
4.1.4. Röntgenstrahlung aus dem Strahlfänger	76
4.2. Strahlprofilmessungen mit BIF	77
4.3. Vergleich Profilmessung mit BIF vs. YAG-Schirm	79
4.4. Fehlerbetrachtung für die Profilmessungen mit BIF	84
4.5. Emittanzmessung mit BIF	86
4.6. Messung der Lebensdauer des angeregten N_2	89

Inhaltsverzeichnis

4.7. Anwendungsbereich für die BIF-Profilmessung	90
5. Messungen zur Thomson-Streuung	95
5.1. Untergrund bei TLS-Messungen	96
5.1.1. BIF-Signal, Fluoreszenzanregung in N ₂	97
5.1.2. Leuchten des YAG-Schirms in der TLS-Kammer	98
5.1.3. Untergrund durch den Elektronenstrahl	100
5.1.4. Untergrund durch den IR-Laser	101
5.2. Thomson-Laser-Scanner (TLS)	103
5.3. Anwendungsbeispiele für den Thomson-Laser-Scanner	106
6. Fazit und Ausblick	109
Literaturverzeichnis	111
A. Veröffentlichungen	119

Abkürzungen

Abkürzungen	
BBR	Bandbiegungszone
BIF	Strahlinduzierte Fluoreszenz (beam induced fluorescence)
CAD	Rechnergestützte Konstruktion (computer aided design)
COSY	Cooler Synchrotron
DC	Gleichstrom/-spannung (direct current)
DVM	Digitales Voltmeter
ERL	Energy recovery linac
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
GaAs	Galliumarsenid
HESR	Hochenergie-Speicherring
IBB	Ion Back Bombardment
ICCD	Verstärkende CCD-Kamera
IGP	Ionengerterpumpe
ITO	Indium-Zinn-Oxid
LED	Light Emitting Diode
Linac	Linear Accelerator
MCP	Multikanalplattenverstärker
MESA	Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator
NEA	Negative Elektronenaffinität
OD	Optische Dichte
PANDA	Proton Antiproton Annihilation Darmstadt
PCA	Potassium/Kalium Cäsium Antimonid
PEA	Positive Elektronenaffinität
PKA2	Polarisierte KAnone 2
PKAT	Polarisierte KAnone Test
PMT	Lichtempfindlicher Sekundärelektronenvervielfacher (photomultiplier tube)
QE	Quanteneffizienz
RF	Hochfrequenz (radio frequency)
RMS	Root Mean Square, d.h. der quadratische Mittelwert
SHG	Second Harmonic Generation
SSP	Strahlschwerpunkt
STABW	Standardabweichung
STEAM	Small Thermalized Electron Source at Mainz
TLS	Thomson Laser Scanner
TMP	Turbomolekularpumpe
YAG:Ce	Yttrium-Aluminium-Granat mit Ce-Dotierung
YAP:Ce	Yttrium-Aluminium-Perovskite mit Ce-Dotierung

Physikalische Konstanten

Physikalische Konstanten [56]	
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
e	Elementarladung: $1,602\,176\,34 \cdot 10^{-19}\text{ A s}$
m_e	Ruhemasse des Elektrons: $0,510\,998\,95\text{ MeV c}^{-2}$
r_e	Klassischer Elektronenradius: $2,817\,940\,322\,7 \cdot 10^{-15}\text{ m}$
N_A	Avogadro-Konstante: $6,022\,142\,0 \cdot 10^{23}\text{ mol}^{-1}$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante: $8,854\,187\,817 \cdot 10^{-12}\text{ A s V}^{-1}\text{ m}$
h	Planck-Konstante: $6,626\,068\,8 \cdot 10^{-34}\text{ J s}$
k_b	Boltzmann-Konstante: $8,617\,330\,3 \cdot 10^{-5}\text{ eV K}^{-1}$
h	Plancksches Wirkungsquantum: $4,135\,667\,662 \cdot 10^{-15}\text{ eV s}$
\hbar	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum: $\frac{h}{2\pi} = 6,582\,119\,415 \cdot 10^{-16}\text{ eV s}$
μ_0	Magnetische Feldkonstante: $4\pi \cdot 10^{-7}\text{ N A}^{-2}$

Zusammenfassung

Durch die Nutzung der Energierückgewinnung in Beschleunigern, wie z. B. in Energy recovery linacs (ERL) und Elektronenkühlern, können Strahlleistungen erzeugt werden, die bisher ökonomisch nicht erreichbar waren. Dabei werden Leistungen von einigen 10 kW bis zu einigen MW bei Strahlenergien unter 10 MeV erreicht. Ohne Energierückgewinnung müsste dafür eine Hochfrequenzleistung in vergleichbarer Größe installiert sein, was höhere Investitions- und Betriebskosten bedeuten würde.

Diese hochintensiven Elektronenstrahlen stellen, speziell unterhalb von 10 MeV, besondere Anforderungen an die Strahldiagnose. Durch die hohen Strahlleistungen werden Diagnoseelemente, wie z. B. Szintillationsschirme, die in den Strahlengang gefahren werden, um das Strahlprofil zu vermessen, beschädigt bzw. zerstört. Im Rahmen der Energierückgewinnung wirkt sich jeder Verlust von Elektronen auf die Effizienz des Rückgewinnungsprozesses aus, da die Energie dieser Elektronen nicht mehr zurückgewonnen werden kann. Daher sind minimal-invasive Diagnosemethoden notwendig, die auf Prozessen mit einer möglichst kleinen Wechselwirkung mit dem Strahl beruhen.

Diese Arbeit untersucht zwei Methoden der minimal-invasiven Strahldiagnose auf ihre Anwendungsmöglichkeiten für hoch intensive Elektronenstrahlen. Die erste Methode beruht auf der strahlinduzierten Fluoreszenz (Beam-Induced Fluorescence: BIF). Dabei wird das Licht, das durch die Anregung der Restgasatome und -moleküle im Strahlvakuum erzeugt wird, auf einen Detektor abgebildet.

Die zweite Methode beruht auf der Thomson-Streuung. Dabei werden die Photonen eines Lasers am Elektronenstrahl gestreut, gewinnen Energie und werden im Detektor nachgewiesen. Der Laser tastet den Elektronenstrahl ab und erlaubt analog zur Messung mit einem Draht eine Profilmessung, da die Streurrate proportional zur Elektronendichte projiziert auf den Laserweg ist. Diese Anwendung wird als Thomson-Laser-Scanner (TLS) bezeichnet. Die Wellenlänge der gestreuten Photonen hängt vom Winkel, unter dem sie den Elektronenstrahl treffen, und von der Energie der Elektronen ab, sowie der Wellenlänge des Lasers selbst.

Für die Experimente wurde die in Mainz existierende Polarisierte KAnone Test (PKAT) um eine Messkammer zur Messung der strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) erweitert. Die Herausforderung dabei war es, das Vakuum im Bereich der BIF-Messung (10^{-5} mbar) vom Vakuum der Photoquelle (10^{-11} mbar) zu entkoppeln, so dass es zu keiner unakzeptablen Verkürzung der Vakuumlebensdauer der verwendeten Kathoden kommt. Für die TLS-Experimente wurde ein geeignetes Lasersystem erworben, um einerseits den benötigten Strahlstrom von 25 mA zu erzeugen und andererseits die erforderliche mittlere Laserleistung von mindestens 100 W für

Inhaltsverzeichnis

die Thomson-Streuung zur Verfügung zu stellen. Dabei konnte der Transport des Spitzenstroms von 25 mA gewährleistet werden, wobei der kombinierte Signaluntergrund von Elektronen- und Laserstrahl auf einen Wert < 10 Hz begrenzt werden konnte.

Die Bedingungen, unter denen an der PKAT gemessen wurde, sind auf die möglichen Anwendungsgebiete wie z. B. den Elektronenkühler am Hochenergie-Speicherring (HESR) an der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) oder ERLs wie den Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator (MESA) übertragbar, so dass im Besonderen entscheidende Erkenntnisse über die Signal-zu-Untergrundverhältnisse sowie Messzeiten gewonnen werden konnten. Die vorgestellten Diagnosemethoden sind geeignete Erweiterungen im Bereich der minimal-invasiven Strahldiagnose für hoch intensive Elektronenstrahlen.

Abstract

Using energy recovering techniques in accelerators, e.g. in ERLs or electron coolers, a new range of beam powers is economically achievable. Beam powers in the order of several 10 kW up to several MW are possible at beam energies below 10 MeV. Without energy recovering methods, the same amount of radio frequency power has to be provided if the losses in the cavities are neglected. With energy recovering schemes, it is possible to achieve these beam powers economically because the needed radio frequency (RF) power is smaller and, thus, so are the investment and operating costs.

Beam profile measurements of high intensity electron beams below 10 MeV have to fulfill special demands. Commonly used diagnostic tools like wire scanners and scintillation screens which are put in the beam path for profile measurements are not able to withstand the beam power without being damaged or destroyed. Due to the energy recovering mechanism, any electron loss reduces the efficiency of the recovering process because the energy of these electrons cannot be recovered anymore. This loss has to be covered by the installed RF power. Hence, minimally invasive diagnostic methods are needed, which rely on processes with interactions as small as possible with the beam and which remove as few electrons as possible from the beam, none in an optimal case. An established method for the beam profile measurement uses synchrotron radiation, but this can only be used at higher beam energies than those considered here.

In this thesis, two different minimally invasive beam diagnostic methods are investigated with respect to their use for high intensity electron beams. The first method uses beam-induced fluorescence (BIF). This quite simple system images the light generated by the interaction of the beam with the residual gas onto a detector.

The second method is based on Thomson scattering where laser photons are scattered at an electron beam, gain energy and are detected. The laser scans the electron beam and enables a profile measurement analogous to a wire measurement, hence the name Thomson Laser Scanner (TLS). The scattering rate is proportional to the projected electron density along the laser path, provided the detector system is capable of detecting all scattered photons. The wavelength of the scattered photons depends on the angle at which the laser hits the electron beam and on the energy of the electrons and the initial laser wavelength.

The existing test source PKAT in Mainz was extended with a vacuum chamber for the BIF measurements. The challenge for the BIF measurements is the separation of the vacuum inside the BIF chamber (10^{-5} mbar) from the vacuum in the photo source (10^{-11} mbar) to prevent a significant decrease of the cathode's vacuum

Inhaltsverzeichnis

lifetime. For the TLS experiments a suitable laser system was acquired to provide the needed beam current of 25 mA and the required laser power of at least 100 W for the Thomson scattering experiments. In this process the transport of a peak current of 25 mA could be provided while keeping the combined background of the electron and the Laser beam below 10 Hz.

The measurement conditions at the PKAT are transferable to different fields of application, e.g. the electron cooling device in the High Energy Storage Ring (HESR) at the Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) or ERLs like the Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator (MESA), thus it is possible to gain knowledge about the signal-to-background ratio and measurement times. The presented methods are viable extensions of the minimally invasive beam diagnostics for high intensity electron beams.

1. Einleitung

Eine wichtige Aufgabe beim Betrieb eines Teilchenbeschleunigers ist die Charakterisierung des Teilchenstrahls. Diese beinhaltet unter anderem die Emittanz, d. h. das Phasenraumvolumen, das der Strahl einnimmt, den Strahlstrom und die Energie. Um diese Größen an die Anforderungen der Experimente anpassen zu können, müssen sie messtechnisch bestimmbar sein. In den letzten Jahren wurden immer höhere Strahlintensitäten erreicht, die neue Anforderungen an die Strahldiagnostik stellen.

In den geplanten Elektronenkühlern sollen Strahlströme von einigen Ampere bei Strahlenergien von einigen MeV realisiert werden, z. B. wird der Elektronenkühler im HESR, der für die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) gebaut wird, mit einem 3 A Elektronenstrahl und einer Energie von 8 MeV geplant [71]. Elektronenkühler sind speziell bei Experimenten mit Sekundärstrahlen, wie z. B. Antiprotonen, von großem Nutzen, da diese aufgrund ihrer Entstehung im Produktionstarget eine viel größere Emittanz haben als zum Beispiel ein Elektronenstrahl aus einer Elektronenquelle. Über die Impulsverteilung eines Teilchenstrahls bezogen auf ein Sollteilchen kann man, analog zur Thermodynamik, dem Teilchenstrahl auch eine Temperatur zuordnen. Die Temperatur ist dann ein Maß für die Abweichung der Impulse der einzelnen Teilchen vom Impuls des Sollteilchens. Eine Verringerung dieser Abweichung, also eine Verkleinerung der Emittanz, nennt man daher auch Strahlkühlung [61]. Eine Möglichkeit, die Emittanz zu verringern und ihrem Wachstum durch Stöße im Target entgegenzuwirken, ist die Elektronenkühlung [44].

Im HESR sollen Antiprotonen gespeichert werden und im Fixed-Target-Experiment Proton Antiproton Annihilation Darmstadt (PANDA) untersucht werden [57]. Der Antiprotonenstrahl wird dabei durch die Streuung im Target aufgeheizt, d. h. die Querimpulse der Antiprotonen werden größer. Wird dem nicht entgegengewirkt, führt das zu einer kontinuierlichen Vergrößerung der Emittanz. Dies führt zu einer kleineren Luminosität¹ und damit zu einer geringeren Zählrate im Experiment. Eine Möglichkeit, das Aufheizen des Strahls zu kompensieren, ist die Kühlung der Antiprotonen mit einem Elektronenstrahl. Dabei wird dem Antiprotonenstrahl ein kalter Elektronenstrahl mit der gleichen Geschwindigkeit ($v_{e^-} = v_{\text{Antiproton}}$) überlagert.

Da der Antiprotonenstrahl im HESR gespeichert ist, der Elektronenstrahl aber immer wieder erneuert wird, d. h. die Temperatur des Elektronenstrahls kann als konstant angenommen werden, wird durch den Elektronenstrahl die Gleichgewichts-

¹Die Luminosität ist das Produkt aus der Anzahl der Targetteilchen pro Quadratmeter und der Anzahl der Strahlteilchen pro Sekunde. Multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion erhält man die Reaktionsrate [42].

1. Einleitung

temperatur des Antiprotonenstrahls bestimmt. Durch die Überlagerung führen die Antiprotonen Rutherfordstreuungen am Elektronenstrahl aus und verlieren somit Energie im Bezug auf das Sollteilchen. Der Energieverlust der Antiprotonen (auch als „Kühlkraft“ bezeichnet) wird in der Praxis durch die semiempirische Formel von Parkhomchuk beschrieben [58]. Die Kühlkraft steigt mit zunehmender Elektronendichte an, d. h. es sollte ein möglichst großer Elektronenstrom gewählt werden. Weiterhin ist die Kühlkraft unter anderem auch von der Stärke und der Geradlinigkeit des Magnetfeldes abhängig, das in der Kühlstrecke angelegt ist. Eine vollständige Herleitung der Kühlkraft und ihrer Abhängigkeiten findet sich in [61].

Für den HESR bedeutet das, dass für die Kühlung von Antiprotonen mit einer angestrebten Energie von 8 GeV die Elektronen eine Energie von 4,5 MeV haben müssen. Für die erforderliche Elektronendichte ist ein Strom von 1 A notwendig und ein Magnetfeld von $B_{\parallel} = 200 \text{ mT}$ [71]. Dies entspricht einer Strahlleistung von 4,5 MW. Mit den typischen Verlusten in Netzteilen und der weiteren Infrastruktur (Vakuumpumpen, Magnete usw.) würde der Elektronenkühler alleine ein Vielfaches davon an elektrischer Anschlussleistung benötigen. Um diese Leistung und die damit verbundenen thermischen Lasten sowie die schädliche Wirkung ionisierender Strahlung auf den Betrieb zu senken, nutzt der Elektronenkühler eine Energierückgewinnung.

Die Elektronen werden beschleunigt und durchlaufen nach der Kühlerstrecke die Beschleunigungsstrecke in entgegengesetzter Richtung, wodurch sie auf einige keV abgebremst werden, bevor sie in einem Kollektor gestoppt werden. Bei diesem Aufbau erzeugt ein Netzteil die Beschleunigungsspannung, d. h. einige MV Spannung bei einigen 100 μA Strom, und ein zweites erzeugt eine Potenzialdifferenz zwischen Kollektor und Quelle, einige kV, allerdings bei einem Strom von einigen Amperen. Strahlverluste, die entlang der Strahlführung entstehen, müssen vom Netzteil, das die Beschleunigungsspannung erzeugt, aufgebracht werden. Dieses kann aber nur einen begrenzten Strom von einigen 100 μA erzeugen, so dass bei zu großem Strahlverlust die Hochspannung zusammenbrechen kann. Außerdem können Strahlverluste Sekundärstrahlung erzeugen, die das Gas im Hochspannungstank ionisiert und so zu Spannungsüberschlägen im Tank führen, die den Kühler beschädigen können. Ein CAD-Modell des geplanten HESR-Elektronenkühlers ist in Abb. 1.1 zu sehen.

Neben den geplanten Hochenergiekühlern gibt es eine neue Entwicklung im Bereich der Beschleunigerphysik, die versucht, die Vorteile eines Speicherrings (Strahlstrom von einigen hundert mA) mit denen eines Linearbeschleunigers (geringe Emitanz) zu verbinden. Der sogenannte ERL [55] erreicht MW an Strahlleistung oft schon im Injektor. Dabei wird der Elektronenstrahl nach dem Target um 180° phasenverschoben wieder in die Hochfrequenzkavitäten eingekoppelt. Durch die Phasenverschiebung wird der Strahl nun abgebremst und gibt seine Energie wieder an das HF-Feld zurück. Der Strahl kann daher mit einem Bruchteil der sonst benötigten HF-Leistung beschleunigt werden. So lassen sich die enormen Kosten der HF-Verstärker reduzieren, die nötig wären, um Hochleistungsstrahlen zu beschleunigen. Da die Energie der Elektronen beim Abbremsen zurückgewonnen wird, dürfen die

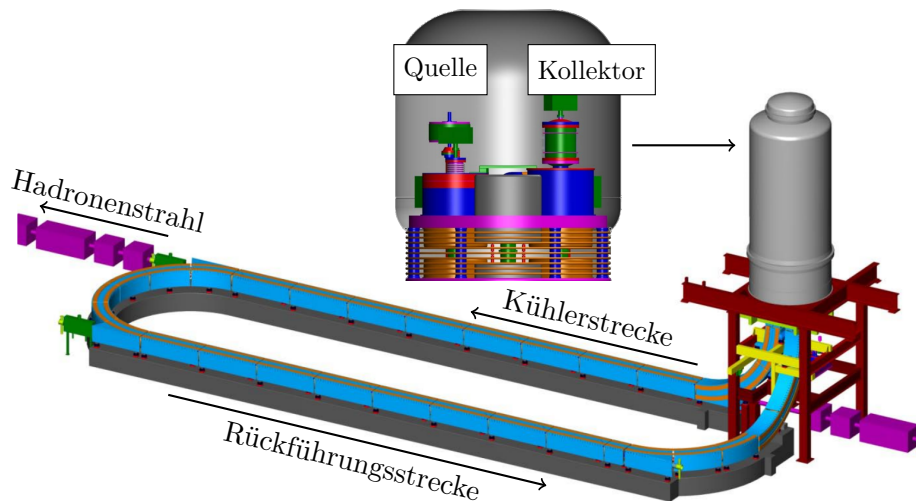


Abbildung 1.1.: CAD-Modell des geplanten HESR-Elektronenkühlers [71]. Der Elektronenstrahl wird von der Quelle im Hochspannungstank (grau) erzeugt und beschleunigt und dann mit dem umlaufenden Hadronenstrahl auf der Kühlerstrecke überlagert. Die Rückführungsstrecke führt den Strahl wieder zum Hochspannungstank, in dem dann die Entschleunigung stattfindet und sich der Kollektor befindet.

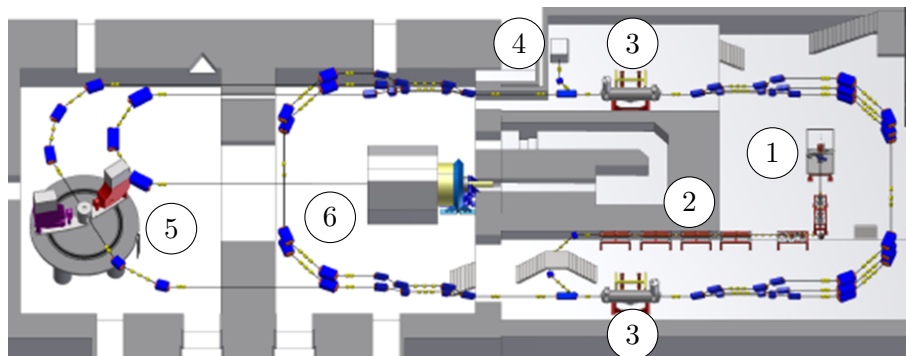


Abbildung 1.2.: Modell des geplanten MESA-Beschleunigers [22]. Der geplante Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator besteht aus einer 100 keV-Quelle (1), einem 5 MeV-Injektor (2) sowie zwei Hauptbeschleunigermodulen (3), die jeweils einen Energiehub von 25 MeV erzielen. Die Strahlenergie beträgt dann 105 MeV im energierückgewinnenden Modus (zwei Rezirkulationen, Strahlstrom bis zu 10 mA) und 155 MeV im externen Modus (drei Rezirkulationen, 150 μ A). Für den ERL-Betrieb steht ein 50 kW-Strahlfänger zur Verfügung (4). Die Experimente sind das Doppelspektrometer MagiX (5) und das Fixed-Target-Experiment P2 (6) [10, 25].

1. Einleitung

Strahlverluste nicht zu hoch sein, sonst steht für die Beschleunigung der folgenden Teilchenpakete nicht mehr ausreichend Energie zur Verfügung und der Beschleunigungsprozess bricht zusammen. Daher ist der ERL auf Betriebsmodi mit internen Targets, wie z. B. Gastargets oder Undulatoren, beschränkt.

Der im Aufbau befindliche Beschleuniger MESA ist solch ein energierückgewinnender Beschleuniger. In Abb. 1.2 ist ein Überblick über dessen geplanten Aufbau zu sehen. In einer 100 keV-Photoquelle wird der Elektronenstrahl erzeugt (1). In der folgenden Strahlführung kann der Polarisationsvektor des Strahls durch zwei Wien-Filter und ein Solenoid in jede beliebige Richtung gedreht werden. Vor dem Injektor (2), der eine Endenergie von 5 MeV hat, wird die longitudinale Anpassung von einem Chopper und einem Buncher erzeugt. Die zwei Hauptbeschleunigermodule (3), die jeweils einen Energiehub von 25 MeV erzielen, können bis zu dreimal durchlaufen werden, was einer Endenergie von 155 MeV entspricht. In diesem externen Modus ist der Strahlstrom durch die installierte HF-Leistung auf 150 μ A begrenzt. Im energierückgewinnenden Modus fällt diese Beschränkung weg und in der ersten Ausbaustufe soll ein Strahlstrom von 1 mA bei einer Endenergie von 105 MeV erreicht werden. Hierbei wird nach dem zweiten Durchlauf der Beschleunigermodule eine Phasenverschiebung von 180° erzeugt und damit die Strahlenergie zurückgewonnen. Der 50 kW-Strahlfänger (4) stoppt den Strahl nach der Energierückgewinnung. Die geplanten Experimente sind das Doppelspektrometer MagiX (5) und das Fixed-Target-Experiment P2 (6) [10, 25].

Beide Beschleunigertypen, Elektronenkühler und ERL, erreichen Strahlleistungen, die oberhalb der Zerstörschwelle der meisten Diagnoseelemente liegen, sie erfordern also Diagnosemethoden, die eine möglichst geringe Wechselwirkung mit dem Strahl besitzen. Die verschiedenen Methoden können in zwei Arten unterschieden werden, die invasiven und die minimal-invasiven. Unter invasiven Messmethoden versteht man alle Messungen, bei denen Materialien in den Strahlengang eingebracht werden, z. B. Leuchtschirme, Drähte bzw. Drahtgitter. Die Messung zerstört dabei den Strahl teilweise bzw. vollständig, so dass hinter dem Messpunkt kein, oder nur ein stark gestörter, Strahl vorhanden ist. Als minimal-invasiv bezeichnet man alle Methoden, bei denen der Strahl nicht zerstört wird, wie z. B. Strahlpositions- oder Synchrotronmonitore. Nach der Vermessung des Strahls kann dieser weiter beschleunigt werden oder für Experimente genutzt werden.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die am häufigsten verwendeten Methoden zur Strahlprofilmessung gegeben werden. Dabei werden kurz die physikalischen Prinzipien skizziert und dann die Einsatzmöglichkeiten im Besonderen bei hoch intensiven Strahlen diskutiert.

Szintillationsschirme

Die einfachste Möglichkeit der Profilmessung ist ein Szintillationsschirm. Dabei wird ein szintillierendes Material in den Weg des Elektronenstrahls gebracht, das von diesem zum Leuchten angeregt wird. Die Photonenausbeute ist dabei proportional zur Anzahl der Elektronen und es kann mit Hilfe einer Kamera und einer geeigneten

Kalibrierung des Strahlprofils gemessen werden. Dazu wird in der Regel eine Gaußfunktion an die Helligkeitsverteilung des Bildes angepasst und daraus die Strahlbreite ermittelt. In dieser Arbeit werden Schirme aus Yttrium-Aluminium-Granat mit Ce-Dotierung (YAG:Ce) mit einer Dicke von $100\ \mu\text{m}$ verwendet [20]. Zum Abtransport der Ladungsträger sind die Schirme auf der dem Strahl zugewandten Seite mit Aluminium beschichtet, auf der Kameraseite mit Indium-Zinn-Oxid (ITO)². Der sichtbare Durchmesser beträgt $23\ \text{mm}$ und wird für die Kalibration verwendet.

Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, dass der Dynamikbereich durch den Kamerachip festgelegt wird und daher selten größer als 1000 ist. Durch eine Kombination mehrerer Aufnahmen mit verschiedenen Abschwächern kann der Dynamikbereich vergrößert werden [2]. Eine schematische Zeichnung des Messaufbaus ist in Abb. 1.3, ein Bild einer Strahlprofilmessung und der dazu gehörenden Auswertung in Abb. 1.4 zu sehen.

Durch das Einbringen des Schirmes wird der Elektronenstrahl bei Energien kleiner als $1\ \text{MeV}$ vollständig abgebremst, eine weitere Nutzung des Strahls, z. B. für Experimente, ist nicht möglich. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Material wird Energie in dem Schirm deponiert, was zu dessen Erwärmung führt. Dadurch kann der Schirm beschädigt bzw. zerstört werden. Eine Leistung über $1\ \text{W}$, die auf dem Schirm deponiert wird, sollte daher vermieden werden. Dies bedeutet bei einer Energie von $100\ \text{keV}$, dass ein Strahlstrom von $10\ \mu\text{A}$ nicht überschritten werden darf. Wie zuvor gezeigt, werden diese Werte in Elektronenkühlern und ERL um mehrere Größenordnungen überschritten. Um die mittlere Leistung unter $1\ \text{W}$ zu halten, kann die Repetitionsrate des Elektronenstrahls reduziert werden. Eine Beobachtung des Strahls im Gleichgewichtszustand, der sich eventuell erst durch eine Kompensation der Raumladung nach dem Einfangen von Ionen einstellt, ist so nicht mehr möglich.

Drahtscanner bzw. Drahtgitter

Beim Drahtscanner wird ein Draht durch den Strahl bewegt und das Signal, d. h. der Sekundäremissionsstrom des Drahtes oder die Anzahl der Sekundärteilchen hinter dem Draht, in Abhängigkeit der Drahtposition aufgenommen. Die Energiedeposition des Strahls in dem Draht ist abhängig von der Drahtdicke und der Zeitspanne der Interaktion. Daher werden in der Regel dünne Drähte (kleiner als $50\ \mu\text{m}$) verwendet. Die Geschwindigkeit, mit welcher der Draht durch den Strahl bewegt wird, hängt stark von der Anwendung ab, kann aber in Synchrotrons bis zu $20\ \text{m s}^{-1}$ erreichen. Trotz dieser Maßnahmen sind Temperaturen von bis zu $4000\ \text{K}$ nicht ungewöhnlich und können den Draht zerstören, was eine zeitintensive Reparatur erfordert [15].

Die dominanten Unsicherheiten kommen bei dieser Methode von der Positionsbestimmung des Drahtes, Vibrationen in der Bewegung bzw. Positionsgenauigkeit und von der Messungenauigkeit des Signals. Ein Drahtgitter misst das gesamte Strahlprofil auf einmal und ist daher nicht so anfällig für Vibrationen. Durch das

²ITO: Eine durchsichtige und elektrisch leitfähige $50\ \text{nm}$ dicke Schicht, die zum Abtransport der Elektronen im YAG:Ce-Schirm dient.

1. Einleitung

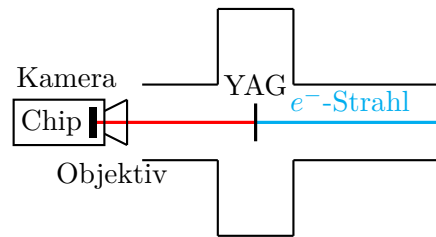


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung einer Messung mit einem Szintillationschirm. Der Elektronenstrahl trifft den Schirm und regt ihn zum Leuchten an, ein Objektiv bildet dieses Leuchten auf den Kamera-chip ab.

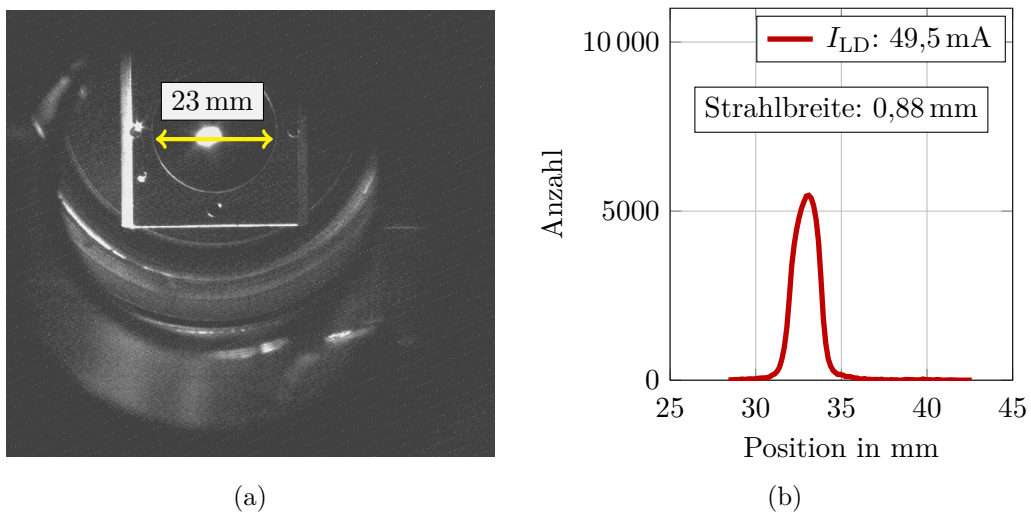


Abbildung 1.4.: Bild eines Elektronenstrahls auf dem YAG:Ce-Schirm (a). Dieses Bild ist stark überbelichtet, um die Sichtbarkeit im Inneren der Kammer zu erhöhen. Der Schirm ist 100 μm dick und besteht aus YAG:Ce [20], der Durchmesser beträgt 23 mm. Darstellung der Intensität einer Zeile über der Position (Projektion auf die x-Achse) (b). Die Position errechnet sich durch die Pixelnummer multipliziert mit dem Kalibrationsfaktor (Pixel pro mm).

Gitter sind die störenden Einflüsse auf den Strahl größer und die Gitterdrähte sind der Strahlbelastung länger ausgesetzt, so dass der maximale Strahlstrom kleiner ist als bei einem einzelnen Draht. In Abb. 1.5 sind schematisch beide Messmethoden skizziert. Wie bei den Szintillationsschirmen kann für den Drahtscanner die Repetitionsrate des Elektronenstrahls herabgesetzt werden. Dies ist im Elektronenkühler zwar auch möglich, aber damit wäre eine Untersuchung des unmodulierten Strahls im Gleichgewichtszustand nicht möglich. Außerdem wäre der Strahlverlust durch den Drahtscanner zu groß, was zu einem Zusammenbruch der Hochspannung führen kann, wenn der Strahlverlust größer wird als der Strom, den das Netzteil liefern kann. Durch Strahlverluste können im Isolationsgas Ionen erzeugt werden, was die Durchschlagsfestigkeit verringert und zu Überschlägen führen kann [77].

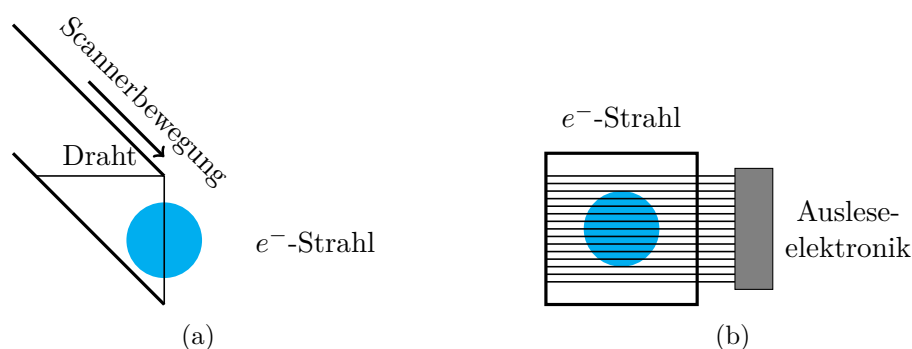


Abbildung 1.5.: Prinzip der Strahlprofilmessung mittels Draht und Drahtgitter. Wie beim Szintillationsschirm wird auch bei diesem Verfahren nur die Projektion auf die x- bzw. die y-Ebene gemessen. (a) Darstellung einer Profilmessung mit einem Draht. Der Draht wird durch den Strahl bewegt und die Intensität über der Drahtposition wird gemessen. Bei dieser Anordnung lässt sich mit einem Aufbau sowohl das x- als auch das y-Profil des Strahls messen. (b) Schematische Darstellung einer Drahtgittermessung. Der Strahl trifft auf das Gitter und erzeugt in den einzelnen Drähten einen Strom. Die Intensität in Abhängigkeit von der Drahtposition ergibt das Strahlprofil [15].

Synchrotronmonitor

Eine etablierte minimal-invasive Strahlprofilmessung beruht auf der Synchrotronstrahlung [32]. Diese wird von allen geladenen Teilchen emittiert, wenn sie beschleunigt werden. Da die Ablenkung, die Elektronen in Dipolmagneten erfahren, auch eine Beschleunigung ist, wird in jedem Dipol immer auch Synchrotronstrahlung erzeugt. Diese wird während des gesamten Ablenkprozesses abgestrahlt, was einen Spalt für die Messung erforderlich macht, wie in Abb. 1.6 gezeigt. Durch den Spalt – in der Regel der Auslassport der Vakuumkammer – wird der Emissions-

1. Einleitung

kegel der Synchrotronstrahlung auf einen Ort innerhalb des Dipols eingeschränkt und ermöglicht somit eine Abbildung des Strahls auf die Kamera. Analog zu einem Szintillationsschirm erfolgt die Auswertung des Bildes und die Bestimmung der Strahlgröße.

Die Emission von Synchrotronstrahlung ist ein statistischer Prozess, d. h. der Abstrahlprozess eines Elektrons ist nicht vorhersagbar. Daher werden im Folgenden Mittelwerte für ein Teilchenensemble angegeben. Die mittlere abgestrahlte Leistung eines Elektrons pro Umlauf ist

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_e c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}; \quad (1.1)$$

mit $\delta E = P_s \frac{2\pi R}{c}$ ergibt das den mittleren Energieverlust eines Elektrons pro Umlauf:

$$\delta E = 88,5 \frac{\text{keV m}}{\text{GeV}^4} \frac{E^4}{R} \quad (1.2)$$

Der mittlere Energieverlust der Elektronen hängt von der Energie und vom Biegeradius R des Magneten ab. Bei kleinen Energien ist die mittlere abgestrahlte Leistung der Synchrotronstrahlung daher sehr gering. Eine Kenngröße der Synchrotronstrahlung ist die kritische Frequenz ω_c , die das Spektrum der Synchrotronstrahlung in zwei Bereiche gleicher Strahlungsleistung teilt [79]. Mit $E_c = \hbar\omega_c$ kann daraus die kritische Energie wie folgt berechnet werden.

$$E_c = \hbar\omega_c = \frac{3c\gamma^3\hbar}{2R} \quad (1.3)$$

Zur Strahldiagnose kann dies eingesetzt werden, wenn die spektrale Photonendichte im sensitiven Bereich des Detektors (typischerweise der sichtbare Bereich) ausreichend groß ist. Der Hauptanteil der Synchrotronabstrahlung liegt nahe bei der kritischen Energie [42], d. h. bei einer kritischen Energie von $E_c = \hbar\omega_c \geq 1 \text{ eV}$ sollte eine für die Strahldiagnose ausreichende Intensität vorhanden sein. Die Gl. 1.3 nach γ aufgelöst ergibt für einen typischen Biegeradius von $R = 1 \text{ m}$ ein $\gamma = 150$, was einer Energie des Elektronenstrahls von 76 MeV entspricht. Da die spektrale Photonendichte außerdem vom Elektronenstrom abhängt, ist die zuvor erfolgte Rechnung nur eine Abschätzung. Bei hoch intensiven Elektronenstrahlen kann die spektrale Photonenausbeute im sichtbaren Bereich auch bei geringeren kritischen Energien und damit geringeren Strahlenergien ausreichend für eine Messung sein. Für den Energie- und Strombereich, den ein Elektronenkühler oder ein Injektor eines ERLs abdeckt (Energie $\leq 10 \text{ MeV}$ und Strom von einigen A), ist dies allerdings nicht gegeben.

Für diese Elektronenstrahlen sind neue, nicht-invasive Messmethoden erforderlich. In dieser Arbeit werden zwei Verfahren für die minimal-invasive Strahlprofilmessung im Hinblick auf ihre Nutzbarkeit für hoch intensive Elektronenstrahlen untersucht. Bei der strahlinduzierten Fluoreszenz werden die Photonen detektiert, die von den angeregten Restgasmolekülen abgestrahlt werden. Die Rate ist

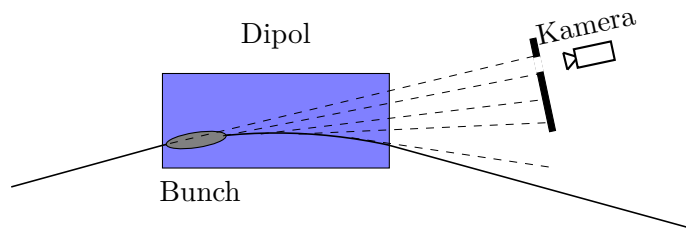


Abbildung 1.6.: Schema eines Synchrotronmonitors zur Strahlprofilmessung. Die während des gesamten Ablenkprozesses im Dipol abgestrahlte Synchrotronstrahlung wird durch eine Blende, in der Regel der Auslassport der Vakuumkammer, auf einen Ort eingeschränkt. Mit einem abbildenden System und einer Kamera wird das Bild dieses Ortes aufgenommen. Analog zur Messung mit dem Szintillationsschirm erfolgt die Messung der Strahlgröße [15].

dabei proportional zur Anzahl der Elektronen und Restgasmoleküle. Daher kann eine Messung bei intensiven Elektronenstrahlen (einige 100 mA) mit sehr geringen Restgasdrücken (10^{-9} mbar) durchgeführt werden. Diese Messungen konnten mit geringem Aufwand an einer vorhandenen Testquelle für polarisierte Elektronen (PKAT) [40] durchgeführt werden. Die Flexibilität der Apparatur ermöglicht es, die für die Thomson-Streuung (TLS) notwendigen Veränderungen durchzuführen, ohne das restliche Messprogramm an der Testquelle zu sehr einzuschränken [9, 23, 67].

In Kap. 2 werden kurz die theoretischen Grundlagen erörtert, bevor in Kap. 3 der experimentelle Aufbau, die Umbauten, die für die Messungen notwendig waren, sowie das Lasersystem, das für die Messungen mit Thomson-Streuung angeschafft wurde, beschrieben werden. Die Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) werden in Kap. 4 beschrieben, die zur Thomson-Streuung (TLS) in Kap. 5. Die Anwendungsmöglichkeiten für beide Methoden werden am Ende des jeweiligen Kapitels erörtert, inkl. einer Abschätzung der zu erwartenden Zählraten und einer Diskussion der Messparameter.

2. Theoretische Grundlagen

Beim Durchgang durch Materie können Teilchen auf viele verschiedene Arten mit dieser wechselwirken. Sie können abgelenkt werden, Energie verlieren oder sogar absorbiert werden. Da die Wechselwirkungsarten stark mit der Teilchenart variieren, unterscheidet man zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen, wobei geladene Teilchen noch einmal in schwere, z. B. Protonen und Alpha-Teilchen, und leichte, Elektronen und Positronen, unterteilt werden. Der Energieverlust geladener Teilchen hängt unter anderem von ihrer Ladung, Geschwindigkeit und der Dichte des durchquerten Materials ab.

2.1. Energieverlust von schweren geladenen Teilchen

Der Energieverlust erfolgt bei schweren geladenen Teilchen im Wesentlichen auf zwei verschiedene Arten: 1. inelastische Streuung an den Elektronen und 2. elastische Streuung an den Atomkernen des Materials. Der Großteil der Energie wird bei der inelastischen Streuung an den Elektronen des durchquerten Materials verloren. Dieser Prozess ist ein statistischer, es kann daher mit dem mittleren Energieverlust pro Länge gerechnet werden [53]. Eine quantenmechanisch korrekte Beschreibung dieses Energieverlustes wurde zuerst von Bethe, Bloch und weiteren Autoren vorgenommen [14]. Die nach ihnen benannte Bethe-Bloch-Formel inklusive Dichte- und Schalenkorrektur lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

mit:

N_A : Avogadrozahl = $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

r_e : klassischer Elektronenradius = $2,817 \cdot 10^{-15} \text{ m}$

m_e : Elektronenmasse = $511 \frac{\text{keV}}{c^2}$

ρ : Dichte des durchquerten Materials

Z : Protonenzahl und A : Nukleonenzahl des durchquerten Materials

z : Ladung des einfallenden Teilchens

γ : $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und β : $\frac{v}{c}$

W_{\max} : Maximaler Energietransfer bei einer Kollision

I : Mittleres Anregungspotential

δ : Dichtekorrektur und C : Schalenkorrektur

2. Theoretische Grundlagen

Für das mittlere Anregungspotential wurde aus Messungen des Energieverlustes eine semi-empirische Formel bestimmt.

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV für } Z < 13 \quad (2.2)$$

bzw.

$$\frac{I}{Z} = 9,76 + 58,8Z^{-1.19} \text{ eV für } Z \geq 13 \quad (2.3)$$

Der maximale Energietransfer wird bei einem Frontalzusammenstoß erreicht. Bei einem Zusammenstoß mit einem Teilchen der Masse M ergibt sich aus der Stoßkinematik:

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2m_e/M \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + m_e^2/M^2} \quad (2.4)$$

Der Energieverlust ist dabei im Wesentlichen von der Dichte des durchquerten Materials sowie von der Ladung und der Geschwindigkeit des Projektils abhängig. Die Dichte- und Schalenkorrekturen (δ , C) werden erst bei großen Energien relevant und können bei Energien kleiner als 1 GeV vernachlässigt werden [53].

2.2. Energieverlust von Elektronen

Der Energieverlust von Elektronen durch Kollision ähnelt grundsätzlich dem von schweren geladenen Teilchen. Durch die geringere Masse ändert sich die Stoßkinematik, da die Annahme, dass das einfallende Teilchen bei der Kollision nicht abgelenkt wird, nicht mehr zutrifft. Außerdem finden nun die Stöße zwischen gleichen Teilchen statt, so dass der mittlere Energietransfer (W_{\max}) größer wird. Die so abgeänderte Bethe-Bloch Formel lautet:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_e c^2}\right)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (2.5)$$

wobei τ die kinetische Energie der Elektronen in Einheiten von $m_e c^2$ ist. Diese Formel gilt neben Elektronen auch für Positronen. Dabei ändert sich nur der Parameter $F(\tau)$. Für Elektronen sieht dieser wie folgt aus:

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad (2.6)$$

Neben dem Energieverlust durch Kollision spielt bei Elektronen aber auch der Energieverlust durch Bremsstrahlung eine wichtige Rolle¹. Diese wird emittiert,

¹Auf Grund der geringeren Ruhemasse ist es unterhalb von einigen 100 GeV nur für Elektronen und Positronen notwendig, diesen Verlustmechanismus zu berücksichtigen. Bei höheren Energien (> 1000 GeV) muss dies auch für schwere geladene Teilchen berücksichtigt werden.

wenn das Elektron im elektrischen Feld des Atomkerns abgelenkt wird. Um den Energieverlust vollständig berechnen zu können, müssen beide Mechanismen berücksichtigt werden.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} \quad (2.7)$$

Da der Energieverlust durch Bremsstrahlung $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}}$ stark von der Energie der Elektronen abhängt, kann er bei geringen Energien vernachlässigt werden. Dazu definiert man die kritische Energie, bei der die Verluste durch Kollisionen und Bremsstrahlung gleich sind:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} \quad (2.8)$$

Für Energien weit unter der kritischen Energie reicht es also, den Energieverlust durch Kollisionen zu berechnen. Diese Größe ist materialabhängig und ist näherungsweise:

$$E_{\text{crit}} = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (2.9)$$

Für Stickstoff ergibt sich ein Wert von 97,56 MeV. Bei dieser Energie verlieren Elektronen gleich viel Energie durch Kollisionen wie durch Bremsstrahlung. Im Rahmen dieser Arbeit wird mit Elektronenenergien bis 10 MeV gerechnet, bei dieser Energie beträgt der Energieverlust durch Strahlung $E_{\text{rad}} = 0,08 \cdot E_{\text{coll}}$ und wird daher im Folgenden vernachlässigt. In Abb. 2.1 ist der Kollisions-Energieverlust von Elektronen in Stickstoff aufgetragen. Der Energieverlust variiert im Bereich von 100 keV bis 10 MeV zwischen $3,5 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ und $1,7 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Das bedeutet, dass die Messungen, die bei 100 keV durchgeführt wurden, auch bei höheren Energien vergleichbare Raten liefern.

2.3. Ionen- und Photonenausbeute

Mit der Gleichung 2.5 kann der Energieverlust durch Kollisionen von Elektronen beim Durchfliegen von N_2 berechnet werden. Dieser Energieverlust kann verschiedene Ursachen haben, z. B. können die Gasmoleküle angeregt oder auch ionisiert werden. Diese angeregten Moleküle senden beim Übergang in den Grundzustand Photonen aus, die je nach Gasart verschiedene Energien besitzen. Für Stickstoff beispielsweise liegen diese im sichtbaren Bereich (391 nm und 428 nm). Diese Photonen können zur Messung des Strahlprofils genutzt werden, da die Anzahl der Photonen proportional zur Elektronendichte ist.

Bei Untersuchungen mit Protonenstrahlen wurde ein Photokonversionskoeffizient von $3,6 \frac{\text{keV}}{\text{Photon}}$ für Stickstoff bestimmt [60]. Diese Größe gibt an, wie groß der Energieverlust im Mittel sein muss, um ein Photon im sichtbaren Bereich zu erzeugen. Damit lässt sich die zu erwartende Rate an Photonen bestimmen, die der Elektronenstrahl beim Durchlaufen des Restgases mit der Dichte ρ pro cm erzeugt.

2. Theoretische Grundlagen

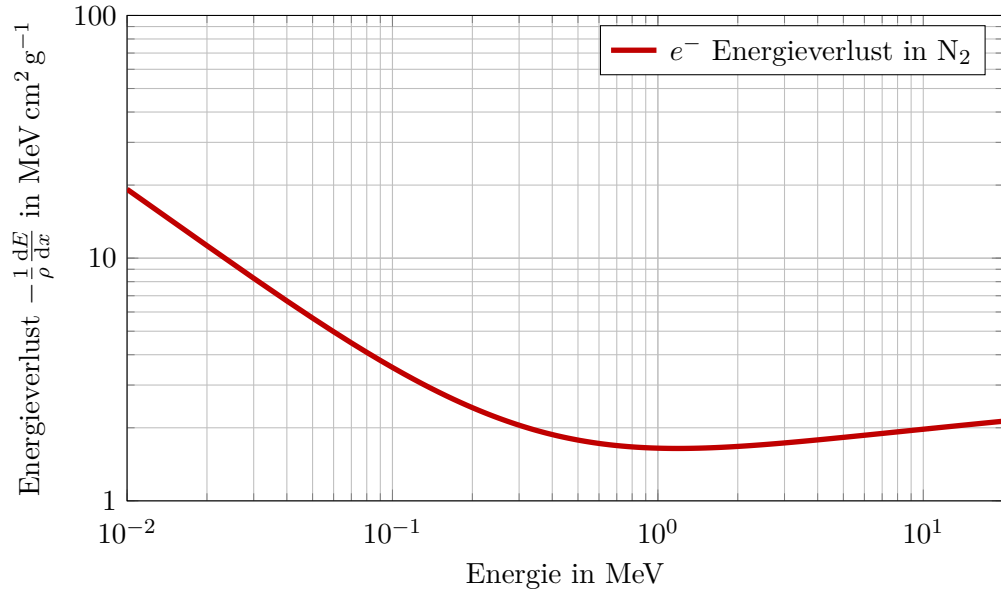


Abbildung 2.1.: Energieverlust durch Kollisionen von Elektronen in N_2 in Abhängigkeit der Elektronenenergie.

$$\text{Photonenausbeute} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Kollision}} \frac{I}{e} \frac{1}{3,6 \text{ keV}} \quad (2.10)$$

Dieser Wert ist viel kleiner als für die Restgasionisation, wo typischerweise nur einige zehn eV nötig sind, um ein Elektron-Ionen-Paar zu erzeugen: Bei Stickstoff ist im Mittel ein Energieverlust von 35 eV nötig [66].

$$\left(\frac{dN_{\text{Ionen}}}{dt} \right)_{\text{Produktion}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Kollision}} \frac{I}{e} \frac{1}{35 \text{ eV}} \quad (2.11)$$

Die so produzierten Ionen können im elektrischen Feld des Elektronenstrahls gefangen werden und eine Raumladungskompensation erzeugen. Auch dieser Prozess kann für die Strahlprofilmessung genutzt werden, wie z. B. in [33] für Ionenstrahlen gezeigt wird.

Die Verluste von Ionen aus dem Strahlvolumen berechnen sich nach [54] zu:

$$\left(\frac{dN_{\text{Ionen}}}{dt} \right)_{\text{Verlust}} = 2\pi r n_{\text{Ionen}} v_{\text{Ionen}} \quad (2.12)$$

mit r als Strahlradius, n_{Ionen} als Dichte der Ionen, hier wird eine homogene Dichteverteilung angenommen, und v_{Ionen} der mittleren Geschwindigkeitsnormalen. Allgemein berechnet sich die Zahl der Ionen, die im elektrischen Feld des Elektronenstrahls gefangen sind, zu:

$$\begin{aligned}\frac{dN_{\text{Ionen}}}{dt} &= \left(\frac{dN_{\text{Ionen}}}{dt}\right)_{\text{Produktion}} - \left(\frac{dN_{\text{Ionen}}}{dt}\right)_{\text{Verlust}} \\ &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Kollision}} \frac{I}{e} \frac{1}{35 \text{ eV}} - 2\pi r n_{\text{Ionen}} v_{\text{Ionen}}\end{aligned}\quad (2.13)$$

Im Gleichgewicht sind Produktions- und Verlustrate gleich, d. h. die eingefangenen Ionen kompensieren die Raumladungskräfte des Elektronenstrahls. In diesem Fall kann eine Kontinuitätsgleichung aufgestellt werden. Diese beschreibt den Grad der Raumladungsneutralisation im Elektronenstrahl, wenn Ionen vom Strahl eingefangen werden.

2.4. Interaktion von Photonen mit Materie

Durch die Abwesenheit einer elektrischen Ladung unterscheidet sich die Interaktion von Photonen mit Materie von der geladener Teilchen. Es sind im Wesentlichen drei Arten, auf die Photonen mit Materie wechselwirken:

- Photoeffekt
- Streuprozesse (Thomson- und Compton-Streuung)
- Paarbildung

Im Folgenden wird genauer auf die Streuprozesse eingegangen, die wie die Thomson-Streuung an freien Elektronen stattfinden, da die anderen Prozesse entweder gebundene Elektronen (Photoeffekt) benötigen oder erst ab höheren Photonenenergien (Paarbildung ab 1,022 MeV) stattfinden [53] und diese Voraussetzungen im Rahmen dieser Arbeit nicht erfüllt werden.

2.4.1. Compton-Streuung

Die Compton-Streuung beschreibt die Streuung von Photonen an freien Elektronen, wobei die Elektronen in der Regel in der Materie gebunden sind. Ist die Energie der Photonen aber groß gegenüber der Bindungsenergie (einige zehn eV), kann diese Tatsache vernachlässigt werden und man kann die Elektronen als frei annehmen. Das Photon trifft das ruhende Elektron, verliert Energie und wird unter einem Winkel θ gestreut. Das Elektron nimmt Energie auf und bewegt sich unter einem Winkel ϕ zum einfallenden Photon, wie in Abb. 2.2 gezeigt.

Aus der Energie- und Impulserhaltung folgt die Abhängigkeit der Energie E' des gestreuten Photons vom Streuwinkel Θ und der Energie E des einfallenden Photons. Der differentielle Wirkungsquerschnitt, als Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt bekannt, lautet im Laborsystem [49]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{m^2} \left(\frac{E'}{E}\right) \left[\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \Theta\right] \quad (2.14)$$

Dabei ist $\alpha = \frac{e^2}{4\pi c \epsilon_0 \hbar}$ die Feinstrukturkonstante.

2. Theoretische Grundlagen

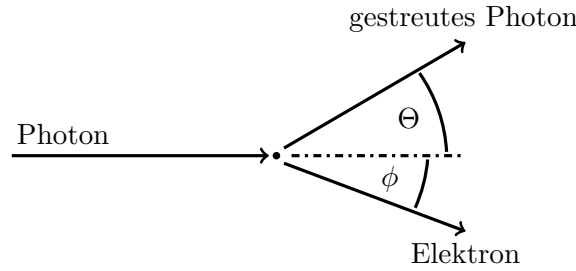


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Compton-Streuung. Der Winkel zwischen einfallendem Photon und gestreutem Photon ist Θ , während ϕ der Winkel zwischen Elektron und einfallendem Photon ist. Die gestreuten Photonen verlieren Energie.

2.4.2. Thomson-Streuung

Für kleine Photonenenergien, d. h. $h\nu \ll m_e c^2$ und damit $E \rightarrow 0$, sowie den klassischen Elektronenradius $r_e = \alpha/m_e$ wird aus Gl. 2.14 der Thomson-Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.15)$$

Findet die Streuung an einem Elektronenstrahl statt, so kann das Photon beim Streuprozess durch die Dopplerverschiebung Energie gewinnen und die Wellenlänge verschiebt sich für Streuwinkel $> 90^\circ$ zu kürzeren Werten. Außerdem bewegt sich das Elektron. Damit ist der Thomson-Wirkungsquerschnitt wie in Gl. 2.15 geschrieben nur im Ruhesystem des Elektronenstrahls gültig. Ins Laborsystem transformiert, ändert sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) \frac{(1 + \beta \cos(\theta))}{(1 + \beta \cos(\theta')) \gamma} \quad (2.16)$$

In Abb. 2.3 ist eine schematische Ansicht des Streuprozesses gezeigt. Der Laser trifft unter einem Winkel Θ auf den Elektronenstrahl und wird an diesem gestreut. Die gestreuten Photonen bilden mit dem Elektronenstrahl den Winkel Θ' .

Die Wellenlänge der gestreuten Photonen kann in Abhängigkeit von den Streuwinkeln wie folgt berechnet werden:

$$\lambda_S = \lambda_L \frac{(1 + \beta \cos \Theta')}{(1 + \beta \cos \Theta)}, \quad (2.17)$$

wobei β die Geschwindigkeit der Elektronen in Relation zur Lichtgeschwindigkeit ist. In Abb. 2.4 ist die Wellenlänge der gestreuten Photonen in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels θ' für verschiedene Elektronenenergien aufgetragen. Als Laserwellenlänge wurde $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ und als Winkel $\theta = 90^\circ$ gewählt.

Die Verschiebung der Wellenlänge nach der Streuung wächst mit steigender Energie der Elektronen. Durch eine geeignete Wahl der Beobachtungsposition kann die

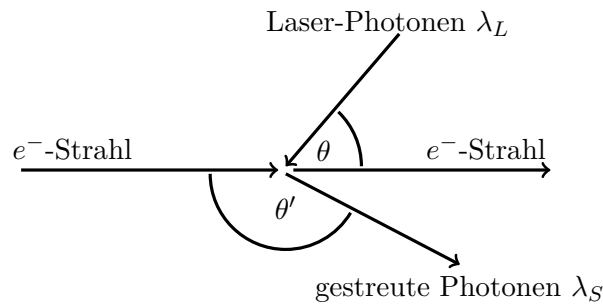


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Thomson-Streuung. Der Winkel zwischen Elektronenstrahl und einfallendem Laser ist Θ , während Θ' der Winkel zwischen Elektronenstrahl und gestreuten Photonen ist. Die gestreuten Photonen gewinnen durch die Dopplerverschiebung an Energie und haben daher eine kürzere Wellenlänge als vor der Streuung.

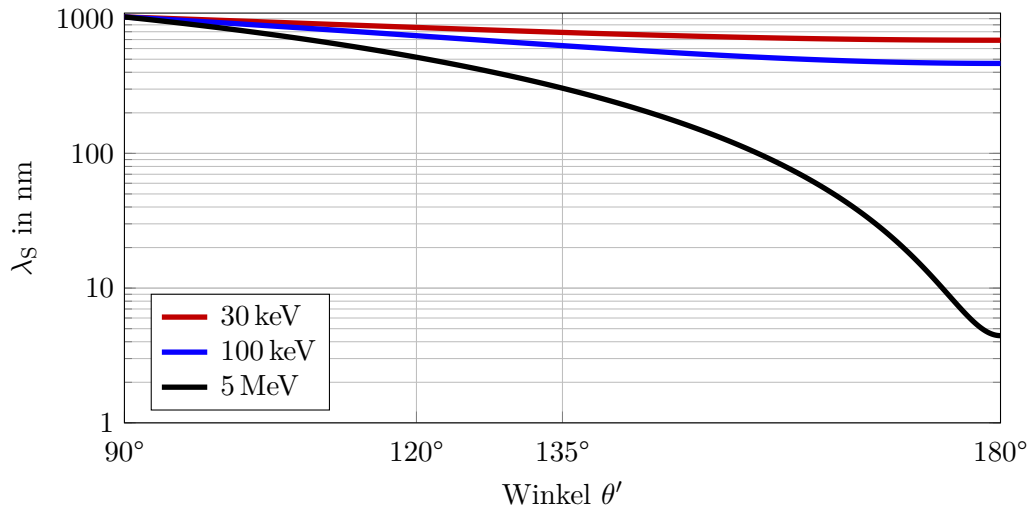


Abbildung 2.4.: Wellenlänge der gestreuten Photonen über dem Beobachtungswinkel. Die Energie des Elektronenstrahls beträgt 100 keV wie bei den Messungen an der PKAT (siehe Kap. 5), 30 keV wie im Kühlerteststand bzw. 5 MeV wie im Injektor von MESA (vgl. Kap. 1). Zur Berechnung wurden $\lambda_L = 1030$ nm und $\theta = 90^\circ$ gewählt. Mit steigender Elektronenenergie wird die Wellenlänge der gestreuten Photonen kleiner, was durch eine geeignete Wahl des Beobachtungswinkels kompensiert werden kann. Im Winkelbereich von 120° bis 135° sind die Wellenlängen der gestreuten Photonen bei den aufgetragenen Energien im sichtbaren Bereich (400 nm bis 700 nm).

2. Theoretische Grundlagen

Wellenlänge der beobachteten Photonen so gewählt werden, dass sie im sichtbaren Bereich liegt und Detektoren wie z. B. Photomultiplier verwendet werden können. Dies ist hier im Bereich zwischen 120° und 135° der Fall, auch wenn sich die Elektronenenergie um fast drei Größenordnungen ändert.

Um das experimentell nachweisen zu können, ist die Rate bei gegebenen Bedingungen ein wichtiger Faktor. Die Anzahl der gestreuten Photonen berechnet sich aus dem Wirkungsquerschnitt, der Anzahl der Elektronen und Photonen, die an der Streuung beteiligt sind, sowie verschiedene Größen, welche die Effizienz und die Winkelabdeckung des Detektorsystems wiedergeben:

$$R = \frac{1}{2} r_e^2 \frac{(1 + \beta \cos(\Theta))}{(1 + \beta \cos(\Theta')) \gamma} (1 + \cos^2 \Theta') n_e N_L P \epsilon \Delta \Omega l \quad (2.18)$$

mit:

r_e : klassischer Elektronenradius = $2,817 \cdot 10^{-15}$ m

n_e : Elektronendichte = $\frac{1}{\pi(d/2)^2 \beta c \epsilon}$

N_L : Anzahl der Laserphotonen pro Joule = $\frac{\lambda}{hc}$

P : Laserleistung

ϵ : Effizienz des Detektorsystems

$\Delta \Omega$: Raumwinkel des Detektors

l : Interaktionslänge

Der verwendete Messaufbau, die Polarisierete KANone Test (PKAT), kann folgende Strahlparameter erzeugen. Die Strahlenergie beträgt 100 keV ($\beta = 0,56$) und der Strahlstrom 25 mA. Bei einem Strahldurchmesser von 3 mm entspricht dies einer Elektronendichte von $n_e = \frac{25 \text{ mA}}{\pi(3 \text{ mm}/2)^2 \beta c \epsilon} = 1,34 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Der Streuwinkel $\Theta = 90^\circ$ und der Beobachtungswinkel $\Theta' = 135^\circ$ sind durch die Wellenlänge der gestreuten Photonen und durch geometrische Beschränkungen der PKAT bedingt. Kombiniert mit den Werten des Lasersystems, d. h. einer Photonendichte pro Joule von $N_L = 6,74 \cdot 10^{20} \text{ J}^{-1}$ bei einer mittleren Leistung von $P = 130 \text{ W}$ und einer Interaktionslänge von $l = 3 \text{ mm}$, sowie den Eigenschaften des Detektorsystems, der Effizienz $\epsilon = 0,2$ und Raumwinkel $\Delta \Omega = 0,01$, erhält man die zu erwartende Rate aus der Thomson-Streuung.

$$R_{\text{exp}} = 5,4 \text{ s}^{-1} \quad (2.19)$$

2.5. Strahldynamik unter Berücksichtigung der Raumladung

Die folgenden Herleitungen basieren auf [76]. Die Teilchen in einem Beschleuniger unterliegen der Lorentz-Kraft $\vec{F}_L = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Ausgehend davon können die Bewegungsgleichungen für einzelne Teilchen abgeleitet werden, siehe [79]. Ein Beschleuniger beschleunigt aber mehr als ein Teilchen gleichzeitig, typische Werte sind z. B. 100 μA , was $6,24 \cdot 10^{14} e s^{-1}$ entspricht. Daher ist eine Beschreibung des Teilchenensembles, im folgenden Bunch genannt, einfacher, als alle Teilchen einzeln zu betrachten.

In einem Bunch lassen sich alle Teilchen durch drei Positionskoordinaten (x, y, s) und drei Impulskoordinaten $(p_x/m_0c, p_y/m_0c, p_z/m_0c)$ im sechsdimensionalen Phasenraum vollständig beschreiben. Diese Koordinaten sind relativ zu einem Sollteilchen gemessen. Dieses bewegt sich auf dem idealen Orbit durch den Beschleuniger und stellt den Ursprung des sich mitbewegenden Koordinatensystems dar, wie in Abb. 2.5(a) gezeigt ist. In der Praxis werden zweidimensionale Projektionen des Strahls betrachtet, da diese sich besser mit den messbaren Parametern decken. Diese Projektionen haben in der Regel eine elliptische Form, wenn ausschließlich lineare Fokussierung vorliegt (Ausnahme: z. B. Phasenraum an der Photokathode [4]). Die Fläche A dieser Ellipse, wie sie in Abb. 2.5(b) gezeigt ist, ist $A = \epsilon\pi$, wobei ϵ als Emittanz bezeichnet wird. Die Emittanz ist ein Maß für die Fläche, die ein Teilchenstrahl im Phasenraum einnimmt.

2.5.1. RMS-Emittanz

Wie oben beschrieben, haben die Projektionen meist elliptische Formen, solange nur lineare Kräfte berücksichtigt werden. Verschiedene Störungen können aber zu einer Abweichung von der elliptischen Form führen. Um auch in diesen Fällen eine Emittanz angeben zu können, ist die RMS-Emittanz ϵ_{rx} (Root Mean Square, d. h. der quadratische Mittelwert) sinnvoll, da sie für beliebige Strahlverteilungen gilt.

$$\epsilon_{rx} = \sqrt{x^2 x'^2 - x x'^2} \quad (2.20)$$

Im Weiteren konzentrieren wir uns ausschließlich auf die transversalen Koordinaten, im Besonderen auf die x - x' -Projektion. Dabei ist $x' = \frac{dx}{ds} = \tan \alpha \approx \alpha$. Analog kann die Rechnung für die y - y' -Projektion erfolgen. Wie in Abb. 2.5(b) zu sehen, liegt ein Punkt (x, x') innerhalb der RMS-Ellipse, wenn:

$$\gamma_r x^2 + 2\alpha_r x x' + \beta_r x'^2 < \epsilon_{rx} \quad (2.21)$$

Dabei sind α_r, β_r und γ_r die so genannten Twiss- oder Courant-Snyder-Parameter [19] und ϵ_{rx} die nicht normierte RMS-Emittanz für die (x, x') -Projektion, die auch als geometrische Emittanz bezeichnet wird. Die normierte RMS-Emittanz ist $\epsilon_{nr} = \beta\gamma\epsilon_r$. Sie ist konstant während der Beschleunigung und auch generell eine Erhaltungsgröße, solange ausschließlich konservative Kräfte auf den Strahl wirken

2. Theoretische Grundlagen

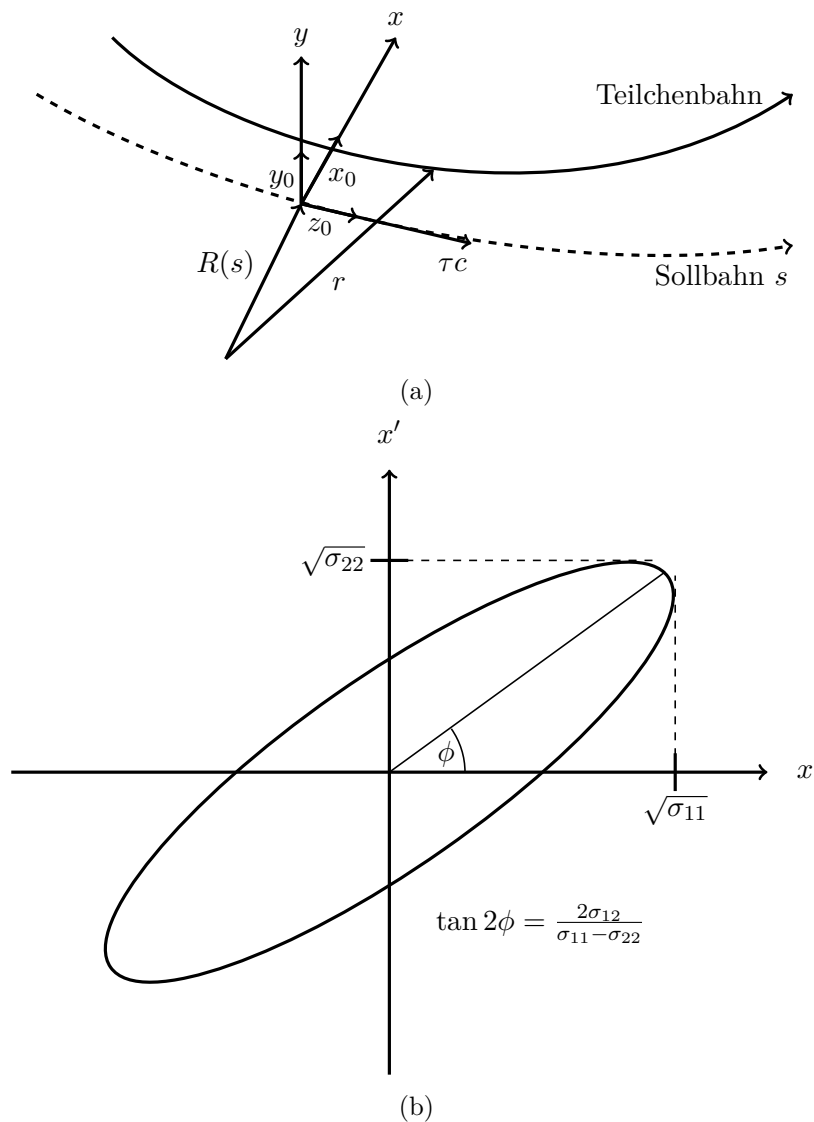


Abbildung 2.5.: (a) Darstellung des mitbewegten Koordinatensystems in einem Beschleuniger. Die Koordinaten der Teilchen entsprechen der Abweichung zum Sollteilchen, das sich auf der Sollbahn bewegt. Die x -Achse befindet sich bei dieser Konvention in der Beschleunigerebene, die zusammen mit der z -Achse, der Bewegungsrichtung des Strahls, aufgespannt wird. Die y -Achse steht senkrecht auf der Beschleunigerebene und ist die zweite transversale Komponente. (b) Zweidimensionale Projektion (x, x') des sechsdimensionalen Phasenraums. Mit x' ist hier die Divergenz des Teilchens in x bezeichnet.

2.5. Strahldynamik unter Berücksichtigung der Raumladung

(Theorem von Liouville). Der gesamte Phasenraum kann bei rotationssymmetrischen Strahlführungselementen durch die σ -Matrix beschrieben werden. Diese kann in zwei transversale (σ_x , und σ_y) sowie die longitudinale (σ_l) 2×2 Matrizen zerlegt werden. Die σ_x -Matrix ergibt sich zu:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

mit $\sigma_{11} = \overline{x^2}$, $\sigma_{22} = \overline{x'^2}$ und $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \overline{xx'}$.

2.5.2. Strahldynamik mit Raumladung

Um die Entwicklung der RMS-Emittanz unter dem Einfluss der Raumladung zu berechnen, wird ein Teilchenstrahl betrachtet, der sich durch einen Beschleuniger bewegt und dessen Teilchen der folgenden Bewegungsgleichung unterliegen.

$$x'' + k(s)x - F_s = 0 \quad (2.23)$$

Dabei ist $-k(s)x$ die externe Kraft, in der Regel von Quadrupolen erzeugt, und F_s die Raumladungskraft. Für $F_s = 0$ entspricht diese Bewegungsgleichung der Hill'schen Differentialgleichung, siehe z. B. [79]. Für die Bewegungsgleichung der RMS-Emittanz wird angenommen, dass die mittleren Abweichungen im Ort und in der Divergenz null sind, und die Bewegungsgleichung wird mit den zweiten Momenten geschrieben:

$$\frac{d\overline{x^2}}{ds} = 2\overline{xx'} \quad (2.24)$$

$$\frac{d\overline{xx'}}{ds} = \overline{x'^2} + \overline{xx''} = \overline{x'^2} - k(s)\overline{x^2} + \overline{xF_s} \quad (2.25)$$

Mit dem RMS-Strahlradius $a \equiv \sqrt{\overline{x^2}}$ wird aus Gl. 2.24 $aa' = \overline{xx'}$, durch Ableiten dieser Gleichung und Einsetzen in Gl. 2.25 ergibt sich:

$$a'' - \frac{\overline{x^2x'^2} - \overline{xx'}^2}{a^3} - \frac{\overline{xx''}}{a} = 0 \quad (2.26)$$

Mit Gl. 2.20 und Gl. 2.23 folgt dann die Bewegungsgleichung des RMS-Radius.

$$a'' + k(s)a - \frac{\epsilon_{rx}^2}{a^3} - \frac{\overline{xF_s}}{a} = 0 \quad (2.27)$$

Hierbei repräsentiert der zweite Term ($k(s)a$) die Fokussierung, die von der Strahloptik abhängig ist. Der dritte Term ($-\frac{\epsilon_{rx}^2}{a^3}$) ist der Emittanzterm, der negativ ist und gegen die Fokussierung wirkt. Die ebenfalls gegen die Fokussierung arbeitende Raumladung ist im vierten Term dargestellt.

Um die Raumladungskraft ausrechnen zu können, wird ein kontinuierlicher, zylindrischer Strahl mit homogener Teilchendichte und dem Radius R angenommen.

2. Theoretische Grundlagen

Obwohl die meisten Teilchenstrahlen gebuncht sind, ist diese Lösung gültig, solange die Bunchlänge viel größer als die Strahlbreite ist. Im Falle dieser Arbeit ist diese Bedingung erfüllt, da der Bunch etwa 20 ns lang ist, was einer Länge von 3,3 m entspricht, bei einer Breite von einigen mm. Durch die Coulombwechselwirkung mit den umgebenden Teilchen sieht ein Teilchen eines Bunches ein radiales elektrisches Feld, das defokussierend wirkt [42].

$$E_r = q \frac{\rho}{2\pi\epsilon_0} r \quad (2.28)$$

Dem entgegen wirkt ein azimutales Magnetfeld B_ϕ , das vom Magnetfeld des Teilchenstroms erzeugt wird.

$$B_\phi = q \frac{\rho}{2\pi\epsilon_0} \frac{v}{c^2} r \quad (2.29)$$

Die Raumladungskraft ist dann:

$$F_R = q(E + vB) = \frac{q^2 \rho r}{2\epsilon_0 \gamma^2} = \frac{qI}{2\pi\epsilon_0 v \gamma^2} \frac{r}{R^2} \quad (2.30)$$

mit $q\rho = I/\pi R^2 v$.

In der Realität sind die Teilchenstrahlen in einem Beschleuniger normalerweise nicht rund und die Strahlgröße ist abhängig vom Ort innerhalb des Beschleunigers, an dem sich der Bunch gerade befindet. Für Strahlen, die eine elliptische Symmetrie aufweisen, z. B. gaußförmige Strahlen, haben Sacherer und Lapostolle eine Lösung gefunden [52, 65]. Das elektrische Feld einer solchen Ladungsverteilung sieht wie folgt aus:

$$E_{Rx} = \frac{I}{\pi\epsilon_0 v (r_x + r_y)} \frac{x}{r_x}, \quad \text{und} \quad E_{Ry} = \frac{I}{\pi\epsilon_0 v (r_x + r_y)} \frac{y}{r_y} \quad (2.31)$$

Dabei sind r_x und r_y die Halbachsen der Ellipsen, die mit der RMS-Strahlbreite durch $r_x = 2a_x$ bzw. $r_y = 2a_y$ verknüpft sind. Wird Gl. 2.31 mit $F_s = qE_R/\gamma^3 m v^2$ in Gl. 2.27 eingesetzt, ergibt sich:

$$a_x'' + k_x(s)a_x - \frac{\epsilon_{rx}^2}{a_x^3} - \frac{K}{2(a_x + a_y)} = 0 \quad (2.32)$$

für die x -Komponente bzw.:

$$a_y'' + k_y(s)a_y - \frac{\epsilon_{ry}^2}{a_y^3} - \frac{K}{2(a_x + a_y)} = 0 \quad (2.33)$$

für die y -Komponente der transversalen Koordinaten.

Dabei ist $K = qI/2\pi\epsilon_0 m v^3 \gamma^3$ die generalisierte Perveanz mit $I = qN_l v$ dem Strahlstrom ausgedrückt als Teilchen pro Längeneinheit N_l . Diese Gleichungen sind als K-V-Gleichungen, benannt nach Kapchinsky und Vladimisky, bekannt [47]. Ob das Verhalten eines Strahls von der Raumladung oder der Emittanz dominiert wird,

2.5. Strahldynamik unter Berücksichtigung der Raumladung

kann an dem Quotienten aus Raumladungs- und Emittanzterm gesehen werden. Ein runder Strahl mit $a = a_x = a_y$ ist emittanzdominiert, wenn $Ka^2/4\epsilon^2 \ll 1$, und raumladungsdominiert für den Fall, dass $Ka^2/4\epsilon^2 \gg 1$. Für den emittanzdominierten Fall kann die Raumladung vernachlässigt werden, was die Rechnungen vereinfacht; für den Fall, dass die Raumladung dominiert, ist das nicht zulässig. Für die Messungen in dieser Arbeit mit einem Spitzenstrom von $I = 25$ mA, einem Strahldurchmesser von etwa 3 mm und einer Emittanz $\epsilon = 1$ mm mrad ergibt sich $Ka^2/4\epsilon^2 = 5,45$ und damit ein raumladungsdominierter Strahl.

2.5.3. Raumladungsbegrenzung der Quelle

Wie die Strahldynamik unterliegt auch die Erzeugung des Elektronenstrahls in der Quelle Begrenzungen durch die Raumladungskraft. Die Sättigungsstromdichte, d. h. der maximale Strahlstrom, den die Quelle erzeugen kann, ist durch das Child-Langmuir-Gesetz gegeben [51]:

$$I_{\text{sat}} = PU_{\text{acc}}^{\frac{3}{2}} \quad (2.34)$$

Dabei ist $P = 2,33 \cdot 10^{-6} \text{ A V}^{-3/2} \frac{A_K}{d^2}$ die Perveanz der Quelle, eine Größe, die nur von der Geometrie der Quelle, d. h. von der Fläche A_K der Kathode, die Elektronen emittiert, und vom Abstand d zwischen Kathode und Anode abhängt, sowie U_{acc} die Spannung zwischen Kathode und Anode. Für die PKAT ergibt sich mit $A_K = 3,14 \text{ mm}^2$ (Radius des Laserflecks: 1 mm), $d = 150 \text{ mm}$ und $U_{\text{acc}} = 100 \text{ kV}$:

$$I_{\text{sat; PKAT}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \text{ A V}^{-3/2} \frac{3,14 \text{ mm}^2}{22\,500 \text{ mm}^2} 100 \text{ kV}^{\frac{3}{2}} = 10,3 \text{ mA} \quad (2.35)$$

Das bedeutet, dass bei einem Strom von 10,3 mA, der aus der Quelle extrahiert wird, sich das Raumladungsfeld und das angelegte Beschleunigungsfeld auf der Kathodenoberfläche kompensieren. Dies entspricht einer Stromdichte von $0,328 \text{ A cm}^{-2}$. Die Stromdichte für die TLS-Messungen beträgt hingegen $0,796 \text{ A cm}^{-2}$ (25 mA Spitzenstrom), d. h. die Raumladung wird zu einer Vergrößerung der Emittanz beitragen, wie in [2] gezeigt.

3. Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Umbauten an der PKAT vorgenommen, darunter Veränderungen des Vakuumsystems, z. B. neue Pumpen und Messplätze, sowie die Installation eines neuen Lasersystems für die Thomson-Streuung. Weiterhin sind auf Grund der hohen Strahlströme, die für die Thomson-Streuung notwendig sind, einige Besonderheiten der GaAs-Kathoden zu berücksichtigen. Im Folgenden wird ein Überblick über die Testquelle, die Umbauten, die Besonderheiten der verwendeten Kathoden sowie die Laser und die Messplätze gegeben.

3.1. Die polarisierte Testquelle PKAT

Die polarisierte Testquelle PKAT wurde aufgebaut, um einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen und dessen Eigenschaften vermessen zu können [40]. Neben den Eigenschaften des polarisierten Strahls, wie Polarisationsgrad und Emittanz, können auch Eigenschaften der Kathode, welche die Strahleigenschaften maßgeblich beeinflussen, gemessen werden. Dazu gehören z. B. die Quantenausbeute und die Lebensdauer. Eine schematische Zeichnung der PKAT ist in Abb. 3.1 zu sehen, in Tab. 3.1 sind die wichtigsten Designparameter zusammengefasst.

Die Kathode befindet sich auf einem Potential von -100 kV, so dass die Endenergie 100 keV beträgt (entspricht $v = 0,56c$). Der Strahl wird von einem ersten Quadrupoldublett fokussiert und von einem Alpha-Magneten in die Horizontale abgelenkt. Nach der differentiellen Pumpstufe zur Trennung von Quellenvakuum (besser als 10^{-11} mbar) und Strahlvakuum (10^{-8} mbar) kann in einem Scanner mit Leuchtschirm und Faraday-Cup der Strahl vermessen werden. Weitere Quadrupole und Solenoide fokussieren den Strahl, während kleine Dipole (auch Wedler/Steerer genannt) kleine Strahlablagen korrigieren. Eine Deflektorkavität transformiert das longitudinale Strahlprofil in ein transversales, das leichter zu messen ist. Dazu muss der Elektronenstrahl mit Hilfe eines Femtosekunden-Lasersystems auf die Phase der

Parameter	Symbol	Wert
Durchmesser der emittierenden Fläche	$2r_0$	$\leq 300 \mu\text{m}$
Potential	U	-100 kV
Abstand Kathode-Anode	d	15 cm
Emittanz	ϵ	$0,3\pi$ mm mrad
Stromdichte	I	70 mA cm^{-2}

Tabelle 3.1.: Zusammenfassung der wichtigsten Designparameter der PKAT [5].

3. Experimenteller Aufbau

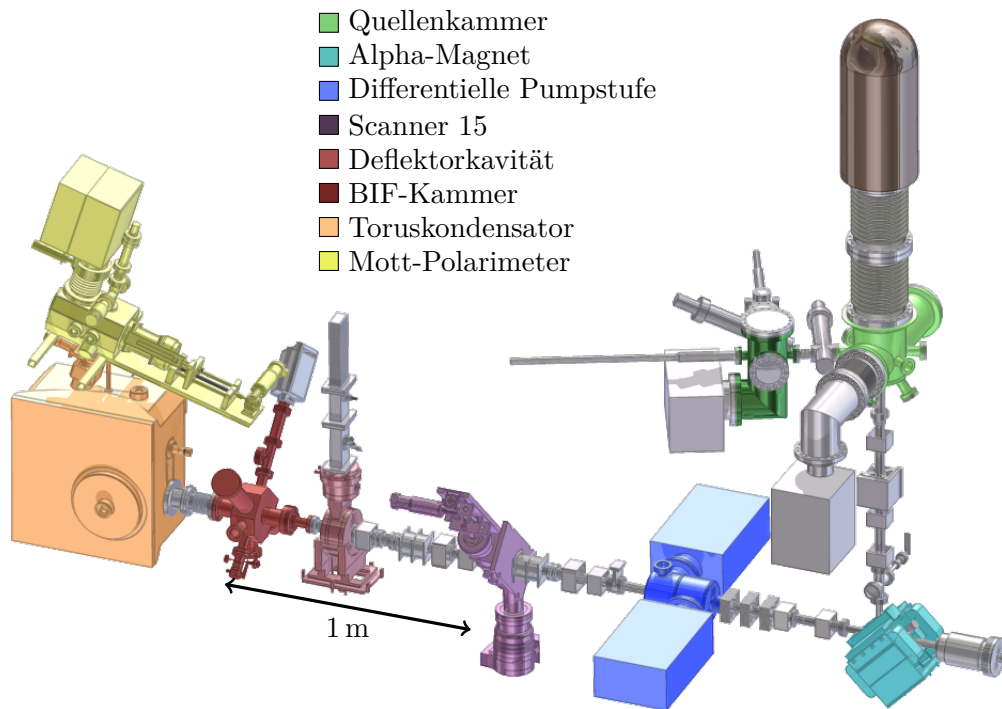


Abbildung 3.1.: CAD-Ansicht der PKAT nach dem Einbau der BIF-Kammer (rot). In der Quellenkammer sitzt der zuvor in der Präparationskammer präparierte Kristall. Ein Laser beleuchtet die Kathode und erzeugt den Elektronenstrahl, der auf 100 keV beschleunigt wird. Quadrupole und Solenoide fokussieren den Strahl. Ein Alphamagnet lenkt den Strahl auf eine horizontale Bahn, wo er dann eine differentielle Pumpstufe passiert. Diese trennt das Quellenvakuum ($\approx 10^{-11}$ mbar) vom Strahlvakuum (10^{-8} mbar). Ein Scanner mit Leuchtschirm und Faraday-Cup ermöglicht eine erste Strahl-diagnose. Die Deflektorkavität ermöglicht zeitaufgelöste Messungen der longitudinalen Ladungsverteilung und der Polarisation innerhalb eines Bunches. Die dazu notwendige Drehung des Polarisationsvektors erfolgt durch den Toruskondensator, in dem sich auch der Spalt sowie ein Leuchtschirm befindet. Danach folgt das Mott-Polarimeter und der Strahlfänger mit Leuchtschirm und Faraday-Cup.

Deflektorkavität synchronisiert sein. Ein Spalt vor dem Toruskondensator ermöglicht dann die Messung des transversalen Strahlprofils [40]. Ein Mott-Polarimeter misst die Polarisation des Elektronenstrahls, nachdem der Toruskondensator den Strahl abgelenkt und dabei die Richtung des Polarisationsvektors in die Ablenkebene, senkrecht zum Impuls, rotiert hat. Somit kann im Mott-Polarimeter mit den ober- und unterhalb angeordneten Detektoren die Polarisation gemessen werden. In dem Strahlfänger mit Faraday-Cup kann der Strahlstrom mit einer Auflösung von einigen 10 pA gemessen werden.

Diese Apparatur wurde viele Jahre lang für die o. g. Messungen verwendet [64,78], musste aber für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen modifiziert werden. Dieser Umbau erfolgte in zwei Stufen. In der ersten Stufe wurde, um Platz für die benötigten Messaufbauten zu schaffen, der Toruskondensator entfernt und die Strahlführung ab der Deflektorkavität neu aufgebaut. Dabei sollte die Möglichkeit, longitudinale Strahlprofile zu messen, erhalten bleiben. Daher wurde der Toruskondensator durch einen zweiten Alpha-Magneten, der kompakter als der Toruskondensator ist, ersetzt. Der geschaffene Platz wurde für zwei neue Kammern für Experimente zur strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) und zur Thomson-Streuung (TLS) verwendet. In der TLS-Kammer sind ein YAG-Schirm und ein Schlitz eingebaut. Der Schlitz befindet sich etwa an der gleichen Position wie zuvor und ermöglicht so auch weiterhin die longitudinale Strahlprofilmessung. Ein neues Quadrupoldublett fokussiert nach dem Alpha-Magnet den Strahl in den Strahlfänger. Durch den Einbau von zwei Turbomolekularpumpen, die in Verbindung mit dem dazwischen liegenden Rohr als differentielle Pumpstufen fungieren, konnte ein Teil der Strahlführung auf einen Druck von 10^{-5} mbar für die BIF-Experimente eingestellt werden, ohne das Quellenvakuum negativ zu beeinflussen.

In der zweiten Umbauphase wurde ein Wien-Filter eingebaut, um wieder Polarisationsmessungen möglich zu machen. Dazu wurde die Strahlführung nach dem neuen Quadrupoldublett um den Wienfilter und ein weiteres Dublett erweitert. Das Mott-Polarimeter wurde gedreht, um die nach dem Wien-Filter vorliegende Richtung des Polarisationsvektors messen zu können. Eine CAD-Zeichnung der aktuellen Strahlführung der PKAT ist in Abb. 3.2 zu sehen.

Vakuumsystem für die BIF-Messungen

Für die BIF-Messungen an der PKAT muss ein Restgasdruck von etwa 10^{-5} mbar in der BIF-Kammer erreicht werden. Dazu wird über ein Gasdosierventil Stickstoff (N_2) in die Kammer eingelassen. Um die Lebensdauer der Photokathode nicht zu verschlechtern, darf dadurch kein Gasstrom in die Quellenkammer gelangen. Die differentielle Pumpstufe der PKAT, bestehend aus zwei Ionengetterpumpen (IGP), die durch eine Blende (Durchmesser 10 mm) getrennt sind, trennt das Strahlvakuum (10^{-8} mbar) vom Quellenvakuum (10^{-11} mbar). Durch den Gaseinlass in der BIF-Kammer würde die IGP einem höheren Druck ausgesetzt, was die Lebensdauer der IGP beeinflussen würde. Außerdem könnte die Blende zu groß sein, um die Druck-

3. Experimenteller Aufbau

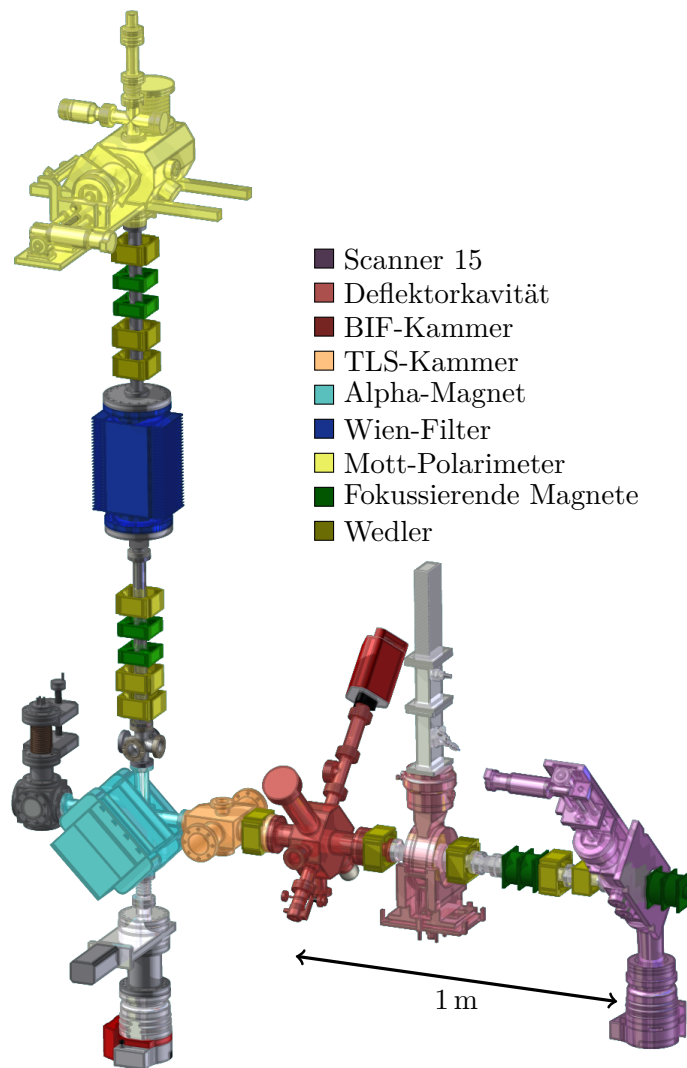


Abbildung 3.2.: CAD-Ansicht der PKAT nach dem Umbau ab Scanner 15. Dieser ist zur Bewältigung der Gaslast bei BIF-Messungen mit einer Turbopumpe ausgerüstet. Für zeitaufgelöste Messungen steht eine Deflektorkavität zur Verfügung. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen finden in der BIF- und der TLS-Kammer statt. Die BIF-Kammer enthält zusätzlich noch einen YAG-Schirm zur Strahldiagnose. Ein weiterer Alphamagnet lenkt den Strahl wieder in die Vertikale ab, wo dieser einen Wien-Filter durchläuft und dann im Strahlfänger gestoppt wird. Die fokussierenden Magnete sind Quadrupole und Solenoide, die Korrekturmagnete werden auch als Wedler bezeichnet.

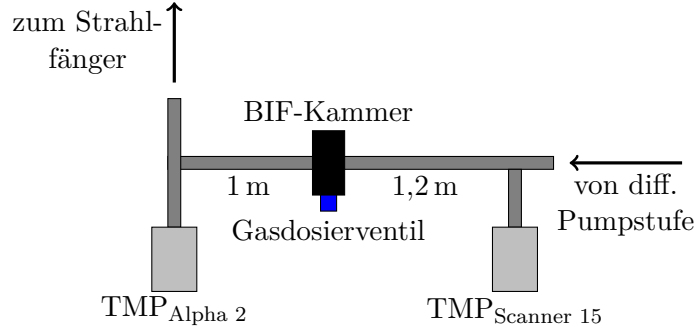


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Vakuumsystems für die BIF-Messungen. Zur Vereinfachung wurde die Strahlführung als ein Rohr mit konstantem Durchmesser (38 mm) angenommen. Der durch das Gasdosierventil einströmende Stickstoff wird von den TMP aus dem Vakuumsystem gepumpt, ohne dabei das angrenzende Vakuumsystem der PKAT zu stark zu belasten. Die $TMP_{\text{Alpha 2}}$ befindet sich unterhalb des Alphamagneten, die $TMP_{\text{Scanner 15}}$ ist an Scanner 15 montiert (vgl. Abb. 3.2). Der Pfeil zeigt die Flugrichtung der Elektronen an und die Verbindungen zu den anderen Teilen der PKAT.

differenz wie bisher aufrechterhalten zu können. Daher wurde die Strahlführung mit zwei Turbomolekularpumpen (TMP) ausgestattet.

Die TMP sollen den zusätzlichen Gasballast, der durch den Gaseinlass entsteht, aus dem Vakuumsystem befördern. In Abb. 3.3 ist ein schematischer Überblick über das Vakuumsystem bestehend aus den zwei TMP und der BIF-Kammer zu sehen. Zur Vereinfachung wurde die Strahlführung als ein Rohr mit konstantem Durchmesser (38 mm) angenommen.

In der BIF-Kammer soll während der Messung ein Gleichgewichtsdruck von 10^{-5} mbar herrschen. Dieser stellt sich ein, wenn das Saugvermögen S der beiden TMP multipliziert mit dem Ansaugdruck gleich der Gaseinlassrate Q_L des Gasdosierventils ist. Die TMP, die am Scanner 15 verbaut ist, ist 1,2 m von der BIF-Kammer entfernt, die andere TMP 1 m. Der Leitwert eines runden Rohres bei molekularer Strömung berechnet sich zu:

$$C_{\text{Rohr}} = \frac{\bar{c}\pi d^3}{12l}, \quad (3.1)$$

wobei \bar{c} die mittlere thermische Geschwindigkeit der Teilchen im Vakuum ist und d der Durchmesser bzw. l die Länge des Rohres. Das effektive Saugvermögen S_{eff} der TMP an der BIF-Kammer ergibt sich dann aus dem Saugvermögen S und dem Leitwert der Rohrverbindung zu [59]:

$$S_{\text{eff}} = \frac{SC_{\text{Rohr}}}{S + C_{\text{Rohr}}} \quad (3.2)$$

3. Experimenteller Aufbau

Die TMP¹ haben ein Saugvermögen von 260 l s^{-1} , so dass das effektive Saugvermögen $6,48\text{ l s}^{-1}$ bzw. $5,41\text{ l s}^{-1}$ beträgt. An der BIF-Kammer wird also mit etwa 12 l s^{-1} gepumpt. Für einen konstanten Druck $p_{\text{eq}} = 10^{-5}$ mbar in der Kammer muss $Q_L = Sp_{\text{eq}}$ gelten, d. h. die Gaseinlassrate ist $1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar l s⁻¹. Die Einlassrate kann mit dem Gasdosierventil so variiert werden, dass verschiedene Gleichgewichtsdrücke eingestellt werden können.

Dieser Aufbau erlaubt es, die BIF-Messungen bei 10^{-5} mbar durchzuführen, nur etwa 3 m entfernt von der Quellenkammer, ohne dass der Gaseinlass einen signifikanten Einfluss auf die Lebensdauer der Photokathode hat. Dabei konnte an den Netzteilen der IGP der differentiellen Pumpstufe kein erhöhter Strom während der BIF-Messungen festgestellt werden, d. h. im Rahmen der Genauigkeit der Stromanzeige der IGPs (kleinster ablesbarer Wert: $1\ \mu\text{A}$) kann davon ausgegangen werden, dass durch den Gaseinlass für die Pumpen kein größerer Gasballast anfällt.

3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik

Die in dieser Arbeit verwendeten Kathoden sind 0,5 mm dick und bestehen aus GaAs, einem III-V-Halbleiter, der mit Zn in einer Konzentration von 10^{19} cm^{-3} p-dotiert wurde [75]. Diese besitzen eine negative Elektronenaffinität (NEA), d. h. die Vakuumenergie liegt unter der Leitungsbandenergie. Daher können bei NEA-Kathoden die Elektronen durch die Potenzialbarriere in das Vakuum tunneln. Im Gegensatz dazu liegt bei PEA-Kathoden (positive Elektronenaffinität, z. B. K_2CsSb , auch PCA (Potassium Cäsium Antimonid) genannt [8]) die Vakuumenergie über der Leitungsbandenergie.

3.2.1. Photoemission aus NEA-Halbleiterkathoden (GaAs)

Die Photoemission aus GaAs kann durch das Drei-Stufen-Modell von Spicer beschrieben werden [69].

- 1 Anregung der Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband.
- 2 Bewegung der Elektronen durch den Halbleiter zur Oberfläche hin.
- 3 Emission der Elektronen ins Vakuum.

Für die Anregung ins Leitungsband müssen die Photonen eine Energie haben, die mindestens der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband entspricht, diese ist $1,4\text{ eV}$ bei GaAs [48]. In Abb. 3.4 ist das Bandschema für einen undotierten reinen Halbleiter gezeigt (a). Die Elektronenaffinität χ ($\chi = E_{\text{Vac}} - E_L$) ist in diesem Fall positiv, dabei ist E_{Vac} das Vakuumniveau und E_L das Leitungsbandniveau. Wird der Halbleiter nun p-dotiert, senkt das die Fermienergie (E_F) ab, erzeugt eine Bandbiegungsregion (BBR) und bewirkt eine Erhöhung des Leitungsbandes

¹Bei den verbauten TMPs handelt es sich um das Modell Pfeiffer Vacuum HiPace 300.

3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik

($\Delta V_{\text{BBR}} = E_{\text{L}} - E_{\text{L}}^0$). Um eine negative Elektronenaffinität von $\chi \approx -0,2 \text{ eV}$ zu erreichen, wird eine (Cs;O)-Monolage auf die Kathode aufgebracht, die Kathode wird aktiviert. Dies bewirkt eine Absenkung der Vakuumenergie (E_{Vac}) unter das Leitungsbandminimum (E_{L}), so dass $\chi = E_{\text{Vac}} - E_{\text{L}} \approx -0,5 \text{ eV}$ ist. Regt man nun mit einem Laser Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband an, so können diese vom Halbleiter in das Vakuum tunneln [68].

Eine wichtige Kenngröße einer Kathode ist die Quanteneffizienz (QE), die das Verhältnis zwischen auftreffenden Photonen und emittierten Elektronen beschreibt:

$$QE = \frac{N_e}{N_{ph}} = \frac{I_e}{e} \frac{hv}{P_{\text{Laser}}} \quad (3.3)$$

Die QE ist abhängig von der Wellenlänge des eingestrahnten Lasers und wird oft auch als emittierter Strom pro eingestrahlt Laserleistung (mA W^{-1}) angegeben. Für Experimente wichtig ist zudem die Lebensdauer der Kathode, also die Zeit, in der bei konstanter Laserleistung der emittierte Strom auf den Faktor $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Je größer sie ist, desto länger kann experimentiert werden, ohne dass präpariert werden muss.

Präparation von NEA-Kathoden

Das Aufbringen der (Cs;O)-Schicht auf der Kathodenoberfläche nennt man Aktivierung, mit vorheriger Reinigung der Oberfläche spricht man von der Präparation der Kathode. Dazu wird die Kathode in der Präparationskammer 30 min auf etwa $550 \text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt. Die Verunreinigungen auf der Oberfläche, z. B. die alte (Cs;O)-Schicht, sublimieren dabei und eine gereinigte Oberfläche bleibt zurück. Nach einer Abkühlphase von 45 min wird mit der Aktivierung begonnen. Ein Cs-Dispenser erzeugt einen Fluß von Cs-Atomen, die sich auf der Oberfläche der Kathode ablagern, während parallel der emittierte Photostrom gemessen wird. Die Abb. 3.5 zeigt ein Schema des Präparationsvorgangs mit Maske. Die Maske begrenzt die Kathodenfläche, die aktiviert und somit photosensitiv wird. Der Photostrom beginnt nach etwa 5 min zu steigen und erreicht nach einigen Minuten ein Maximum. Über ein Ventil wird eine geringe Menge Sauerstoff in die Kammer eingelassen, was zur Bildung der (Cs;O)-Schicht führt. Der Photostrom steigt im Verlauf von einigen Minuten stark an, erreicht ein Maximum und fällt wieder ab. Der Sauerstoffeinlass wird beendet, wenn der Photostrom auf etwa 80 % des Maximalwertes bei Sauerstoffeinlass abgefallen ist. Die Präparation ist damit beendet.

Dieser Vorgang dauert etwa zwei Stunden; abhängig von der Art der Kathode oder dem Alter der Kathode können sich die genannten Zeiten, z. B. der Zeitpunkt des Anstiegs beim Cs-Schritt, und der Photostrom ändern. Aus der Laserleistung und dem emittierten Photostrom kann die Quanteneffizienz der Kathode bestimmt werden. Ein typischer Wert für die Quanteneffizienz ist 5 % bei einer Wellenlänge von 635 nm (entspricht der Wellenlänge des Lasers, der in der Präparationskammer eingebaut ist) was 26 mA W^{-1} entspricht. Dieser Wert hängt von der Wellenlänge des verwendeten Lasers ab und steigt für kürzere Wellenlängen an.

3. Experimenteller Aufbau

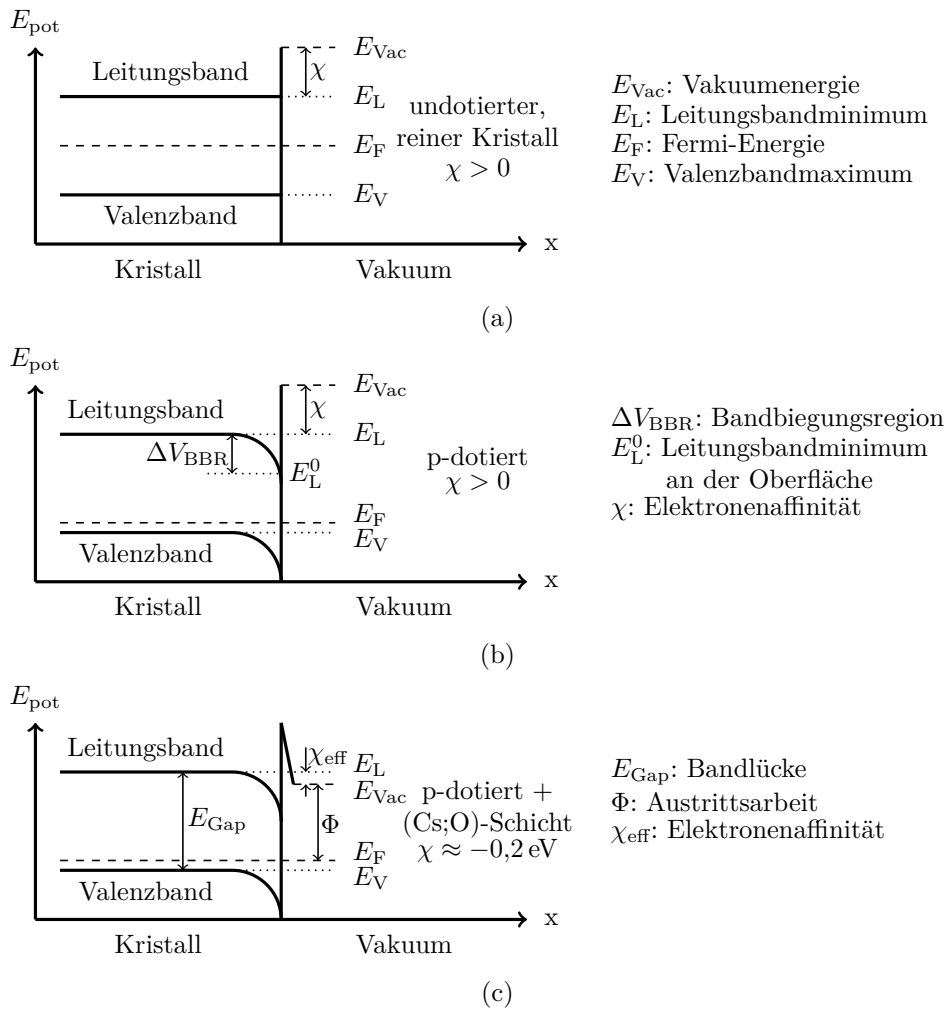


Abbildung 3.4.: Schema der Bandstruktur einer NEA-GaAs-Photokathode(a). In einem undotierten Halbleiter ist die Elektronenaffinität $\chi = E_{\text{Vac}} - E_L > 0$. (b) Durch eine starke Dotierung (10^{19} cm^{-3}) erzeugt man eine Bandbiegungsregion (BBR) und eine Absenkung des Fermi-niveaus. (c) Durch die Erzeugung einer (Cs;O)-Schicht auf der Halbleiteroberfläche wird die Elektronenaffinität auf $\chi \approx -0,2 \text{ eV}$ abgesenkt. Dies erlaubt den Elektronen, durch die Potentialbarriere zu tunneln [68].

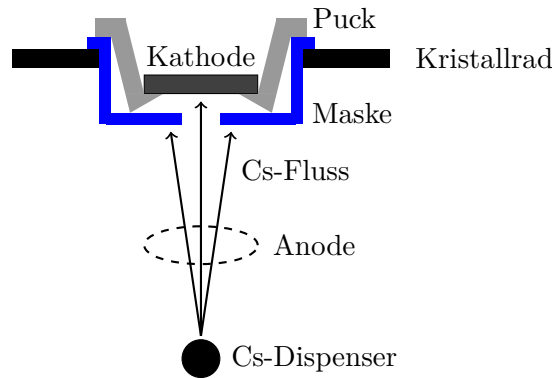


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der Präparation mit Maske. Die Maske (blau) begrenzt die Kathodenfläche, die dem Cäsiumfluss ausgesetzt ist und verringert so die aktive Fläche.

3.2.2. Lebensdauerereffekte beim Betrieb von Bulk-GaAs-Kathoden

Die Lebensdauer von Halbleiterkathoden wird durch verschiedene Effekte beeinflusst. Die obere Grenze für die Lebensdauer einer Kathode ist die Vakuumlebensdauer, d. h. wie lange die Kathode in der Quellenkammer aktiviert bleibt, ohne dass dabei Elektronen extrahiert werden. Sie beträgt bei dem hier vorliegenden Quelldesign typischerweise $\tau_{\text{vakuum}} = 50 \text{ d}$ [5]. Auf Grund eines Defektes musste die PKAT zur Reparatur nach etwa 20 Jahren Betrieb belüftet werden. Im Anschluss musste die Quelle zweimal ausgeheizt werden, denn ein Leck nach dem ersten Ausheizen führte zur erneuten Belüftung, und erreichte danach nicht mehr das gleiche Vakuumniveau. Die Vakuumlebensdauer konnte im Folgenden auf etwa 50 h abgeschätzt werden. Diese obere Grenze wird von weiteren Effekten, die während des Betriebes einsetzen, beeinflusst. Die sich im Betrieb einstellende Lebensdauer, im Weiteren effektive Lebensdauer τ_{eff} genannt, setzt sich aus vielen verschiedenen, hier als unabhängig voneinander angenommenen, Lebensdauern zusammen.

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \sum_n \frac{1}{\tau_n} \quad (3.4)$$

Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Effekte phänomenologisch besprochen. Eine ausführlichere Liste kann in [5] nachgeschlagen werden.

Thermische Effekte

Nur ein kleiner Teil der Laserphotonen wird zur Erzeugung des Elektronenstrahls genutzt, die restlichen Photonen werden in der Kathode absorbiert und erwärmen diese. Diese Erwärmung wurde in [80] zu $0,36 \text{ }^\circ\text{C mW}^{-1}$ bestimmt. Wie in Abb 3.6 zu sehen, hat eine hohe Temperatur negative Auswirkungen auf die Lebensdauer einer Kathode. Die hier gezeigten Messungen sind mit strained-Layer-Kathoden zur Erzeugung höchster Polarisation durchgeführt worden [64], sind aber

3. Experimenteller Aufbau

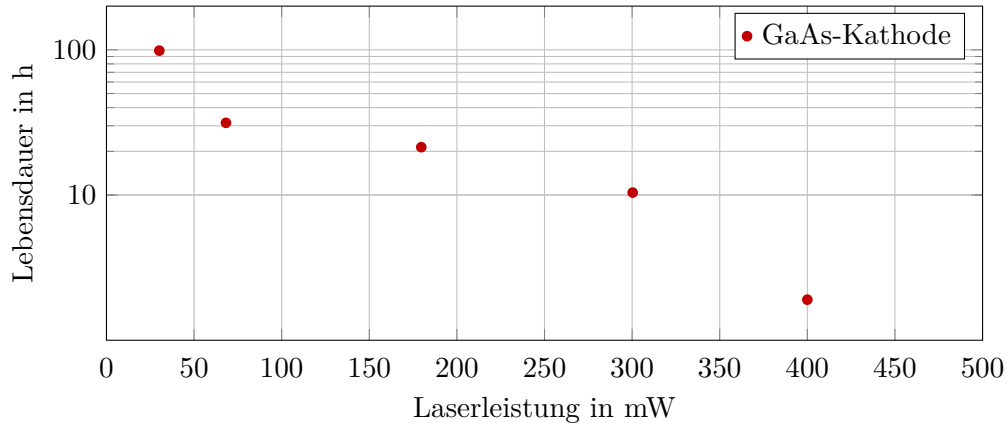


Abbildung 3.6.: Vakuumbetriebsdauer (Laser an, HV aus; es werden keine Elektronen erzeugt) von strained-Layer-Kathoden bei verschiedenen Laserleistungen [64]. Man erkennt, dass mit den Kathoden ein Betrieb mit mehr als 200 mW nicht sinnvoll möglich ist, da hier die Lebensdauer unter 10 h liegt. In dieser Arbeit wurden maximale Laserleistungen von 40 mW verwendet, was zu einer thermischen Lebensdauer von 70 h führt.

auf die in dieser Arbeit verwendeten Bulk-GaAs-Kathoden übertragbar. Die Messung zeigt die Vakuumbetriebsdauer der Kathoden, während sie mit verschiedenen Laserleistungen bestrahlt werden, d. h. es werden keine Elektronen aus der Kathode extrahiert (das Hochspannungsnetzgerät, welches das elektrische Feld erzeugt, ist ausgeschaltet). Die Lebensdauer, wenn mit hoher Laserleistung auch ein Elektronenstrahl erzeugt wird, ist nochmals kleiner. Um für die TLS-Experimente den Spitzenstrom von 25 mA sicherstellen zu können, darf die Quantenausbeute nicht kleiner als $5,5 \mu\text{A W}^{-1}$ werden.

Effekte durch Strahlverlust

Die Lebensdauer der Kathode kann durch Strahlverluste auf zwei verschiedene Arten negativ beeinflusst werden: Zum einen ist die Lebensdauer der Kathode umgekehrt proportional zum Restgasdruck in der Quellenkammer. Durch Feldemission können Elektronen außerhalb der Akzeptanz der Strahlführung entstehen. Im Besonderen können Elektronen, die am Rand der Kathode emittiert werden, beim Aufprall auf die Kammerwand Gasatome und -moleküle aus der Oberfläche auslösen. Dabei ist es entscheidend, welche Atome bzw. Moleküle freigesetzt werden, da die verschiedenen Arten unterschiedlich starke Einflüsse auf die Lebensdauer der Kathode haben. Frühere Messungen zeigen aber, dass die Feldemission nicht alleine für die Verkürzung der Lebensdauer verantwortlich ist [5].

3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik

Der zweite Prozess ist die Produktion von metastabilen Molekülen² durch photochemische Prozesse, die durch niederenergetische Röntgenstrahlung hervorgerufen werden [72]. Dabei können unter anderem Wasserstoff und Wasser gebildet werden. Beide Moleküle können die NEA-Oberfläche zerstören, auch in geringen Konzentrationen³ [28]. Für die Erzeugung der niederenergetischen Röntgenstrahlung sind Haloelektronen, die durch Streulicht auf der gesamten photosensitiven Fläche der Kathode erzeugt werden können, verantwortlich. Diese werden vom elektrischen Feld der Quelle stärker fokussiert, je weiter der Emissionsort vom Zentrum der Kathode entfernt liegt, und liegen damit außerhalb der Akzeptanz der Strahlführung. Diese Haloelektronen treffen auf dem ersten Meter der Strahlführung auf die Vakuumkammer, erzeugen dabei niederenergetische Röntgenstrahlung, die dann die metastabilen Moleküle erzeugt.

Beide Effekte können verringert werden, wenn die Randbereiche der Kathode nicht aktiviert werden. Dazu wird die Kathode mit einer Maske präpariert, wie in Abb. 3.5 gezeigt. Die Maske verhindert, dass der Cäsiumfluss die Randbereiche der Kathode erreicht und sich dort die (Cs;O)-Schicht bildet. Dadurch wird die Photoemission aus diesem Teil der Kathode um mehrere Größenordnungen unterdrückt. Die Lebensdauer der Kathode steigt und somit steigt auch die emittierte Ladungsmenge an, wie in Abb. 3.7 zu sehen ist. Die Quanteneffizienz fällt über einen großen Bereich der emittierten Ladungsmenge weniger stark ab, wenn mit einer Maske präpariert wurde. Ohne Maske wird die gesamte Kathodenfläche aktiviert und kann Elektronen emittieren.

Messtechnisch kann nur der mittlere Strom, während der TLS-Messungen etwa 90 μA , an der Quelle und im Strahlfänger gemessen werden. Die zur Transmissionsmessung verwendeten DVM messen den Strahlstrom auf 1 % genau, was etwa 1 μA entspricht. Wie hoch der Strahlverlust in unmittelbarer Nähe der Quelle ist, lässt sich an der PKAT nicht messen; wie beschrieben können aber schon einige 10 nA Verlust, wenn sie in der Quellenkammer entstehen, die Lebensdauer signifikant senken.

Ion-Back-Bombardment (IBB)

Neben den Strahlverlusteffekten gibt es einen weiteren Effekt, der vom Strahlstrom und den Vakuumbedingungen abhängt. Restgasatome und -moleküle können vom Elektronenstrahl ionisiert und vom elektrischen Feld der Quelle auf die Kathode beschleunigt werden. Der Einschlag auf der Kathode kann die (Cs;O)-Schicht beschädigen und so die Quantenausbeute senken. Dieser Vorgang wird als Ion-Back-Bombardment (IBB) bezeichnet.

²Dieser Begriff ist der Literatur entnommen und bezieht sich nicht direkt auf die Stabilität der Moleküle. Es handelt sich dabei um normale Moleküle, die nicht stabil an die Kammerwand gebunden sind.

³Der Partialdruck von H_2O bzw. von O_2 in der Quelle ist ohne Elektronenstrahl kleiner als 10^{-13} mbar, kann aber durch den o. g. Prozess um Größenordnungen zunehmen und die Lebensdauer der Kathode verringern.

3. Experimenteller Aufbau

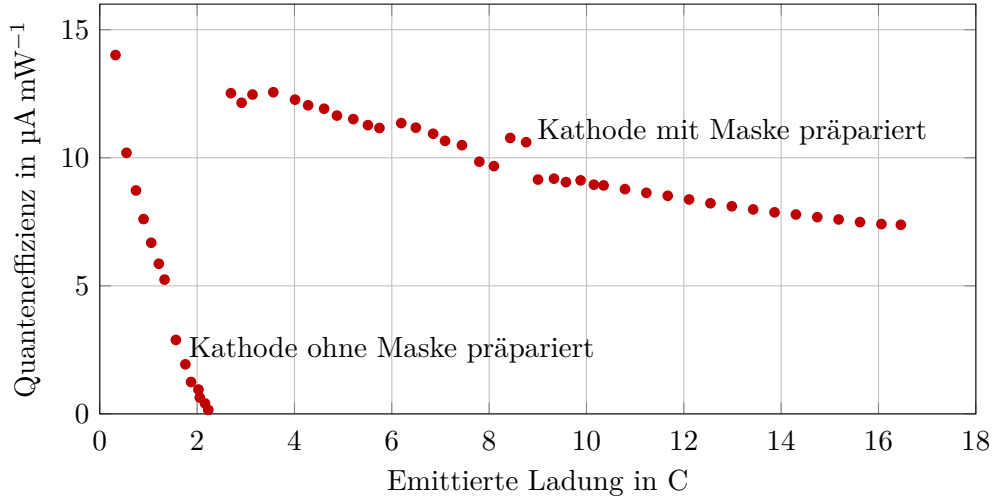


Abbildung 3.7.: Veränderung der Quanteneffizienz über der emittierten Ladungsmenge einer Kathode, die ohne Maske präpariert wurde, verglichen mit einer Präparation mit Maske [5].

Die Ionenproduktion ist auf das Volumen beschränkt, das der Elektronenstrahl einnimmt, und ist proportional zum Strahlstrom. Die Ionen werden zum elektrostatischen Zentrum der Kathode hin beschleunigt, so dass das IBB einen lokalisierten Schaden auf der Oberfläche der Kathode verursacht. Außer durch einen geringeren Restgasdruck in der Quelle durch die Installation einer größeren Pumpleistung kann durch einen exzentrischen Laserspot der Einfluss dieses Effektes auf die Lebensdauer reduziert werden. Da der Effekt des IBB stark lokalisiert ist, kann durch einen Laserspot, der abseits des elektrostatischen Zentrums der Photokathode liegt, der Einfluss der IBB auf die Quantenausbeute des Laserflecks und damit des Emissionortes der Elektronen minimiert werden [35].

Die Lebensdauer, die diesem Effekt zugeordnet werden kann, wird wegen der Abhängigkeit von der erzeugten Ladung auch Ladungslebensdauer Q_L genannt. Sie beschreibt die maximal extrahierbare Gesamtladungsmenge und beträgt typischerweise einige 100 C. Sie ist gegeben durch [3]:

$$Q_L = \tau_L I_e \propto \frac{AE}{P_{\text{Vac}}} \quad (3.5)$$

Dabei ist τ_L die beobachtete Lebensdauer, I_e der Strahlstrom, A die Fläche des Elektronenstrahls, diese hängt von der Größe des Laserflecks auf der Kathode ab, E das elektrische Feld und P_{Vac} der Restgasdruck in der Kammer. Man erkennt die Abhängigkeit von der Fläche des Strahls A , d. h. mit einer größeren Fläche lässt sich eine größere Ladungsmenge extrahieren. Dieses Phänomen beschreibt die Fluenzlebensdauer F_L :

3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik

$$F_L = \frac{\tau_L I_e}{A} \propto \frac{E}{P_{\text{Vac}}} \quad (3.6)$$

Damit kann auf die Anwendungsmöglichkeiten bei Hochstromanwendungen geschlossen werden, sofern andere Effekte, wie z. B. die Erwärmung der Kathode, kontrolliert werden können. Ein typischer Werte für die Fluenzlebensdauer ist: $F_L \approx 10^5 \text{ C cm}^{-2}$ [3], d. h. bei einer Fläche von $0,5 \text{ cm}^2$ könnte eine Ladungsmenge von $50\,000 \text{ C}$ extrahiert werden, was bei einem Strahlstrom von 10 mA einer Experimentierzeit von $\approx 1300 \text{ h}$ entspricht.

Extraktion hoher Strahlströme für die TLS-Messungen

Die PKAT ist für einen Strahlstrom von 1 mA ausgelegt worden und kann Ladungsmengen von einigen 100 C liefern [2] bei mittleren Strömen bis einigen mA . Um einen Strom von 25 mA extrahieren zu können, wird der Laserfleck auf der Kathode auf $2,5 \text{ mm}$ vergrößert.

Für die Bestimmung der Lebensdauer in diesem Messaufbau spielen alle zuvor genannten Effekte eine Rolle. Diese messtechnisch zu trennen, ist sehr aufwendig und nicht unbedingt notwendig. Da die Effekte in diesem Fall immer gemeinsam auftreten, können sie auch als ein einziger Effekt betrachtet werden. Für das Quelldesign der PKAT lässt sich daher eine Lebensdauer für Kathoden bei hohen Strahlströmen bestimmen. Die Abb. 3.8 zeigt die Entwicklung des mittleren Stroms während der TLS-Messungen. Die Kathode wurde vor jeder Messung neu präpariert und die Laserleistung während der Messung konstant gehalten. An die Messdaten wurde eine Exponentialfunktion der Form $f(x) = a \cdot e^{-\frac{x}{\tau}}$, mit τ als Lebensdauer, angepasst. Die o. g. Effekte führen zu einer gemittelten Lebensdauer von $\bar{\tau} = 11,7 \text{ h}$ bei der Extraktion von 25 mA Spitzenstrom, was einem mittleren Strom von $90 \mu\text{A}$ entspricht. Dies entspricht einer Ladungslebensdauer von $3,6 \text{ C}$, einem typischen Wert für unmaskierte Kathoden [5] und entspricht etwa einem Strahlverlust in der Größe von $1 \cdot 10^{-3}$.

Da ohne Maske präpariert wurde (die Präparation der Kathoden, die 10 mm Durchmesser haben) erfolgt normalerweise mit einer Maske, welche die aktivierte Fläche auf einen Kreis mit 3 mm Durchmesser begrenzt), kann davon ausgegangen werden, dass Strahlverluste durch Haloelektronen für die kurze Lebensdauer verantwortlich sind. In Abb. 3.9 ist die K-V-Gleichung (Gl. 2.32, 2.33) für die ersten $1,3 \text{ m}$ der Strahlführung der PKAT für verschiedene Strahlströme aufgetragen. Die Twiss-Parameter, die in die Rechnung eingehen, wurden für die Strahlströme $110 \mu\text{A}$ und 1 mA für die elektrostatisch baugleiche Polarisierete Kanone 2 (PKA2) bestimmt [2]. Für die Rechnung mit 25 mA wurden die Emittanzen ϵ_x und ϵ_y der 1 mA -Messung auf die Bedingungen bei 25 mA angepasst. Dazu wurden sie um das Verhältniss der Laserstrahldurchmesser $\frac{\sigma_{L,25 \text{ mA}}}{\sigma_{L,1 \text{ mA}}}$ erweitert. Die übrigen Twissparameter wurden von der 1 mA -Messung übernommen.

Der Einfluss der Raumladung ist im Vergleich der Strahlen klar zu erkennen. Der Effekt für 25 mA fällt mit Strahlbreiten von bis zu 12 mm sehr groß aus, der

3. Experimenteller Aufbau

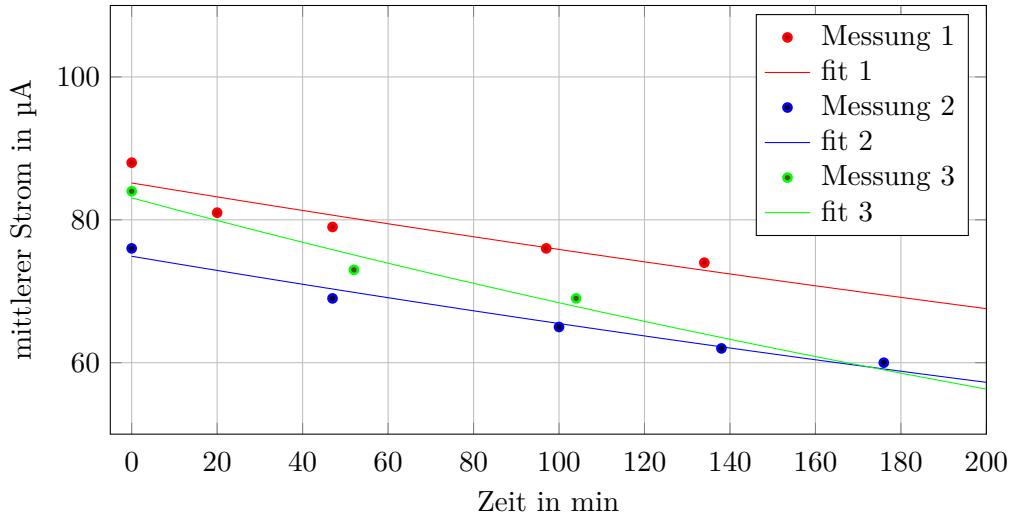


Abbildung 3.8.: Kathodenlebensdauer bei der Extraktion hoher Spitzenströme. Der mittlere Strom von $90 \mu\text{A}$ entspricht einem Spitzenstrom von 25 mA . Die Laserleistung ist während der Messung konstant. Der Elektronenstrahl ist nur die Hälfte der Zeit an. Es wurde eine Funktion der Form $f(x) = a \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$, mit τ als Lebensdauer, an die Messdaten angepasst. Die drei bestimmten Lebensdauern sind: $\tau_1 = 14,4 \text{ h}$, $\tau_2 = 12,4 \text{ h}$ und $\tau_3 = 8,6 \text{ h}$.

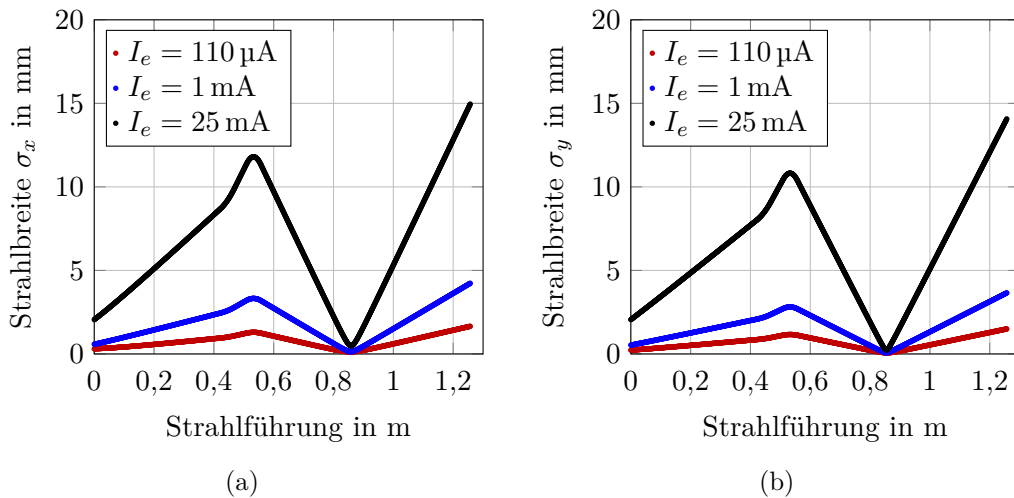


Abbildung 3.9.: Entwicklung der Strahlbreite σ_x (a) bzw. σ_y (b) bei verschiedenen Strahlströmen. Die Eingangsparameter für die Strahlströme $110 \mu\text{A}$ und 1 mA wurden an der elektrostatisch baugleichen Polarisierende Kanone 2 (PKA2) bestimmt [2]. Die Emittanzen ϵ_x und ϵ_y der 1 mA -Messung wurden auf den größeren Laserstrahldurchmesser bei der Messung mit 25 mA angepasst.

3.2. Halbleiterkathoden und Lebensdauerproblematik

Strahlrohrdurchmesser beträgt 30 mm. Auf Grund der fehlenden Twissparameter ist dieser Wert eine Abschätzung und dient nur der Verdeutlichung des Effekts der Raumladung, durch die der Strahl breiter wird, was zum Verlust von Haloelektronen besonders am Beginn der Strahlführung beiträgt. Dies beeinflusst speziell die Lebensdauer der Kathode sehr stark.

Um die Menge an Haloelektronen zu reduzieren, müsste mit einer exzentrischen Maske präpariert werden. Dadurch könnten die o. g. Effekte unterdrückt werden und die Lebensdauer würde steigen. Die Verwendung eines blauen Lasers könnte die Quantenausbeute zusätzlich steigern und somit der Erwärmung der Kathode entgegenwirken. Wie in Kap. 3.3.2 näher beschrieben, wurde ein grüner Laser für die Erzeugung des Elektronenstrahls gewählt.

Weitere apparative Verbesserungen für eine größere Lebensdauer wären:

- Erhöhung des Saugvermögens in der Quellenkammer. Dies verbessert die Vakuumlebensdauer und verringert die Beschädigung der Kathode durch IBB, da weniger Restgasteilchen vorhanden sind, die ionisiert werden können [5].
- Höherer Extraktionsgradient und höhere Elektronenenergie. Durch die schnellere Beschleunigung der Elektronen wird der Einfluss der Raumladung geringer. Die Raumladungskraft ist proportional zu $\frac{1}{\gamma^3}$. Außerdem ist die Ionisationsrate proportional zu $\frac{1}{E}$, so dass der Einfluss des IBB geringer wird, wie an Gl. 3.6 zu sehen ist.
- Verbesserung des thermischen Kontakts der Kathode. Dies würde eine bessere Wärmeabfuhr bzw. sogar eine Kühlung der Kathode erlauben. Dadurch könnte der Erwärmung durch die hohen Laserleistungen entgegengewirkt werden [41].
- Fokussierende Elemente näher an der Kathode. Durch eine frühere Fokussierung würde dem Effekt der Raumladung früher entgegengewirkt. Zusätzlich müssten in der Strahlführung mehr Quadrupole verbaut werden, um eine bessere Kontrolle über den Strahldurchmesser zu haben.

Einige dieser Verbesserungen (höherer Extraktionsgradient, höheres Saugvermögen in der Quellenkammer und schnelle Fokussierung) sind bei der neuen Elektronenquelle STEAM (Small Thermalized Electron Source at Mainz) umgesetzt worden [34]. Eine Verbesserung der PKAT im Hinblick auf die genannten Punkte ist nicht sinnvoll, da der Aufwand einer Neuentwicklung der Quelle und der Strahlführung gleichkäme.

3.3. Lasersysteme

Zu Erzeugung des Elektronenstrahls in einer Photoquelle ist ein Laser notwendig. Bisher wurde an der PKAT ausschließlich ein Femtosekundenlaser verwendet, der über ein Vakuumfenster in der Alphaspektrometrikammer senkrecht auf die Kathode trifft. Dieser Aufbau ist für zeitaufgelöste Messungen und Polarisationsmessungen notwendig [78]. Für Anwendungen, die nicht auf einen polarisierten Strahl angewiesen sind, kann die Einkopplung des Lasers unter einem Winkel von 35° unmittelbar an der Quellenkammer erfolgen. Dazu wurde eine Laserdiode mit entsprechender Optik in Quellennähe aufgebaut [1], um den Strahlengang des Femtosekundenlasers nicht zu beeinflussen, wie in Kap. 3.3.1 beschrieben.

Dieser Aufbau wurde für die Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz übernommen. Eine UV-Laserdiode mit einer Wellenlänge von $\lambda = 405 \text{ nm}$ erzeugt einen kontinuierlichen Elektronenstrahl, der dann in der BIF-Kammer vermessen wird. Die Vorteile hierbei sind zum einen, dass das System aus Laserdiode und Optik vergleichsweise günstig ist, zum anderen aber auch die viel höhere Quantenausbeute und eine längere Lebensdauer, die mit UV-Licht erreicht werden können.

Für die Experimente zur Thomson-Streuung wurde ein neues Lasersystem benötigt, das verschiedene Randbedingungen erfüllen musste. Das Hochspannungsnetzgerät der PKAT begrenzt den maximalen Strom auf 3 mA , so dass höhere Ströme nur im Pulsbetrieb möglich sind. Der Laser, der die Elektronenpakete erzeugt, muss also gepulst sein und genug Leistung bereitstellen, um einen Spitzenstrom von 25 mA erzeugen zu können. Einen genaueren Überblick über die verwendeten Komponenten gibt Kap. 3.3.2.

Die Streurate bei der Thomson-Streuung kann wie in Gl. 2.18, oder, analog zu einem Streuexperiment am Beschleuniger, über die Luminosität L berechnet werden.

$$R = L \frac{d\sigma}{d\Omega} \epsilon \Delta\Omega \quad (3.7)$$

Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist in Gl. 2.15 beschrieben, ϵ ist die Effizienz des Detektorsystems und $\Delta\Omega$ ist der Raumwinkel, den der Detektor abdeckt, analog zu Gl. 2.18. Im Folgenden soll die Luminosität in Abhängigkeit von den Parametern des Elektronenstrahls und des Lasersystems betrachtet werden. Die Luminosität ist dabei das Produkt aus der Anzahl der Photonen pro Puls n_L , der Flächendichte der Elektronen F_e und der Wiederholrate des Lasers f_{Rep} :

$$L = n_L F_e f_{\text{Rep}} \quad (3.8)$$

Die Anzahl der Photonen pro Puls ist gegeben durch:

$$n_L = \frac{P}{f_{\text{Rep}} h\nu} \quad (3.9)$$

mit $P =$ Laserleistung und $\nu = \frac{c}{\lambda} =$ Frequenz des Laserlichtes. Die Flächendichte der Elektronen berechnet sich zu:

$$F_e = \frac{\bar{I}}{e\beta c\pi t_L d f_{\text{Rep}}} \quad (3.10)$$

Dabei ist \bar{I} der mittlere Strahlstrom, t_L die Pulslänge des Elektronenstrahls und d die Interaktionslänge, bzw. die Breite des Elektronenstrahls. Setzt man diese Werte in Gl. 3.8 ein, ergibt sich folgende Abhängigkeit der Luminosität von der Wiederholrate f_{Rep} und der Pulslänge t_L :

$$L = n_L F_e f_{\text{Rep}} = \frac{P\bar{I}}{h\nu e\beta c\pi d} \frac{1}{f_{\text{Rep}} t_L} \quad (3.11)$$

Man erkennt, dass die Luminosität unter diesen Bedingungen nur vom Tastgrad $DF_{e^-} = f_{\text{Rep}} t_L$ abhängt und von einem möglichst kleinen Tastgrad profitiert. Durch die in Kap. 3.2.2 beschriebenen Effekte ist der mittlere Strahlstrom auf etwa $90 \mu\text{A}$ begrenzt. Da der Tastgrad aber auch den Spitzenstrom beeinflusst ($I_{\text{Peak}} = \frac{I}{DF}$), ist der Tastgrad nach unten durch Raumladungseffekte begrenzt. Bei der PKAT ist diese Grenze bei etwa 30 mA erreicht, d. h. $DF_{e^-} > 2,88 \cdot 10^{-3}$.

Des Laser für die Thomson-Streuung muss auf den Elektronenstrahl synchronisiert sein. Dazu muss der Tastgrad des Lasers nicht zwangsläufig gleich dem des Elektronenstrahls sein, die Pulslängen sollten aber gleich sein ($t_L = t_{e^-}$). Auch hier ist die Spitzenleistung des Lasers vom Tastgrad abhängig ($P_{\text{Peak}} = \frac{P}{DF_{\text{Laser}}}$), z. B. beträgt die Spitzenleistung eines 150 W -Lasers bei $DF_{\text{Laser}} = DF_{e^-} = 2,88 \cdot 10^{-3}$ etwa $6,5 \text{ kW}$. Bei Lasersystemen, die eine kleinere Wiederholrate und eine größere Pulsenergie besitzen, kann die Spitzenleistung mehrere 10 MW übersteigen. Dadurch sind auch der Laserleistung Grenzen gesetzt, hier aus Sicherheitsgründen (Zerstörschwelle der Vakuumfenster), und es folgt: $DF_{\text{Laser}} \approx DF_{e^-}$.

Ein Vorteil bei einem gepulsten Experiment ist, dass die Untergrundbeiträge, die nicht pulskorreliert sind, um den Tastgrad reduziert werden, wenn die gestreuten Photonen koinzident gemessen werden. In Kap. 3.3.3 wird genauer auf die Synchronisation der beiden Laser und die Datenaufnahme eingegangen.

3.3.1. UV-Laserdiode

Für die BIF-Messungen wurde eine UV-Laserdiode mit einer Ausgangsleistung von mehr als 20 mW und einer Wellenlänge von 405 nm verwendet. Der Vorteil hierbei ist, dass die Quantenausbeute der verwendeten Kathoden mit kürzerer Wellenlänge steigt, wie in Abb. 3.10 gezeigt [64].

Wie in Kap. 2.3 gezeigt, ist ein Quellenstrom von $100 \mu\text{A}$ notwendig, um BIF-Messungen durchführen zu können. Mit dieser Laserdiode kann mit einer für diese Arbeit typischen Quantenausbeute von 20 mA W^{-1} ein Strahlstrom von $1,5 \text{ mA}$ erzeugt werden, wenn man die maximale Leistung der Laserdiode aus Abb. 3.11 zu Grunde legt, bzw. man benötigt nur 5 mW , um den für BIF-Messungen notwendigen Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ zu erreichen. Dies verlängert die Betriebsdauer der Kathode.

3. Experimenteller Aufbau

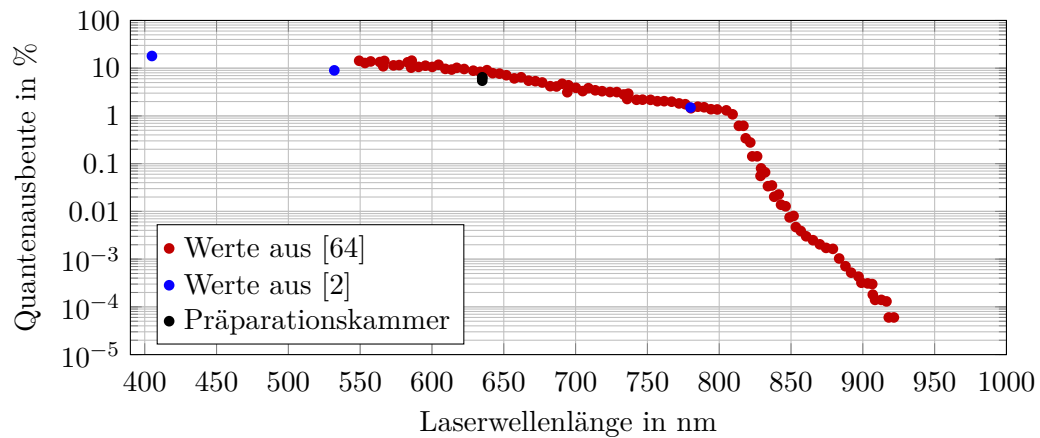


Abbildung 3.10.: Quantenausbeute von GaAs-Kathoden in Abhängigkeit der Laserwellenlänge. Bei 800 nm entspricht die Energie der Photonen der Austrittsarbeit von GaAs, bei kürzeren Wellenlängen steigt die Quantenausbeute weiter an. Die Daten aus [64] sind für Superlattice-Kathoden, während [2] Messungen an Bulk-GaAs-Kathoden darstellen. Die Messwerte in schwarz zeigen drei (fast identische Werte: 6,44 %, 5,47 % und 6,25 %) typische Ergebnisse für die QE, gemessen in der Präparationskammer, einer in dieser Arbeit verwendeten Bulk-GaAs-Kathode.

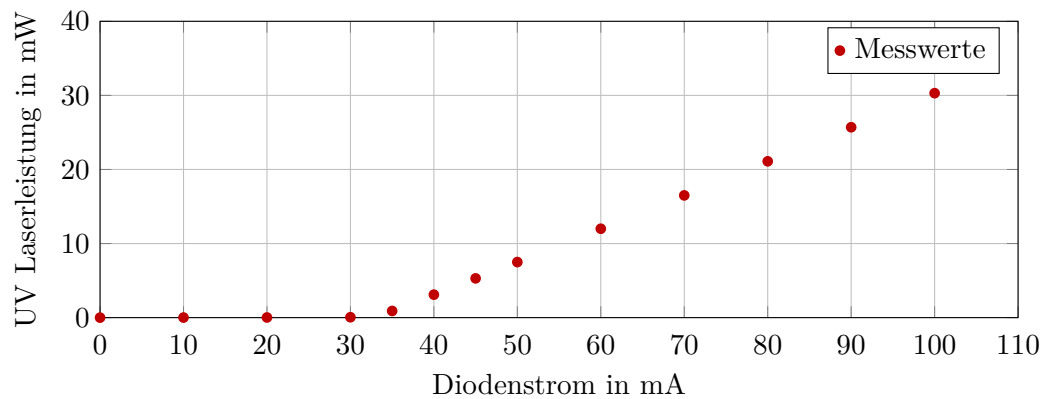


Abbildung 3.11.: Die Kennlinie der UV-Laserdiode. Die stimulierte Emission setzt ab einem Diodenstrom von 37 mA ein und steigt danach linear an. Die Leistung wurde hinter dem Teleskop gemessen, beinhaltet also, bis auf den Verlust im Vakuumschauglas an der Quellenkammer, alle Transmissionsverluste der optischen Elemente.

Mit einem Teleskop, bestehend aus einer Zerstreuungslinse und einer Sammellinse, kann der Strahlfleckdurchmesser auf der Kathode variiert werden. Der Abstand zwischen beiden Linsen im Teleskop kann verändert werden, was die Brennweite des Linsensystems ändert und so den Laserstrahldurchmesser auf der Kathode verändert.

$$\frac{1}{f_{\text{ges}}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \cdot f_2} \quad (3.12)$$

Dazu ist die Sammellinse auf einem Mikrometertisch befestigt, der den Abstand d zur Zerstreuungslinse verändern kann, wie in Abb. 3.12 gezeigt ist. Die Laserdiode sitzt in einem Kollimatortubus, der über ein Peltier-Element gekühlt wird. Ein anamorphes Prismenpaar kompensiert das elliptische Strahlprofil der Laserdiode und eine Blende reduziert den Halo. Zwei Abschwächer (10- und 100-fach), die ferngesteuert in den Strahlengang geklappt werden können, ermöglichen das Einstellen der Elektronenstrahlführung mit Strömen von wenigen nA. Mit Hilfe des Teleskops kann der Strahldurchmesser auf der Kathode variiert werden. Das Licht wird dann über einen Spiegel durch ein Vakuumfenster an der Quellenkammer auf die Kathode gebracht. Der Winkel, unter dem der Laser dann die Kathode trifft, ist nicht mehr 90° , wie beim Femtosekundenlaser, sondern 35° . Dies resultiert in einem elliptischen Strahlfleck auf der Kathode mit einem Achsenverhältnis von 1:1,22.

3.3.2. TLS-Lasersystem

Für den Thomson-Laser-Scanner wurde ein neues Lasersystem benötigt. Dies besteht aus einem grünen Laser (EOLITE Boreas G15 mit einer Wellenlänge von 515 nm), der den Elektronenstrahl erzeugt, und einem infraroten Laser (EOLITE Boreas IR 150 mit einer Wellenlänge von 1030 nm), der die Photonen für die Thomson-Streuung zur Verfügung stellt. Beide Laser sind diodengepumpte Faserlaser. Durch die Verwendung sogenannter Doppelkernfasern⁴ kann eine hochintensive Laserquelle erzeugt werden. Durch die große Oberfläche der Faser ist eine effiziente Kühlung möglich, die thermische Störungen innerhalb des aktiven Mediums vernachlässigbar macht, während die Strahlqualität nur noch vom Faserdesign abhängt. Der Aufbau einer solchen Faser ist in Abb. 3.13 schematisch dargestellt [45].

Infrarot-Laser (Thomson-Laser)

Bei dem Laser für die Thomsonstreuung ist vor allem die Leistung von Bedeutung, d. h. die Anzahl der für die Streuung zur Verfügung stehenden Photonen. Außerdem sollte der Laserpuls nicht länger sein als der Puls des Elektronenstrahls selbst, da sonst nicht alle Photonen für die Streuung genutzt werden können. Der hier

⁴Der Kern der Faser, eine single-Mode-Faser, ist das aktive Medium, während der äußere Teil der Faser, auch Pumpkern genannt, aus einer Multi-Mode-Faser besteht, die das Pumplicht, üblicherweise von einem Diodenlaser erzeugt, entlang des aktiven Kerns verteilt.

3. Experimenteller Aufbau

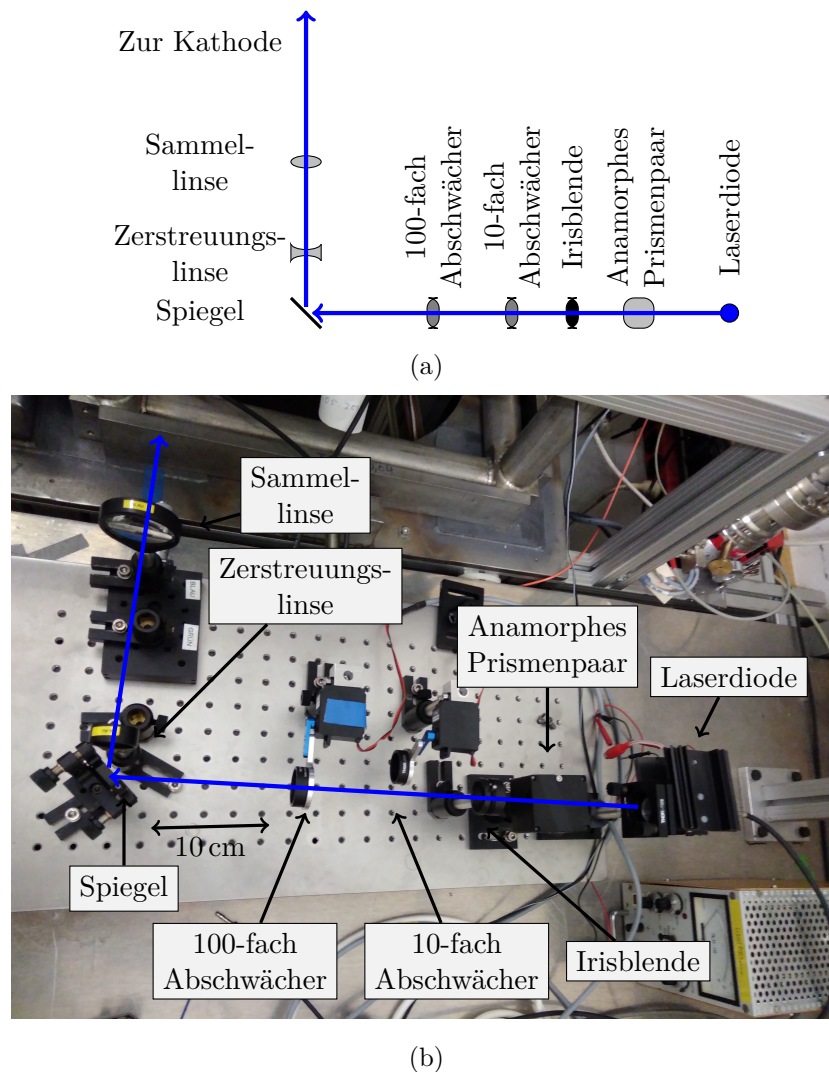


Abbildung 3.12.: Schematischer Aufbau der Strahlführung der UV-Laserdiode (a). Fotografie der UV-Laserdiode und der dazugehörigen Strahlführung (b). Die Laserdiode sitzt in einem Kollimatortubus, der über ein Peltier-Element gekühlt wird. Ein anamorphes Prismenpaar kompensiert das elliptische Strahlprofil, das Laserdioden herstellungsbedingt haben, und eine Blende schneidet den Halo ab. Zwei Abschwächer (10- und 100-fach), die ferngesteuert in den Strahlengang geklappt werden können, ermöglichen die Reduktion der Laserleistung, um Ströme von wenigen nA erzeugen zu können. Mit Hilfe des Teleskops (Zerstreuungslinse und Sammellinse) kann der Strahldurchmesser auf der Kathode variiert werden. Der Lochabstand der optischen Platte beträgt 25 mm.

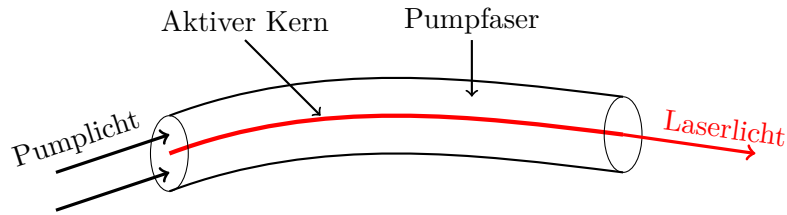


Abbildung 3.13.: Schematische Ansicht einer diodengepumpten Laserfaser. Der aktive Kern wird von der Pumpfaser umschlossen, die das Pumplicht entlang des Lasermediums verteilt. Dieses Design wird als Doppelkernfaser bezeichnet. Durch die große Oberfläche der Faser ist eine effiziente Kühlung möglich, so dass sehr hohe Leistungen erreicht werden können [45].

verwendete Boreas IR 150 Laser hat eine Wellenlänge $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und eine maximale Leistung von 135 W. Ein Diodenlaser (mit $\lambda = 976 \text{ nm}$ und 400 W) dient als Pumplaser, der das aktive Medium in der Faser pumpt. Ein Kühler sorgt für die notwendige Kühlung und Temperaturstabilität ($\pm 0,1^\circ$).

Die wichtigsten Parameter sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Bis auf die letzte Zeile, die Laserleistung, die im Labor gemessen wurde, sind alle Angaben aus dem Testbericht der Firma EOLITE entnommen [31]. Die TLS-Messungen werden mit einer Wiederholrate von 150 kHz durchgeführt, bei der der Laser eine maximale Leistung von 135 W erreicht (das entspricht einer Spitzenleistung von 58 kW).

Wiederholrate in kHz	50	70	90	110	130	150	250
Diodenstrom in A	170,0	201,9	233,9	265,8	301,2	327	327
Pulsenergie in mJ	0,920	0,893	0,906	0,927	0,969	0,933	0,592
Pulslänge in ns	18,6	19,3	20,8	16,3	16,8	16,1	15,0
Leistung in W (EOLITE)	45,0	60,0	76,0	95,0	114,0	130,0	132,0
Leistung in W (Labor)	43,0	57,1	71,8	88,4	104,6	119,2	121,6

Tabelle 3.2.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des IR-Lasers. Die Werte sind dem Testbericht der Firma EOLITE entnommen [31], bis auf die letzte Zeile. Diese Laserleistung ist im Labor gemessen, wobei die Messung am Strahlfänger des Lasers stattfand. Die Diskrepanz zwischen den Laserleistungen erklärt sich zum Teil durch die Reflexionen an den einzelnen optischen Elementen. Der Transmissionsindex der gesamten Strahlführung beträgt: 97,5 %.

In Abb. 3.14 ist die Kennlinie des Lasers aufgetragen. Die mittlere Leistung steigt mit steigender Wiederholrate immer weiter an, bis sie bei 150 kHz in Sättigung geht. Ab dem Punkt sinkt die Pulsleistung mit steigender Wiederholrate, was zu einer langsameren Steigerung der Leistung führt. Da die maximale Wiederholrate des grünen Lasers 150 kHz beträgt, ist dies der Arbeitspunkt für die Thomson-Streuung.

3. Experimenteller Aufbau

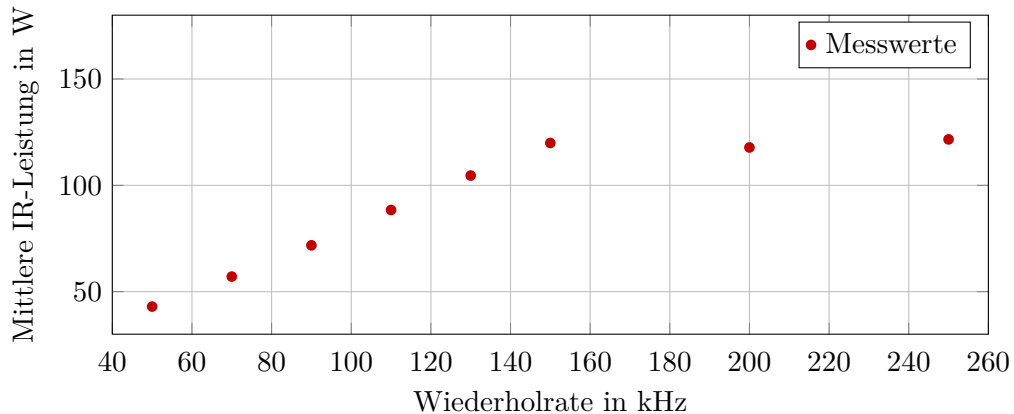


Abbildung 3.14.: Kennlinie des IR-Lasers, gemessen im Labor. Mit steigender Wiederholrate kann der Strom der Pumpdioden erhöht werden. Die maximale Leistung wird bei einer Wiederholrate von 150 kHz erreicht, da ab diesem Wert die Pumpleistung nicht weiter steigt.

Die im Labor gemessene Leistung entspricht nicht der im Testbericht vermerkten Leistung. Dies kann teilweise durch die Reflexionen an den einzelnen optischen Elementen erklärt werden, die der Laserstrahl auf dem Weg zum Strahlfänger passiert. Der Transmissionsindex der Strahlführung berechnet sich aus den einzelnen Transmissionsindizes der Komponenten (Spiegel, Linsen und Vakuumfenster) und berechnet sich zu 97,5%. Der Unterschied ist größer als der reine Transmissionsverlust, was an dem Leistungsmessgerät liegen kann. Die zwei Messköpfe im Labor unterscheiden sich um 2% bei der Leistungsmessung am gleichen Ort. Dies zusammen mit der Messungenauigkeit der Messgeräte kann den Unterschied in den gemessenen Leistungen bei EOLITE und im Labor erklären.

Auf Grund der hohen Leistung muss der Laser komplett eingehaust sein, da schon kleine Reflexionen (z. B. 0,1% $\hat{=}$ 130 mW) für die Augen gefährlich sein können. Der Grenzwert für die Laserklasse 1 (für IR-Wellenlängen) beträgt 1 mW und kann als augensicher unter Berücksichtigung des Lidschlussreflexes angenommen werden [17]. Die komplette Laserstrahlführung ist daher im Betrieb von schwarz eloxierten Aluminiumbauteilen umgeben, die Streulicht absorbieren. Außerdem kann das gesamte Lasersystem ferngesteuert werden, so dass die Bedienung aus dem Nachbarraum erfolgt. Aus diesem Grund ist auch ein Faraday-Isolator am Ausgang des Lasers montiert, der den Laserresonator vor Reflektionen an den optischen Elementen schützt. Diese könnten sonst im Resonator verstärkt werden und den Laser beschädigen.

In Abb. 3.15 ist der Anfang der Strahlführung des IR-Lasers zu sehen. Der Laser passiert auf dem Weg zur TLS-Kammer mehrere Spiegel sowie ein Teleskop. Dies dient zum Einstellen verschiedener Strahldurchmesser am Interaktionspunkt. Nicht zu sehen ist das weitere Spiegelsystem, das ein Scannen des Elektronenstrahls ermöglicht, sowie der Strahlfänger mit integrierter Leistungsmessung.

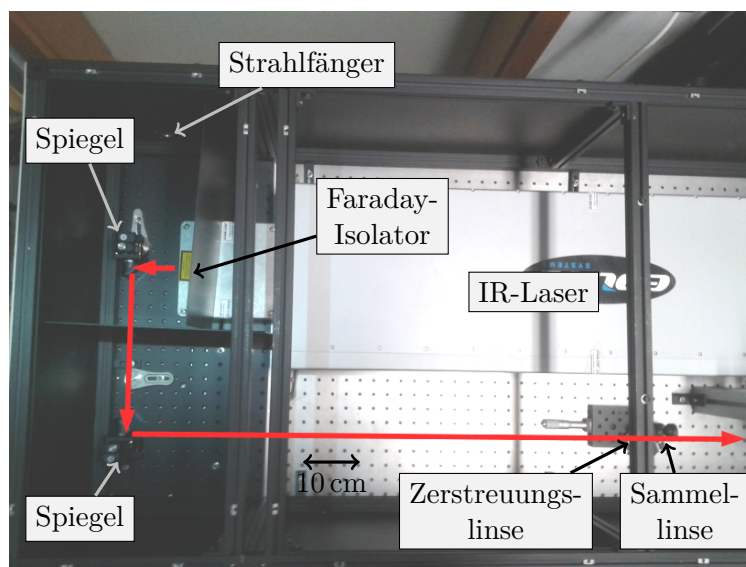
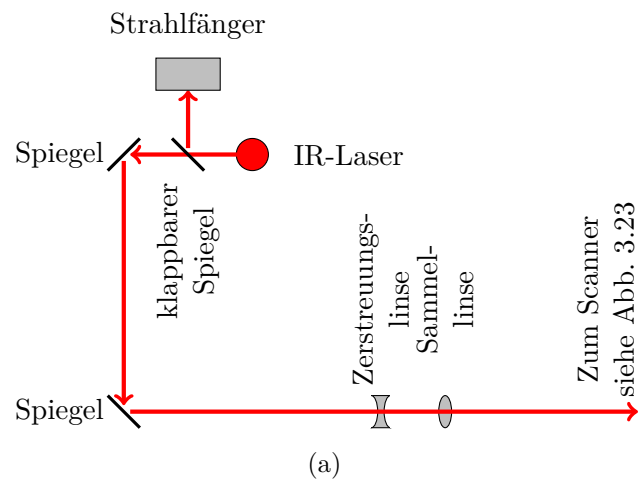


Abbildung 3.15.: Schema der IR-Laserstrahlführung (a). Bild des IR-Lasers und von Teilen des Strahlweges (b). Der Laser kann unmittelbar am Anfang über einen Spiegel (nicht im Bild zu sehen) auf einen Strahlfänger abgelenkt werden. Dort kann die Leistung gemessen werden und der Teil des Strahls, der vom Spiegel transmittiert wird (0,3%), kann zur Justage genutzt werden. Zwei weitere Spiegel lenken den Strahl um 180° ab und ein Teleskop kann den Strahlfleckdurchmesser am Interaktionspunkt verändern. Nicht zu sehen ist das weitere Spiegelsystem, das ein Scannen des Elektronenstrahls ermöglicht, und der übrige Strahlengang. Der Faraday-Isolator schützt den Laser vor Reflexen. Der Abstand der Löcher im Raster des Lasertisches beträgt 25 mm.

Grüner Laser (Quellenlaser)

Um einen intensiven Elektronenstrahl von $I_{\text{Peak}} = 25 \text{ mA}$ an der PKAT zu erzeugen, wird bei einer typischerweise zu erwartenden QE von 9 % (vgl. Abb. 3.10) eine Laserleistung von einigen Watt benötigt. Da die Quantenausbeute der Photokathoden zu kürzeren Wellenlängen hin zunimmt, die Emittanz aber schlechter wird (vgl. Abb. 3.16) [7], wurde ein grüner Laser ($\lambda = 515 \text{ nm}$) als Quellenlaser gewählt. Dies ist ein Kompromiss zwischen QE und Emittanz, da eine größere Emittanz die in Kap. 3.2.2 beschriebenen Effekte verstärken könnte und somit trotz höherer QE zu einer geringeren Lebensdauer führen könnte.

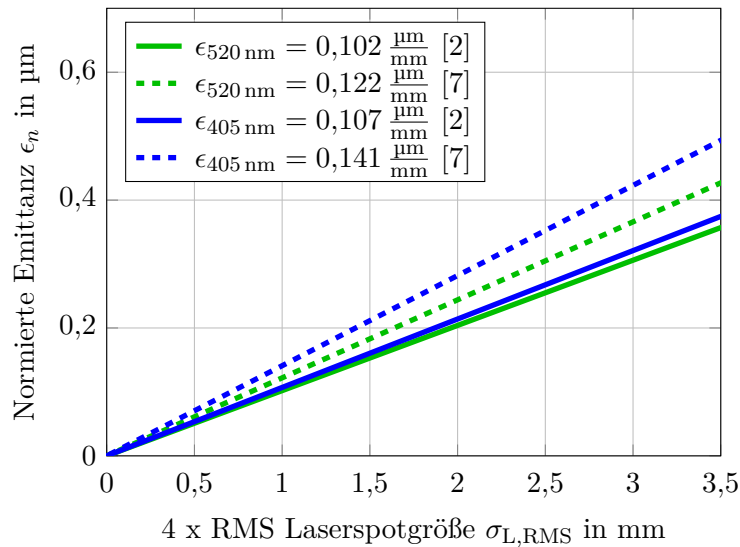


Abbildung 3.16.: Emittanz in Abhängigkeit von der Größe des Laserflecks auf der Kathode und der Wellenlänge des Lasers. Bei gleicher Laserfleckgröße ist die Emittanz bei kürzeren Wellenlängen größer. Dies liegt an der größeren Energie der Photonen, was zu größeren Transversalimpulsen der Elektronen nach dem Emissionsprozess aus der Kathode führt [2, 7].

In Abb. 3.17 (a) ist der Strahlengang des grünen Lasers schematisch dargestellt, Abb. 3.17 (b) zeigt ein Foto des Aufbaus im Labor. Das Teleskop und der Einkopelerspiegel in die Quellenkammer sind nicht dargestellt bzw. abgebildet.

Ein Diodenlaser mit 100 W bei einer Wellenlänge von ebenfalls 976 nm dient als Pumplaser. Wie beim Boreas IR 150 wird damit eine Faser gepumpt, die dann eine Laserleistung von 50 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm liefert. Ein Second Harmonic Generation-(SHG)-Kristall, der auf 190 °C geheizt wird, erzeugt dann durch nichtlineare Effekte die eigentliche Laserwellenlänge von 515 nm mit einer Leistung von bis zu 16,7 W. Auch hier liefert ein Kühler die benötigte Kühlung und Temperaturstabilität.

Nachdem der Laserstrahl aus dem Lasermedium ausgekoppelt wurde, passiert er mehrere Spiegel, die ihn dann zur Quellenkammer führen. Nach dem ersten Spiegel, an Strahlfänger 1 (BD 1), wird die Laserleistung unmittelbar am Ausgang des Lasers gemessen. Hier werden mit einem Spiegel 99,7% der Leistung auf einen Strahlfänger mit Leistungsmessung reflektiert, der während der Strahlzeit die Stabilität des Lasers überwacht. Das geschieht, da die Spitzenleistung des Lasers bei 150 kHz 4,5 kW beträgt, was bei den verwendeten Kathoden (20 mA W^{-1}) einem Strahlstrom von 90 A entsprechen würde. Daher wird die Spitzenleistung auf 12,8 W reduziert, was einem maximalen Strahlstrom von 250 mA entspricht⁵. Da im vorderen Bereich Laserleistungen $>50 \text{ mW}$ auftreten können, ist dieser Bereich zusätzlich mit einem schwarz eloxierten Aluminiumkasten eingehaust. In der Einhausung ist ein Verschluss montiert, der die Unterbrechung des Laserstrahlwegs erlaubt, ohne den Laser ausschalten zu müssen.

Auf dem weitem Weg sind verschiedene Abschwächer (10-, 100- und 1000-fach), die in den Strahlengang bewegt werden können. Diese ermöglichen das Einstellen der Elektronenstrahlführung mit kleinem Strom und ohne Raumladungseffekte. Eine Blende schneidet den Halo ab, um einen definierten Strahldurchmesser zu erhalten. Auch hier wird ein Teleskop verwendet, um den Strahlfleckdurchmesser auf der Kathode variieren zu können. Die Leistung auf Strahlfänger 2 (BD 2) entspricht der Leistung auf der Kathode, da der Strahlfänger hierzu als virtuelle Kathode aufgebaut war. Der Strahlfänger befindet sich im gleichen Abstand vom Laser wie auch die Kathode und es werden dieselben optischen Komponenten passiert.

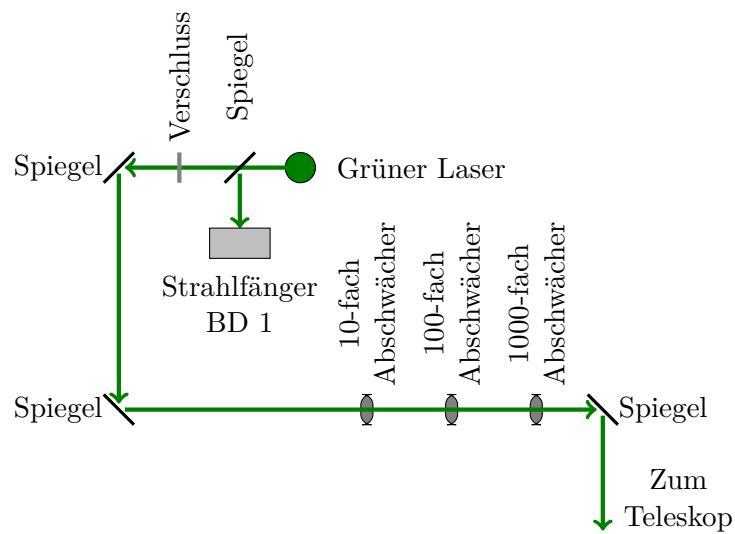
Die wichtigsten Parameter des grünen Lasers Boreas G15 sind in Tab. 3.3 zusammengefasst.

Wiederholrate in kHz	20	40	80	100	120	140	150
Diodenstrom in A	37,1	46,6	61,0	61,0	61,0	61,0	61,0
Pulsenergie in mJ	0,225	0,225	0,209	0,164	0,128	0,100	0,087
Pulslänge in ns	12,8	12,2	12,5	14,5	16,7	18,5	19,2
Leistung in W (EOLITE)	4,5	9,0	16,7	16,4	15,3	14,0	13,0
Leistung in W (BD 1)	3,92	7,6	13,6	12,6	11,4	10,5	10,0
Leistung in mW (BD 2)	13,5	27,6	50,1	46,5	42,1	38,6	37,0

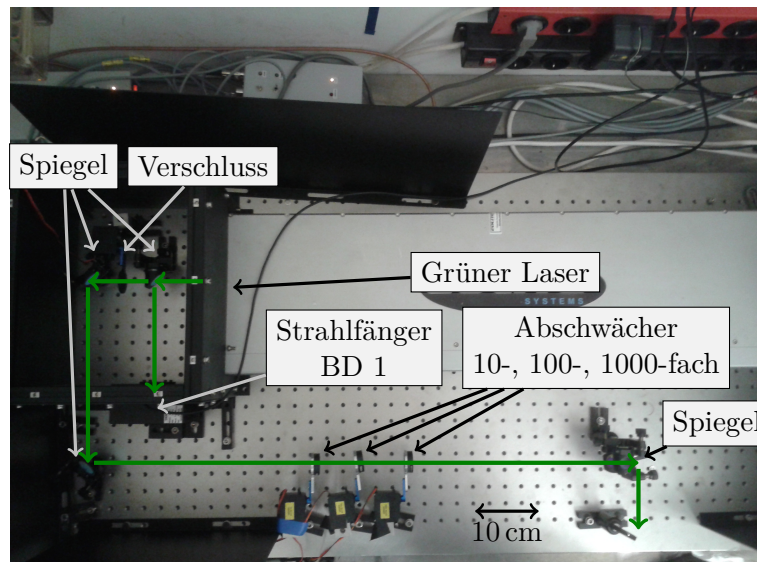
Tabelle 3.3.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des grünen Lasers. Alle Werte sind dem Testbericht der Firma EOLITE entnommen [30], bis auf die im Labor gemessenen Laserleistungen. Dabei steht BD 1 für den ersten Strahlfänger, der sich direkt am Ausgang des Lasers befindet und 99,7% der Leistung absorbiert. Die Laserleistung, welche die Kathode erreicht, ist hier als BD 2 bezeichnet. Diese Messung beinhaltet die Transmissionsverluste der Optiken.

⁵Der Boreas G15 ist das Modell mit der kleinsten Leistung, das von EOLITE angeboten wurde und mit dem IR 150 synchronisierbar ist, daher die großen Leistungsreserven. Dieser Laser kann allerdings mit einer Frequenzverdopplung auf 257 nm weitere Photokathoden wie z. B. GaN oder CsTe für Experimente zugänglich machen, siehe z. B. [82].

3. Experimenteller Aufbau



(a)



(b)

Abbildung 3.17.: Schematische Darstellung der Strahlführung des grünen Lasers (a) und ein Bild des Aufbaus im Labor (b). Direkt am Ausgang des Lasers werden 99,8% der Leistung auf einen Strahlfänger mit Leistungsmessung (BD 1) reflektiert. Vor den folgenden zwei Spiegeln, die den Strahl um 180° ablenken, ist ein Verschluss eingebaut, danach folgen drei Abschwächer (10-, 100- und 1000-fach), die in den Strahlengang bewegt werden können. Der Abstand der Löcher im Raster des Lasertisches beträgt 25 mm. Der weitere Weg zur Kathode ist nicht auf dem Bild zu sehen.

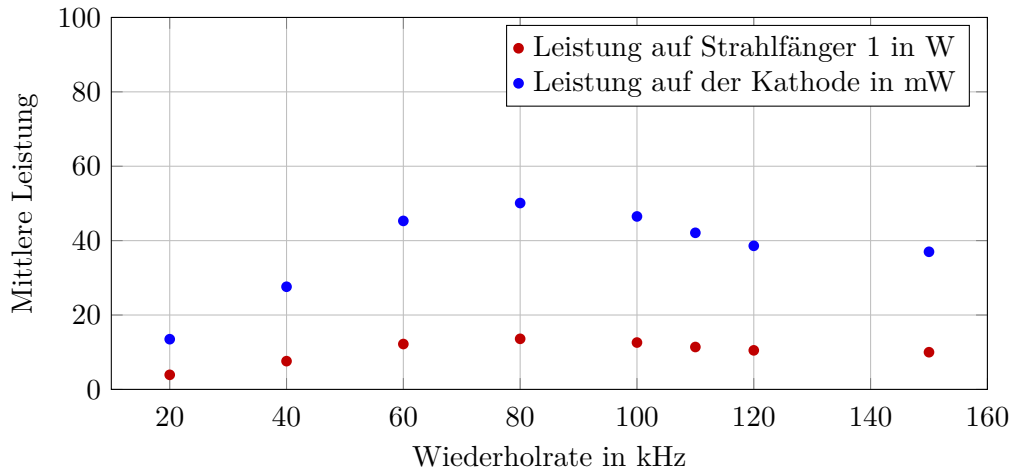


Abbildung 3.18.: Kennlinie des grünen Lasersystems (515 nm). Auf Grund der hohen Spitzenleistung (4,5 kW) des Lasersystems wird nur ein Bruchteil der Leistung zur Erzeugung des Elektronenstrahls benötigt. Daher reflektiert ein Spiegel direkt am Ausgang des Lasers 99,7 % des Lasers auf den Strahlfänger (BD 1), siehe Abb. 3.17. Der transmittierte Anteil trifft dann auf die Kathode und erzeugt den Elektronenpuls. Die Leistung am Beamdump 1 wird gemessen und dient der Überwachung des Lasers.

Die gemessene Kennlinie des Lasers, d. h. die Ausgangsleistung über der Wiederholrate, ist in Abb. 3.18 aufgetragen. Die maximale Laserleistung wird bei einer Wiederholrate von 80 kHz erreicht. Da die minimale Wiederholrate des Thomson-Lasers (Boreas IR 150) 150 kHz beträgt und beide Laser synchronisiert werden müssen, ist die für Experimente zur Verfügung stehende Leistung etwas geringer. Auf Grund der großen Leistungsreserven des Quellenlaser bleibt dies ohne Auswirkungen auf das Experiment.

In Abb. 3.19 ist die Strahlbreite des Lasers in der X- und der Y-Ebene gegen den Abstand der Linsen aufgetragen. Der Aufbau des Teleskops ist analog zu dem am IR-Laser, allerdings wird in diesem Fall die Sammellinse mit einem Mikrometertisch bewegt und ändert so den Abstand zwischen den Linsen. Man erkennt, dass man die Strahlbreite in einem Bereich von 0,8 mm bis 4 mm einstellen kann. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine Strahlbreite von 2,5 mm gewählt (4σ), was einem Abstand der beiden Linsen von 8,75 cm entspricht.

Dass X- und Y-Breite nicht gleich sind, deutet auf ein elliptisches Strahlprofil hin. Die Abweichungen sind aber gering und können mit den verbauten Quadrupolen kompensiert werden.

3. Experimenteller Aufbau

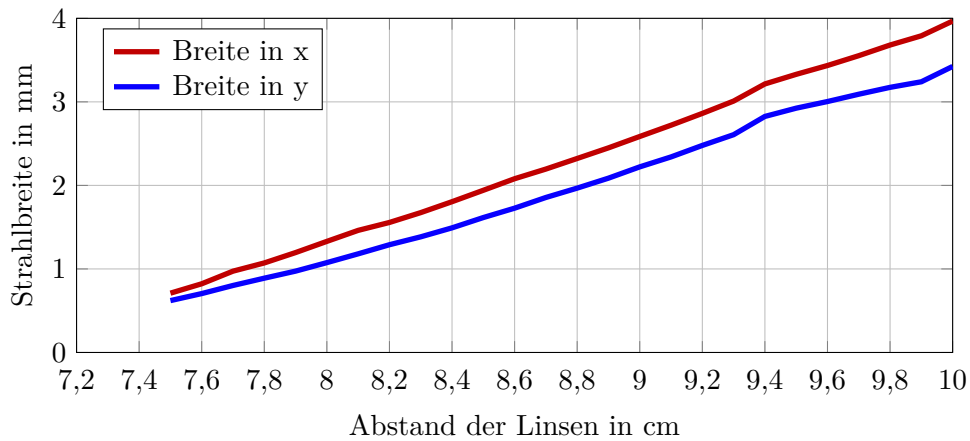


Abbildung 3.19.: Strahlbreite des grünen Lasers. Die Breite wurde mit einer Kamera als virtuelle Kathode (auch als BD 2 bezeichnet) gemessen. An die Bilder wurde eine Gauß-Verteilung angepasst und die aufgetragene Strahlbreite entspricht 4σ .

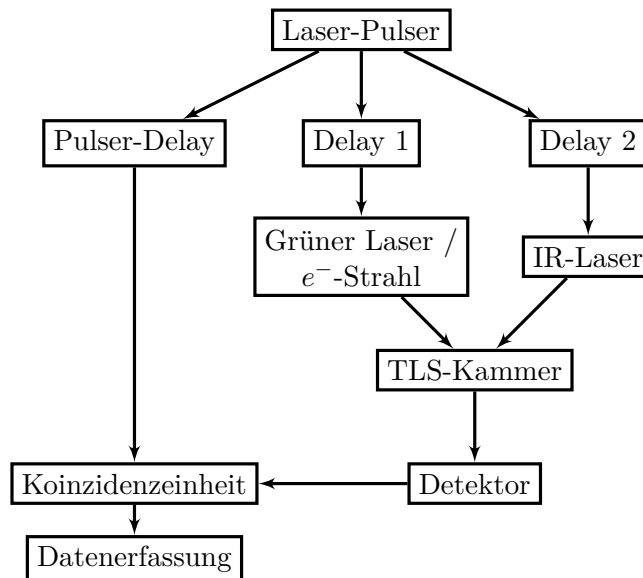


Abbildung 3.20.: Übersicht über alle Komponenten, die für die Synchronisation wichtig sind. Der Laser-Pulser dient als Master und setzt die Referenzzeit für alle folgenden Teile. Mit „Delay 1“ und „Delay 2“ können der Quellen- und der Thomson-Laser gegeneinander verzögert werden, so dass Elektronenstrahl und Laserstrahl gleichzeitig in der TLS-Kammer ankommen. Die Verzögerung in der Elektronik des Detektors wird durch das „Pulser-Delay“ kompensiert, in der Koinzidenzeinheit werden die gestreuten Photonen koinzident zum Thomson-Laser von der Datenerfassung aufgenommen.

3.3.3. Synchronisation von Quellen- und Thomson-Laser

Um sicherzustellen, dass Elektronen- und Laserstrahl gleichzeitig in der Thomsonkammer ankommen, müssen Quellen- und Thomson-Laser synchronisiert werden. Dabei muss die Flugzeitdifferenz der beiden Laserstrahlen kompensiert werden. Ein Schema der Synchronisation mit allen Komponenten ist in Abb. 3.20 zu sehen. Dabei dient der Laser-Pulser als Master und gibt die Referenz für alle folgenden Komponenten. Mit den beiden Verzögerungen „Delay 1“ und „Delay 2“ können der Quellen- und der Thomson-Laser aneinander angepasst werden. Das ermöglicht ein gleichzeitiges Eintreffen von Elektronen- und Laserstrahl in der TLS-Kammer. Die in der Elektronik des Detektors entstehenden Verarbeitungszeiten werden vom „Pulser-Delay“ kompensiert. In der Koinzidenzeinheit können die gestreuten Photonen koinzident zum Elektronen- und Laserstrahl nachgewiesen werden.

Um die Synchronizität sicherzustellen, können Messungen des Untergrundes genutzt werden. Der Elektronenstrahl erzeugt einen Untergrund, wenn es zu einem Strahlverlust in der Kammer kommt, der Thomson-Laser erzeugt ein Signal beim Durchgang durch die Vakuumfenster. Beide können unabhängig voneinander gemessen werden und somit kann die Synchronizität des Systems überprüft werden. Beide Messungen sind in Abb. 3.21 gezeigt.

Dazu wurde der Elektronenstrahl (ca. 5 nA) auf der Halterung des Schlitzes in der TLS-Kammer gelenkt und dort gestoppt. Diese Halterung besteht wie die Kammer aus Edelstahl. Die dabei entstehenden Photonen werden im Detektor gezählt. Der Infrarotlaser erzeugt einen Untergrund beim Passieren der Vakuumfenster. Dieser kann durch die Positionierung (Abstand zum Interaktionspunkt, Einbau von Blenden) und durch ein Schwärzen des Inneren der Kammer reduziert werden, wie in Kap. 5.1.3 für die TLS-Kammer gezeigt ist. Die Differenz zwischen „Delay 1“ und „Delay 2“ entspricht der Verzögerung zwischen dem Elektronenstrahl und dem Laser; das „Pulser-Delay“ wird variiert, um ein zeitliches Profil des Untergrundes zu messen. Es wurden folgende Werte für die TLS-Messungen bestimmt: „Delay 1“: 130 ns, „Delay 2“: 380 ns und „Pulser-Delay“: 1310 ns. Die Gatelänge der Koinzidenzeinheit beträgt 20 ns, was etwas größer als die Pulslängen des grünen (19,2 ns) bzw. infraroten (16,1 ns) Lasers ist.

3.4. BIF-Messkammer

Durch Interaktion eines Elektronenstrahls mit dem Restgas entstehen Photonen. Diese können mit Hilfe eines lichtempfindlichen Sekundärelektronenvervielfachers (photomultiplier tube: PMT) nachgewiesen werden. In Abb. 3.22 ist eine schematische Darstellung des Messaufbaus zu sehen. Der Elektronenstrahl regt die Restgasatome an, die dann Photonen emittieren. Dieses Licht wird mit einer Linse auf den Photomultiplier abgebildet. Dabei ist die Gegenstandsweite G gleich der Bildweite B und es gilt folgende Relation: $G = B = 2f$. Der Schlitz vor dem PMT erlaubt ein Abtasten des Strahls und liefert somit ein Profil des Elektronenstrahls.

3. Experimenteller Aufbau

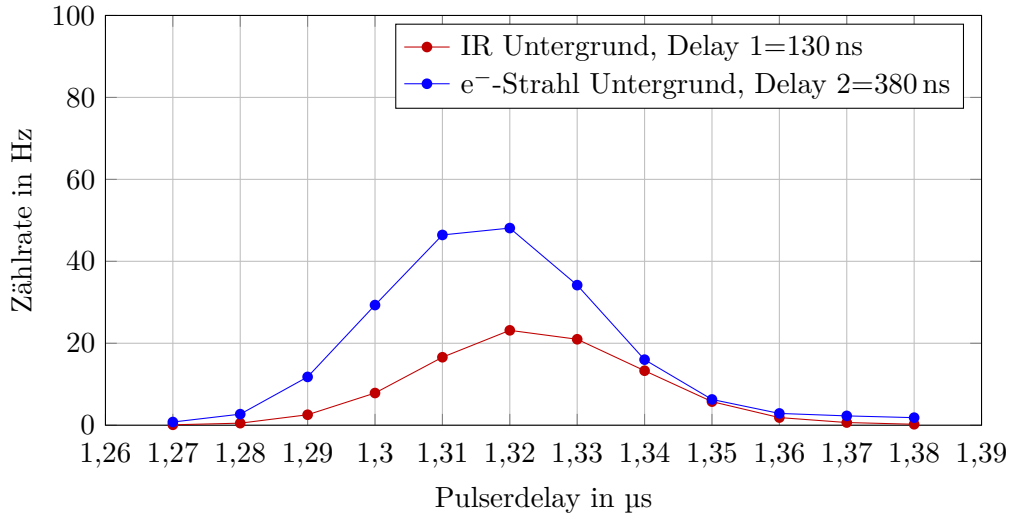
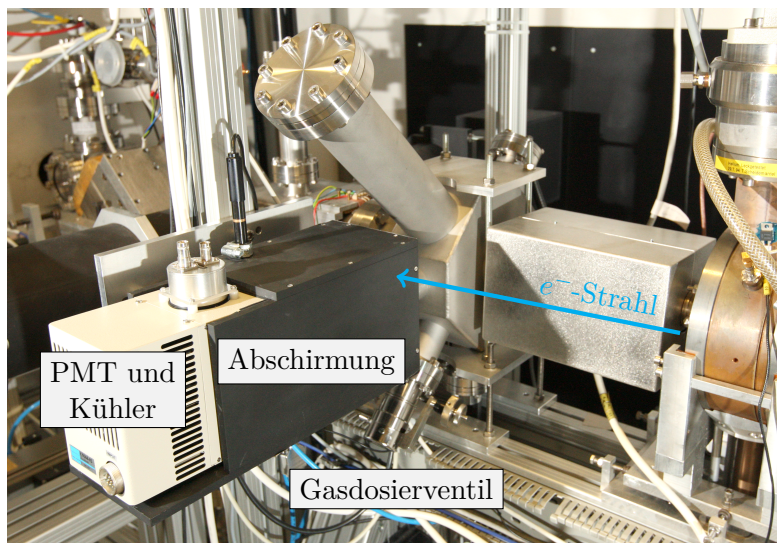
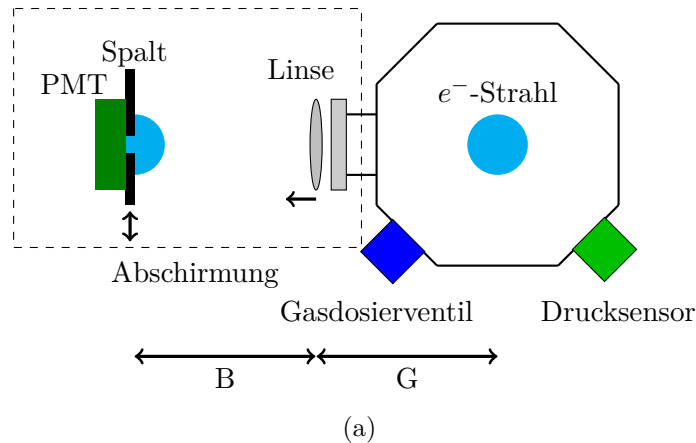


Abbildung 3.21.: Zeitaufgelöste Untergrundmessung des Infrarotlasers und des Elektronenstrahls, Aufgetragen ist die Zählrate gegen das “Pulser-Delay”. Durch Ändern der Verzögerungen kann das Koinzidenzfenster verschoben werden, bis kein Signal mehr sichtbar ist. Die Verzögerung zwischen dem Elektronenstrahl und dem Thomson-Laser beträgt 250 ns. Man erkennt eine Überlagerung beider Messungen bei dieser Delayeinstellung. Der Elektronenstrahluntergrund wurde durch einen Strahlverlust in der Kammer erzeugt. Dazu wurde der Strahl (ca. 50 nA) auf einer Edelstahlblende gestoppt. Der Untergrund des Lasers entsteht beim Passieren der Vakuumfenster und hängt daher stark von deren Positionierung ab. Hier wurde mit einem Laserstrahl gemessen, der die TLS-Kammer zentral (Spiegelposition 12 mm) passiert.

Die BIF-Kammer bietet die Möglichkeit, die vom Elektronenstrahl der PKAT angeregte Fluoreszenz des Restgases zu messen. Sie hat ein Vakuumfenster aus Quarzglas, um eine ungehinderte Transmission der erzeugten Photonen zu erreichen (Transmissionsbereich 300 bis 2000 nm [74]). Außerdem ist ein Drucksensor eingebaut, der den Restgasdruck in der Kammer misst. Mit Hilfe eines Dosierventils kann reiner Stickstoff in die Kammer eingelassen werden. Somit wird eine fast reine Stickstoffatmosphäre in der Kammer erzeugt, siehe Abb. 3.22. Weiterhin ist ein YAG-Schirm eingebaut, der zur Bestimmung der Strahlposition, aber auch zur Strahlprofilmessung verwendet werden kann.



(b)

Abbildung 3.22.: Schematischer Aufbau für die Strahlprofilmessung mit BIF (a). Der Elektronenstrahl regt die Restgasatome an, die dann Photonen emittieren. Dieses Licht wird mit einer Linse auf den Photomultiplier abgebildet. Dabei ist die Gegenstandsweite G gleich der Bildweite B und es gilt folgende Relation: $G = B = 2f$. Der Schlitz vor dem PMT erlaubt ein Abtasten des Strahls. Mit einem Drucksensor und einem Dosierventil kann reiner Stickstoff eingelassen werden und es entsteht ein Gleichgewichtsdruck zwischen Gaseinlass und Pumprate. Der Elektronenstrahl fliegt in dieser Abbildung in die Zeichenebene hinein. Foto der eingebauten Kammer mit montiertem Detektor (b) und Abschirmung.

3.5. TLS-Kammer

In der TLS-Kammer findet die Thomson-Streuung statt. Die gesamte Kammer ist innen geschwärzt, um den Untergrund durch Reflexionen zu reduzieren. Der Elektronenstrahl trifft den Laserstrahl unter einem Winkel $\theta = 90^\circ$. Die Vakuumfenster sind weit vom Interaktionspunkt entfernt und zusätzliche Blenden im Vakuumteil der Laserstrahlführung sorgen für eine weitere Reduktion des Untergrundes. Das Fenster für den Detektor hingegen ist so nah wie konstruktiv möglich am Interaktionspunkt angebracht, um einen großen Raumwinkel abbilden zu können. Das Fenster ist mit einer Antireflexbeschichtung versehen, die einen Transmissionsindex von 99 % aufweist [73]. Eine Linse parallelisiert die Strahlen, die dann von einem Parabolspiegel auf den Detektor gelenkt werden. Als Detektor dient ein auf -25°C gekühlter PMT⁶. Zwei Bandpassfilter ($625\text{ nm} \pm 25\text{ nm}$ [29]) reduzieren den Untergrund an Photonen außerhalb dieses Wellenlängenintervalls. In Abb. 3.23 ist ein CAD-Modell der TLS-Kammer dargestellt.

Für das Experiment sind folgende Winkel gegeben: $\theta = 90^\circ$ und $\theta' = 135^\circ$. Die Energie der Elektronen beträgt 100 keV bei einer Stromstärke von 25 mA. Die Laserleistung ist $P = 130\text{ W}$, die Effizienz des Detektorsystems⁷ $\epsilon = 0,17$, der Raumwinkel $\Delta\Omega = 0,01$ und die Interaktionslänge $l = 3\text{ mm}$ (Elektronenstrahldurchmesser). Mit diesen Voraussetzungen erwartet man eine Rate der gestreuten Photonen von 5,4 Hz gemäß Gl. 2.18.

Diese Rate ist proportional zur integrierten Elektronendichte entlang des Interaktionsweges durch den Elektronenstrahl (für die Berechnung wurde angenommen, dass der Elektronenstrahl homogen ist und der Laser ihn zentral passiert). Bewegt man den Laserstrahl vertikal durch den Elektronenstrahl, kann eine Profilmessung durchgeführt werden. Die Abb. 3.24 zeigt schematisch das Abtasten des Elektronenstrahls. Mit zwei Spiegeln, die gleichzeitig verfahren werden, kann der Laserstrahl den Elektronenstrahl abtasten, während der Strahlfleck immer auf dem Strahlfänger verbleibt. Über die Leistungsmessung im Strahlfänger kann der Laser überwacht werden.

In einem Pionierexperiment in den Jahren 1987/88, das die Thomson-Streuung nutzte, gelang es erstmals, die longitudinale Elektronentemperatur in einem Elektronenkühler direkt zu messen [13, 36]. Die geringe Laserleistung (600 mW) wurde dabei durch den longitudinalen Durchschuss durch den Elektronenstrahl kompensiert. Dabei betrug die Interaktionslänge $l = 1,5\text{ m}$ im Gegensatz zu den hier präsentierten Messungen mit $l = 3\text{ mm}$. Die Elektronendichte unterscheidet sich in beiden Fällen nur geringfügig ($n_e = 8,26 \cdot 10^{13}\text{ m}^{-3}$ zu $n_e = 1,34 \cdot 10^{14}\text{ m}^{-3}$), so dass die auf die Laserleistung normierte Streurrate in beiden Fällen ungefähr gleich groß ist. Die heute mögliche größere Laserleistung ermöglicht daher gleiche Zählraten bei senkrechtem Einfallswinkel ($\theta = 90^\circ$) und somit die Anwendung als Thomson-Laser-Scanner.

⁶Bei dem PMT handelt es sich um das Modell Hamamatsu R10669.

⁷Die Effizienz ϵ ist das Produkt aus Quanteneffizienz des PMT (18 % bei 630 nm) sowie der Transmissionsindizes aller optischen Elemente, die auf dem Weg zum Detektor passiert werden.

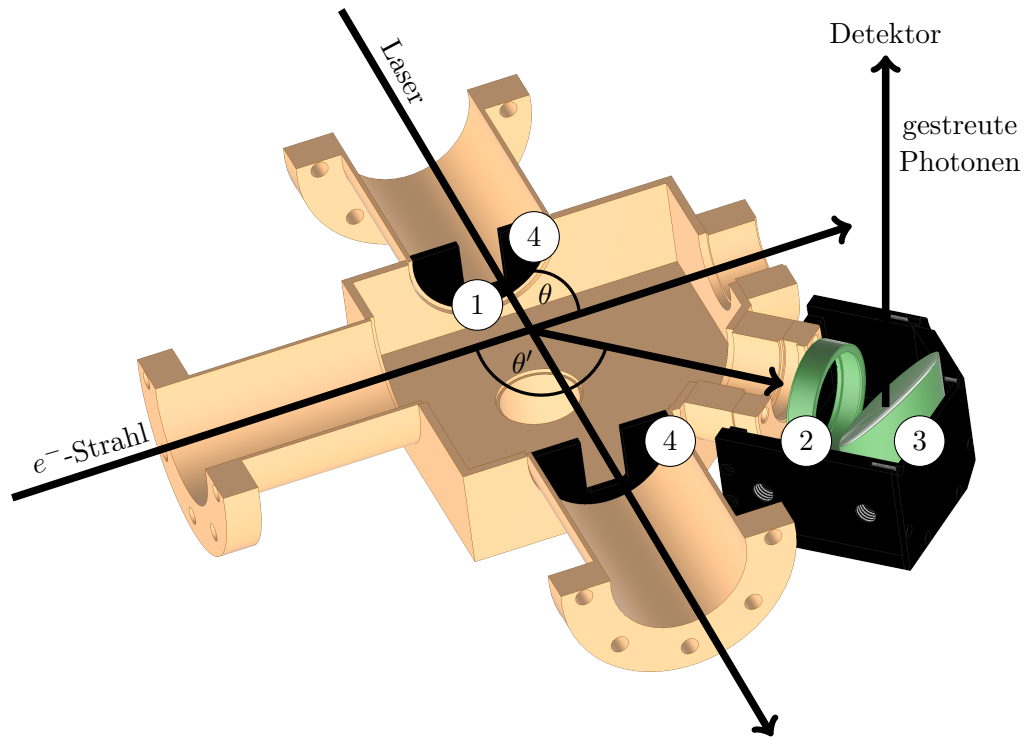


Abbildung 3.23.: CAD-Ansicht der TLS-Kammer sowie des optischen Systems zur TLS-Messung. Der Elektronenstrahl trifft auf den Laserstrahl in einem Winkel von $\theta = 90^\circ$. Die gestreuten Photonen werden unter einem Winkel von $\theta' = 135^\circ$ nachgewiesen. Dazu ist die Linse (2) so positioniert, dass der Abstand zwischen dem Ort der Thomsonstreuung (1) und der Linse genau der Brennweite entspricht. Die Linse parallelisiert das Licht und der folgende Parabolspiegel (3) fokussiert es auf den PMT. Des Weiteren sind hinter der Linse und vor dem PMT Bandpassfilter (Zentralwellenlänge: $625 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$ [29]) eingebaut, um den Untergrund zu reduzieren. Der Elektronenstrahl und der Laser passieren den Interaktionspunkt fast ungestört und werden durch die jeweiligen Strahlführungen zu ihren Strahlfängern geleitet. Die Blenden im Strahlweg des Lasers (4) dienen der Untergrundreduktion (siehe Kap. 5.1.4).

3. Experimenteller Aufbau

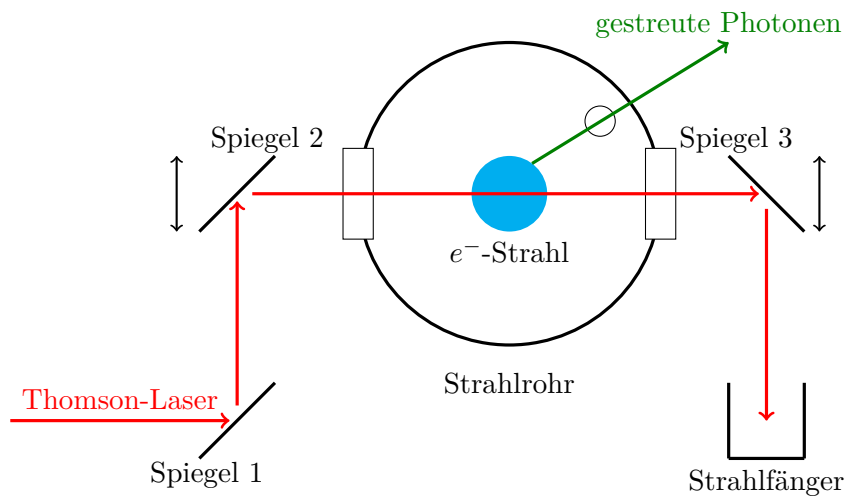


Abbildung 3.24.: Schematische Ansicht des Scanvorgangs. Um nach dem Höhenversatz durch die Kammer schießen zu können, werden die beiden beweglichen Spiegel (Spiegel 1 und 2) gleichzeitig gefahren (Spiegelposition 12 mm entspricht der Mitte der TLS-Kammer). Dadurch bleibt der Laserstrahlfleck während des Abtastvorgangs immer auf dem Strahlfänger, der auch die Laserleistung misst. Die gesamte Strahlführung ist aus Sicherheitsgründen mit schwarz eloxiertem Aluminium umbaut.

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

Die Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) wurden an der PKAT in der dafür gebauten BIF-Kammer, wie in Kap. 3.4 beschrieben, durchgeführt. Dazu wurde der Strahl durch die gesamte Strahlführung der PKAT geführt und mit den beiden digitalen Voltmetern (DVM) – eins misst den Quellenstrom am HV-Netzteil, das andere den Strom im Faraday-Cup am Strahlfänger – eine Transmission von nahezu 100 % eingestellt. Die Messungen wurden alle bei einer Strahlenergie von 100 keV durchgeführt. Der Strahlstrom betrug, je nach Zustand der Kathode, 75 μA bis 100 μA .

Als Detektor wurde ein auf -20°C abgekühlter Photomultiplier¹ (PMT) verwendet. Das Signal des PMT wurde über einen Diskriminator (Schwelle: 135 mV) digitalisiert und gezählt. Der PMT wurde mit 1000 V versorgt, was einem Verstärkungsfaktor von 10^7 entspricht [39]. Dies ermöglicht den Nachweis einzelner Photonen. Die wichtigsten Parameter der BIF-Messungen sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Strahlenergie	100 keV
Strahlstrom	75 μA bis 100 μA
PMT-HV	1000 V
N ₂ -Druck	$1 \cdot 10^{-5}$ mbar
Schlitzbreite	200 μm

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des Elektronenstrahls und des Detektorsystems während der BIF-Messungen.

PMT

Ein PMT besteht typischerweise aus einer Vakuumröhre und einem Eintrittsfenster für die Photonen. Diese lösen aus einer Photokathode Elektronen aus, die in einem System von Dynoden verstärkt werden. Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen je Dynode ist kein konstanter Wert, sondern folgt eher einer Poisson-Verteilung. Diese verstärkte Elektronenlawine trifft auf eine Anode und erzeugt dabei ein Signal [38]. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 4.1 zu sehen.

¹Hierbei handelt es sich um das Modell Hamamatsu R4332

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

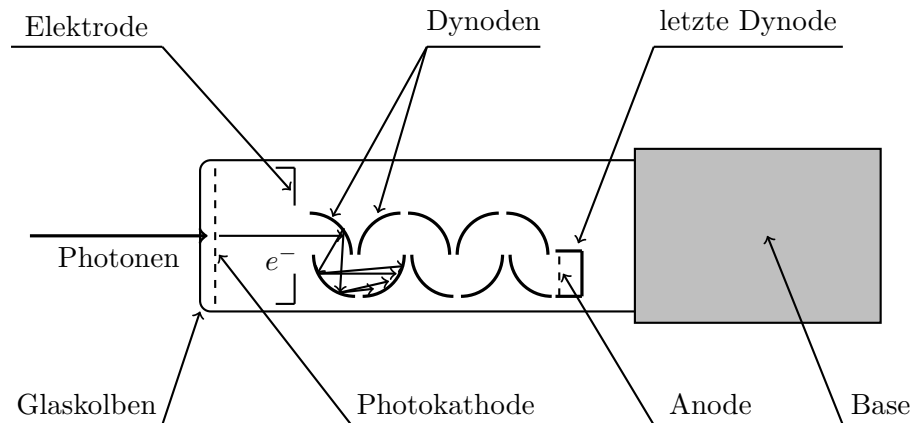


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung eines PMT. Die Photonen treffen durch den Glaskolben auf die Kathode, wo sie Elektronen erzeugen. Diese werden von der Elektrode auf die erste Dynode fokussiert, wo jedes Elektron mehrere Sekundärelektronen erzeugt. Diese werden in einem System von mehreren Dynoden weiter vervielfältigt, so dass ein Signal an der Anode in der letzten Dynode erzeugt wird. Je nach Betriebsart der PMT ist dieses Signal proportional zur einfallenden Photonenzahl (analoger Modus) oder es wird die Zahl der einfallenden Photonen gezählt (Zählmodus). Die Base dient zur Verteilung der Hochspannung für die einzelnen Dynoden und besitzt auch den Ausgang des Signals.

Mit einem PMT kann auf zwei Arten gemessen werden: Zum einen kann im linearen Modus direkt der Strom des PMT gemessen werden, zum anderen können im sogenannten Zählmodus einzelne Pulse des PMT gezählt werden. Im folgenden werden kurz beide Modi erläutert.

Analoger Modus

Der analoge Modus wird verwendet, wenn viele Photonen detektiert werden sollen. Dabei wird der mittlere Strom, den der PMT erzeugt, gemessen. Die Photonen, die auf die Kathode treffen, lösen Elektronen aus, die in den Dynoden verstärkt werden. Diese Pulse überlappen sich zeitlich und erzeugen am Ausgang einen Strom, der proportional zur Anzahl der Photonen ist. Dieser Modus ist begrenzt durch den Dunkelstrom des PMT (hier 5 nA). Wenn in den Folgenden Messungen das Signal I_{PMT} dargestellt ist, wurde die Messung im linearen Modus durchgeführt.

Zählmodus

Im Zählmodus wird jeder Puls, den ein Photon erzeugt, separat detektiert. Dieser Modus ist in der Zählrate begrenzt, denn wenn sich die einzelnen Pulse überlappen,

können sie nicht mehr auseinandergehalten werden und der PMT muss im linearen Modus betrieben werden. Dieser Effekt setzt etwa ab einer Zählrate von 1 MHz ein. Im Gegensatz zum analogen Modus wird im Zählmodus nicht der Strom gemessen. Der Strompuls wird an einem Widerstand in einen Spannungsimpuls umgewandelt. Da durch die statistischen Prozesse, welche die Elektronenvervielfachung dominieren die Pulshöhe nicht konstant ist, wird mit einem Diskriminator eine Schwelle definiert. Die Pulshöhe muss diese Schwelle übertreffen, damit der Puls gezählt wird. Dieser Modus liefert ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und ermöglicht den Nachweis einzelner Photonen. Durch Kühlung und eine geeignete Wahl der Diskriminatorschwelle lässt sich der Untergrund auf weniger als 1 Hz reduzieren. Wenn im Folgenden die Zählrate des PMT aufgetragen ist, erfolgte die Messung in diesem Modus. Alle Messungen sind immer mit Fehlerbalken für die Zählrate gezeigt; diese sind aber meist zu klein, um in der graphischen Darstellung sichtbar zu sein.

4.1. Untergrund in der BIF-Kammer

Bei der Messung von Photonen im sichtbaren Bereich gibt es verschiedene Untergrundquellen, z. B. Netzgeräte mit LED als Statusanzeigen, welche die Messung beeinflussen können. Folgende Quellen wurden bei den BIF-Messungen identifiziert:

- Thermisches Rauschen des PMT.
- Licht im Labor und in der Strahlführung.
- Licht erzeugt von dem in der BIF-Kammer verbauten Drucksensor und den Ionengerätepumpen.
- Röntgenstrahlung, die im Strahlfänger entsteht.

Im Folgenden wird auf jede dieser Untergrundquellen separat eingegangen.

4.1.1. Thermisches Rauschen des PMT

Photomultiplier weisen bauartbedingt immer ein thermisches Rauschen auf, man spricht auch von Dunkelstrom. Die Photokathoden sind aus einem Material mit sehr kleiner Austrittsarbeit gefertigt und emittieren daher auch bei Raumtemperatur Elektronen. Der emittierte Strom wird durch die Richardson-Gleichung [63] beschrieben:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W_e}{k_B T}\right) \quad (4.1)$$

mit A der Richardson-Konstante, T der absoluten Temperatur, W_e der Austrittsarbeit des Materials und k_b der Boltzmann-Konstante. Um diesen Effekt zu reduzieren, kann der PMT gekühlt werden. Durch eine Kühlung auf -20°C kann der Dunkelstrom um zwei Größenordnungen reduziert werden [38]. In [70] wurde

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

der Abkühlvorgang und die damit verbundene Reduktion des Dunkelstroms bei dem in dieser Arbeit verwendeten PMT untersucht. Nach etwa einer Stunde ist der PMT auf $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt und der Dunkelstrom nimmt einen konstanten Wert von unter 1 Hz an.

Bei einer Temperatur unter $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ wird der Dunkelstrom des PMT von Leckströmen in den isolierenden Materialien, z. B. im Spannungsteiler zwischen der letzten Dynode und der Anode, dominiert. Bei einer angelegten Hochspannung von $U = 1000\text{ V}$ am PMT und einem Widerstand der verwendeten Isolatoren von $R = 10^{12}\text{ }\Omega$ ist der Leckstrom unabhängig vom Verstärkungsfaktor des PMT $I = 1\text{ nA}$. Mit einem Diskriminator und einem gekühlten PMT kann beim Einzelphotonennachweis die Untergrundrate auf unter 1 Hz reduziert werden [38].

4.1.2. Licht im Labor und in der Strahlführung

Die verschiedenen Netzgeräte, Steuereinheiten und Messsysteme, die sich im Labor befinden, haben alle Statusanzeigen, Displays oder Ähnliches, das Licht erzeugt. Da die Strahlführung mit Vakuumfenstern zur Beobachtung der Leuchtschirme ausgerüstet ist, sind diese Streulichtquellen im Labor aufwändiger abzuschirmen als die Laborbeleuchtung, die einfach ausgeschaltet werden kann.

Daher wurden sämtliche Vakuumfenster, die nicht mehr genutzt wurden, mit einer lichtundurchlässigen Abschirmung versehen. An Stellen, an denen die Fenster noch in Benutzung sind, z. B. an Scanner 15 für die Kamera und den Leuchtschirm, wurde die komplette Kamera eingehaust, um den Untergrund zu reduzieren. Zusätzlich wurde die Detektoreinheit, bestehend aus dem gekühlten Detektor, dem Schlitz und der Linse, in ein geschwärztes Gehäuse eingebaut und lichtdicht an die Strahlführung angebaut. Dadurch war es möglich, den Untergrund nach dem Einschalten der Kühlung und einer Wartezeit von einer Stunde auf einen Wert von unter 1 Hz zu reduzieren. Die Wartezeit ist notwendig, um den Detektor abzukühlen, siehe Kap. 4.1.1.

4.1.3. Drucksensor

Es gibt auch Untergrundquellen, die Licht in der Strahlführung erzeugen können. Dazu gehört z. B. der in der BIF-Kammer verbaute Drucksensor. Dieser Pirani-Kaltkathoden-Sensor wurde zur Überwachung des Druckes beim Einlassen von Stickstoff installiert.

Ein Kaltkathoden-Vakuum-Sensor gehört zur Klasse der Ionisations-Vakuumsensoren. Eine Gleichspannung zwischen Anode und Kathode beschleunigt Elektronen, die durch Feldemission aus der Kathode austreten und die wiederum Restgasmoleküle durch Stoßionisation ionisieren. Dieser Ionenstrom ist proportional zum Druck. Da die mittlere freie Weglänge der Elektronen mit fallendem Druck größer wird, wird der Messröhre ein Magnetfeld überlagert, das die Elektronen auf Spiralbahnen zwingt, damit sich der Weg verlängert, den die Elektronen zurücklegen, und

sich auch die Ionisationswahrscheinlichkeit erhöht. Somit können Drücke bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar gemessen werden [59].

Das Magnetfeld kann den Elektronenstrahl in der BIF-Kammer ablenken, deshalb ist der Magnet mit einer Abschirmung versehen, welche die Streufelder reduziert. Eine Alternative wäre die Verwendung einer Heißkathodenröhre (Bayard-Alpert-Röhre [6]), bei der die Elektronen aus einer geheizten Kathode emittiert werden. Dies würde aber durch die Strahlung der heißen Kathode zum Untergrund während der BIF-Messungen beitragen.

Besteht das Restgas hauptsächlich aus Stickstoff, wie in diesem Fall durch das Einlassen von reinem Stickstoff (N_2 5.0), so werden fast ausschließlich die Stickstoff-Moleküle ionisiert. Diese senden dann beim Übergang in den Grundzustand die gleichen Photonen aus wie die vom Elektronenstrahl angeregten Stickstoffmoleküle, die zur Profilmessung genutzt werden sollen. Daher ist dieser Untergrund proportional zum Druck und kann nicht durch Filter o. ä. reduziert werden. In Tab. 4.2 ist der PMT-Strom bei verschiedenen Drücken aufgelistet. Man erkennt einen konstanten Dunkelstrom des PMT, etwa 7 nA, während der Drucksensor ein druckabhängiges Signal im PMT erzeugt. Der Betrieb des Drucksensors während der BIF-Messung ist also nicht möglich. Das Einschalten des Lasers, während die Quellenhochspannung ausgeschaltet ist, hat keinen Einfluss auf den Untergrund, d. h. die Laserphotonen tragen nicht zum Untergrund bei. Die im weiteren Verlauf angegebenen Drücke sind Mittelwerte aus der Druckmessung vor und nach der BIF-Messung. In der Regel unterscheiden sich diese beiden Werte nur minimal, sofern ein Gleichgewichtszustand zwischen installiertem Saugvermögen und Gaseinlass am Dosierventil eingestellt wird.

Druck	I_{PMT} Drucksensor & Laser aus	I_{PMT} Drucksensor an	I_{PMT} Laser an, Drucksensor aus
$5,4 \cdot 10^{-5}$ mbar	7 nA	220 nA	7 nA
$1,2 \cdot 10^{-5}$ mbar	6,5 nA	60 nA	6,5 nA
$5,3 \cdot 10^{-6}$ mbar	6,5 nA	28 nA	6,5 nA
$1,5 \cdot 10^{-6}$ mbar	6,5 nA	12 nA	6,5 nA
$6,3 \cdot 10^{-7}$ mbar	6,5 nA	8,5 nA	6,5 nA

Tabelle 4.2.: Messung des PMT-Stroms bei verschiedenen Drücken und mit verschiedenen Untergrundquellen. Man erkennt einen konstanten Dunkelstrom des PMT, der bei etwa 7 nA liegt. Der Drucksensor erzeugt ein druckabhängiges Signal, wohingegen das Einschalten des Lasers, während die Quellenhochspannung ausgeschaltet ist, keinen Einfluss auf den Untergrund hat. Es erreichen keine Laserphotonen (Wellenlänge: 405 nm) die BIF-Kammer, wo sie zu einem Untergrundsignal beitragen könnten.

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

Den gleichen Untergrund könnten auch die in der Strahlführung verbauten IGP, z. B. in der differentiellen Pumpstufe, erzeugen. Diese erzeugen ebenfalls Ionen, die dann beschleunigt und in einem Gettermaterial gebunden werden, und können bei diesem Prozess angeregte Stickstoffmoleküle produzieren. Der dabei entstehende Untergrund wäre, ähnlich zu dem des Drucksensors, ebenfalls druckabhängig und nicht filterbar. Verschiedene Messungen ergaben, dass sowohl die IGP der differentiellen Pumpstufe (Entfernung ca. 1 m) als auch die IGP am Strahlfänger (Entfernung ca. 2 m) bei keinem der eingestellten Drücke einen messbaren Untergrund erzeugen.

4.1.4. Röntgenstrahlung aus dem Strahlfänger

Der PMT ist nicht nur auf Photonen sensitiv, auch Röntgenstrahlung kann Elektronen aus den Dynoden auslösen. Diese werden genau wie das Signal verstärkt und als Ereignis detektiert. Im Strahlfänger der PKAT wird der Elektronenstrahl gestoppt, wobei Bremsstrahlung erzeugt wird. In Abb. 4.2 ist das Signal des PMT in Abhängigkeit vom Elektronenstrahlstrom gezeigt. Das Signal steigt bei eingelassenem Stickstoff proportional zum Strahlstrom an (rote Punkte), zeigt aber die gleiche Charakteristik, wenn Stickstoff nicht das dominante Restgas im Vakuumsystem ist (blaue Punkte; Totaldruck: $9,5 \cdot 10^{-8}$ mbar, der Partialdruck von Stickstoff ist in diesem Fall mindestens um den Faktor 10 kleiner). Wie in Gl. 2.5 beschrieben, ist der Energieverlust proportional zum Druck, so dass zwischen den PMT-Signalen ein Unterschied von mindestens zwei Größenordnungen sein müsste. Diese Diskrepanz wird durch die Röntgenstrahlung aus dem Strahlfänger erzeugt, die ebenfalls proportional zum Strahlstrom ist.

Durch Anbringen einer 3 mm dicken Abschirmung aus Blei um den Strahlfänger herum verschwand diese Untergrundquelle. Der gleiche Effekt tritt auch auf, wenn es zu Strahlverlusten entlang der Strahlführung kommt. Diese Verluste müssen daher so gering wie möglich gehalten werden bzw. können nur an weit von der BIF-Kammer entfernten Orten und in geringer Größenordnung ($<1\%$) toleriert werden. Dies ist im Falle von BIF-Messungen sehr viel einfacher zu gewährleisten als bei der Thomson-Streuung, da hier mit vergleichsweise niedrigen Spitzenströmen gemessen wird und der Einfluss der Raumladung gering ist. Dieser Effekt kann bei höheren Strahlströmen und höheren Energien einen größeren Einfluss haben.

Der Untergrund durch die o. g. Quellen lässt sich ohne Elektronenstrahl auf unter 1 Hz reduzieren. Mit Elektronenstrahl ($75 \mu\text{A}$) ergibt sich ein Untergrund von 15 Hz. Dies sind durch strahlinduzierte Fluoreszenz erzeugte Photonen, die an den Kammerwänden reflektiert werden und somit in die Akzeptanz des optischen Systems und in den Detektor gelangen. Dieser Untergrund ist unabhängig von der Spaltposition und könnte durch Schwärzen des Inneren der Kammer weiter gesenkt werden.

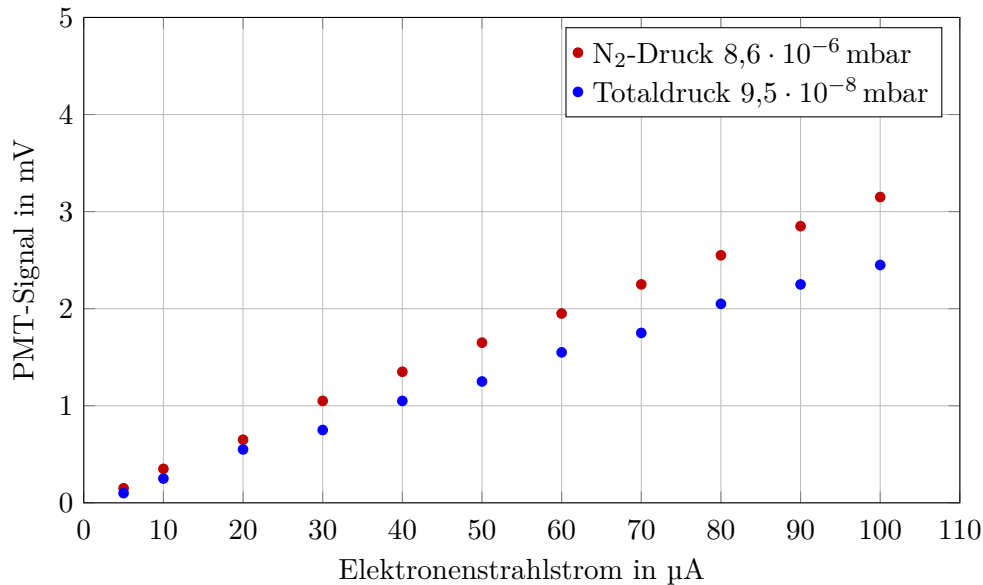


Abbildung 4.2.: BIF-Signal in Abhängigkeit vom Strahlstrom und vom Stickstoff-Partialdruck. Man erkennt das proportional zum Strahlstrom ansteigende Signal, das auch eine Abhängigkeit vom Druck zeigt. Bei kleinen Drücken (Totaldruck: $9,5 \cdot 10^{-8}$ mbar) sollte allerdings kein Signal mehr vorhanden sein, da hier der Partialdruck von Stickstoff mindestens eine Größenordnung kleiner ist als der Gesamtdruck und damit mindestens zwei Größenordnungen kleiner als bei der anderen Messreihe. Das Signal kann auf Bremsstrahlung, die beim Stoppen des Elektronenstrahls im Strahlfänger entsteht, zurückgeführt werden. Eine 3 mm dicke Abschirmung aus Blei um den Strahlfänger konnte diesen Untergrund auf null reduzieren.

4.2. Strahlprofilmessungen mit BIF

In den folgenden Messungen mit Photonen-zählung (Zählmodus) ist nur noch der statistische Fehler angegeben, der oft aber so klein ist, dass er in den Abbildungen nicht aufgelöst werden kann. In den Messungen wurde der Untergrund des Elektronenstrahls auch schon abgezogen. Dieser ergibt sich aus dem Mittelwert der Messpunkte, die klar nicht mehr zum Strahlprofil gehören und in der Regel die ersten bzw. die letzten Messpunkte sind. Dieser Untergrund wird durch Reflexionen der BIF-Photonen in der Kammer erzeugt. Eine Schwärzung wie bei der TLS-Kammer könnte diesen Untergrund weiter reduzieren. Dies ist aber bei einem typischen Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/R \approx 50$ nicht zwingend erforderlich.

Die Profilmessungen werden unter den in Tab. 4.1 aufgeführten Bedingungen durchgeführt. Der Strahl passiert die BIF-Kammer und regt auf seinem Weg die N₂-Atome an. Diese senden beim Übergang in einen niederenergetischen Zustand

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

Photonen aus, die von einer Linse auf den Schlitz abgebildet werden. Durch die Bewegung des Spalts wird der Strahl abgescannt. Der Messaufbau ist schematisch in Abb. 4.3 (a) gezeichnet. Eine so erfolgte Profilmessung ist in Abb. 4.3 (b) zu sehen. Das arithmetische Mittel liegt bei 16,47 mm und die Standardabweichung beträgt 1,51 mm. Der Elektronenstrom betrug bei diesen Messungen $75 \mu\text{A}$, der Druck in der BIF-Kammer beträgt 10^{-5} mbar.

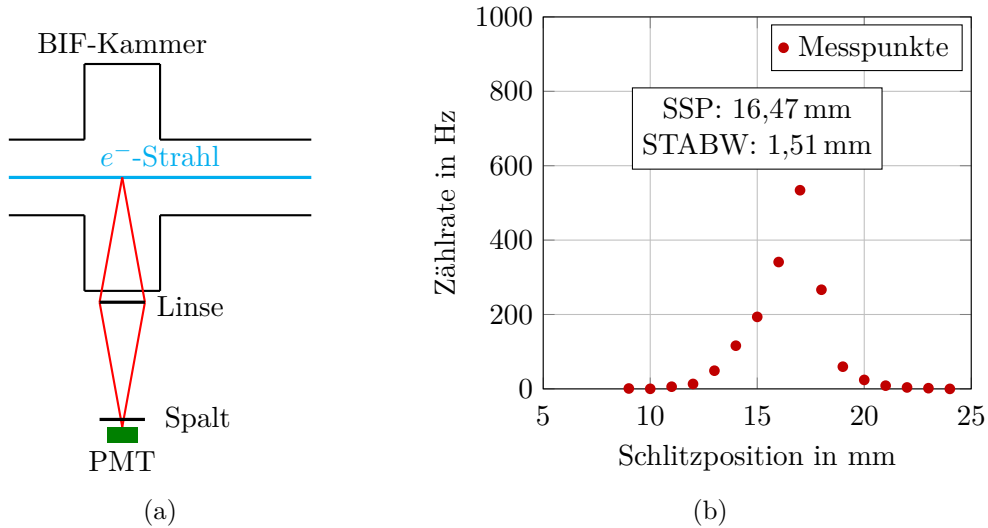


Abbildung 4.3.: Schematischer Aufbau (Ansicht von oben) für die Strahlprofilmessungen (a). Der Elektronenstrahl erzeugt durch Wechselwirkung mit dem eingelassenen N_2 Photonen, die von der Linse auf den Spalt abgebildet werden. Der Schlitz tastet den Strahl senkrecht zur Ansichtsebene ab. Der PMT misst eine Zählrate in Abhängigkeit von der Schlitzposition. Beispiel einer BIF-Profilmessung (b), der Untergrund ist bereits abgezogen. Der Strahlschwerpunkt (SSP) liegt bei 16,47 mm, die Standardabweichung (STABW) 1,51 mm.

Zur Bestätigung, dass es sich bei dem gemessenen Profil um das Profil des Elektronenstrahls handelt, wurden mit Hilfe von Solenoid 18 unterschiedliche Strahldurchmesser eingestellt. In Abb. 4.4 sind die gemessenen Profile bei einem Strom von -50 mA (a) bzw. -500 mA (b) im Solenoid 18 aufgetragen. Man erkennt, dass der Elektronenstrahl fokussiert wird, wenn der Strom zunimmt. Die leichte Bewegung des Mittelwertes ergibt sich, da der Strahl das Solenoid nicht im Zentrum durchquert und der Strahl dadurch zusätzlich zur Fokussierung auch abgelenkt wird. Dies ist für den weiteren Weg in der Strahlführung nicht optimal, hat aber keinen Einfluss auf die Messung selbst. Nur der Elektronenstrahl würde so auf die Änderung des Stroms im Solenoid reagieren, was zeigt, dass das Signal vom Elektronenstrahl erzeugt wird und keine Reflexion oder ein anderer Effekt ist.

4.3. Vergleich Profilmessung mit BIF vs. YAG-Schirm

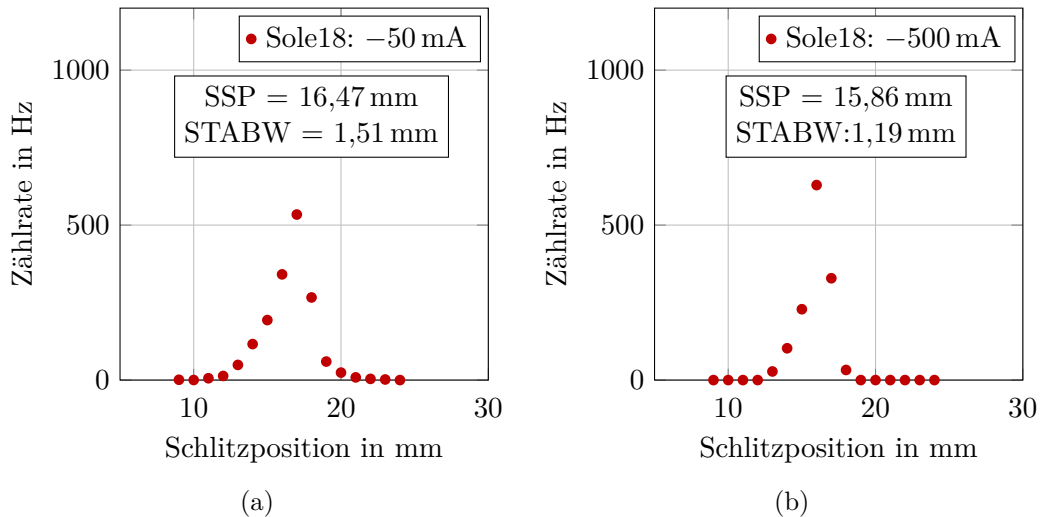


Abbildung 4.4.: Strahlprofilmessung bei verschiedenen Strömen in Solenoid 18. Der Solenoidstrom beträgt -50 mA in (a), bzw. -500 mA in (b). Der Strahl wird mit steigender Stromstärke stärker fokussiert und dadurch wird die Breite der Verteilung kleiner.

4.3. Vergleich Profilmessung mit BIF vs. YAG-Schirm

Der in der BIF-Kammer eingebaute YAG-Schirm kann ebenfalls zur Profilmessung genutzt werden, wie in Kap. 1 beschrieben. Dazu muss der mittlere Strahlstrom reduziert werden, da der Schirm beschädigt wird, wenn die Strahlleistung 1 W übersteigt. Daher wird mit einem gepulsten Strahl gemessen. Dazu wurde ein Pulsgenerator an den Laserdiodentreiber angeschlossen. Dadurch kann die Laserdiode im Pulsbetrieb arbeiten. Die Pulslänge beträgt dabei $10 \mu\text{s}$ und die Pulsfrequenz beträgt 10 Hz. Kürzere Pulslängen sind mit der Laserdiode nicht zu erreichen. Dies ergibt ein Tastverhältnis von 0,01 % und senkt so den mittleren Strom auf $7,5 \text{ nA}$ und die mittlere Strahlleistung auf $750 \mu\text{W}$ ab. Im Puls beträgt der Strom $75 \mu\text{A}$, so dass die Elektronen den gleichen Bedingungen unterliegen wie im DC-Strahl. Eine Digitalkamera nimmt das Bild des Elektronenstrahls auf dem YAG-Schirm auf, das dann ausgewertet wird. Ein Bild ohne Elektronenstrahl mit gleicher Belichtungszeit dient als Untergrund der Kamera und wird abgezogen.

Eine solche Messung ist in Abb. 4.5 zu sehen. Das Bild (a) ist mit einer Belichtungszeit von 200 ms aufgenommen und zur besseren Darstellung invertiert. Zur besseren Sichtbarkeit wurden der Kontrast und die Helligkeit angepasst, so dass Teile der Halterung des Schirms und Teile des Strahlrohrs zu sehen sind. Es wird ein geeigneter Bildausschnitt gewählt, in dem über alle Zeilen summiert wird (b), und an den Peak, der dem Strahlfleck entspricht, wird eine Gauß-Verteilung angepasst (c). Der Durchmesser des YAG-Schirms beträgt 23 mm bzw. 162 Pixel im Bild. Daraus ergibt sich ein Kalibrationsfaktor von $7,05 \text{ Pixel/mm}$. Die dazu gehö-

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

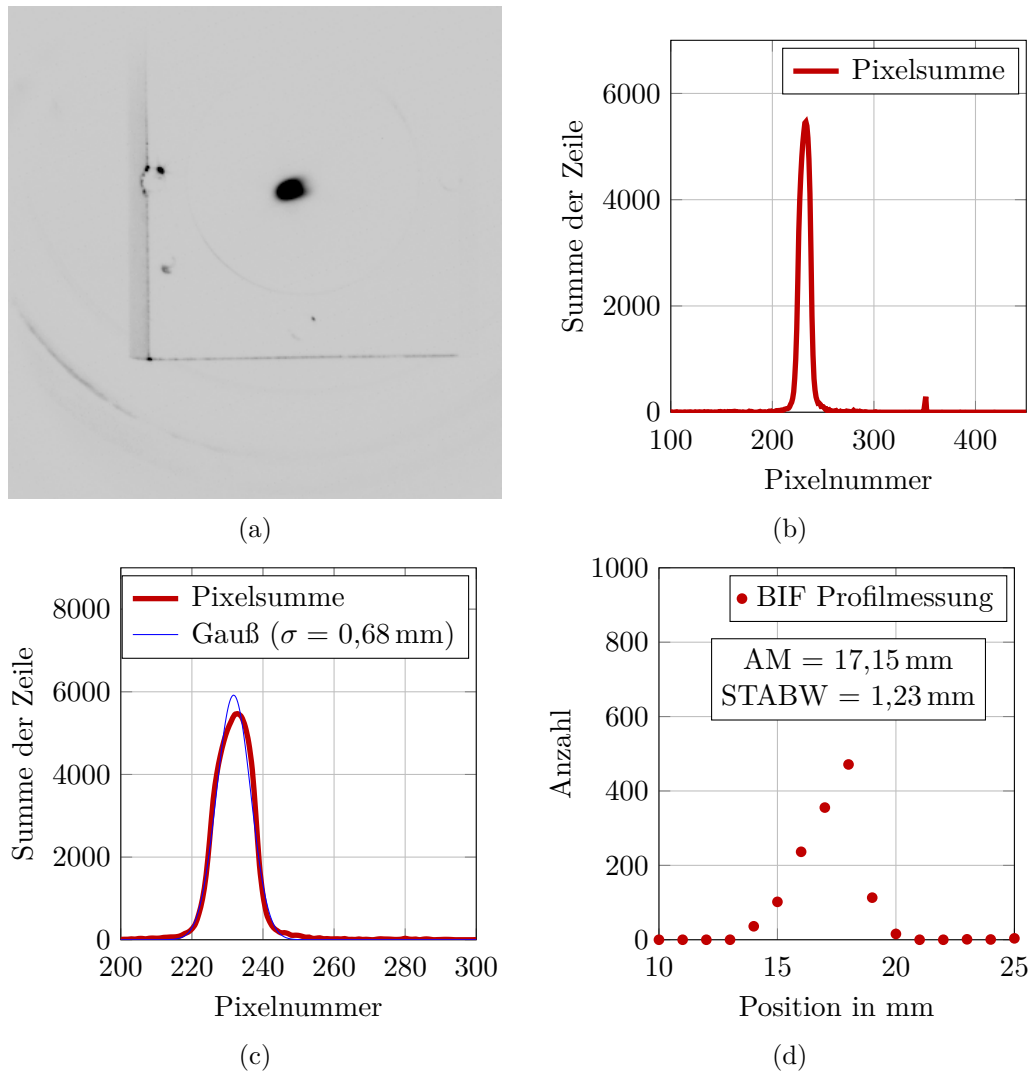


Abbildung 4.5.: Profilmessung mit YAG-Schirm und mit BIF im Vergleich. Invertiertes Kamerabild des Elektronenstrahls auf dem YAG-Schirm (a), das Tastverhältnis ist dabei 0,01 %. Das Bild ist auf den Bereich des Schirms zugeschnitten. Summe über alle Zeilen in dem zugeschnittenen Bild (b). Betrachtung des Strahlprofils und angepasste Gauß-Funktion an den Peak, der vom Elektronenstrahl erzeugt wird (c). Über den Kalibrationsfaktor 7,05 Pixel/mm kann von Größen in Pixeln auf mm umgerechnet werden. Profilmessung mit BIF (d) mit einem DC-Strahl mit 75 μ A, was dem Spitzenstrom des gebunchten Strahls entspricht.

4.3. Vergleich Profilmessung mit BIF vs. YAG-Schirm

rende Profilmessung mit BIF ist in Teil (d) der Abbildung zu sehen. Diese Messung wurde mit einem DC-Strahl durchgeführt, dessen Strom ($75 \mu\text{A}$) dem Spitzenstrom des gebunchten Strahls entspricht.

Die Strahlbreite aus der YAG-Schirmmessung beträgt $\sigma = 0,68 \text{ mm}$, die Standardabweichung der BIF-Messung $\text{STABW} = 1,23 \text{ mm}$. Die Werte aus der BIF-Messung sind also etwa 80 % zu groß.

Diese Abweichung kann nicht durch den Einfluss des Pulsgenerators auf den Strom, mit dem die Laserdiode betrieben wird, erklärt werden, wie in Abb. 4.6 gezeigt ist. Eine solche Abhängigkeit würde sich z. B. zeigen, wenn die Laserdiode im Bereich des Schwellenstroms betrieben wird. Der Schwellenstrom dieser Laserdiode liegt bei 37 mA , die Stromwerte, bei denen mit gepulstem Strahl experimentiert wurde, liegen zwischen 47 mA und $51,5 \text{ mA}$, vgl. Abb. 4.6 (a–c). In Abb. 4.6 (d) ist eine Gauß-Verteilung gezeigt, die an die Daten in 4.6 (b) angepasst wurde. Die an die anderen Messungen angepassten Gauß-Verteilungen unterscheiden sich davon nur unwesentlich, z. B. ist die Abweichung in der Standardabweichung kleiner als 1,5 %. Daher wird exemplarisch nur diese eine Funktion gezeigt. Die Strahlbreiten bzw. die Standardabweichungen unterscheiden sich bei den verschiedenen Pumpströmen nicht sehr stark voneinander ($0,86 \text{ mm}$, $0,88 \text{ mm}$ und $0,79 \text{ mm}$). Daher kann die Abweichung zwischen den Profilmessungen mit YAG-Schirm und BIF nicht vom Puls des Elektronenstrahls kommen.

Der YAG-Schirm in der BIF-Kammer wurde um 60° gedreht, so dass ein leuchtendes Objekt an einem definierten Ort in der BIF-Kammer entstand. Der Strahlfleck auf dem YAG-Schirm wurde so mit dem BIF-Detektor vermessen. Ein Schema dieser Messung ist in Abb. 4.7 (a) zu sehen. Diese BIF-Messungen wurden dann mit Messungen aus Abb. 4.6 verglichen, die vor der Drehung des YAG-Schirms durchgeführt wurden, was die Abb. 4.7 (b–d) zeigen.

Zusätzlich wurde noch bei verschiedenen Linsenpositionen gemessen, um den Einfluss der Tiefenschärfe und von Abweichungen der Strahlposition vom Zentrum der BIF-Kammer zu untersuchen. Dazu konnte die Linse in Richtung Detektor um bis zu 25 mm verfahren werden. In Abb. 4.7 (c) ist die Profilmessung für die Sollposition der Linse gezeigt ($g = b = 20 \text{ cm}$), in (d) ist die Linse maximal verfahren worden ($g = 22,5 \text{ cm}$, $b = 17,5 \text{ cm}$). Man erkennt eine Änderung der Strahlbreite, aber der Unterschied zu dem Wert aus der Messung mit YAG-Schirm ist immer noch groß. Auf eine Totzeitkorrektur der Messwerte kann bei Zählraten unter 1 MHz verzichtet werden, da der Fehler durch Totzeiteffekte dann kleiner als 1 % ist.

Die Abweichungen können durch verschiedene Effekte, die zum Teil von der Messzeit abhängen, erklärt werden. Die Messzeit für ein Profil mit BIF beträgt etwa 20 min , die einer Messung mit dem YAG-Schirm 200 ms . Durch die lange Messzeit kann es zur Drift des Elektronenstrahls kommen, über den integriert wird, was das Profil verbreitert. Auch die Netzspannung von 50 Hz erzeugt ein Brummen auf dem Strahl, was die Profilmessung beeinflusst [64].

Ein weiterer Grund für die Abweichung kann ein nicht ganz waagrechter Durchschuss des Elektronenstrahls durch die BIF-Kammer sein. Auf Grund der Integration über eine bestimmte Länge des Elektronenstrahls durch den Detektor wird ein

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

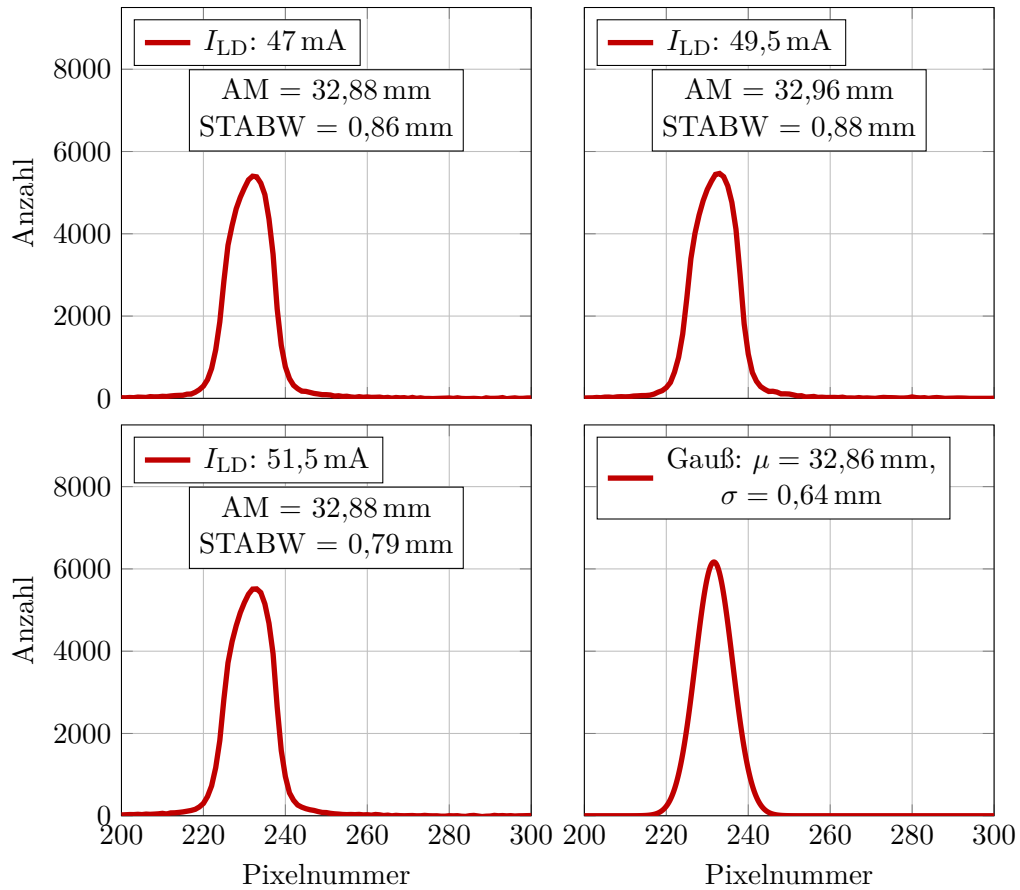


Abbildung 4.6.: YAG-Strahlprofile bei verschiedenen Einstellungen des Diodenstroms I_{LD} am Laserdiodentreiber (a–c). Die aufgenommenen Strahlprofile weichen nur gering voneinander ab, die Standardabweichungen liegen in einem Bereich von $\pm 10\%$. Der Kalibrationsfaktor ist wie zuvor $7,05 \text{ Pixel/mm}$. In Bild (d) ist exemplarisch eine Gauß-Verteilung gezeichnet, die an die Messdaten von $I_{LD} = 49,5 \text{ mA}$ angepasst wurde. Die Funktionen zu den anderen Messungen sind fast identisch (Abweichung in σ kleiner als $1,5\%$).

4.3. Vergleich Profilmessung mit BIF vs. YAG-Schirm

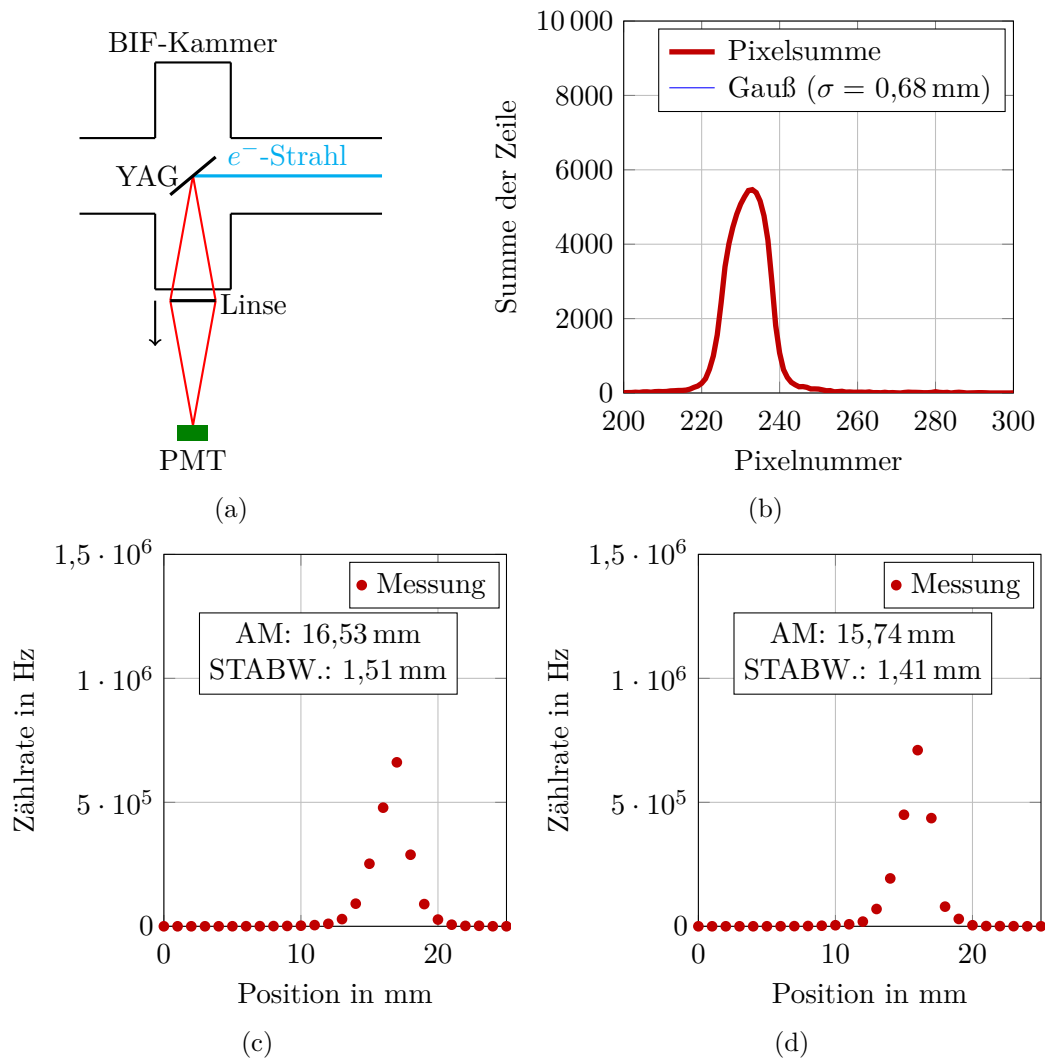


Abbildung 4.7.: Schematischer Aufbau für die Messung mit gedrehtem YAG-Schirm (a). Profilmessung mit dem YAG-Schirm, bevor er gedreht wurde (b). Messung des vom Elektronenstrahl auf dem YAG-Schirm erzeugten Lichtpunktes (Totzeiteffekte erst ab 1 MHz relevant). Diese Messung wurde bei verschiedenen Stellungen der Linse (Sollposition (0 mm) und Maximalposition (25 mm)) durchgeführt. Die Linse kann, bedingt durch den Aufbau, nur in Richtung Detektor bewegt werden. Daher gilt in Sollposition $g = B$ und in Maximalposition $g - \text{Linsenposition} = b + \text{Linsenposition}$. Die Werte für die verschiedenen Linsenpositionen ändern sich wenig und sind um etwa 80 % größer, als die Messung mit YAG-Schirm liefert.

schmäler verkippter Strahl wie ein breiter waagrecht liegender Strahl gemessen. Der hier verwendete Aufbau ist daher als „Proof of Principle“ zu betrachten, für den Einsatz am Beschleuniger aber unzureichend. In Kap. 4.7 wird näher erläutert, wie ein geeigneter Aufbau aussehen könnte.

4.4. Fehlerbetrachtung für die Profilmessungen mit BIF

Die Profilmessungen mit BIF sind mit verschiedenen statistischen und systematischen Fehlerkomponenten behaftet. Der statistische Fehler bei diesen Messungen ist die Fluktuation der Ereignisse im Detektor. Dieser Fehler ergibt sich zu \sqrt{N} , mit N als Anzahl der Ereignisse, bzw. zu $\frac{1}{\sqrt{N}}$ als relativen Fehler. Durch eine große Anzahl von Ereignissen kann der Fehler klein gehalten werden. Im Falle dieser Messungen wurde in der Regel jede Schlitzposition 50 s lang gemessen, was bei Zählraten von einigen 100 Hz zu einem relativen Fehler $\frac{1}{\sqrt{N}} < 1\%$ führt.

Ein systematischer Fehler dieser Messmethode, die auf dem Nachweis der Photonen beruht, die von den angeregten Restgasmolekülen ausgesendet werden, wird durch die Bewegung der angeregten Moleküle erzeugt. Die Moleküle bewegen sich nach dem Anregungsprozess und somit sind der Ort, an dem die Anregung stattgefunden hat, und der Ort, an dem das Photon abgestrahlt wird, nicht identisch. Diese Bewegung setzt sich aus drei Komponenten zusammen: thermische Bewegung v_{therm} , Impulsübertrag beim Stoß v_{Impuls} und Wechselwirkung geladener Moleküle mit dem elektrischen Feld des Strahls v_{Strahl} , sofern diese Übergänge zur Profilmessung genutzt werden [11].

Die mittlere thermische Geschwindigkeit von Restgasmolekülen ist nach der kinetischen Gastheorie:

$$\begin{aligned} v_{\text{therm}} &= \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}} \\ &= \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1} \cdot 293 \text{ K}}{\pi \cdot 28 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}} \\ &= 4,17 \cdot 10^{-4} \text{ mm ns}^{-1} \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit k_b der Boltzmann-Konstante, T der Temperatur und M der Masse des Gasmoleküls (hier N_2). Mit der Lebensdauer des angeregten Zustandes (65 ns siehe Kap. 4.6) kann die Strecke berechnet werden, die das Molekül zurücklegt, bevor es das Photon abstrahlt.

$$d_{\text{therm}} = v_{\text{therm}} \cdot \tau = 4,17 \text{ mm ns}^{-1} \cdot 65 \text{ ns} = 27,1 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.3)$$

Der Impulsübertrag auf ein Stickstoffmolekül wurde bei der Wechselwirkung von einem 50 MeV Protonenstrahl mit Luft bei einem Druck von $1,33 \cdot 10^{-6}$ mbar zu 0,014 eV bestimmt [24]. Dieser Wert dient als obere Abschätzung, da aufgrund der

4.4. Fehlerbetrachtung für die Profilmessungen mit BIF

geringeren Masse von Elektronen der Impulsübertrag geringer sein sollte. Daraus ergibt sich dann [60]:

$$v_{\text{Impuls}} = \sqrt{2 \frac{0,014 \text{ eV}}{M}} = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ mm ns}^{-1} \quad (4.4)$$

Bzw.

$$d_{\text{Impuls}} = v_{\text{Impuls}} \cdot 65 \text{ ns} = 20 \mu\text{m} \quad (4.5)$$

Die Strecke d_{RMS} , die das Stickstoffatom im Mittel zurückgelegt hat, errechnet sich, indem die Geschwindigkeit mit der Lebensdauer der entsprechenden Zustände multipliziert wird und die quadrierten Beiträge summiert werden.

$$d_{\text{RMS}} = \sqrt{d_{\text{therm}}^2 + d_{\text{Impuls}}^2} = 33,7 \mu\text{m} \quad (4.6)$$

Um diese Strecke wird das Profil im Mittel verbreitert. Bei Strahlbreiten wie in dieser Arbeit, die einige hundert μm bis wenige mm betragen, ist dies ein signifikanter Effekt von einigen Prozent. Dieser systematische Fehler muss also berücksichtigt werden, erklärt aber nicht die Abweichungen, die in Kap. 4.3 besprochen wurden. Für Messungen von Ionenstrahlen oder im Kühlerteststand [16], wo die Strahlbreite im Bereich von einigen cm liegt, ist der Einfluss dieses Fehlers auf die Profilmessung nicht mehr so groß.

Ein Effekt, der dem entgegenwirken kann, ist das Ion-Trapping. Dabei werden Restgasionen im Potential des Elektronenstrahls gefangen und können diesen nicht wieder verlassen. Dadurch würden die o. g. Bewegungen unterdrückt oder sogar ganz kompensiert werden. Dies funktioniert allerdings nicht mit angeregten neutralen Atomen und Molekülen, wie z. B. N_2 . Bei einem langen zylindrischen Strahl berechnet sich die Tiefe des Potentials wie folgt [62]:

$$\delta\Phi = \frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta c} (1/2 + \ln(r/a)) \quad (4.7)$$

mit dem Strom $I = 75 \mu\text{A}$, der Geschwindigkeit $\beta = 0,56$, dem Strahlrohrradius $r = 40 \text{ mm}$ und einem Strahldurchmesser $a = 1,5 \text{ mm}$ ergibt sich eine Potentialtiefe von $\delta\Phi = 30 \text{ meV}$. Die thermische Energie bei Zimmertemperatur beträgt 25 meV , daher könnten Ionen im Strahl gefangen werden. Dieser Effekt wird mit steigendem Strahlstrom größer und wird bei Messungen am Kühlerteststand untersucht. Mit Gl. 2.13 kann der Grad der dabei auftretenden Raumladungskompensation berechnet werden.

4.5. Emittanzmessung mit BIF

Mit den aus den BIF-Profilmessungen gewonnenen Strahlbreiten (vgl. Abb. 4.4) kann eine Emittanzmessung durchgeführt werden. Die Emittanzmessung erfolgt hierbei über einen Solenoidscan, analog zu einem Quadrupolscan. Der einfachste Aufbau dazu besteht aus einem Solenoid, einer Driftstrecke und einem Schirm zur Bestimmung der Strahlbreite, vgl. Abb. 4.8. Die Strahlbreite wird bei verschiedenen Fokussierstärken des Solenoids gemessen und daraus kann dann auf die Emittanz zurückgerechnet werden.

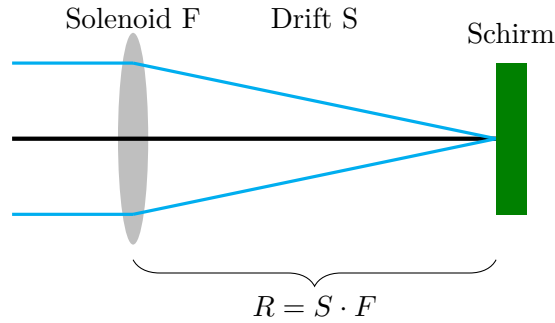


Abbildung 4.8.: Schematischer Aufbau der Emittanzmessung mit einem Solenoidscan. Die Transfermatrix R setzt sich aus den Transfermatrizen der durchlaufenen Strahlführungselemente, hier eines Solenoids S und einer Driftstrecke L , zusammen. Durch Variation der Fokussierstärke des Solenoids werden verschiedene Strahldurchmesser auf dem Schirm gemessen.

Die am Schirm gemessene Phasenraumellipse σ_x^{Schirm} (vgl. Gl. 2.22) ist mit der Phasenraumellipse σ_x^{Strahl} vor dem Solenoid über die Transfermatrix (R) der passierten Strahlführungselemente – hier ein Solenoid (F) und eine Driftstrecke (S) – wie folgt verknüpft:

$$\sigma_x^{\text{Schirm}} = R \sigma_x^{\text{Strahl}} R^T \quad (4.8)$$

Die Matrizen der Strahlführungselemente sind:

$$F = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad S = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

wobei das Solenoid als dünne Linse betrachtet wird, wie in Abb. 4.8 verdeutlicht ist. Dabei ist $K = \frac{1}{f_{\text{Sole}}}$ die Fokussierstärke des Solenoids mit f_{Sole} als Brennweite und L die Länge der Driftstrecke zwischen Solenoid und Schirm. Die Brennweite eines Solenoids ist gegeben durch:

$$\frac{1}{f_{\text{Sole}}} = \int \left(\frac{eB_s}{2p} \right)^2 ds \quad (4.10)$$

mit

$$B_s = \mu_0 \frac{NI}{l} \quad (4.11)$$

als magnetische Feldstärke im Inneren des Solenoids. Dabei ist N die Anzahl der Windungen, I der Strom, mit dem das Solenoid betrieben wird, und l die Länge des Solenoids. Diese Näherung gilt für Solenoide, die viel länger sind, als ihre Öffnung groß ist. Die Transfermatrix R berechnet sich aus den einzelnen Matrizen S und F zu:

$$R = S \cdot F = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + Kl & l \\ K & 1 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Aus der Transfermatrix und σ_x aus Gl. 2.22 ergibt sich dann für die Strahlbreite auf dem Schirm folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^{\text{Schirm}} = & (\sigma_{11}^{\text{Strahl}} + 2L\sigma_{12}^{\text{Strahl}} + L^2\sigma_{22}^{\text{Strahl}}) \\ & + (2L\sigma_{11}^{\text{Strahl}} + 2L^2\sigma_{12}^{\text{Strahl}})K + L^2\sigma_{11}^{\text{Strahl}}K^2 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Diese quadratische Gleichung in K kann mit den Ersetzungen:

$$\begin{aligned} A &= L^2\sigma_{11}^{\text{Strahl}} \\ 2AB &= +(2L\sigma_{11}^{\text{Strahl}} + 2L^2\sigma_{12}^{\text{Strahl}}) \\ C + AB^2 &= \sigma_{11}^{\text{Strahl}} + 2L\sigma_{12}^{\text{Strahl}} + L^2\sigma_{22}^{\text{Strahl}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

in der Form

$$\sigma_x^{\text{Schirm}} = AK^2 - 2ABK + (C + AB^2) \quad (4.15)$$

an die gemessenen Strahlbreiten angepasst werden. Die Emittanz berechnet sich dann aus der Determinante der σ_x^{Schirm} -Matrix.

$$\epsilon_x = \sqrt{|\sigma_x^{\text{Schirm}}|} = \sqrt{\sigma_{11}^{\text{Schirm}}\sigma_{22}^{\text{Schirm}} - (\sigma_{12}^{\text{Schirm}})^2} = \sqrt{\frac{AC}{L^4}} = \frac{\sqrt{AC}}{L^2} \quad (4.16)$$

An die gemessenen Strahlbreiten bei verschiedenen Stromstärken im Solenoid 18, die in Abb. 4.4 zu sehen sind, wird Gl. 4.15 angepasst, wie in Abb. 4.9 gezeigt ist. Daraus errechnet sich die Emittanz $\epsilon_{x,\text{geometrisch}}$ mit der Driftlänge $L = 737$ mm und den Parametern aus der Anpassungsfunktion zu:

$$\epsilon_{x,\text{geometrisch}} = \frac{\sqrt{AC}}{L^2} = 1,45 \text{ mm mrad} \quad (4.17)$$

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

Dies ist größer als die Emittanzwerte, die an der PKA2 gemessen wurden (vgl. Abb. 3.16). Diese ergeben für eine Laserwellenlänge von 405 nm bei einem Laserstrahldurchmesser von $\sigma_{L,RMS} = 0,75$ mm einen Wert von $\epsilon_n = 0,321$ mm mrad ($\epsilon_{geometrisch} = \frac{\epsilon_n}{\beta\gamma} = 0,48$ mm mrad). Die Abweichungen können zum einen durch die in Kap. 4.3 beschriebenen Effekte erklärt werden, die zu einer größeren gemessenen Strahlbreite führen, zum anderen aber auch durch die Annahmen bei der Berechnung der Emittanz. Die Beschreibung des Solenoiden als dünne Linse und auch die Annahme eines hard-edge Modells² für die Berechnung der Fokussierstärke sind für das hier verbaute Solenoid nicht ohne Fehler. Speziell das hard-edge-Modell kann einen signifikanten Beitrag dazu leisten, wie in [2] gezeigt ist.

Die Messung hier ist als ein „Proof of Principle“ anzusehen, die verdeutlicht, dass eine solche Emittanzmessung auch bei Strahldurchmessern von etwa 1 mm möglich ist. Durch die in Kap. 4.7 beschriebenen Verbesserungen (ICCD-Kamera) wird die Messzeit sich drastisch verkürzen (von etwa 20 min auf etwa 1 s pro Messwert), was auch die Genauigkeit erhöht.

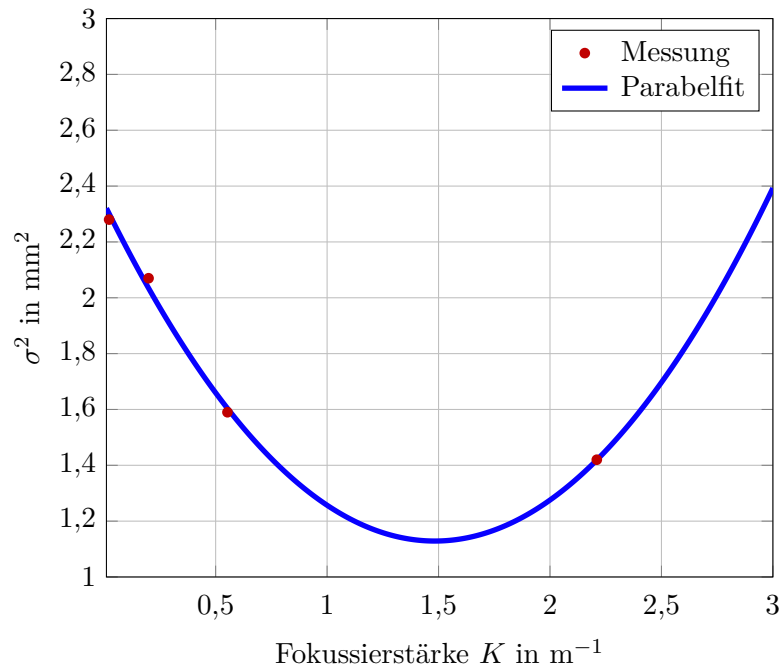


Abbildung 4.9.: Quadrierte Strahlbreiten auf dem Schirm als Funktion der Fokussierstärke von Solenoid 18. Daran wurde Gl. 4.15 angepasst (blau) und die Emittanz zu 1,45 mm mrad bestimmt.

²Das Magnetfeld wird als ein Rechteck angenommen.

4.6. Messung der Lebensdauer des angeregten N_2

Die BIF-Messungen beruhen auf dem Nachweis der Photonen, die vom angeregten Stickstoff ausgesandt werden. Mit einem gepulsten Elektronenstrahl kann die Lebensdauer des angeregten Elektronenzustands des Stickstoffs bestimmt werden. Dazu wird ein Aufbau ähnlich dem für die TLS-Streuung benötigt. Der Detektor wird wie in Abb. 3.20 mit einer Koinzidenzeinheit verbunden. Diese löst bei Ankunft des Elektronenstrahls in der BIF-Kammer aus. Das Zeitfenster, in dem die Koinzidenzeinheit misst, kann mit dem Pulserdelay verschoben werden. Damit wird die Intensität des N_2 -Signals gegen das Pulserdelay gemessen, wie in Abb. 4.10 zu sehen. Das Zeitfenster der Koinzidenzeinheit war dabei auf 10 ns eingestellt. Es sind zwei Messungen bei verschiedenen Drücken gezeigt, einmal $1 \cdot 10^{-5}$ mbar und $1,1 \cdot 10^{-6}$ mbar bei einem mittleren Strahlstrom von $55 \mu\text{A}$ bzw. $48 \mu\text{A}$. Die Abhängigkeit vom Druck zeigt, dass das Signal vom eingelassenen Stickstoff erzeugt wird.

An die Daten kann ein exponentieller Zerfall der Form $N(t) = A \cdot \exp(-\lambda t)$ angepasst werden. Daraus lässt sich dann die Lebensdauer $\tau = \frac{1}{\lambda}$ mit $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$ ablesen, wobei $t_{1/2}$ die Halbwertszeit ist. Die Lebensdauer in dieser Messung ergibt sich zu $\tau = 65,2 \text{ ns}$ bzw. $64,2 \text{ ns}$. Verglichen mit Literaturwerten, welche die Lebensdauer mit $60,4 \text{ ns}$ gemessen haben [27], ist die Abweichung kleiner als 10 %.

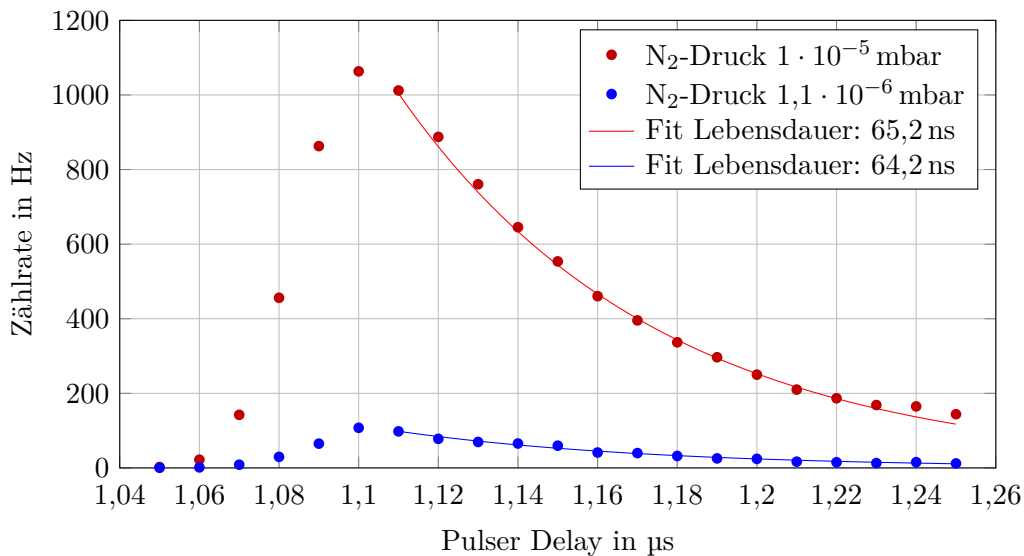


Abbildung 4.10.: Messung der Lebensdauer von N_2 . Der Stickstoff wird von einem 20 ns langen Elektronenpuls angeregt und die Zählrate in Abhängigkeit vom Pulser-Delay wird gemessen. An die Messungen bei verschiedenen Drücken wird eine Funktion der Form: $N(t) = A \cdot \exp(-\lambda t)$ mit $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$ angepasst. Daraus ergibt sich die Lebensdauer zu $\tau = 65,2 \text{ ns}$ bzw. $64,2 \text{ ns}$.

4.7. Anwendungsbereich für die BIF-Profilmessung

Wie in Kap. 1 beschrieben, soll diese Profilmessung für intensive Elektronenstrahlen wie z. B. in Elektronenkühlern oder ERL wie MESA eingesetzt werden. Im Folgenden sollen die Ergebnisse auf diese Anwendungsfälle extrapoliert werden und die Einsatzmöglichkeiten diskutiert werden.

Wie in Gl. 2.5 zu sehen, hängt der Energieverlust der Elektronen vom Druck des passierten Mediums ab. Das BIF-Signal hängt somit vom Druck und vom Strahlstrom ab. Durch einen höheren Strahlstrom bei den Messungen muss weniger Stickstoff eingelassen werden, um die gleichen Zählraten zu erreichen. In Tab. 4.3 sind der Strahlstrom und der Partialdruck von N_2 während der Messungen in dieser Arbeit sowie für mögliche BIF-Messungen am Elektronenkühler und bei MESA zusammengefasst. Bei diesen Bedingungen werden in den verschiedenen Messaufbauten die gleichen Zählraten erreicht.

	Strahlstrom	Partialdruck N_2
PKAT	75 μ A	10^{-5} mbar
MESA I	1 mA	10^{-6} mbar
MESA II	10 mA	10^{-7} mbar
Kühlerteststand	0,5 A	10^{-9} mbar
HESR-Kühler	3 A	$2 \cdot 10^{-10}$ mbar

Tabelle 4.3.: Strahlstrom und Druck für BIF-Zählraten wie in den Messungen an der PKAT, für Messungen an anderen Beschleunigern.

Auf Grund der supraleitenden Beschleunigermodule bei MESA ist eine Profilmessung mit BIF nur in Bereichen möglich, die weit entfernt von den Kryomodulen sind, wie z. B. im Injektor oder den Bögen. Das Vakuum in der Nähe der Kryomodulen soll besser als 10^{-9} mbar sein, um eine Verunreinigung der Beschleunigungsstrukturen zu vermeiden [46]. Eine differentielle Pumpstufe kann dieses Problem lösen, wie in Kap. 3.1 beschrieben. Damit könnte ein Bereich mit höherem Druck für die BIF-Messungen geschaffen werden, ohne das restliche Vakuumsystem und damit die supraleitenden Kavitäten zu beeinflussen.

Beim Kühlerteststand muss noch weniger Stickstoff eingelassen werden. Hier reichen 10^{-9} mbar aus, um auf die gleichen Zählraten wie bei den Messungen an der PKAT zu kommen. Für den geplanten HESR-Kühler kann der Druck nochmals um eine Größenordnung kleiner sein. Für den HESR-Kühler ist ein Druck von 10^{-9} mbar in der Kühlstrecke geplant [71], während des Betriebs des Teststandes wurde ein Druck von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. In einem dichten Vakuumsystem liegt der Partialdruck von Stickstoff um mindestens eine Größenordnung unter dem Totaldruck. Daher muss durch das Einlassen von Stickstoff der Partialdruck erhöht werden, was den Totaldruck leicht ansteigen lässt. Durch den hohen Strahlstrom ist das Potential des Elektronenstrahls tiefer als bei den Experimenten an der PKAT. Eingesetzt

4.7. Anwendungsbereich für die BIF-Profilmessung

in Gl. 4.7 mit einem Strom von 0,5 A, einem Strahldurchmesser von 20 mm, einem Strahlrohrradius von 100 mm und einer Geschwindigkeit der Elektronen $\beta = 0,18$ ergibt sich die Tiefe des Potentialtopfes (Kühlerteststand) zu 351 eV. Darin können Ionen gefangen werden, was zu einer Akkumulation der Ionen führt, die im Strahl dann einen höheren Partialdruck erzeugen. Der zusätzliche Gaseinlass könnte dann geringer ausfallen und man könnte durch die Wahl des Gases auch die Wellenlänge des beobachteten Lichtes beeinflussen. Dies würde auch der Bewegung der Restgasmoleküle entgegenwirken, die wie in Kap. 4.4 beschrieben zum systematischen Fehler der Messung beiträgt. Dies wird zur Zeit am Kühlerteststand des Helmholtz-Instituts Mainz untersucht [12].

Der dominante Fehlerbeitrag bei den hier vorgestellten Messungen kam aufgrund der langen Messzeit zustande (vgl. Kap. 4.3). Die Messzeit für eine Profilmessung wie z. B. in Abb. 4.3 beträgt etwa 20 min. Dabei wird an jeder Schlitzposition 50 s lang gemessen. Im Maximum des Strahlprofils sind das 25000 Ereignisse mit einem statistischen Fehler von 0,63 %. In den Randbereichen der Profilmessung sind das etwa 1000 Ereignisse pro Messpunkt mit einem statistischen Fehler von 3,2 %. Mit einer kürzeren Messzeit (kürzer als 1 s) könnte diese Fehlerquelle reduziert werden. Außerdem ist für den Betrieb an einer Beschleunigeranlage eine kurze Messzeit notwendig, um den Experimentierbetrieb nicht zu sehr zu beeinträchtigen.

Eine schnellere Messung kann mit einer verstärkenden CCD-Kamera (ICCD-Kamera) erfolgen. Diese besteht aus einer CCD-Kamera, an die eine Mikrokanalplatte (MCP) angebaut ist. Dies erhöht die Empfindlichkeit der CCD-Kamera und erlaubt den Nachweis einzelner Photonen. Eine MCP ist eine Matrix aus vielen (10^4 bis 10^7) parallel angeordneten Röhren (typischer Durchmesser 12 μm), die als eigenständige Elektronenvervielfältiger arbeiten. Jede Röhre kann als kleiner PMT mit Kathode, Dynoden und Anode angesehen werden. Das einfallende Elektron wird beschleunigt, so dass beim Auftreffen auf die Wand mehrere Elektronen ausgeschlagen werden [81]. Eine MCP erreicht einen Verstärkungsfaktor von bis zu 10^4 , durch eine Reihenschaltung von bis zu drei MCP können Verstärkungsfaktoren bis zu 10^8 erreicht werden [37]. Damit können, wie beim PMT, einzelne Photonen detektiert werden. Bei einer ICCD-Kamera befindet sich vor der MCP eine Photokathode, die wenn sie von Photonen getroffen, wird Elektronen emittiert. Diese werden von der MCP verstärkt und treffen auf einen Leuchtschirm, der zwischen MCP und CCD-Kamera installiert ist. Durch die Röhrenstruktur wird der Ort, an dem die Photonen die auf die Kathode treffen, erhalten, die Intensität des Signals aber verstärkt. Durch diesen Aufbau kann die Kamera einzelne Photonen mit einer Ortsauflösung, die etwa dem Durchmesser der Röhren entspricht, aufnehmen.

In Abb. 4.11 sind drei Aufnahmen des Elektronenstrahls in der BIF-Kammer zu sehen. Die ICCD-Kamera³ war für diese Aufnahmen am Ort des BIF-Detektors aufgebaut. Bei einem Strahlstrom von 100 μA und einem Druck von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar wurden diese Bilder mit einer Belichtungszeit von 500 ms aufgenommen. Der Strom

³Es handelt sich um das Modell Hamamatsu Orca Flash.

4. Messungen zur strahlinduzierten Fluoreszenz

von Solenoid 18 wurde variiert (500 mA, 700 mA, 1000 mA), was zu einer Fokussierung des Strahls führt.

In Abbildung 4.12 wurde aus den Bildern des Elektronenstrahls die Strahlbreiten (2σ) bestimmt, indem an die Daten (rot) eine Normalverteilung (blau) angepasst wurde. Die Messzeit, entspricht hier der Belichtungszeit des Bildes, beträgt 500 ms und ist damit mehr als 2000 Mal schneller als die Messungen mit Spalt und PMT. Dadurch reduziert sich der Messfehler durch eine Drift des Elektronenstrahls stark. Durch das Objektiv der Kamera kann das Bild scharf gestellt werden. Mit einer Kalibration ähnlich der in Kap. 4.3 kann dann eine Profilmessung erfolgen. Zusätzlich kann ein solcher Aufbau auch zur Einstellung der Strahlführung genutzt werden.

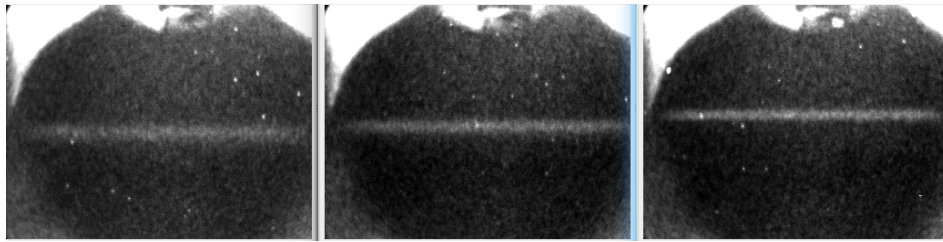


Abbildung 4.11.: Bilder des Elektronenstrahls in der BIF-Kammer der PKAT, aufgenommen mit einer verstärkenden CCD-Kamera (ICCD-Kamera). Es wurde bei drei verschiedenen Strömen von Solenoid 18 (500 mA, 700 mA, 1000 mA) gemessen.

4.7. Anwendungsbereich für die BIF-Profilmessung

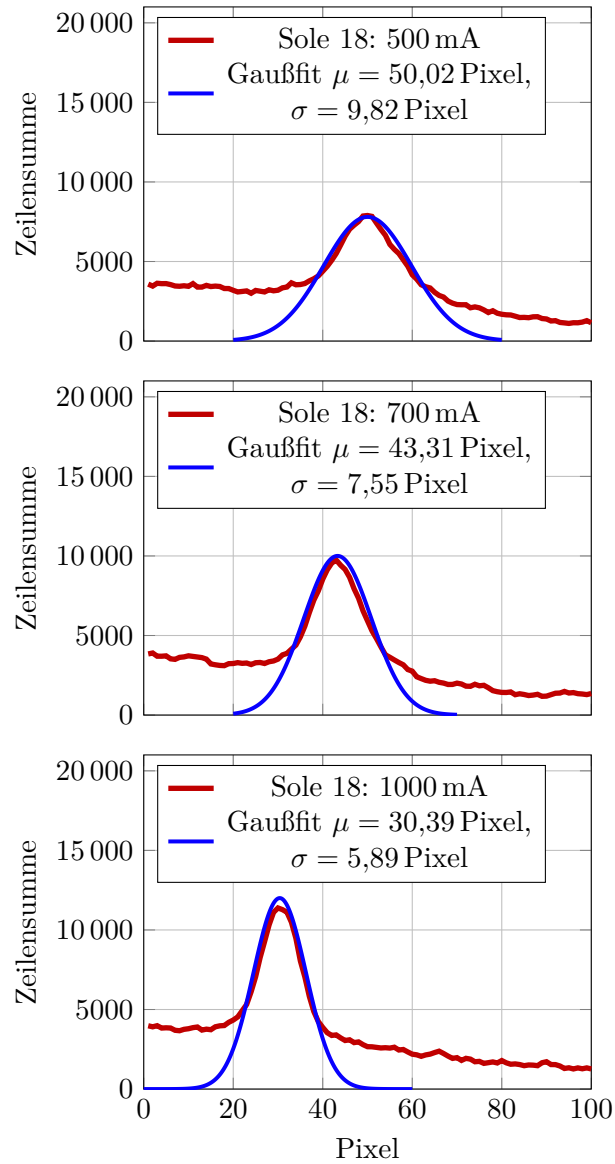


Abbildung 4.12.: Aus den Bildern der ICCD-Kamera extrahierte Strahlbreiten (2σ). An die Messdaten (rot) wurde eine Normalverteilung (blau) angepasst. Die fokussierende Wirkung durch den steigenden Solenoidstrom ist zu erkennen. Die Bewegung des Mittelwertes kann durch das Passieren des Solenoids abseits der Symmetrieachse erklärt werden.

5. Messungen zur Thomson-Streuung

Auf Grund der hohen Spitzenströme von bis zu 30 mA und der Empfindlichkeit des Detektors musste auch für die TLS-Messungen ein Strahlverlust in der Nähe der TLS-Kammer vermieden werden. Dazu wurden, nachdem die Strahlführung auf Transmission optimiert war, Untergrundmessungen mit dem TLS-Detektor durchgeführt. Die Strahlführung wurde dann auf eine kleine Rate während der Untergrundmessungen bei gleichzeitig maximaler Transmission optimiert. Der Laser wurde so eingestellt, dass er die TLS-Kammer in der Mitte passiert (entspricht Spiegelposition 12 mm, siehe Abb. 3.24). Dies erlaubt ein Abtasten des Strahls in vertikaler Richtung wie in Kap. 3.5 gezeigt. Die wichtigsten Parameter der TLS-Messungen sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

Strahlenergie	100 keV
Spitzenstrom	20 mA bis 30 mA
Mittlerer Strahlstrom	70 μ A bis 100 μ A
PMT-HV	1000 V
Druck in TLS-Kammer	$8 \cdot 10^{-8}$ mbar

Tabelle 5.1.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des Elektronenstrahls und des Detektorsystems während der TLS-Messungen. Da mit einem gepulsten Elektronenstrahl gemessen wird, muss zwischen Spitzenstrom und mittlerem Strahlstrom unterschieden werden.

Da das Hochspannungsnetzgerät der PKAT maximal 3 mA liefern kann, werden die TLS-Messungen mit einem gepulsten Strahl durchgeführt. Dadurch können Spitzenströme von 25 mA erreicht werden, während der mittlere Strahlstrom nur 100 μ A beträgt. Dabei ist zu untersuchen, inwieweit die Hochspannung absinkt, wenn das Netzteil im Pulsbetrieb benutzt wird. In diesem Fall wird das Netzteil mit dem Hochspannungskabel als geladener Kondensator (vergleichbar mit einem Stützkondensator) genutzt, der den Spitzenstrom liefert. Die Ladung, die in einem Kondensator gespeichert ist, beträgt $Q = CU$, mit C der Kapazität des Kondensators und U der Spannung, hier die Beschleunigungsspannung von 100 kV. Die Kapazität kann für den hier verwendeten Aufbau aus Netzgerät und Hochspannungskabel zu $C = 1$ nF abgeschätzt werden. Dies ergibt eine Ladung von $Q = 10^{-4}$ C, die im Kondensator gespeichert ist. Die Zeitkonstante eines Kondensators τ beträgt $\tau = RC$, mit $R \approx 10^4 \Omega$ berechnet sich $\tau = 100 \mu$ s.

5. Messungen zur Thomson-Streuung

In dieser Zeit werden mit einer Wiederholrate von 150 kHz und einer Pulslänge von 19,2 ns 15 Elektronenpulse in der Quelle erzeugt. Dies entspricht einer Ladung von $\Delta Q = 15 \cdot I \cdot t_{\text{Puls}} = 7,2 \text{ nC}$, bei einem Strahlstrom von $I = 25 \text{ mA}$. Der daraus resultierende Spannungsabfall kann wie folgt berechnet werden:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta Q}{Q} = 7,2 \cdot 10^{-5} \quad (5.1)$$

Die Spannung bricht um wenige V ein. Bei höheren Bunchladungen oder längeren Pulsen (im Bereich von μs) würde die Spannung weiter einbrechen, abhängig von der Bandbreite des Netzteils, was die Energie des Elektronenstrahls reduzieren würde. Dies würde sich auf die Transmission durch die Strahlführung auswirken, z. B. zu Strahlverlusten führen.

Die verschiedenen Untergrundquellen, die bei der TLS-Messung auftreten, können vom mittleren oder vom Spitzenstrom abhängen. Im Folgenden werden die Untergrundquellen und die Möglichkeiten, sie zu reduzieren, besprochen.

5.1. Untergrund bei TLS-Messungen

Die Untergrundquellen werden im Folgenden in zwei Kategorien unterschieden: strahlunkorrelierte und strahlkorrelierte Quellen. Als strahlunkorrelierter Untergrund werden alle Untergrundquellen bezeichnet, die ihren Ursprung nicht im Elektronen- bzw. Laserstrahl haben. Dazu zählen:

- Licht im Labor und in der Strahlführung.
- Leuchten der weißen LED, die zur Kammerbeleuchtung dient.
- Thermisches Rauschen des PMT.

Im Gegensatz dazu haben die strahlkorrelierten Untergrundquellen ihren Ursprung im Laser- bzw. Elektronenstrahl oder werden durch die Wechselwirkung der Strahlen mit ihrer Umgebung erzeugt. Dieser Untergrund besitzt eine zeitliche Struktur, die ähnlich der zeitlichen Struktur des Elektronenstrahls bzw. des Laserstrahls ist. Eine Reduktion der Zählrate durch die Koinzidenzeinheit des Detektors ist hier aussichtslos, da der Untergrund zeitgleich mit dem Signal detektiert wird. Folgende strahlkorrelierte Quellen wurden identifiziert:

- BIF-Signal bzw. Fluoreszenzanregung von N_2
- Leuchten des herausgefahrenen YAG-Schirms in der TLS-Kammer
- Bremsstrahlung durch Strahlverluste des Elektronenstrahls
- Durch den Thomson-Laser hervorgerufene Hitzepunkte im Vakuumfenster

Die Untergrundquellen, die nicht mit dem Elektronenstrahl oder dem Laserstrahl korreliert sind, wurden schon in Kap. 4.1 besprochen. Diese Untergrundquellen werden zusätzlich um das Tastverhältnis der Messung unterdrückt (hier um den Faktor ≈ 350). Im Folgenden werden nur die bei den TLS-Messungen neu hinzugekommenen Untergrundquellen beschrieben.

5.1.1. BIF-Signal, Fluoreszenzanregung in N_2

Das im Kap. 4 untersuchte Signal kann bei der TLS-Messung eine Untergrundquelle sein. Da das BIF-Signal proportional zur Anzahl der Elektronen ist, kann man aus den BIF-Raten aus Kap. 4.2 und dem Partialdruck von Stickstoff während der TLS-Messungen die zu erwartenden Raten berechnen. Da bei diesen Messungen kein N_2 eingelassen wird, ist der Partialdruck von N_2 ($8 \cdot 10^{-9}$ mbar) etwa eine Größenordnung kleiner als der Totaldruck ($8 \cdot 10^{-8}$ mbar). Dies stellt eine konservativ abgeschätzte Obergrenze dar, denn in einer dichten Apparatur sollte keine nennenswerte Konzentration von N_2 vorhanden sein, und die übrigen Restgasbestandteile tragen viel schwächer (mind. 1 Größenordnung) zur BIF-Intensität bei [18]. Der mittlere Strahlstrom beträgt maximal $100 \mu A$, somit kann der Untergrund U_{BIF} , der auf Grund von strahlinduzierter Fluoreszenz erwartet wird, zu $U_{BIF} < 1$ Hz abgeschätzt werden.

Zusätzlich werden bei den TLS-Messungen zwei Bandpassfilter ($625 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$) verwendet, die vor dem Detektor eingebaut sind. Sie reduzieren den Untergrund außerhalb des Bereiches um mindestens vier Größenordnungen. Dadurch sind nur noch die Untergrundquellen zu betrachten, die einen Untergrund im Durchlassbereich der Filter erzeugen. Diese Quellen müssen durch andere Maßnahmen reduziert werden. In Abb. 5.1 ist die optische Dichte¹ (OD) des Filters über der Wellenlänge aufgetragen. Ein Filter reduziert im Bereich zwischen 200 nm und 900 nm (Spektralbereich des Detektors) den Untergrund um mindestens zwei Größenordnungen.

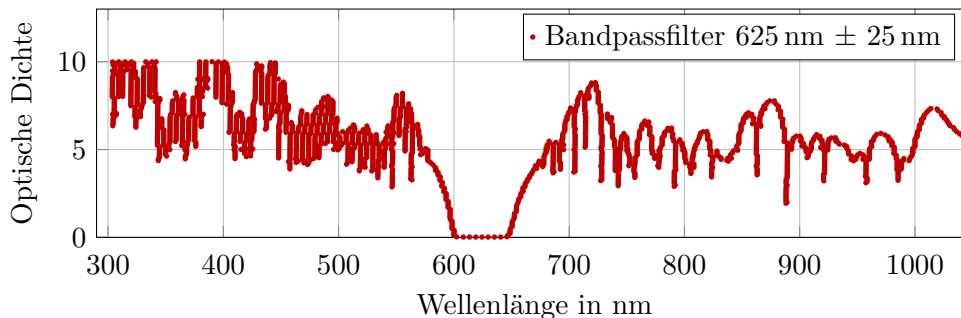


Abbildung 5.1.: Die optische Dichte (OD) über der Wellenlänge des verwendeten Bandpassfilters ($625 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$). Man erkennt eine Reduktion der Wellenlängen im Spektralbereich des Detektors (200 nm bis 900 nm) um mindestens 2 Größenordnungen (Daten aus [29]).

¹Die optische Dichte ist ein Maß für die Transmission (T) durch einen optischen Filter $T = 10^{-OD}$.

5. Messungen zur Thomson-Streuung

Die Transmissionsverluste im Bereich $625 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$ betragen 5% und der Transmissionsindex der kompletten Detektoroptik beträgt 81%. Da das zu erwartende Signal nur einige Hz beträgt, ist eine hohe Transmission wichtig, um ein ausreichend großes Signal zu gewährleisten.

5.1.2. Leuchten des YAG-Schirms in der TLS-Kammer

Auf Grund der hohen Raumladung – der Spitzenstrom betrug bis zu 30 mA – ist der Strahl in der TLS-Kammer breiter als bei den BIF-Messungen. Durch den Einfluss der Raumladung kommt es außerdem zu einer Halo-Bildung. Dies führt zu einem Untergrund durch den in der Kammer installierten YAG-Schirm, wie in Abb. 5.2 zu sehen. In Abb. 5.2 (a) ist eine Messung zu sehen, bei der sich der YAG-Schirm nicht im Strahlengang befunden hat. Der Strahlstrom betrug $5,6 \mu\text{A}$ und durch das Variieren des Pulser-Delays kann der zeitliche Verlauf des Signals gemessen werden. In der Ruheposition befindet sich das Zentrum des YAG-Schirms 5 cm vom Elektronenstrahl entfernt. Das Signal, das hier zu sehen ist, kann also nur von Halo-Elektronen erzeugt werden, die den YAG-Schirm in seiner Ruheposition dennoch erreichen.

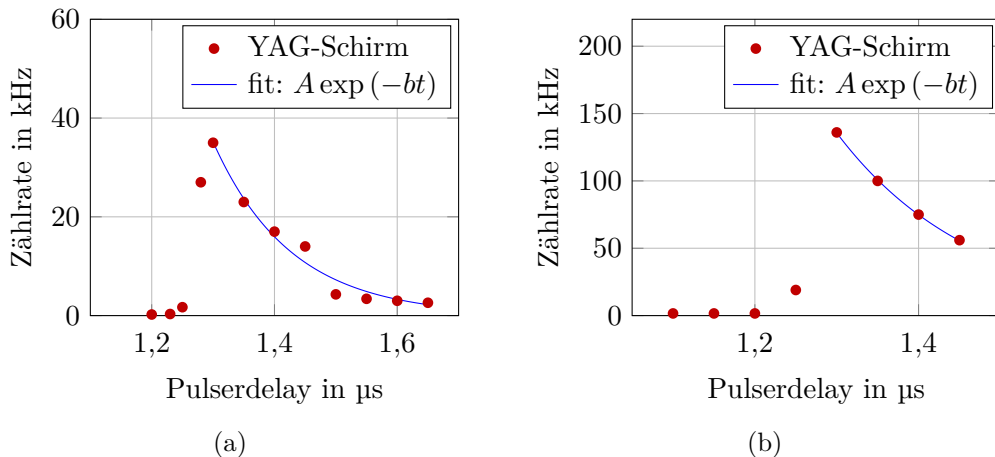


Abbildung 5.2.: Zählrate hervorgerufen durch Haloelektronen, die den YAG-Schirm treffen und zum Leuchten anregen. Dabei ist der Leuchtschirm aus dem Strahlengang des Elektronenstrahls herausgefahren (a) und der Strahlstrom beträgt $5,6 \mu\text{A}$. Der YAG-Schirm befindet sich im Strahlengang (b), der Strahlstrom beträgt 5 pA . Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion der Form $f(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot t}{t_{1/2}}\right)$ erhält man die Halbwertszeit ($t_{1/2}$). Die Halbwertszeit beträgt 88 ns (a) bzw. 117 ns (b). Die Halbwertszeit von YAG:Ce beträgt 70 ns [20], sie ist kleiner als die gemessenen Werte, was durch eine Streuung der Photonen in der TLS-Kammer erklärt werden kann. Der Ausbau des YAG-Schirms eliminiert diese Untergrundquelle.

Wird der YAG-Schirm in den Strahlengang gefahren, muss der Strahlstrom reduziert werden, um eine Beschädigung des Schirms zu vermeiden und die Zählrate nicht größer als 1 MHz werden zu lassen. Dies würde den Detektor paralysieren. Mit einem Strom von etwa 5 pA wurde die Messung wiederholt, siehe Abb. 5.2 (b). Der Strom wurde dabei aus der Laserleistung abgeschätzt, da eine direkte Messung mit den verwendeten Instrumenten nicht möglich ist. Dazu wurde der Strom bei einer größeren Laserleistung gemessen und dann mit dem Abschwächungsfaktor multipliziert, der für die Abschwächung des Lasers hinzugefügt wurde.

Die angepassten Halbwertszeiten sind mit 88 ns (a) bzw. 117 ns (b) ähnlich groß und vergleichbar mit der Halbwertszeit von YAG:Ce (70 ns).

Da dieser Untergrund zeitgleich mit dem gesuchten TLS-Signal entsteht und sich das Emissionsspektrum des YAG-Schirms (vgl. Abb. 5.3) mit den verwendeten Bandpassfiltern ($625 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$) überlappt, wurde der Wechsel auf ein anderes Material (z. B. YAP:Ce) in Betracht gezogen. Die in Frage kommenden Materialien hatten alle einen Teil ihres Emissionsspektrums in dem Bereich, in dem die TLS-Photonen detektiert werden, sodass der Schirm für die Messungen ausgebaut wurde.

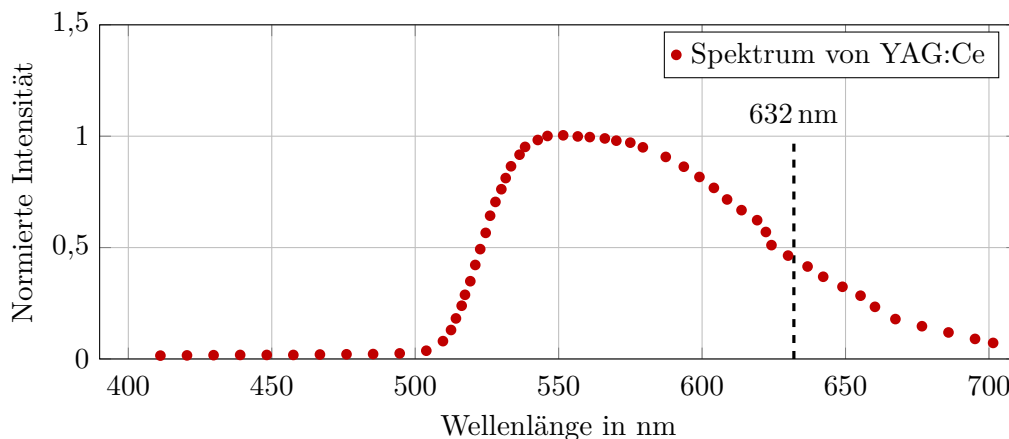


Abbildung 5.3.: Emissionsspektrum von YAG:Ce (Daten von [21]). Dieses Szintillatormaterial ist als Schirm in der BIF- und der TLS-Kammer verbaut. Die Wellenlänge der maximalen Emission liegt bei 547 nm, was dicht an der Wellenlänge der gestreuten TLS-Photonen von 632 nm ist, wo die normierte Intensität immer noch etwa 50 % beträgt. Daher helfen im Fall, dass Elektronen den Schirm treffen und ihn zum Leuchten anregen keine Bandpassfilter um den Untergrund zu reduzieren. Der Schirm wurde für die TLS-Messungen ausgebaut.

5.1.3. Untergrund durch den Elektronenstrahl

Wie schon bei den BIF-Messungen kann es auch bei den TLS-Messungen zu einem Untergrund kommen, der durch den Elektronenstrahl erzeugt wird. Die Bremsstrahlung, die im Strahlfänger erzeugt wird, ist durch die Bleiabschirmung wirkungsvoll eliminiert, siehe Kap. 4.1.4. Auf Grund der hohen Spitzenströme kann es aber durch Raumladungseffekte zu einem partiellen Strahlverlust entlang der Strahlführung kommen. Die Elektronen, die auf die Wände der Strahlführung treffen, können neben Röntgenstrahlung auch sichtbares Licht erzeugen. Dies kann auch in dem Bereich der TLS-Photonen liegen und daher nicht von den Filtern geblockt werden.

Zur Messung dieses Untergrundes wurde der Elektronenstrahl auf die Halterung des Schlitzes in der TLS-Kammer gelenkt und dort gestoppt. Die Halterung besteht wie die Kammer aus Edelstahl, so dass das Emissionsspektrum gleich ist. Außerdem ist der Ort, an dem die Elektronen gestoppt werden, in der Nähe des Interaktionspunktes. Dies ist der ungünstigste Fall, da so nah am Interaktionspunkt normalerweise kein Strahlverlust auftreten kann, und es ermöglicht eine Abschätzung, wie groß der Einfluss auf die TLS-Messung ist. In Fig. 5.4 ist die Messung dargestellt.

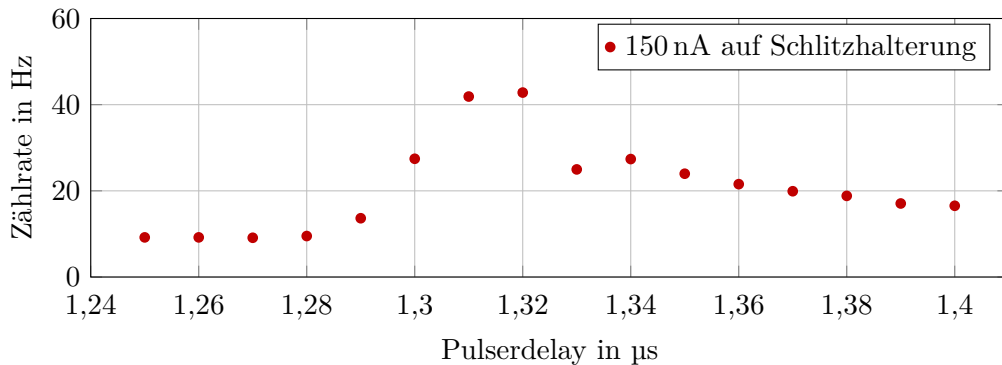


Abbildung 5.4.: Zählrate erzeugt durch einen Strahlverlust von 150 nA auf der Halterung des Schlitzes (beides aus Edelstahl) in der TLS-Kammer. Dieser Ort ist näher am Interaktionspunkt der TLS-Messung als die Kammerwände und dient daher als Abschätzung des ungünstigsten Falls. Es ergibt sich ein Untergrund von $0,3 \text{ Hz nA}^{-1}$.

Es ergibt sich eine Untergrundrate von $0,3 \text{ Hz nA}^{-1}$. Der Transmissionsverlust des Elektronenstrahls in der TLS-Kammer sollte also kleiner als einige nA bzw. kleiner als relativ 10^{-6} sein. Dazu muss die Einstellung der Strahloptik zusätzlich auf diesen Parameter hin optimiert werden. Während der Messungen (25 mA Spitzenstrom bzw. 90 μA mittlerer Strom) betrug der Untergrund 2 Hz. Der Strahlverlust in der TLS-Kammer war damit kleiner als 7 nA.

5.1.4. Untergrund durch den IR-Laser

Einen signifikanten Anteil am Untergrund hat auch der IR-Laser, wenn er durch die Vakuumfenster in die TLS-Kammer eintritt. Dabei wird die Wellenlänge bei einigen Photonen in den Bereich der TLS-Photonen verschoben. Dies wird durch Verunreinigungen im Glas, in der Regel Platin, da die Schmelzöfen für Glas mit Platin beschichtet sind, verursacht, die das Laserlicht absorbieren und sich dabei erwärmen. In [43] wurde berechnet, dass sich ein 50 nm großer Platinpartikel bei einem Laserfluss von 20 J/cm^2 auf eine Oberflächentemperatur von 25 000 K erwärmt und dabei einen umliegenden Bereich von einigen μm um den Platinpartikel auf über $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ aufheizt. Dieses Phänomen ist eine häufige Ursache für Beschädigungen der Laseroptiken.

Bei Leistungsdichten wie in dieser Arbeit ($9,3 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^2$) erreichen diese stark lokalisierten Zentren nicht diese Temperaturen, erwärmen sich aber und können als thermische Strahler zum Untergrund beitragen. Diese Partikel emittieren dabei Photonen, deren Wellenlänge von der Temperatur abhängt und somit auch im Bereich des verwendeten Bandpassfilters liegen kann.

In Abb. 5.5 (blau) ist eine Messung zu sehen, bei der nur der Untergrund durch den IR-Laser gemessen wurde. Jeder Messpunkt wurde für 10 s gemessen und die Zählrate wurde bestimmt. Das Signal ist proportional zur Laserleistung, die in Abb. 5.5 (rot) zu sehen ist. Nach einer Einschwingzeit ist sowohl die Leistung als auch der Untergrund des Lasers konstant. Der Untergrund ist mit 200 Hz zu groß, um in vertretbarer Zeit ein TLS-Signal von 5 Hz messen zu können. Bei 3300 s fiel der Laser kurz aus, daher der Einbruch in den Zählraten. Nach dem Einschalten des Lasers stabilisieren sich die Verhältnisse wieder sehr schnell, eine Verzögerung bei der Zählrate wie zu Beginn der Messung ist nicht zu sehen. Dies deutet auf einen thermischen Effekt hin, der den Untergrund erzeugt. Zwischen 220 s und 750 s war die Messung der Laserleistung ausgefallen.

In Abb. 5.6 ist der Untergrund für verschiedene Spiegelstellungen gemessen. Die Spiegelposition bei 12 mm entspricht dem zentralen Passieren der TLS-Kammer, die anderen Positionen sind für das Abtasten des Strahlprofils, wie in Abb. 3.24 gezeigt. Die Messwerte in Rot sind die Untergrundraten der TLS-Kammer ohne Modifikationen. In Blau sind die Messwerte nach dem Versetzen des Eintrittsfensters der TLS-Kammer. Durch eine größere Entfernung vom Interaktionspunkt wird der Untergrund kleiner. Zusätzlich wurden in das Vakuumsystem geschwärzte Rohre eingesetzt. Diese sollen die Reflexion von Licht entlang des Laserweges verringern. Diese Rohre enthielten Blenden, die eine direkte Sicht vom Laserfleck auf dem Vakuumfenster auf den Interaktionspunkt verhindern. Auf Grund eines Defekts des Lasers konnten nur vier Messpunkte aufgenommen werden. In Grün sind die Messwerte einer geschwärzten Kammer aufgetragen, die zusätzliche Blenden enthielt, wie zuvor die Rohre. Dadurch konnte der Untergrund auf unter 10 Hz gedrückt werden.

Die Messwerte, die viel größer als der Mittelwert sind, z. B. Spiegelposition 14 rot, sind Hot-Spots in den Vakuumfenstern. Diese Punkte sind stark lokalisiert (kleiner

5. Messungen zur Thomson-Streuung

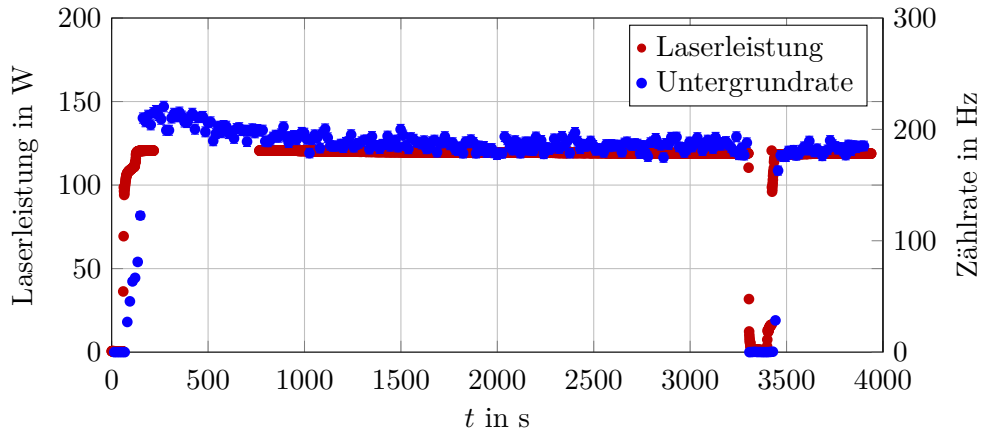


Abbildung 5.5.: Messung der Laserleistung (rot) und des Untergrunds (blau) des Thomson-Lasers. Man erkennt einen verzögerten Anstieg des Untergrunds gegenüber der Laserleistung. Zwischen 220 s und 750 s war die Messung der Laserleistung ausgefallen, bei 3300 s fiel der Laser mit einem Fehler aus.

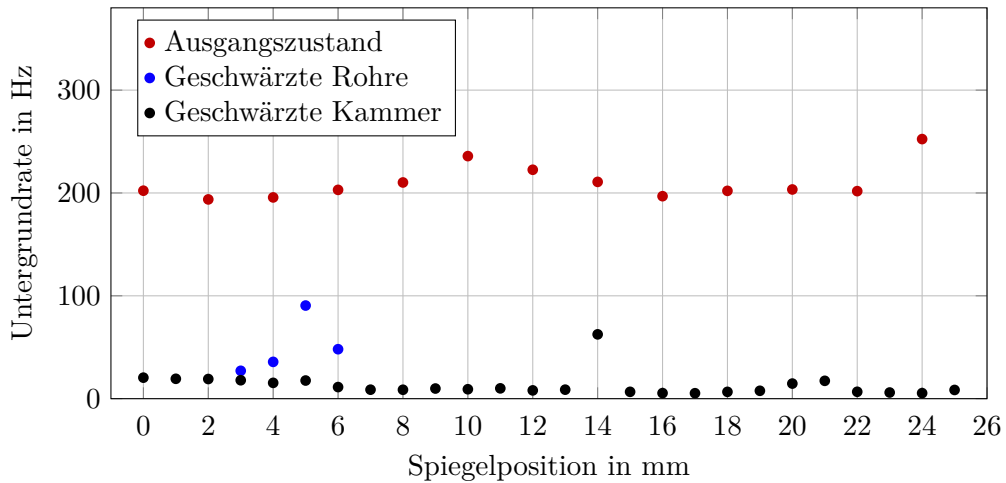


Abbildung 5.6.: Untergrund des Thomson-Lasers während der TLS-Messungen mit verschiedenen den Untergrund reduzierenden Einbauten. Untergrund der unmodifizierten Kammer (rot), nach dem Einbau geschwärzter Rohre und Blenden, sowie dem Versetzen des Einkopfpfensters vom Interaktionspunkt weg (blau), sowie nach dem Schwärzen der TLS-Kammer mit eingebauten Blenden für den Thomson-Laser (schwarz). Der Untergrund liegt nun im Mittel bei 10 Hz und ermöglicht TLS-Messungen mit ausreichender statistischer Genauigkeit in realistischen Zeiten (10 min pro Messpunkt). Der Wert bei 14 cm ist ein Hotspot im Vakuumfenster.

als $200\ \mu\text{m}$) und sind mit einem Infrarotsichtgerät zu sehen. Sie sind zufällig im Fenster verteilt und ohne Laser nicht zu identifizieren. An einem solchen Punkt kann nur schwer eine TLS-Messung durchgeführt werden; durch ihre geringe Größe kann die Messung aber ein paar hundert μm versetzt durchgeführt werden.

Es verbleiben zwei Untergrundquellen während der TLS-Messungen, die nicht vollständig vermieden werden können. Zum einen ist das der Untergrund durch den Elektronenstrahl. Dieser kann durch die korrekte Einstellung der Strahlführung auf einen Wert $<2\ \text{Hz}$ reduziert werden. Zum anderen ist das der Untergrund durch den Laserstrahl. Dieser konnte auf einen Wert von $10\ \text{Hz}$ reduziert werden.

5.2. Thomson-Laser-Scanner (TLS)

Durch die oben beschriebenen Verfahren konnte der Untergrund für die TLS-Messungen auf $10\ \text{Hz}$ reduziert werden, bei $8,76 \cdot 10^{22}$ Photonen und $6,24 \cdot 10^{14}$ Elektronen, die pro Sekunde durch die TLS-Kammer fliegen. Dazu trägt der IR-Laser den überwiegenden Teil bei. Somit sind bei einer TLS-Rate von $5\ \text{Hz}$ Messzeiten von $10\ \text{min}$ zu erwarten. Die Zählrate ist proportional zur Elektronendichte, die aber über den Strahlquerschnitt nicht konstant ist. In der Regel kann die Dichteverteilung der Elektronen im Strahl durch eine Normalverteilung beschrieben werden (gaußförmiger Strahl). Daher kann die Zählrate von $5\ \text{Hz}$ nur im Zentrum des Strahls erreicht werden. Für einen gaußförmigen Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von $3\ \text{mm}$ ($\sigma = 1,5\ \text{mm}$) und einem Laserstrahldurchmesser von $0,5\ \text{mm}$ ergibt sich Tab. 5.2, in der der Abfall der Zählrate in Abhängigkeit der Laserposition zusammengefasst ist.

Laserposition (Abstand zum Zentrum)	Normierte Zählrate
0 mm	1
0,5 mm	0,946
1 mm	0,801
1,5 mm	0,607
3 mm	0,135
4,5 mm	0,011

Tabelle 5.2.: Normierte erwartete Zählrate gegen Laserposition. Die Laserposition (Laserstrahldurchmesser von $0,5\ \text{mm}$) wird dabei als Abstand zum Zentrum des Elektronenstrahls angegeben und die normierte Zählrate ist für einen gaußförmigen Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von $3\ \text{mm}$ berechnet.

Die Zählrate sinkt also für die Messung bei einem Abstand zum Zentrum des Elektronenstrahls von σ ($1,5\ \text{mm}$) um etwa $40\ \%$ und bei einem Abstand von 2σ

5. Messungen zur Thomson-Streuung

sogar um 86 %. Dieser Abfall muss bei der Messzeit berücksichtigt werden, um den gleichen statistischen Fehler bei allen Messpunkten zu erreichen. Die Messzeit für Abstände $\geq \sigma$ verlängert sich dabei erheblich.

Für eine TLS-Messung wird die Elektronenstrahloptik auf Transmission und geringen Untergrund optimiert, dann wird der grüne Laser mit seinem Shutter geblockt, so dass keine weiteren Elektronen in der Quelle erzeugt werden. Der IR-Laser muss etwa 15 min betrieben werden, bis die Leistung stabil ist, siehe Abb. 5.5. Da die 130 W nicht mit einem Shutter geblockt werden können, läuft der IR-Laser während des ersten Teils der Messung durch. Die eigentliche Messung folgt dann dem Schema, das in Abb. 5.7 dargestellt ist.

Dieses Schema ist notwendig, da der IR-Laser Zeit braucht, bis die Leistung stabil ist. In den 10 s-Intervallen ist der Elektronenstrom konstant, bei größeren Zeitintervallen nimmt der Strom durch die kurze Lebensdauer der Kathode ab. Dies kann nicht durch eine Erhöhung der Laserleistung kompensiert werden, da dies zu einem steigenden Untergrund durch den Elektronenstrahl führt. Die Laserleistung wird durch den Strom in den Pumpdioden geregelt, so dass sich durch eine höhere Pumpleistung die Strahlgröße des Lasers auf der Kathode und damit die Größe des Elektronenstrahls ändert. Dies ändert die Eigenschaften des Elektronenstrahls und die Transmission durch die Strahloptik und kann so zu einem größeren Untergrund in der TLS-Kammer führen. Da dieser Untergrund erst am Ende eines Zyklus gemessen wird, wäre der gemessene Untergrund größer, als er während der Messungen war. Mit der Vorlaufzeit, die der IR-Laser benötigt, kann eine Spiegelstellung in etwa 20 min gemessen werden. Bei einem Strahldurchmesser von 3 mm und einer Schrittweite von 0,5 mm dauert eine Profilmessung rund 4 h.

Eigentlich wird eine Tomografie des Strahls vorgenommen, da man ein Signal proportional zur integrierten Elektronendichte entlang des Laserweges erhält. Dies ist analog zur Messung mit einem Draht, der Effekt auf die Profilmessung ist aber recht klein. Auf Grund von weiteren Defekten des Thomson-Lasers und der Quelle (Feldemissionen) war es nicht möglich, TLS-Messungen im Rahmen dieser Arbeit durchzuführen.

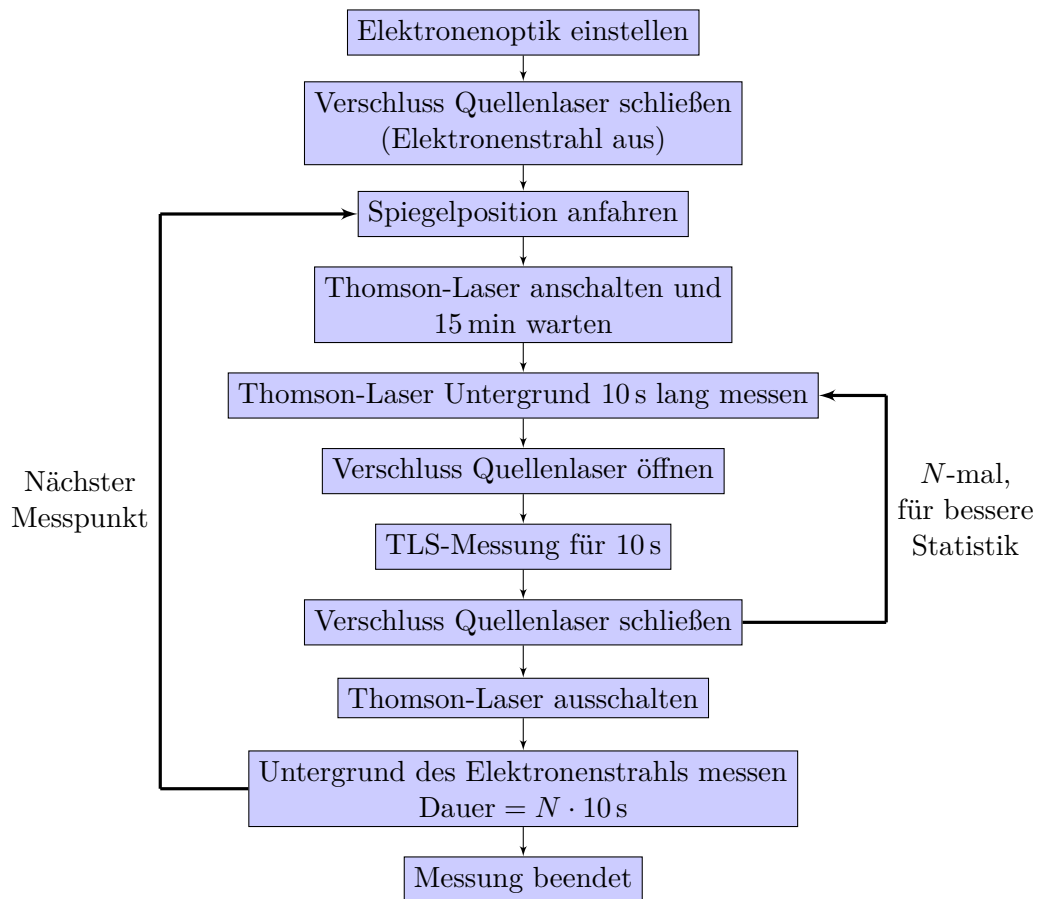


Abbildung 5.7.: Blockdiagramm für den Ablauf der TLS-Messung.

5.3. Anwendungsbeispiele für den Thomson-Laser-Scanner

Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt, lässt sich der Untergrund für die TLS-Messungen an der PKAT so weit reduzieren, dass eine Profilmessung möglich ist. Wie in Abb. 2.4 gezeigt, hängt die Wellenlänge der gestreuten Photonen sowie die zu erwartende Rate (vgl. Gl. 2.18) von der Energie des Elektronenstrahls ab. In Tab. 5.3 sind die zu erwartenden Raten für TLS-Messungen bei verschiedenen Energien zusammengefasst. Für Strahlen mit höheren Energien muss gezeigt werden, dass ähnliche Untergrundverhältnisse erreicht werden können, bzw. die angewandten Methoden zur Reduzierung des Untergrundes auch bei höheren Energien anwendbar sind.

Energie	λ_L in nm	λ_S in nm	Strom in A	Strahldurchmesser in mm	Raten in s ⁻¹
30 keV	1,03	791	1	20	38
100 keV	1,03	631	0,025	3	5
2 MeV	10,6	3261	1	30	1000
5 MeV	10,6	3137	0,01	2	340
8 MeV	10,6	3118	3	30	11000

Tabelle 5.3.: Die zu erwartenden Raten bei TLS-Messungen bei verschiedenen Energien des Elektronenstrahls. Die Energie von 30 keV wird im ausgebauten Kühlerteststand erreicht. Die Energie von 2 MeV ist die maximale Energie des Elektronenkühlers, der in COSY eingebaut ist. Der Injektor von MESA soll 5 MeV erreichen und die Energie von 8 MeV ist die Energie des geplanten Elektronenkühlers am HESR. Die übrigen Parameter für die Berechnung der Rate (Gl. 2.18) sind wie in Kap. 3.5 beschrieben. Für die Energien ab 2 MeV kann ein CO₂-Laser mit der Wellenlänge 10,6 μm verwendet werden, was die Rate noch einmal um den Faktor 10 erhöhen würde.

Die Energien stehen für die verschiedenen Anwendungsbeispiele, d. h. die Energie von 30 keV steht für den ausgebauten Kühlerteststand, die Energie von 2 MeV für die maximale Energie des Elektronenkühlers, der im Cooler Synchrotron (COSY) eingebaut ist, die 5 MeV werden im Injektor von MESA erreicht und die Energie von 8 MeV ist die des geplanten Elektronenkühlers am HESR.

Bei höheren Energien des Elektronenstrahls kann durch die Nutzung eines CO₂-Lasers die Rate um den Faktor 10 gesteigert werden, da bei einer Wellenlänge von 10,6 μm zehnmal mehr Photonen pro Joule vorhanden sind als bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Durch die größere Wellenlänge ändert sich auch λ_S , wie in Abb. 5.8 gezeigt. Der Streuwinkel θ' (siehe Abb. 2.3), ab dem Photomultiplier genutzt werden können, ist 150°, da ab diesem Winkel die Wellenlänge kleiner als 1100 nm ist. Ein weiterer Vorteil von CO₂-Lasern ist ihre Verwendung in der Industrie, was

die Kosten pro Watt Laserleistung reduziert. Des Weiteren sind Leistungen von mehr als 1 kW erhältlich, was die Rate an gestreuten Photonen nochmals erhöht. Dies führt zu kürzeren Messzeiten, bzw. zu einem größeren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei der Messung der Randbereiche des Elektronenstrahls, in denen die Elektronendichte kleiner wird.

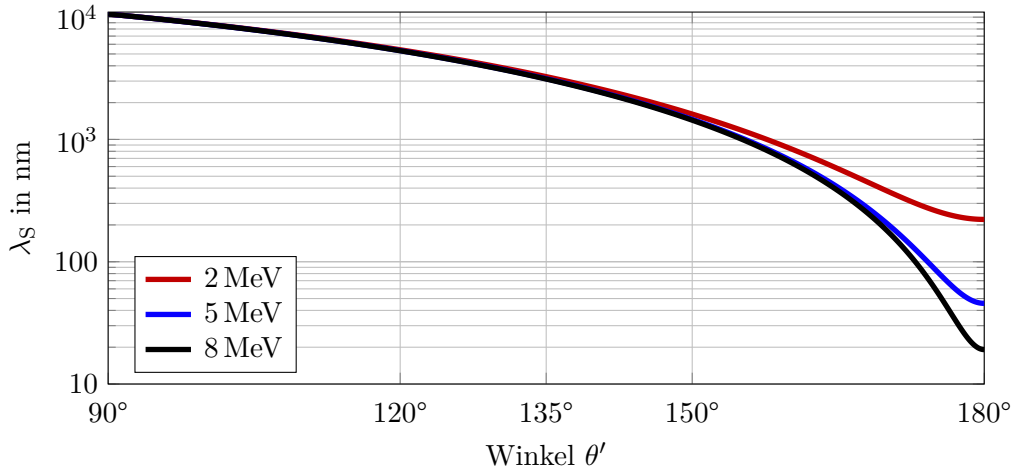


Abbildung 5.8.: Wellenlänge der gestreuten Photonen eines CO_2 -Lasers über dem Beobachtungswinkel bei verschiedenen Elektronenenergien. Bei einer Strahlenergie von mehr als 1 MeV kann mit einem CO_2 -Laser ($\lambda_L = 10\,600\text{ nm}$) die Anzahl der für eine Streuung zur Verfügung stehenden Photonen um den Faktor 10 gesteigert werden. Im Winkelbereich ab 150° ist die Detektion mit einem PMT möglich ($\lambda_S < 1100\text{ nm}$). Für kleinere Beobachtungswinkel kann wie zuvor ein Laser mit kleineren Wellenlänge verwendet werden.

Mit dieser Methode ist es außerdem möglich, die Energie des Elektronenstrahls zu messen. Kennt man neben der Wellenlänge des Lasers auch die Winkel Θ und Θ' , so kann durch Messen der Wellenlänge der gestreuten Photonen λ_S die Geschwindigkeit β der Elektronen beim Stoß nach Gl. 5.2 berechnet werden. Die Messung der Wellenlänge der gestreuten Photonen kann mit großer Genauigkeit (besser als 10^{-6} [26]) erfolgen, so dass die Ungenauigkeit der Energiemessung nur durch den Fehler der Winkelmessung gegeben ist. Dies gilt nur bei kleiner Raumwinkelakzeptanz, was zu geringeren Zählraten führt.

$$\lambda_S = \lambda_L \frac{(1 + \beta \cos \Theta')}{(1 + \beta \cos \Theta)} \quad (5.2)$$

Mit einem Laser mit Pulsen, die kürzer als der Elektronenbunch sind, könnte außerdem das longitudinale Strahlprofil gemessen werden. Damit wäre es möglich, an einem TLS-Messplatz den gesamten sechsdimensionalen Phasenraum des Elektronenstrahls zu vermessen.

6. Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei Konzepte für die minimal-invasive Profilmessung hoch intensiver Elektronenstrahlen untersucht. Für die Methode der strahlinduzierten Fluoreszenz (BIF) konnte gezeigt werden, dass eine Photonenrate von einigen 100 Hz erreicht werden kann, was eine Profilmessung in einem vertretbaren Zeitraum erlaubt. Da die Intensität vom Druck und vom Strahlstrom abhängt, können diese Raten bei der Anwendung in Hochstrombeschleunigern erreicht werden, ohne den Druck zu sehr zu verschlechtern. Für eine vergleichbare Photonenrate muss der Partialdruck von N_2 auf 10^{-7} mbar bis 10^{-9} mbar erhöht werden (bei einem Elektronenstrom von 10 mA bis 1 A). Dies kann mit nur geringen Veränderungen des Vakuumsystems (z. B. zusätzlichen Pumpen) sogar in empfindlicheren Vakuumsystemen, wie z. B. supraleitenden Beschleunigern, eingesetzt werden. Mit der BIF-Methode konnte auch gezeigt werden, dass eine Emittanzmessung an einem 100 μ A DC-Elektronenstrahl möglich ist. Für einen Einsatz am Beschleuniger sollte eine ICCD-Kamera genutzt werden, die die Messzeiten erheblich verkürzt. Diese erlaubt Profilmessungen in weniger als einer Sekunde und kann je nach Strahlstrom und Druck sogar als Strahllagemonitor genutzt werden.

Avalanche-Photodioden [50] könnten in Zukunft als alternative Detektoren für die BIF-Messung eingesetzt werden. Ein Vorteil der Avalanche-Photodioden ist ihre Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern. Daher ist ihr Einsatz bei Messungen am Elektronenkühler interessant, da der gesamte Strahl von einem Magnetfeld umgeben ist und für Messungen mit einem PMT aufwendige Optiken vonnöten sind, um das Licht zum Detektor zu transportieren, da das Magnetfeld den PMT beeinflusst. Zusätzlich ist die größere Quanteneffizienz von $\approx 80\%$ ein Vorteil, so dass die Zählraten gegenüber einem PMT um den Faktor vier höher wären. Durch ihre kleine Bauform ist es außerdem möglich, sie in einem Array anzuordnen, so dass ein Detektor mit einer Ortsauflösung entsteht, ähnlich der ICCD-Kamera, der zusätzlich sehr nah am Strahl angebracht werden kann. Damit könnte ein größerer Raumwinkel abgedeckt werden, was die Zählrate zusätzlich steigert. Der Nachteil ist im Moment noch das Rauschen, so dass die Avalanche-Photodioden ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis haben als PMTs. Die Nutzbarkeit der Avalanche-Photodioden wird für die Experimente am Kühlerstand untersucht.

Für die Thomson-Streuung, bei der sehr geringe Streuraten zu erwarten sind, konnte gezeigt werden, dass der Untergrund so weit reduziert werden kann, dass selbst Raten von einigen Hz messbar sind. Bei einer Anzahl von $8,76 \cdot 10^{22}$ Photonen und $6,24 \cdot 10^{14}$ Elektronen, die pro Sekunde die Messkammer passieren, konnte der Untergrund auf rund 10 Hz reduziert werden. Im Rahmen der TLS-Messungen konnte erfolgreich ein Spitzenstrom von 25 mA, ohne einen signifikanten Strahlver-

6. Fazit und Ausblick

lust, durch die Testquelle PKAT transportiert werden (die Quelle wurde für einen Strom von 1 mA ausgelegt). Mit einer höheren Strahlenergie steigt die Streurrate und die Messungen können schneller erfolgen. Bei Strahlen mit einer Strahlenergie von einigen MeV, z. B. im Elektronenkühler oder im Injektor eines ERL, kann durch die Verwendung eines CO₂-Lasers die Streurrate um das Zehnfache gesteigert werden. Auf Grund der kürzeren Wellenlänge stehen mehr Photonen pro Watt zur Streuung zur Verfügung und durch die höhere Strahlenergie ist der Energiegewinn der Photonen größer, so dass mit einer geeigneten Wahl des Beobachtungswinkels die gestreuten Photonen weiterhin im sichtbaren Bereich liegen. Durch die industrielle Nutzung der CO₂-Laser sind diese auch mit Leistungen von einigen kW erhältlich und in der Anschaffung günstiger als der hier verwendete Laser.

Bei der Messung im TLS-Modus können die transversalen Strahlparameter gemessen werden. Zusätzlich kann bei einem gepulsten Strahl mit einem synchronisierten Laser auch das longitudinale Strahlprofil gemessen werden. Dazu muss die Pulslänge des Lasers mindestens um einen Faktor 10 kleiner sein als die Pulslänge des Elektronenstrahls, d. h. bei einem 1,3 GHz ERL dürfte die Pulslänge des Lasers nur etwa 100 fs betragen. Da der Strahlstrom bei ERLs in der Regel größer als 1 mA ist, was einem Spitzenstrom von 400 mA entspricht, reichen schon einige W an Laserleistung aus, um Streuraten von einigen 10 Hz zu erreichen. Mit den momentan erhältlichen Lasern, bis zu 50 W bei 200 fs Pulslänge, ist sogar eine Zählrate von etwa 1 kHz erreichbar. Damit ermöglicht die Thomson-Streuung, den gesamten sechs-dimensionalen Phasenraum eines Elektronenstrahls zu vermessen, und stellt damit eine vielseitige neue Diagnosemethode für hoch intensive Elektronenstrahlen dar.

Literaturverzeichnis

- [1] ALEXANDER, I. C.: *Frequenzverdopplung von hochfrequenz-synchronisierten Diodenlasern zur Erhöhung der Lebensdauer der MAMI-Photoquelle*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2009
- [2] ALEXANDER, I. C.: *Experimental investigations of the beam dynamics of the MESA photoinjector*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2018
- [3] AULENBACHER, K. : Polarized beams for electron accelerators. In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), Sep, Nr. 1, 361. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01499-6>. – DOI 10.1140/epjst/e2011-01499-6. – ISSN 1951-6401
- [4] AULENBACHER, K. : *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 1993
- [5] AULENBACHER, K. : *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Habilitation, 2007
- [6] BAYARD, R. T. ; ALPERT, D. : Extension of the Low Pressure Range of the Ionization Gauge. In: *Review of Scientific Instruments* 21 (1950), Nr. 6, 571-572. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1745653>. – DOI 10.1063/1.1745653
- [7] BAZAROV, I. V. ; DUNHAM, B. M. ; LI, Y. ; LIU, X. ; OUZOUNOV, D. G. ; SINCLAIR, C. K. ; HANNON, F. ; MIYAJIMA, T. : Thermal emittance and response time measurements of negative electron affinity photocathodes. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), Nr. 5, 054901. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2838209>. – DOI 10.1063/1.2838209
- [8] BECHTHOLD, V. ; AULENBACHER, K. ; DEHN, M. ; FRIEDERICH, S. : Investigation of K₂CsSb Photocathodes. In: *Proc. 59th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (ERL'17), Geneva, Switzerland, June 18-23, 2017*. JACoW Publishing (ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop 59). – ISBN 978-3-95450-190-8, 4-8. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-ERL2017-MOPSPP004>
- [9] BECHTHOLD, V. : *Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2018

- [10] BECKER, D. ; BUCOVEANU, R. ; GRZESIK, C. ; KEMPF, R. ; IMAI, K. ; MOLLITOR, M. ; TYUKIN, A. ; ZIMMERMANN, M. ; ARMSTRONG, D. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; BEMINIWATTHA, R. ; BERGER, N. ; BERNHARD, P. ; BROGNA, A. ; CAPOZZA, L. ; COVRIG DUSA, S. ; DECONINCK, W. ; DIEFENBACH, J. ; ERLER, J. ; GAL, C. ; GLÄSER, B. ; GOU, B. ; GRADL, W. ; GERICKE, M. ; GORCHTEIN, M. ; IMAI, Y. ; KUMAR, K. S. ; MAAS, F. ; MAMMEI, J. ; PAN, J. ; PANDEY, P. ; PASCHKE, K. ; PERIĆ, I. ; PITT, M. ; RAHMAN, S. ; RIORDAN, S. ; RODRÍGUEZ PIÑEIRO, D. ; SFIENTI, C. ; SOROKIN, I. ; SOUNDER, P. ; SPIESBERGER, H. ; THIEL, M. ; TYUKIN, V. ; WEITZEL, Q. : The P2 Experiment - A future high-precision measurement of the electroweak mixing angle at low momentum transfer. In: *ArXiv e-prints* (2018), Febr.
- [11] BECKER, F. : *Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen*, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2010
- [12] BEISER, T. , Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, in Vorbereitung
- [13] BERGER, J. ; BLATT, P. ; HABFAST, C. ; HAUCK, P. ; MEYER, W. ; NEUMANN, R. ; POTH, H. ; SELIGMANN, B. ; WOLF, A. : Thomson Scattering of Laser Light from a Relativistic Electron Beam. In: *Physica Scripta* 1988 (1988), Nr. T22, 296. <http://stacks.iop.org/1402-4896/1988/i=T22/a=046>
- [14] BETHE, H. : Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397, Nr. 3, 325-400. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19303970303>. – DOI 10.1002/andp.19303970303
- [15] BRANDT, D. : CERN Accelerator School Beam Diagnostics. (2008). <https://cds.cern.ch/record/1071486>. – In collaboration with Synchrotron SOLEIL, Gif-sur-Yvette, France
- [16] BRUKER, M.-W. : *Untersuchung der Rückgewinnungseffizienz eines Kühler-elektronenstrahls in longitudinalem Magnetfeld*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2016
- [17] BUNDESANSTALT FÜR ARBEITSSCHUTZ UND ARBEITSMEDIZIN: *Damit nichts ins Auge geht... Schutz vor Laserstrahlung*. 2010
- [18] BÖHME, C. : *Untersuchungen zur Profilmessung von Hadronenstrahlen mittels Restgaslumineszenz und -ionisation*, Technische Universität Dortmund, Dissertation, 2018
- [19] COURANT, E. ; SNYDER, H. : Theory of the alternating-gradient synchrotron. In: *Annals of Physics* 3 (1958), Nr. 1, 1 - 48. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – DOI [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – ISSN 0003-4916

- [20] CRYTUR, SPOL. S R.O.: *Technical Parameters YAG:Ce Material*. – Datenblatt
- [21] CRYTUR, SPOL. S R.O.: *Technical Parameters YAP:Ce Material*. – Datenblatt
- [22] DEHN, M. ; ALEXANDER, I. ; AULENBACHER, K. ; DIEFENBACH, J. ; HEINE, R. ; MATEJCEK, C. ; SCHLANDER, F. ; SIMON, D. : Current Status of the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator Project. In: *Proceedings, 27th Linear Accelerator Conference, LINAC2014: Geneva, Switzerland, August 31-September 5, 2014*, MOPP096
- [23] DEHN, M. : *Transportprozesse in Photokathoden und ihr Beitrag zum longitudinalen Halo von Elektronenbeschleunigern*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2018
- [24] DELUCA, W. H.: Beam Detection Using Residual Gas Ionization. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 16 (1969), Jun., S. 813. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1969.4325373>. – DOI 10.1109/TNS.1969.4325373
- [25] DENIG, A. : Perspectives for Dark Photon physics at MESA. In: *APS Meeting Abstracts*, 2015, S. U15.007
- [26] DOBOSZ, M. ; KOZUCHOWSKI, M. : Overview of the laser-wavelength measurement methods. In: *Optics and Lasers in Engineering* 98 (2017), 107 - 117. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2017.06.006>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2017.06.006>. – ISSN 0143–8166
- [27] DOTCHIN, L. W. ; CHUPP, E. L. ; PEGG, D. J.: Radiative lifetimes and pressure dependence of the relaxation rates of some vibronic levels in N₂⁺, N₂, CO⁺, and CO. In: *The Journal of Chemical Physics* 59 (1973), Nr. 8, 3960-3967. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1680585>. – DOI 10.1063/1.1680585
- [28] DUREK, D. ; FROMMBERGER, F. ; REICHEL, T. ; WESTERMANN, M. : Degradation of a gallium-arsenide photoemitting NEA surface by water vapour. In: *Applied Surface Science* 143 (1999), Nr. 1, 319 - 322. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(99\)00085-9](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0169-4332(99)00085-9). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(99\)00085-9](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(99)00085-9). – ISSN 0169–4332
- [29] EDMUND OPTICS: *625 nm Hard Coated Bandpass Interference Filter: 50nm FWHM OD4 Coating Performance*. – Datenblatt
- [30] EOLITE SYSTEMS: *Test Report Boreas G10*. 2012
- [31] EOLITE SYSTEMS: *Test Report Boreas IR150*. 2014
- [32] FORCK, P. : *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. CreateSpace Independent Publishing Platform <https://books.google.de/books?id=4bgSrgEACAAJ>. – ISBN 9781506171487

- [33] FORCK, P. u. a.: Profile Monitors Based on Residual Gas interactions. In: *Proceedings of DIPAC 2005*, 2005. – ITTA01
- [34] FRIEDERICH, S. ; AULENBACHER, K. : Status of the Small Thermalized Electron Source at Mainz. In: *Proceedings of ERL 2017*, 2017. – MOPSP004
- [35] GRAMES, J. ; SULEIMAN, R. ; ADDERLEY, P. A. ; CLARK, J. ; HANSKNECHT, J. ; MACHIE, D. ; POELKER, M. ; STUTZMAN, M. L.: Charge and fluence lifetime measurements of a dc high voltage GaAs photogun at high average current. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Apr, 043501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.043501>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.043501
- [36] HABFAST, C. ; POTH, H. ; SELIGMANN, B. ; WOLF, A. ; BERGER, J. ; BLATT, P. ; HAUCK, P. ; MEYER, W. ; NEUMANN, R. : Measurement of laser light thomson-scattered from a cooling electron beam. In: *Applied Physics B* 44 (1987), Oct, Nr. 2, 87–92. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00694198>. – DOI 10.1007/BF00694198. – ISSN 1432–0649
- [37] HAMAMATSU PHOTONICS: *MCP (Microchannel Plate) and MCP Assembly*
- [38] HAMAMATSU PHOTONICS: *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*. – Third Edition (Edition 3a)
- [39] HAMAMATSU PHOTONICS: *Datenblatt Photomultiplier Tube R4332*. 2006
- [40] HARTMANN, P. : *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 1997
- [41] HERRMANN, P. : *Optimierung der Wärmeleitung von Photokathoden für die Hochstrom-Elektronenquelle von MESA*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2014
- [42] HINTERBERGER, F. : *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2008. – ISBN 3–540–75281–3
- [43] HOPPER, R. W. ; UHLMANN, D. R.: Mechanism of Inclusion Damage in Laser Glass. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), Nr. 10, 4023-4037. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1658407>. – DOI 10.1063/1.1658407
- [44] I. BUDKER, G. ; S. DIKANSKII, N. ; I. KUDELAINEN, V. ; MESHKOV, I. ; PARKHOMCHUK, V. ; PESTRIKOV, D. ; N. SKRINSKII, A. ; SUKHINA, B. : Experimental Studies Of Electron Cooling. In: *Experimental study of electron cooling Transl. into ENGLISH from Russian paper IYaF-76-33 55 p 7* (1976), 01
- [45] J LIMPET, T. S. ; TÜNNERMANN, A. : Fiber based high power laser systems. In: *RP Photonics Encyclopedia* (2005)
- [46] K AULENBACHER UND ANDERE: *MESA Elementary Design Report*. 2015

- [47] KAPCHINSKIJ, I. M. ; VLADIMIRSKIJ, V. V.: Limitations Of Proton Beam Current In A Strong Focusing Linear Accelerator Associated With The Beam Space Charge. In: *Proceedings, 2nd International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation, HEACC 1959: CERN, Geneva, Switzerland, September 14-19, 1959*, 274-287
- [48] KARKARE, S. ; DIMITROV, D. ; SCHAFF, W. ; CULTRERA, L. ; BARTNIK, A. ; LIU, X. ; SAWYER, E. ; ESPOSITO, T. ; BAZAROV, I. : Monte Carlo charge transport and photoemission from negative electron affinity GaAs photocathodes. In: *Journal of Applied Physics* 113 (2013), Nr. 10, 104904. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4794822>. – DOI 10.1063/1.4794822
- [49] KLEIN, O. ; NISHINA, Y. : Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. In: *Zeitschrift für Physik* 52 (1929), Nov, Nr. 11, 853–868. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01366453>. – DOI 10.1007/BF01366453. – ISSN 0044–3328
- [50] KUSCHEWSKI, F. : *Untersuchungen von Avalanche-Photodioden zum Einzelphotonennachweis*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Bachelorarbeit, 2011
- [51] LANGMUIR, I. : The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum. In: *Phys. Rev.* 2 (1913), Dec, 450–486. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.2.450>. – DOI 10.1103/PhysRev.2.450
- [52] LAPOSTOLLE, P. M.: Possible Emittance Increase through Filamentation Due to Space Charge in Continuous Beams. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 18 (1971), June, Nr. 3, S. 1101–1104. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1971.4326292>. – DOI 10.1109/TNS.1971.4326292. – ISSN 0018–9499
- [53] LEO, W. R.: *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* Springer <https://cds.cern.ch/record/302344>
- [54] LINDER, E. G. ; HERNQVIST, K. G.: Space-Charge Effects in Electron Beams and Their Reduction by Positive Ion Trapping. In: *Journal of Applied Physics* 21 (1950), Nr. 11, 1088-1097. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699548>. – DOI 10.1063/1.1699548
- [55] MERMINGA, L. ; DOUGLAS, D. R. ; KRAFFT, G. A.: High-current energy-recovering electron linacs. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 53 (2003), S. 387–429. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.53.041002.110456>. – DOI 10.1146/annurev.nucl.53.041002.110456
- [56] MESCHEDÉ, D. : *Gerthsen Physik*. 25. Auflage. Springer Verlag, 2015
- [57] PANDA COLLABORATION: *Physics performance report for PANDA—Strong Interaction Studies with Antiprotons*. 2009

- [58] PARKHOMCHUK, V. : New insights in the theory of electron cooling. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 441 (2000), Nr. 1, 9 - 17. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01100-6](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01100-6). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01100-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01100-6). – ISSN 0168-9002
- [59] PFEIFFER VACUUM: *The Vacuum Technology Book Volume 2*. 2013
- [60] PLUM, M. A. ; BRAVIN, E. ; BOSSER, J. ; MACCAFERRI, R. : N₂ and Xe gas scintillation cross-section, spectrum, and lifetime measurements from 50 MeV to 25 GeV at the CERN PS and Booster. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 492 (2002), Okt., S. 74-90. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01287-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01287-1). – DOI 10.1016/S0168-9002(02)01287-1
- [61] POTH, H. : Electron cooling: Theory, experiment, application. In: *Physics Reports* 196 (1990), Nov., S. 135-297. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90040-9](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(90)90040-9). – DOI 10.1016/0370-1573(90)90040-9
- [62] RATSCHOW, S. : *Strahldynamische Untersuchungen zu einem doppelseitigen Mikrotron als vierte Stufe von MAMI*, Diss., 2000. – Mainz, Univ., Diss., 2000
- [63] RICHARDSON, O. : *On the Negative Radiation from Hot Platinum ...* University Press <https://books.google.de/books?id=WI1DcgAACAAJ>
- [64] RIEHN, E. J.: *Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2011
- [65] SACHERER, F. J.: Rms envelope equations with space charge. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 18 (1971), S. 1105-1107. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1971.4326293>. – DOI 10.1109/TNS.1971.4326293
- [66] SAULI, F. : Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN, 92 p. – CERN, Geneva, 1975 - 1976
- [67] SCAHILL, N. , Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, in Vorbereitung
- [68] SCHULER, J. : *Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2004
- [69] SPICER, W. E.: Negative affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology. In: *Applied physics* 12 (1977), Feb, Nr. 2, 115-130. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00896137>. – DOI 10.1007/BF00896137. – ISSN 1432-0630
- [70] STENGLER, T. : *Untergrundreduktion an der Thomson-Strahldetektionsanlage des HIM*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2014
- [71] THE SVEDBERG LABORATORY: *HESR electron cooler design study*. 2009

- [72] TURNER, S. : CERN Accelerator School Vacuum Technology. (1999). <https://cds.cern.ch/record/402784>
- [73] VACOM: *Datenblatt Quarzglas mit AR Beschichtung*. 2013
- [74] VACOM: *Datenblatt Quarzglas (SiO₂)*. 2015
- [75] WAFER TECHNOLOGY LTD.: *Datenblatt GaAs Wafer*. 2015
- [76] WANGLER, T. : *RF Linear Accelerators*. Wiley (Physics textbook). <https://books.google.de/books?id=0JdgVI-UrikC>. – ISBN 9783527623433
- [77] WARNER, A. ; CARMICHAEL, L. ; CARLSON, K. u. a.: The Design and Implementation of the Machine Protection System for the Fermilab Electron Cooling Facility. In: *Proceedings of DIPAC 2009*, 2009. – TUPB25
- [78] WEIS, M. : *Analyse und Vermessung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2004
- [79] WILLE, K. : *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. zweite Auflage. B. G. Teubner, 1996
- [80] WINKLER, J. K.: *Photolumineszenzspektroskopie an β strained-layerTMGaAsP Photokathoden*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1973
- [81] WIZA, J. L.: Microchannel plate detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods* 162 (1979), Nr. 1, 587 - 601. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90734-1](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90734-1). – DOI [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90734-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90734-1). – ISSN 0029-554X
- [82] XIANG, R. ; ARNOLD, A. ; BUETTIG, H. ; JANSSEN, D. ; JUSTUS, M. ; LEHNERT, U. ; MICHEL, P. ; MURCEK, P. ; SCHAMLOTT, A. ; SCHNEIDER, C. ; SCHURIG, R. ; STAUFENBIEL, F. ; TEICHERT, J. : Cs₂Te normal conducting photocathodes in the superconducting rf gun. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (2010), Apr, 043501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.043501>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.13.043501

A. Veröffentlichungen

Hauptautor

Beam Profile Measurements for Magnetized High Energy Cooling Devices, T. Weilbach, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, in *Proc. IBIC'16*, Barcelona, Spain, September 2016, pp. 803–806, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ibic2016/papers/wepg67.pdf>

Beam Profile Measurements for Magnetized High Energy Cooling Devices, T. Weilbach, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, in *Proc. COOL'13*, Mürren, Switzerland, June 2013, pp. 116–118, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/C00L2013/papers/weppo10.pdf>

Beam Profile Measurement for High Intensity Electron Beams, T. Weilbach, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, in *Proc. IPAC'13*, Shanghai, China, May 2013, pp. 118–120, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2013/papers/mopea022.pdf>

Optical electron beam diagnostics for relativistic electron cooling devices, T. Weilbach, in *Proc. BIW'12*, Newport News, USA, April 2012, http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/BIW2012/talks/mocp01_talk.pdf

Optical electron beam diagnostics for relativistic electron cooling devices, T. Weilbach, K. Aulenbacher, J. Dietrich, in *Proc. COOL'11*, Alushta, Ukraine, September 2011, pp. 121–124, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/C00L2011/papers/tups12.pdf>

Optical electron beam diagnostics for relativistic electron cooling devices, T. Weilbach, K. Aulenbacher, J. Dietrich, in *Proc. DIPAC'11*, Hamburg, Germany, May 2011, pp. 158–160, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/DIPAC2011/papers/mopd48.pdf>

Co-Autor

New Techniques for Operation and Diagnostics of Relativistic Electron Coolers, M.W. Bruker, A. Hofmann, E. Riehn, T. Weilbach, K. Aulenbacher, J. Dietrich, M.I. Bryzgunov, V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva, in *Proc. RUPAC'16*, Busan, Korea, May 2016, pp. 450–452, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ruptac2016/papers/wepsb039.pdf>

First Results of a Turbo Generator for Powering the HV-Solenoids at a Relativistic Electron Cooler, A. Hofmann, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, J. Dietrich, T. Weilbach, W. Klas, V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva, in *Proc. IPAC'16*, Busan, Korea, May 2016, pp. 1233–1235, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/tupmr005.pdf>

The Green Energy Turbine as Turbo Generator for Powering the HV-Solenoids at a Relativistic Electron Cooler, A. Hofmann, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, J. Dietrich, T. Weilbach, V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva, in *Proc. COOL'15*, Newport news, USA, September 2015, pp. 29–31, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/cool2015/papers/mopf02.pdf>

Secondary Electron Measurements at the HIM Electron Cooler Test Set-Up, M.W. Bruker, A. Hofmann, T. Weilbach, K. Aulenbacher, J. Dietrich, in *Proc. COOL'15*, Newport news, USA, September 2015, pp. 48–50, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/cool2015/papers/mopf08.pdf>

Status of the HESR Electron Cooler Test Set-Up, M.W. Bruker, J. Dietrich, S. Friederich, T. Weilbach, K. Aulenbacher, in *Proc. IPAC'14*, Dresden, Germany, June 2014, pp. 771–773, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopri073.pdf>

Turbo Generators for Powering of the HV-Solenoids at the HESR Electron Cooler, A. Hofmann, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, J. Dietrich, T. Weilbach, M.I. Bryzgunov, A-P. Denisov, V. Panasyuk, V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva, in *Proc. IPAC'14*, Dresden, Germany, June 2014, pp. 492–494, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopme051.pdf>

Operational Experience with the HESR Electron Cooler Test Set-Up, M.W. Bruker, T. Weilbach, S. Friederich, J. Dietrich, A. Hofmann, K. Aulenbacher, in *Proc. COOL'13*, Mürren, Switzerland, June 2013, pp. 100–102, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/COOL2013/papers/weppo03.pdf>

Powering of the HV-Solenoids at the HESR Electron Cooler, A. Hofmann, K. Aulenbacher, M.W. Bruker, J. Dietrich, S. Friederich, T. Weilbach, in *Proc. COOL'13*, Mürren, Switzerland, June 2013, pp. 107–109, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/C00L2013/papers/weppo05.pdf>

Status of the HESR Electron Cooler Test Set-up, M.W. Bruker, T. Weilbach, S. Friederich, J. Dietrich, A. Hofmann, K. Aulenbacher, in *Proc. IPAC'13*, Shanghai, China, May 2013, pp. 115–117, <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2013/papers/mopea021.pdf>