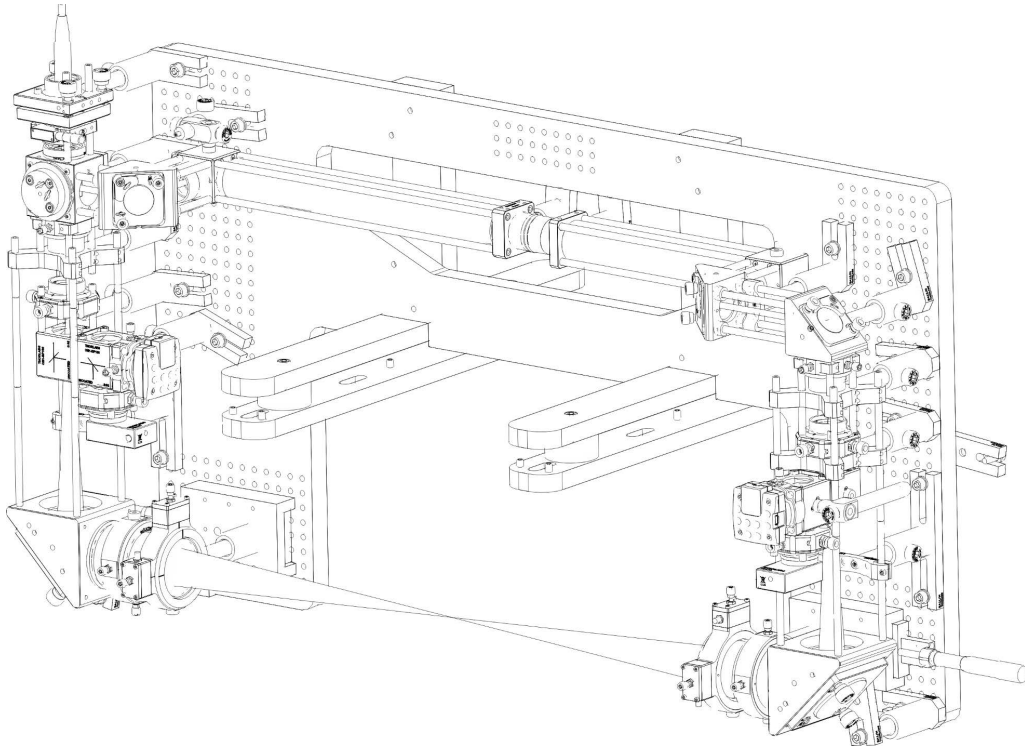

OPTISCH GEFANGENE MIKROPARTIKEL ALS SONDEN
IN EINEM HOCHFREQUENZ-NIEDERDRUCKPLASMA



DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von
VIKTOR SCHNEIDER

— Kiel, September 2020 —

Optisch gefangene Mikropartikel als Sonden in einem Hochfrequenz-Niederdruckplasma

Dipl.-Phys. Viktor Schneider

© September 2020

ERSTER GUTACHTER: Prof. Dr. Holger Kersten

ZWEITER GUTACHTER: Prof. Dr. Jan Benedikt

TAG DER DISPUTATION: 11.12.2020

ZUM DRUCK GENEHMIGT: 11.12.2020

gez. Prof. Dr. F. Kempken, Dekan

KURZFASSUNG

Die vorliegende Dissertation ist überwiegend im Projekt B₄ des Sonderforschungsbereiches TR24 - *Grundlagen komplexer Plasmen* am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel entstanden. Den Schwerpunkt der Arbeit bildet der Aufbau einer Laserfalle für sphärische, mikrometergroße Silikapartikel und die Kombination dieser sogenannten optischen Pinzette mit einem Hochfrequenz-Niederdruckplasma. Dadurch sollte die Möglichkeit einer nichtinvasiven Partikelmanipulation in der Entladung geschaffen und das Spektrum der Diagnostikmethoden für Plasmen mittels Mikrosonden erweitert werden. Primär sollte so die Plasmarandschicht, eine Raumladungsschicht zwischen Plasmen und Oberflächen, orts aufgelöst untersucht werden. Mit einem System aus optischen Elementen, aufgebaut auf der Plasmakammer, wurde die Falle durch zwei gegenläufige Laserstrahlen realisiert. Es ist erstmals gelungen, Mikropartikel auch im Plasma mit einer optischen Pinzette festzuhalten. Durch Verschieben der HF-Elektrode in vertikaler Richtung konnte so die Mikrosonde beliebig durch das Plasma und die Randschicht bewegt werden. Restladungsmessungen nach Abschalten des Plasmas zeigten sowohl negative als auch positive Ladungszustände mit mehreren Tausend Elementarladungen und auch ungeladene Mikropartikel. Eine eindeutige Erklärung für diese Beobachtungen konnte zu diesem Zeitpunkt noch nicht gegeben werden. Untersuchungen der Ladungsänderungen eines Mikropartikels in einem elektrischen Feld eines Plattenkondensators mit zugeschalteter UV-Quelle wurden durch im Feld beschleunigte Photoelektronen aus den Kondensatorelektroden erklärt. Diese erzeugen auf dem Mikropartikel Elektronen-induzierte Sekundärelektronen und führen zu einer durch die Stärke des elektrischen Feldes steuerbaren Elektronenbilanz vom und zum Partikel. Dadurch ließ sich die Partikelladung kontrollieren. Die wirkenden Kräfte beim Bewegen der Mikrosonde vom Plasmabulk durch die Randschicht bis zur HF-Elektrode konnten in guter Übereinstimmung mit Modellrechnungen gemessen werden. Die Kraftprofile zeigten einen zunächst linearen Anstieg, ein Maximum und einen erneuten Abfall der Kraft kurz vor der HF-Elektrode. Dieser Verlauf ist auf eine Abnahme der negativen Ladung der Mikrosonde bei gleichzeitig steigendem elektrischen Feld in der Randschicht zurückzuführen. Mit Hilfe einer vereinfachten Annahme eines linearen Anstiegs des elektrischen Feldes wurde aus den Kraftmessungen die Ladung der Mikrosonde innerhalb der Randschicht berechnet. Die in dieser Arbeit entwickelte und erfolgreich eingesetzte Methode zur Partikelmanipulation verschafft zusätzlich zu den bestehenden Diagnostikmethoden einen weiteren Zugang zu Untersuchungen im Plasma. Sie liefert Daten zur Verbesserung und Validierung bestehender Simulationen und ermöglicht die Nutzung von Mikropartikeln als Sonden, sowohl im Plasma als auch für grundlegende Fragestellungen.

ABSTRACT

The present doctoral thesis mainly originates in the project B4 of the Collaborative Research Centre TR24 - *Fundamentals of Complex Plasmas* at the Institute of Experimental and Applied Physics at the Kiel University. The key aspect of this work is the design and setup of a laser trap for spherical, micrometer-sized glass beads and the combination of this so called optical tweezers with a radio frequency low pressure plasma. This should result in the ability of a non-invasive particle manipulation in the discharge and enlarge the spectrum of plasma diagnostics with microprobes. Primarily, the plasma sheath, a space-charge layer between the plasma and surfaces, should be investigated spatially resolved.

With a system of optical elements on top of the plasma chamber, the trap has been realized by two counter-propagating laser beams. For the first time, it has been possible to hold microparticles in the plasma using optical tweezers. By moving the rf electrode in a vertical direction, the microprobe could be moved through the plasma and the sheath as well.

Residual charge measurements after switching off the plasma showed both negative and positive charge states with several thousand elementary charges and also uncharged microparticles. At present, a clear explanation for these observations could not be given.

Investigations of the changes in charge of a microparticle in an electric field of a plate capacitor and with an additional UV source were explained by photoelectrons from the capacitor electrodes accelerated in the field. These electrons generate electron-induced secondary electrons and lead to an electron balance from and to the particle that can be controlled by the strength of the electric field. By this method, the particle charge could be controlled.

The forces acting when moving the microprobe from the plasma bulk through the sheath to the rf electrode could be measured in good agreement with model calculations. The force profiles showed an initially linear increase, a maximum and again a decrease in force just in front of the rf electrode. This course is due to a decrease in the negative charge of the microprobe with a simultaneous increase of the electric field in the sheath region. With a simplified assumption of a linear increase of the electric field, the charge of the microprobe within the sheath was calculated from the force measurements.

The particle manipulation method developed and successfully used in this thesis provides access to investigations in plasma in addition to the existing diagnostic methods. It provides data for the improvement and validation of existing simulations and enables the use of microparticles as probes, both in plasma and for fundamental questions.

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | EINLEITUNG | 1 |
| I | GRUNDLAGEN | 8 |
| 2 | ZUM PLASMA | 9 |
| 2.1 | Plasmaeigenschaften | 10 |
| 2.1.1 | Quasineutralität und kollektives Verhalten | 10 |
| 2.1.2 | Debye-Abschirmung | 10 |
| 2.1.3 | Plasmafrequenz | 11 |
| 2.2 | Kapazitiv gekoppeltes HF-Plasma | 12 |
| 2.2.1 | Plasmaerzeugung | 12 |
| 2.2.2 | Randschicht | 14 |
| 2.2.3 | Self-Bias | 21 |
| 2.3 | Partikeleinfang im Plasma | 23 |
| 2.3.1 | Aufladung von Mikropartikeln | 24 |
| 2.3.2 | Kräfte auf Mikropartikel | 29 |
| 2.3.3 | Partikeleinschluss im Plasma | 35 |
| 3 | ZUR OPTISCHEN FALLE | 39 |
| 3.1 | Prinzip einer optischen Pinzette | 40 |
| 3.1.1 | Einfang im Bereich der geometrischen Optik | 40 |
| 3.1.2 | Einfang im Rayleigh-Regime | 44 |
| 3.2 | Messung von Kräften und Fallenkalibrierung | 45 |
| 3.2.1 | Positionsbestimmung | 46 |
| 3.2.2 | Bekannte Kräfte | 47 |
| 3.2.3 | Äquipartitionstheorem oder Potentialanalyse | 48 |
| 3.2.4 | Leistungsspektrum | 49 |
| II | EXPERIMENT & MESSUNGEN | 52 |
| 4 | DAS μ PLASMA EXPERIMENT | 53 |
| 5 | DIE LASERPINZETTE | 56 |
| 5.1 | Mikropartikel | 62 |
| 5.2 | Bestimmung des Fallenparameters | 64 |
| 6 | MIKROSKOP | 68 |
| 6.1 | Kalibrierung | 69 |
| 6.2 | Positionsmessung | 70 |
| 7 | HILFSWERKZEUGE | 72 |
| 7.1 | Kondensator | 72 |
| 7.2 | UV-Lampe | 74 |
| 8 | MESSUNGEN | 75 |
| 8.1 | Vorversuche im Wasser und Plasma | 75 |
| 8.2 | Restladungen | 82 |
| 8.3 | Photoelektrischer Effekt im elektrischen Feld | 90 |
| 8.4 | Plasmadiagnostik | 92 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 9 | ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK | 100 |
| A | ANHANG | 105 |
| A.1 | DC Self-Bias | 105 |
| A.2 | Am Experiment durchgeführte Verbesserungen / Änderungen / Versuche | 105 |
| | LITERATUR | 108 |

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

| | | |
|-----------|---|----|
| Abb. 1.1 | Entladungen in unterschiedlichen Gasen. | 2 |
| Abb. 2.1 | Einteilung der Plasmen | 9 |
| Abb. 2.2 | Prinzip CCP | 13 |
| Abb. 2.3 | Randschicht | 15 |
| Abb. 2.4 | HF-Randschicht | 20 |
| Abb. 2.5 | DC Self-Bias | 23 |
| Abb. 2.6 | Coulomb-Stöße | 25 |
| Abb. 2.7 | Ionenwindkraft | 34 |
| Abb. 2.8 | Kräfte auf ein Mikropartikel verschiedener Größen | 36 |
| Abb. 2.9 | Partikeleinfang in der Randschicht | 37 |
| Abb. 3.1 | Komet Hale-Bopp | 39 |
| Abb. 3.2 | Partikel im unfokussierten Laser | 41 |
| Abb. 3.3 | Partikel im fokussierten Laser | 42 |
| Abb. 3.4 | Strahlverlauf im Partikel | 43 |
| Abb. 3.5 | Hot Brownian Motion | 50 |
| Abb. 4.1 | Das μ PLASMA Experiment. | 53 |
| Abb. 5.1 | Die optische Pinzette. | 56 |
| Abb. 5.2 | Gegenläufige, koaxiale Falle. | 57 |
| Abb. 5.3 | Optischer Aufbau der Falle. | 58 |
| Abb. 5.4 | Detektor- und Ausrichtungsmodul. | 59 |
| Abb. 5.5 | Ein fokussierter Gaußscher Strahl. | 59 |
| Abb. 5.6 | Am Einfangort gemessene Laserleistung. | 61 |
| Abb. 5.7 | Langzeitmessung der Laserleistung. | 61 |
| Abb. 5.8 | REM Aufnahme von MF-Partikeln (10 μ m). | 62 |
| Abb. 5.9 | REM Aufnahme von SiO ₂ -Partikeln (10 μ m) (Whitehouse Scientific Ltd.). | 63 |
| Abb. 5.10 | REM Aufnahme von SiO ₂ -Partikeln (7 μ m) (microparticles GmbH). | 63 |
| Abb. 5.11 | Segmentierte Photodiode. | 65 |
| Abb. 5.12 | Spektrale Leistungsdichte bei $P_L = 2.5$ W. | 66 |
| Abb. 5.13 | Fallenparameter in Abhängigkeit von der Laserleistung. | 67 |
| Abb. 6.1 | Das Long-Distance-Mikroskop. | 68 |
| Abb. 6.2 | LDM Kalibrier-Maßstab. | 69 |
| Abb. 6.3 | Kalibrierung des LDMs mit einem Mikropartikel. | 70 |
| Abb. 6.4 | Bild eines Mikropartikels im LDM. | 71 |
| Abb. 7.1 | Plattenkondensator zur Partikelmanipulation. | 73 |
| Abb. 7.2 | Kondensator mit gefangenem Partikel. | 73 |
| Abb. 7.3 | UV-Lampe. | 74 |
| Abb. 8.1 | Aufbau zum Partikeleinfang im Wasser. | 76 |
| Abb. 8.2 | Gefangene Mikropartikel in einer Küvette. | 76 |
| Abb. 8.3 | Fadenkreuz zur Justage der Falle. | 77 |

| | | |
|-----------|--|-----|
| Abb. 8.4 | Leistungsabhängige Verschiebung von MF-Partikeln aus der Randschicht. | 78 |
| Abb. 8.5 | Ein optisch gefangenes Mikropartikel in der Randschicht. | 79 |
| Abb. 8.6 | Elektrodengeometrie zum Einschluss der Partikel als Kette in der Plasmarandschicht. | 80 |
| Abb. 8.7 | Planare Elektrode mit Schlitzen für Laser und LDM. . . | 80 |
| Abb. 8.8 | Mikropartikel mit Plasma und ohne Plasma. | 81 |
| Abb. 8.9 | Langzeitmessung zur möglichen Ladungsänderung durch den IR-Laser. | 82 |
| Abb. 8.10 | Beispiel zur Messung der Partikelrestladung. | 83 |
| Abb. 8.11 | Partikelrestladung in Abhängigkeit vom Abstand zur HF-Elektrode. | 84 |
| Abb. 8.12 | Partikelrestladung für 1 W und 5 W HF-Leistung. | 85 |
| Abb. 8.13 | Restladung als Funktion des Abstandes zur HF-Elektrode für $P_{hf} = 1$ W. | 86 |
| Abb. 8.14 | Alle gemessenen Restladungen als Funktion des Druckes für unterschiedliche Leistungen. | 86 |
| Abb. 8.15 | Verteilung aller gemessenen Restladungen. | 87 |
| Abb. 8.16 | Partikelladung im UV-Licht und Kondensator. | 90 |
| Abb. 8.17 | Elektronen-induzierte SEE. | 91 |
| Abb. 8.18 | Kraft auf ein Partikel in der Randschicht. | 93 |
| Abb. 8.19 | Ausdehnung der Randschicht in Abhängigkeit vom Druck. | 94 |
| Abb. 8.20 | Maximale Kraft als Funktion des Self-Bias. | 95 |
| Abb. 8.21 | Plasmapotential und Partikelpotential für unterschiedliche Randschichttypen. | 96 |
| Abb. 8.22 | Gesamtkräfte auf Mikropartikel unterschiedlicher Radien. | 97 |
| Abb. 8.23 | Verlauf der Partikelladung innerhalb der Randschicht. . | 98 |
| Abb. A.1 | DC Self-Bias als Funktion des Druckes für verschiedene HF-Leistungen. | 105 |
| Abb. A.2 | Aussteifung des Hubsystems. | 106 |

TABELLENVERZEICHNIS

| | | |
|-------------|---|----|
| Tabelle 2.1 | Kräfte auf ein Mikropartikel | 36 |
| Tabelle 5.1 | Fallenfrequenzen und -parameter einer Beispielmessung | 66 |

AKRONYME

| | |
|-------|--|
| CCRF | engl. Capacitively Coupled Radio Frequency |
| CMOS | engl. Complementary Metal-Oxide-Semiconductor |
| FFT | engl. Fast Fourier Transform |
| HF | Hochfrequenz |
| LDM | Long-Distance-Mikroskop |
| LDS | Leistungsdichtespektrum |
| MF | Melamin-Formaldehyd |
| NIR | Nahes Infrarot |
| NTP | Nichtthermisches Plasma |
| PBS | engl. Polarizing Beam Splitter |
| PECVD | engl. Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition |
| PMMA | Polymethylmetacrylat |
| PS | Polystyrol |
| PSD | engl. Position Sensing Detector |
| OML | engl. Orbital Motion Limited |
| QPD | engl. Quadrant Photodiode |
| ROI | engl. Region Of Interest |
| W.D. | Working Distance |

EINLEITUNG

Bereits im 17. Jahrhundert, von vielen Pionieren der Gasentladungsphysik als Leuchterscheinungen beobachtet [1] und von *William Crookes* 1879 noch als "fourth state of matter" [2] bezeichnet, wurde der Begriff *Plasma* von *Irving Langmuir* 1928 [3] geprägt und sollte, in Anlehnung an das Blutplasma, ein Gemisch aus Neutralgas, Elektronen und Ionen beschreiben [4].

Mehr als 99% der sichtbaren Materie im Universum befindet sich in einem Plasmazustand. Ausgehend von den drei Aggregatzuständen (fest, flüssig und gasförmig) ist das Plasma ein durch Energiezufuhr ganz oder teilweise ionisiertes Gas. Unsere Sonne und insbesondere ihre Korona mit ihren Eruptionen, das interstellare Medium, Sterne sowie Gasnebel und Kometenschweife sind nur einige Beispiele für Plasmen im Weltraum. Häufig enthalten diese Plasmen nicht nur ein Gemisch aus geladenen Teilchen, wie beispielsweise Elektronen und Ionen, sondern auch Materie in Form von Staub aus Nano- und Mikropartikeln [5–11]. Aber auch auf der Erde kommen natürliche Plasmen vor. Die häufigste Erscheinung sind Blitze. Die Ionosphäre und die Magnetosphäre sind ebenfalls Plasmen. Letztere sorgt, wenn sie mit den energiereichen Partikeln des Sonnenwindes wechselwirkt und diese bis in die Region der Pole führt, für die Polarlichter.

Heutzutage ist den wenigsten bekannt, wie wichtig und unverzichtbar Plasmen in der technologischen Anwendung sind. Von Lichtquellen unterschiedlicher Farben (s. Abb. 1.1) und Intensitäten bis hin zu Fusionsreaktoren, wie dem ITER [12] oder dem Wendelstein 7-X [13] nehmen Plasmen einen wichtigen Teil sowohl in der Forschung als auch in der Industrie ein [14–16]. Atmosphärendruckplasmen [17] haben sich besonders in der Medizin bei der Behandlung biologischer Materialien [18, 19], zur Desinfektion [20, 21] oder zur Koagulation und Wundheilung [22, 23] bewährt. Plasmabasierte elektrostatische Antriebe dienen zunehmend der Positionierung und orbitalen Lageregelung von Satelliten im Weltraum [24, 25]. Ein wichtiger Zweig der Industrie sind große Anlagen, mit denen dünne Schichten, insbesondere auf Architekturgläsern [26] und auf Glas für die Photovoltaik [27], auf Brillengläsern und für die Präzisionsoptik [28] aber auch auf Folien [29] und Textilien [30] abgeschieden werden [31]. Die dabei verwendeten Techniken sind größtenteils Magnetronsputterquellen [32] und Ionenstrahl-gestützte Abscheidungen.

Mit Niederdruckplasmen können Materialien und Strukturen erzeugt werden, die sonst mit keinen anderen Techniken oder nur sehr aufwendig realisiert werden können. Diamantähnliche Schichten [33, 34], die Herstellung von Solarzellen [35], chirurgische Implantate [36] und gehärtete Werkzeuge sind nur einige Beispiele für weitere plasmagestützte Anwendungen. Das Ätzen von

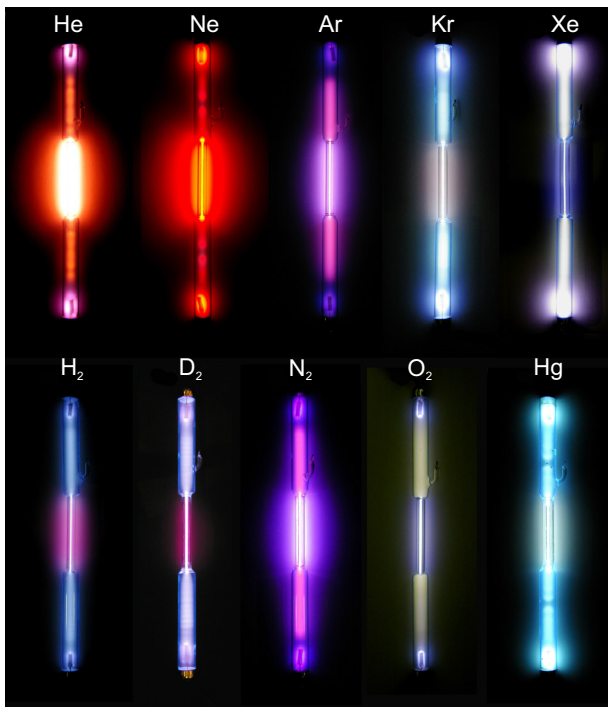


Abb. 1.1: Erntladungsröhren gefüllt mit unterschiedlichen Gasen und Edelgasen. © *Heinrich Pniok*

Halbleiterchips [37], die für die Konstruktion von integrierten Schaltungen in der Elektronikindustrie benötigt werden, wird in erster Linie mit Niederdruckplasmen umgesetzt. Ein Großteil aller Schritte bei der Mikrochipherstellung sind Plasmaprozesse. Dabei wird die Ausbildung hoher elektrischer Felder im Übergangsbereich vom Plasma zum Material ausgenutzt, um die im Plasma erzeugten Ionen sehr gerichtet auf das Substrat zu beschleunigen und durch die hohen Energien, kleinste Gräben und Strukturen im Submikrometerbereich in den Wafern zu erzeugen. Dies ist gegenüber früheren isotropen Ätzverfahren mit aggressiven Chemikalien ein enormer Vorteil. Insbesondere die Entwicklung sogenannter *reactive ion etching* Verfahren, bei denen das physische Abtragen (engl. *sputtering*) mit der Aktivität reaktiver Spezies kombiniert wird, erhöht so die selektiven Ätzraten wesentlich [38]. Ein weiterer Vorteil von sogenannten Nichtgleichgewichtsplasmen, die mit Wechselspannungen betrieben werden, ist die geringe thermische Belastung von temperaturempfindlichen Materialien und die Möglichkeit, dielektrische Materialien zu behandeln.

Die zuvor genannten Beispiele zeigen das enorme Potential und die Bedeutung von Plasmen in Industrie und Forschung [39]. Für die Anwendung und die Beherrschbarkeit solcher Plasmen ist das Verständnis und die Diagnostik der elementaren physikalischen Vorgänge bis hin zur Überwachung und Kontrolle der Prozessparameter im Fertigungsverfahren maßgebend. Neben den charakterisierenden Methoden zur Untersuchung der durch Plasmaprozesse behandelten Oberflächen, abgeschiedenen Schichten sowie ihren Eigenschaften stehen viele teilweise über Jahrzehnte entwickelte und optimierte Diagnostikmethoden für das Plasma in Industrie und im Labor zur Verfügung [40, 41]. Den einfachsten Zugang bieten optische Methoden, wie beispielsweise die Be-

obachtung des Plasmas und des emittierten Lichtes mit Kameras. Besonders wichtige Werkzeuge sind spektroskopische Methoden, wie die optische Emissions- und Absorptionsspektroskopie, die insbesondere den Vorteil haben, das Plasma nicht zu beeinflussen. Mit diesen Methoden lassen sich neben den Plasmen mit Edelgasen vor allem reaktive Plasmen, in denen viele chemische Reaktionen stattfinden, durch charakteristische Spektren untersuchen, um so wichtige Informationen über die Zusammensetzung, die Dichten der Atome und Ionen sowie die Rotations- und Vibrationstemperaturen der Moleküle zu erhalten. Zeitlich liefern diese Methoden eine hohe Auflösung, benötigen allerdings für die räumliche Auflösung besondere Optiken und Geometrien.

Befinden sich in einem reaktiven Plasma Gasmische oder größere und damit schwerere Moleküle, so ist ergänzend zu den optischen Methoden die Massenspektrometrie ein weiteres wichtiges Werkzeug der Plasmadiagnostik. Mit einem Massenspektrometer, des Öfteren mit einem Energie-selektiven Massenspektrometer, lassen sich unter anderem die Zusammensetzung, positive und negative Ionen, reaktive Radikale, Metastabile, die Massen und Energien oder auch Konzentrationen detektieren [42].

Mit elektrostatischen Sonden, wie der weit verbreiteten, kostengünstigen und recht einfach zu realisierenden Langmuir-Sonde [43], dem Faraday-Becher oder dem Gegenfeldanalysator [44] können in Niederdruckplasmen wichtige interne Parameter, wie die Elektronen- und Ionendichte, die Elektronentemperatur, das Plasma- und Floatingpotential und auch Ströme und Energieverteilungen bestimmt werden [45].

Wichtige Informationen über den Energieeintrag auf eine Oberfläche oder ein Substrat liefern sogenannte kalorimetrische Sonden oder auch Thermosonden [46]. Sie nutzen die durch ein Plasma bedingte Temperaturänderung der Sonde, um die Leistung pro Flächenelement zu bestimmen. Dies ist vor allem für die technische Anwendung von Plasmen von Interesse, da der Energieeintrag maßgebend für die abgeschiedenen Schichten und Veränderungen der Flächeneigenschaften ist.

Die natürlichen Eigenschaften eines Plasmas führen unweigerlich dazu, dass sich zwischen dem Plasma und den angrenzenden Oberflächen eine Raumladungsschicht ausbildet und elektrische Felder die aus dem Plasma kommenden Ionen auf die Oberflächen beschleunigen. Dieses Verhalten macht man sich in der Industrie zunutze, um die zuvor beschriebenen Anwendungen und Produkte zu realisieren. Es ist daher essentiell, vor allem diese Grenzschicht zu verstehen und zu beherrschen. Besonders wichtig dabei ist die Untersuchung der elektrischen Felder, der Energieeinkopplung und des Verhaltens der aus dem Plasma stammenden Ladungsträger. Einige Experimente wurden durchgeführt, um diese elektrischen Felder zu messen. Sie basieren auf Laserspektroskopischen Methoden zur Messung der Stark-Verbreiterung [47, 48], der anti-Stokes Raman-Streuung [49, 50] oder der Messung der Laser-induzierten Fluoreszenz von Ionen [51, 52]. Sie haben den Vorteil, dass sie zeitlich und teilweise örtlich eine gute Auflösung liefern und das Plasma nicht beeinflussen.

Nachteil dieser nichtinvasiven Methoden ist, dass sie teilweise sehr komplex sind, das experimentelle Equipment kostenintensiv ist, sie nur bei höheren Drücken angewendet werden können oder nur in molekularen Gasen funktionieren. Auf der anderen Seite sind die oft zur Diagnostik eingesetzten und günstigeren Sonden invasiv, d.h., dass sie mehr oder weniger das Plasma lokal verändern. Die Sonde stellt ein Hindernis dar, das zur Ausbildung elektrischer Felder und damit zu einer Änderung der Elektronen- bzw. Ionendichte führt. Speziell die Theorie der häufig verwendeten Langmuir-Sonde ist in der Raumladungsschicht mit beschleunigten Ionen und einer Elektronenverarmung nicht gültig. Ein weiterer Nachteil ist, dass die räumliche Auflösung insbesondere dieser für Plasmaprozesse besonders wichtigen und nur wenige Millimeter großen Raumladungsschicht vor Wänden und Substraten nicht gegeben ist.

Ein Zweig der Plasmaphysik, die sogenannten *staubigen* oder *komplexen Plasmen*, befasst sich mit dem Verhalten vieler, absichtlich ins Plasma eingebrachter oder im Volumen generierter Mikro- und Nanopartikel [53, 54] (und Referenzen darin). Dabei laden sich die Mikropartikel im Plasma negativ auf und nehmen innerhalb der Raumladungsschicht eine Gleichgewichtsposition ein, in der die Gewichtskraft durch die elektrostatische Kraft kompensiert wird. Da die Partikel besonders klein sind, verändern sie - besonders bei einzelnen Mikropartikeln - das Plasma nicht. Es ist daher naheliegend, einzelne Mikropartikel als Sonden zu diagnostischen Zwecken einzusetzen [55, 56].

Aus Sicht des Plasmas stellen einzelne Mikropartikel aufgrund ihrer Größe eine vernachlässigbare Störung dar. Die Ladung des Partikels ist dabei $10^3 \dots 10^4$ Mal größer als die Ladung eines Elektrons oder der meist einfach geladenen Ionen. Deshalb ist zum einen die Bewegung und die Position des Partikels abhängig von den Plasmaparametern und zum anderen sensitiv auf elektrische Felder. Sie lassen sich also als elektrostatische Sonden zur Vermessung der räumlichen Ausdehnung der elektrischen Felder vor unterschiedlichen Elektrodengeometrien [57–60] oder, mit unterschiedlichen Partikelgrößen, der elektrischen Felder [61] einsetzen. Ausgehend von der Coulomb-Kraft muss dafür allerdings die Partikelladung bekannt sein. Als eine praktikable Methode hat sich dabei die Messung der resonanten Bewegung der Partikel um die Gleichgewichtslage gezeigt [62–64]. Allerdings ist hierfür die Kenntnis der Ionendichte an diesem Ort nötig. *Beckers et al.* [65] präsentierten ein Experiment, in dem eine kleine Entladungskammer auf einer Zentrifuge positioniert wurde, um über die Rotation eine zusätzliche Kraft auf die in der Raumladungszone vor der Elektrode levitierenden Partikel ausüben zu können. Dadurch gelang es, Mikropartikel bis zu einem gewissen Maß tiefer in die Schicht zu bewegen, ohne dabei das Plasma zu verändern. Aus der Gleichgewichtsposition und mit Hilfe der Partikelladung konnte so der lineare Verlauf des elektrischen Feldes und eine Abnahme der Partikelladung in einem Teil der Schicht nachgewiesen werden.

Da auch auf Partikel im Plasma, wie auf Oberflächen und Substrate, durch die unterschiedlichen Ströme von Ladungsträgern Energie übertragen wird,

können fluoreszierende Partikel auch als kalorimetrische Sonden eingesetzt werden, indem die Oberflächentemperatur über zuvor kalibrierte Spektren bestimmt und mit Modellen verglichen wird [66, 67].

Eine weitere Möglichkeit Mikropartikel als Sonden einzusetzen, ist die Messung der Kraft, die auf die Sphären - beispielsweise durch Impulsübertrag von beschleunigten Ionen - ausgeübt wird [68, 69]. *Douglass et al.* [70] und *Droppmann et al.* [71] bestimmten durch die Beobachtung fallender Partikel die in der Raumladungsschicht wirkenden Kräfte bis auf einen Abstand von etwa 2 mm vor der Elektrode und verglichen diese mit Modellrechnungen.

Alle zuvor genannten Experimente haben gemein, dass die Partikelposition innerhalb des Plasmas durch die Partikelgröße und die Entladungsparameter bestimmt wird. Um Mikropartikel als Sonden einsetzen zu können, muss zwangsläufig diese Position verändert werden können, ohne dabei das Plasma zu manipulieren. Im Experiment ist dies jedoch entweder mit erheblichem Aufwand verbunden und kann nicht beliebig durchgeführt werden - oder die Manipulation der Partikel ist irreversibel.

Eine Möglichkeit zur Partikelmanipulation, ohne die zuvor genannten Nachteile, ist die optische Falle [72]. Dabei können mit fokussierten Lasern kleinste Objekte festgehalten und manipuliert werden. Das Prinzip dabei ist der Impulsübertrag der durch das Objekt abgelenkten Photonen. Laserfallen oder auch Laserpinzetten werden insbesondere im medizinischen und biologischen Bereich eingesetzt, da sie sich besonders gut zur Manipulation von Bakterien, Zellen und anderen biologischen Komponenten eignen. Zur Übersicht der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten und Methoden der optischen Fallen sei hier auf einige der diversen Review-Artikel und Bücher verwiesen [73-76].

Das Ziel der vorliegenden Arbeit im Rahmen des Teilprojektes B4 *Microparticles as Plasma Probes* des Sonderforschungsbereiches *Transregio 24 - Fundamentals of Complex Plasmas* (SFB-TR24) ist die Realisierung und Anwendung einer optischen Pinzette zur Manipulation von Mikropartikeln als Sonden in einem Plasma.

Ein enormer Vorteil bei der Verwendung von (IR-)Lasern ist, dass sie das Plasma nicht verändern. Dadurch werden Messungen mit Mikropartikeln ermöglicht, ohne die externen Parameter ändern zu müssen. Verglichen mit gängigen Sonden, wie der Langmuir-Sonde, ist ein weiterer Vorteil bei der Nutzung von Mikropartikeln als Sonden, dass sie, bedingt durch ihre Größe, die räumliche Auflösung enorm vergrößern und dadurch ortsabhängige Messungen innerhalb der wichtigen Raumladungsschicht ermöglichen. Gegenüber anderen Experimenten mit Mikropartikeln ist die Überlegenheit beim Einsatz einer optischen Falle, dass die Mikropartikel nach Abschalten des Plasmas nicht verloren gehen, da sie nicht auf die Elektrode fallen, sondern in der Pinzette verbleiben. So können verschiedene Untersuchungen mit ein und dem selben isolierten Partikel durchgeführt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, das Objekt *ex situ* zu analysieren und einen eventuellen Einfluss durch das Plasma zu überprüfen. Des Weiteren lassen sich die Mikropartikel relativ frei und reversi-

bel durch das Plasma bewegen.

Da mit optischen Fallen extern auf das Testpartikel wirkende Kräfte gemessen werden, liefern die Untersuchungen zusätzlich zu den üblichen Messmethoden grundlegende Informationen über das Plasma und die besonders wichtige Schicht vor Objekten oder Elektroden. Auch stellen die Messungen Ergebnisse bereit, mit denen beispielsweise theoretische Annahmen, Modelle und vergleichbare Experimente validiert, verbessert und verglichen werden sollen.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile: die Grundlagen sowie das Experiment und die Messungen. Wichtige für die Arbeit relevante Grundlagen zur Plasma-physik, HF-Entladungen sowie Mikropartikeln im Plasma werden in Kapitel 2 erläutert. Kapitel 3 beschäftigt sich mit den prinzipiellen Aspekten einer optischen Falle sowie den Mess- und Anwendungsmethoden.

Da sich ein großer Teil dieser Dissertation mit der Realisierung der optischen Pinzette befasst, folgt nach der Übersicht des Experimentes in Kapitel 4, die Beschreibung der Laserfalle in Kapitel 5, dem Mikroskop zur Partikelbeobachtung in Kapitel 6 sowie den wichtigsten Hilfswerkzeugen zur Partikelmanipulation in Kapitel 7.

Kapitel 8 befasst sich mit Vorversuchen im Wasser und Plasma, gefolgt von Messungen der Restladung auf den Mikropartikeln nach Abschalten des Plasmas, dem Photoelektrischen Effekt und schließlich mit dem Einsatz der Mikropartikel als Sonden in der Plasmarandschicht. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse sowie ein Ausblick auf weitere mögliche Experimente und Fragestellungen wird in Kapitel 9 gegeben.

Teile dieser Dissertation wurden in begutachteten Fachzeitschriften publiziert [77, 78]. Eine Auflistung befindet sich am Ende der Arbeit (s. S. 130).

Teil I
GRUNDLAGEN

ZUM PLASMA

Führt man einem Festkörper Energie in Form von beispielsweise Wärme zu, dann erfolgt, druckabhängig, bei einer bestimmten Temperatur, dem Schmelzpunkt, ein Phasenübergang von fest in flüssig. Wird diese Flüssigkeit weiter erhitzt, verdampft sie beim Siedepunkt und wird gasförmig. Diese drei Aggregatzustände sind die auf der Erde am häufigsten vorkommenden. Ein Plasma entsteht, wenn einem Gas soviel Energie zugeführt wird, dass ein nennenswerter Teil der Atome ionisiert wird und ein Gemisch aus Neutralgas, Elektronen und Ionen vorliegt. Je nachdem, wie hoch der Ionisationsgrad ist, werden Plasmen nach den Dichten n_e, n_i (in m^{-3}) und Temperaturen¹ T_e, T_i der Elektronen bzw. Ionen klassifiziert (Abb. 2.1). Sie erstrecken sich über mehrere Größenordnungen von vergleichsweise dünnen und kühlen Plasmen, wie sie in der Ionosphäre vorkommen, bis sehr heißen und dichten Plasmen, die beispielsweise im Inneren unserer Sonne existieren. In den meisten Laborplasmen und bei technischen Anwendungen bei Niederdruck werden hauptsächlich Nichtthermische Plasmen² (NTP) verwendet und untersucht. Der Begriff "Nichtthermisch" bedeutet in diesem Zusammenhang, dass bei geringen Drücken die Elektronen geheizt werden, während sich die Ionen und das Neutralgas nahezu bei Raumtemperatur befinden [31].

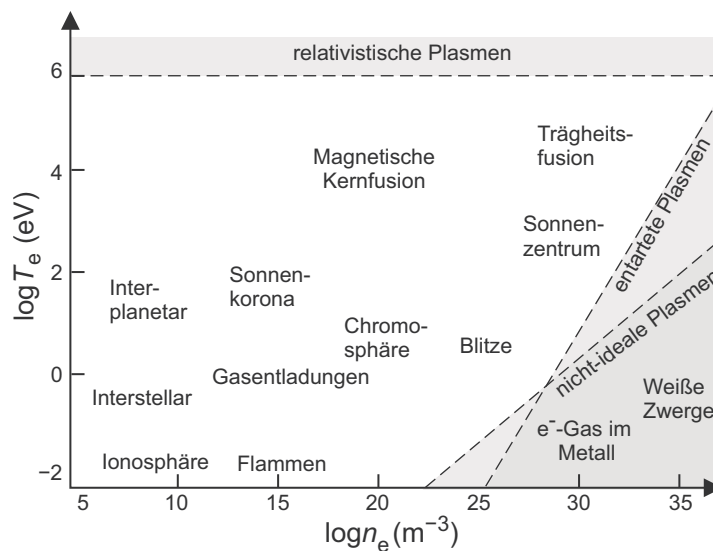


Abb. 2.1: Einteilung der Plasmen in Abhängigkeit von der Temperatur und Dichte der Elektronen. Aus [79].

- 1 In der Plasmaphysik ist es üblich, Temperaturen in Einheiten der Energie anzugeben, wobei $1 \text{ eV} \cong e_0/k_B \approx 11600 \text{ K}$ entspricht. Der Begriff Temperatur gilt dabei strikt genommen nur im thermischen Gleichgewicht bei *Maxwell*-verteilten Energien.
- 2 auch Niedertemperaturplasma oder Nichtgleichgewichtsplasma

Im Folgenden sollen einige wesentliche Eigenschaften und Begrifflichkeiten, die den Zustand von Plasmen charakterisieren und dem Verständnis dienen, erläutert werden. Es wird das Prinzip zur Erzeugung eines Plasmas mittels einer Hochfrequenz (HF)-Spannung beschrieben und das Konzept zur Aufladung sowie die relevanten Kräfte auf Mikropartikel in einem HF-Plasma erklärt.

2.1 PLASMAEIGENSCHAFTEN

2.1.1 Quasineutralität und kollektives Verhalten

Anders als ein Neutralgas besteht ein Plasma aus einem nennenswerten Anteil von Ionen und Elektronen. Da dieses Plasma durch Energiezufuhr aus einem Neutralgas entstanden ist, muss es, makroskopisch betrachtet, neutral bleiben. Oder anders ausgedrückt:

$$\sum_k q_{i,k} n_{i,k} - e_0 n_e \approx 0. \quad (2.1)$$

Dabei ist e_0 die Elementarladung. Die Ladung der Ionen $q_{i,k}$ kann sowohl positive als auch negative Werte, wenn es sich beispielsweise um stark elektronegative Gase handelt, annehmen oder auch mehrfach geladene Ionen beschreiben. Im einfachsten Fall sind diese einfach positiv ionisiert und Gleichung (2.1) reduziert sich auf gleiche Dichten ($n_i \approx n_e$) der jeweiligen Ladungsträger. Auf viel kleineren Skalen allerdings können kleinste Dichteunterschiede zu Raumladungen führen, wodurch die Neutralität gebrochen wird.

Eine weitere Eigenschaft eines Plasmas ist das *kollektive Verhalten*. Während in einem Neutralgas die Atome über direkte Stöße und damit über sehr kurze Abstände³ wechselwirken, sind Coulomb-Kräfte dafür verantwortlich, dass Elektronen und Ionen aufgrund ihrer Ladung auf sehr viele Partikel gleichzeitig einwirken. Man kann also vereinfacht definieren:

Ein Plasma ist ein quasineutrales Gas von geladenen und neutralen Partikeln, welches kollektives Verhalten zeigt [80].

Diese Besonderheiten eines Plasmas sind vor allem dann wichtig, wenn beispielsweise zusätzliche Ladungen oder Mikropartikel, die sich aufladen, ins Plasma eingebracht werden.

2.1.2 Debye-Abschirmung

Betrachtet man den Plasmazustand als ein unendlich ausgedehntes Gemisch von Elektronen und positiv geladenen Ionen, so führt eine eingebrachte, positive Testladung Q^+ dazu, dass im Coulomb-Potential Elektronen von ihr angezogen und (positive) Ionen abgestoßen werden. Abhängig von der kinetischen Energie der Ladungsträger sind dadurch die Trajektorien der Partikel um Q^+ mehr oder weniger gekrümmt. Folglich halten sich die Elektronen bevorzugt in der Nähe der positiven Testladung auf, während Ionen eher abgelenkt werden. Dadurch entsteht um die Testladung eine negative Raumladung, die das

³ Van-der-Waals-Kräfte fallen mit r^{-6} ab

elektrische Feld abschirmt und das Coulomb-Potential der in diesem Beispiel positiven Ladung Q^+ zum *Debye-Hückel-Potential* [81] (auch *Yukawa-Potential*) modifiziert:

$$\Phi(r) = \frac{Q^+}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D}. \quad (2.2)$$

Der exponentielle Teil führt also dazu, dass das Debye-Hückel-Potential und damit das elektrische Feld der Ladung, wesentlich schneller abfällt als im ungestörten Fall. Dabei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und λ_D die linearisierte *Debye-Länge*, nach der noch der Faktor $1/e$ des ungestörten Potentials vorliegt. Sie setzt sich aus der Debye-Länge für Elektronen und für Ionen zusammen:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{D,e}^2} + \frac{1}{\lambda_{D,i}^2}. \quad (2.3)$$

Aus der Herleitung [82] der Debye-Abschirmung aus der Poisson-Gleichung und mit der Boltzmann-Verteilung (mit der Boltzmann-Konstanten k_B) ergeben sich die einzelnen Beiträge der Komponenten zu

$$\lambda_{D,e/D,i} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_{e,i}}{n_{e,i} e_0^2}}, \quad (2.4)$$

wobei bei Niedertemperaturplasmen (s. Absch. 2.2) aufgrund der wesentlich höheren Temperatur der Elektronen gegenüber den Ionen ($T_e/T_i \approx 100$), die Debye-Länge sich auf die der Ionen reduziert. Für typische Parameter in dieser Arbeit ($T_e \approx 1.5 \text{ eV}$, $T_i \approx 30 \text{ meV}$, $n_{e,i} \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$) errechnen sich die Debye-Längen zu $\lambda_{D,e} \approx 290 \text{ }\mu\text{m}$ und $\lambda_{D,i} \approx 40 \text{ }\mu\text{m}$. Aus Gleichung (2.4) ist ersichtlich, dass die Debye-Abschirmung nur von der Temperatur und der Dichte abhängt. Eine geringere Temperatur hat zur Folge, dass Ionen sich länger im Bereich der Störladung aufhalten, wodurch die Abschirmlänge reduziert wird. Ebenfalls bewirkt eine höhere Dichte eine kürzere Debye-Länge, da in diesem Fall wesentlich mehr Ladungsträger zur Abschirmung beitragen.

Folglich kann man nur dann von einem Plasma bzw. von kollektivem Verhalten sprechen, wenn die Ausdehnung Λ des Systems wesentlich größer als die Debye-Länge ($\Lambda \gg \lambda_D$) ist, so dass zusätzliche Ladungen oder externe elektrische Felder effektiv abgeschirmt werden können, die Quasineutralität aber nicht verletzt wird. Anders ausgedrückt, muss die Anzahl an Elektronen in einer *Debye-Kugel* mit Radius λ_D viel größer als eins sein:

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e \gg 1, \quad (2.5)$$

wobei N_D als *Plasmaparameter* bezeichnet wird.

2.1.3 Plasmafrequenz

Die oben beschriebenen Eigenschaften wurden zunächst unter stationären Bedingungen betrachtet. Es stellt sich jedoch die Frage, wie schnell das Plasma auf externe Störungen bzw. Änderungen der Quasineutralität reagieren kann? Da Elektronen die leichteste und damit die mobilste Spezies im Plasma sind,

werden sie eine obere Schranke dafür vorgeben.

Betrachtet man eine geringe externe Störung, so dass, zur Vereinfachung, die thermische Energie der Elektronen unverändert bleibt, so benötigt das Elektron eine bestimmte Zeit $\tau \approx \lambda_{D,e}/v_{th,e}$, um mit der thermischen Geschwindigkeit $v_{th,e} \approx (k_B T_e/m_e)^{1/2}$ innerhalb der Debye-Kugel auf diese Störung noch reagieren zu können. Den Kehrwert dieser charakteristischen Zeit nennt man *Plasmafrequenz*:

$$\omega_p = \omega_{p,e} = v_{th,e}/\lambda_{D,e} = \left(\frac{n_e e_0^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (2.6)$$

Hierbei ist m_e die Elektronenmasse. Die Plasmafrequenz ist die Frequenz, mit der die Ladungsdichte auf externe Störungen reagieren kann. Insbesondere ist sie maßgebend dafür, ob elektrische Felder und damit elektromagnetische Wellen mit Frequenzen $\omega < \omega_p$ abgeschirmt, respektive reflektiert werden. Beispielsweise ist die Ionosphäre der Erde mit einer maximalen Elektronendichte von $n_e \approx 10^{12} \text{ m}^{-3}$ und einer Plasmafrequenz von $\omega_p/2\pi \approx 10 \text{ MHz}$ in der Lage, Radiowellen im langwelligen und mittleren Bereich ($\approx 150 \text{ kHz} \dots 3 \text{ MHz}$) zu reflektieren, während sichtbares Licht mit Frequenzen oberhalb von 10^{14} Hz das Plasma problemlos durchdringen kann.

2.2 KAPAZITIV GEKOPPELTES HF-PLASMA

Die meisten Laborplasmen werden durch elektrische Felder und bei niedrigen Drücken (ca. $0.1 \text{ Pa} \dots 100 \text{ Pa}$) erzeugt und sind schwach ionisiert. Abhängig von der Art der elektrischen Felder unterscheidet man zwischen Gleichstrom- (engl. *direct current*, dc), niederfrequenten Wechselstrom- (engl. *alternating current*, ac) und Hochfrequenz-Entladungen, wobei diese Wechselfelder einerseits durch Mikrowellen im GHz-Bereich oder durch Radiowellen (engl. *radio frequency*, rf) zwischen 1 MHz und 100 MHz realisiert werden. Das in dieser Arbeit untersuchte Plasma wird mit Radiowellen bei 13.56 MHz erzeugt. Für genauere Herleitungen der einzelnen Mechanismen zur Erzeugung der unterschiedlichen Entladungsformen sowie den Beschreibungen der physikalischen Prozesse und der technischen Realisierung zur Einkopplung der elektrischen Felder ins Plasma wird hier auf weiterführende Fachliteratur verwiesen [31, 79, 80, 82, 83].

2.2.1 Plasmaerzeugung

Abbildung 2.2 zeigt schematisch ein kapazitiv gekoppeltes (engl. *capacitively coupled radio frequency*, CCRF) Plasma. In einer geerdeten Vakuumkammer befinden sich meist zwei planparallel angeordnete Elektroden mit entweder gleichen oder unterschiedlich großen Flächen. Damit gleicht dieser Aufbau einem Plattenkondensator mit dem Plasma als Dielektrikum zwischen den Platten. Exemplarisch sei hier eine Elektrode geerdet während die andere Elektrode über eine hochfrequente Spannung

$$U(t) = U_{hf} \sin(2\pi f_{hf} t), \quad (2.7)$$

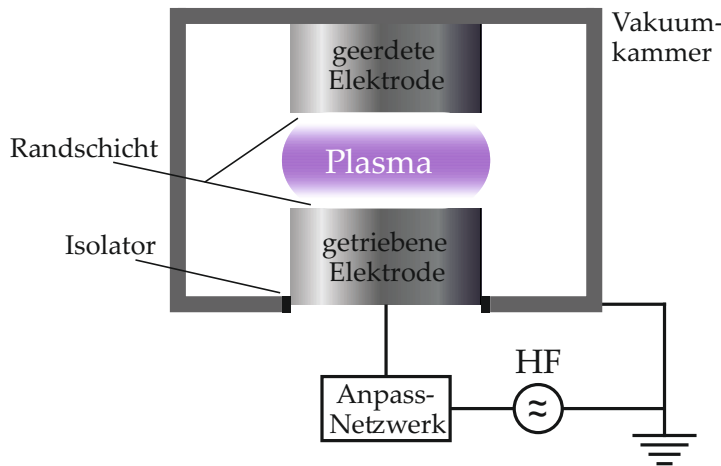


Abb. 2.2: Prinzipschaltbild einer HF-Entladung. Zwischen einer geerdeten und einer mit einer RF getriebenen Elektrode bildet sich ein Plasma aus.

mit der Amplitude U_{hf} und der Frequenz f_{hf} das elektrische Wechselfeld erzeugt⁴. Ein Anpassnetzwerk (engl. *matching network* oder *matchbox*) aus Spulen und Kondensatoren wird zwischen die Elektrode und den HF-Generator geschaltet und passt die variable Impedanz der Last, also dem Plasma, auf die meist 50Ω der Ausgangsimpedanz des HF-Generators an.

Ein HF-Plasma entsteht dadurch, dass wenige freie, niederenergetische Elektronen, die durch natürliche Strahlung entstehen, im Neutralgas zwischen den Elektroden beschleunigt werden und bei genügend hohen Energien die Atome durch inelastische Stöße ionisieren. Dadurch entstehen Ionen und Elektronen, die wiederum weitere Neutralteilchen ionisieren können. Die für technische Anwendungen freigegebene Frequenz liegt bei $f_{\text{hf}} = 13.56 \text{ MHz}$ und bei Vielfachen davon. Bei typischen Elektronendichten von $10^{15} \dots 10^{16} \text{ m}^{-3}$ liegt die Elektronenplasmafrequenz im GHz-Bereich. Dadurch kann die Elektronenpopulation dem externen Feld problemlos folgen, während die Ionen aufgrund ihrer höheren Masse, respektive ihrer Trägheit, praktisch in Ruhe verbleiben und nur auf gemittelte Felder reagieren, so dass

$$\omega_{\text{p},i} \ll \omega_{\text{hf}} \ll \omega_{\text{p},e} \quad (2.8)$$

gilt. Hierbei ist $\omega_{\text{p},i}$ analog zu (2.6) die *Ionenplasmafrequenz*. Bedingt durch den großen Unterschied in den Massen und bei den geringen Drücken sind die mittleren freien Weglängen und die Stoßquerschnitte für Elektronen und Ionen sehr unterschiedlich. Während die Elektronen kaum mit den größeren Partikeln wechselwirken, wird die Energie der Ionen im Neutralgas dissipiert und liegt im Bereich der Raumtemperatur ($T_i \approx 0.025 \text{ eV}$). Elektronen hingegen, die dem externen elektrischen Feld folgen, können so genügend Energie aufnehmen, um durch Stoßionisation weitere Elektron-Ion-Paare zu erzeugen. Typische Elektronenenergien liegen bei $1 \dots 5 \text{ eV}$.

Bedingt durch das elektrische Wechselfeld liegt der Vorteil von HF-Plasmen insbesondere darin, dass nicht nur elektrisch leitende Materialien, sondern auch Dielektrika als Elektroden oder Substrate eingesetzt werden können. Im Gegensatz zu DC Plasmen, in denen das Dielektrikum den Gleichstrom zur Elektrode

⁴ Eine andere Art der Einkopplung der Wechselspannung kann auch symmetrisch erfolgen, indem beide Elektroden gegenläufig gespeist werden.

abschirmt, stellt der durch das Wechselfeld induzierte Verschiebungsstrom weiterhin einen indirekten Kontakt zum Plasma her. Zusätzlich ist aufgrund des geringen Druckes und des damit verbundenen geringen thermischen Inhalts durch die Elektronen die thermische Belastung der zu behandelnden Materialien gering. Da es sich um ein NTP handelt, liegt die Temperatur der Ionen und des Neutralgases bei $\sim 25 \text{ meV} \cong 290 \text{ K}$, also bei Raumtemperatur. Dies ermöglicht auch die Behandlung von temperatur-sensitiven Substraten [16].

2.2.2 Randschicht

Die Wechselwirkung von Plasmen mit Materialien, beispielsweise Kammerwänden oder Substraten, ist praktisch unvermeidbar und bei technischen Anwendungen von besonderem Interesse. Dabei spielt der Übergangsbereich eine wichtige Rolle.

Vereinfachend wird zunächst eine planare, leitende Wand betrachtet, die sich in Kontakt mit einem stationären Plasma befindet (Abb. 2.3). Hier sei der Koordinatenursprung ($x = 0$) auf der Wandoberfläche und das Plasma fülle den positiven Halbraum auf der Abszissenachse. Genügend weit von der Wand entfernt ($x > d_s$), im sogenannten *Plasmabulk*, muss durch die Debye-Abschirmung Quasineutralität gelten. Aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit wird eine zunächst neutrale Wand zu Beginn der Entladung häufiger von Elektronen getroffen als von Ionen. Ist die Wand an kein definiertes Potential angeschlossen, wird sie sich gegenüber dem Potential im Plasmabulk, dem *Plasmapotential* Φ_{pl} , zunehmend negativ aufladen. Dies bedingt allerdings, dass immer weniger Elektronen die Wand erreichen können und nur noch Elektronen mit genügend hohen thermischen Energien gegen das Potential anlaufen können, während Ionen auf die Wand beschleunigt werden (vgl. Kap. 2.2.2.1). Dadurch stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Elektronen- und Ionenflüssen ein. Das dabei herrschende Potential der Wand wird *Schwebepotential* (engl. *floating potential*) Φ_{fl} genannt.

Dieser Bereich, in dem die unterschiedlichen Flüsse zu unterschiedlichen Dichteprofilen der Partikel und damit zu einer positiven Raumladungszone führen, wird als *Plasmarandschicht* oder *Randschicht* (engl. *sheath*) bezeichnet. Abhängig vom Druck und weiteren Entladungsparametern liegt ihre Ausdehnung im Bereich der Debye-Länge bis hin zu Zentimetern. Sie erscheint relativ zum Plasmabulk als eine dunklere Region vor einer Wand, da hier die Elektronendichten zu gering sind, um das Hintergrundgas signifikant anzuregen. Den Übergang zwischen dem quasineutralen Plasma und der Raumladungszone bildet die Vorschicht mit einer Breite von etwa einer mittleren freien Weglänge (engl. *mean free path*) $\lambda_{mfp,i}$ der Ionen. Hier gilt zwar ebenfalls näherungsweise Quasineutralität, die Elektronen- und Ionendichten sind aber ortsabhängig und geringer als im ungestörten Plasmabulk. Weiterhin wird zunächst angenommen, dass die Bewegung der Ionen in der Randschicht zunächst stoßfrei bleibt, also $\lambda_{mfp,i} \gg d_s$. Als praktische Faustformel kann für Ion-Neutral-Stöße

$$\lambda_{mfp,i}[\text{mm}] = 4.2/p[\text{Pa}] \quad (2.9)$$

verwendet werden [84]. Für die typischen Druckwerte in dieser Arbeit von 5 Pa ... 80 Pa liegt die mittlere freie Weglänge für Ion-Neutral-Stöße bei etwa $\lambda_{mfpi} \approx (840 \dots 53) \mu\text{m}$.

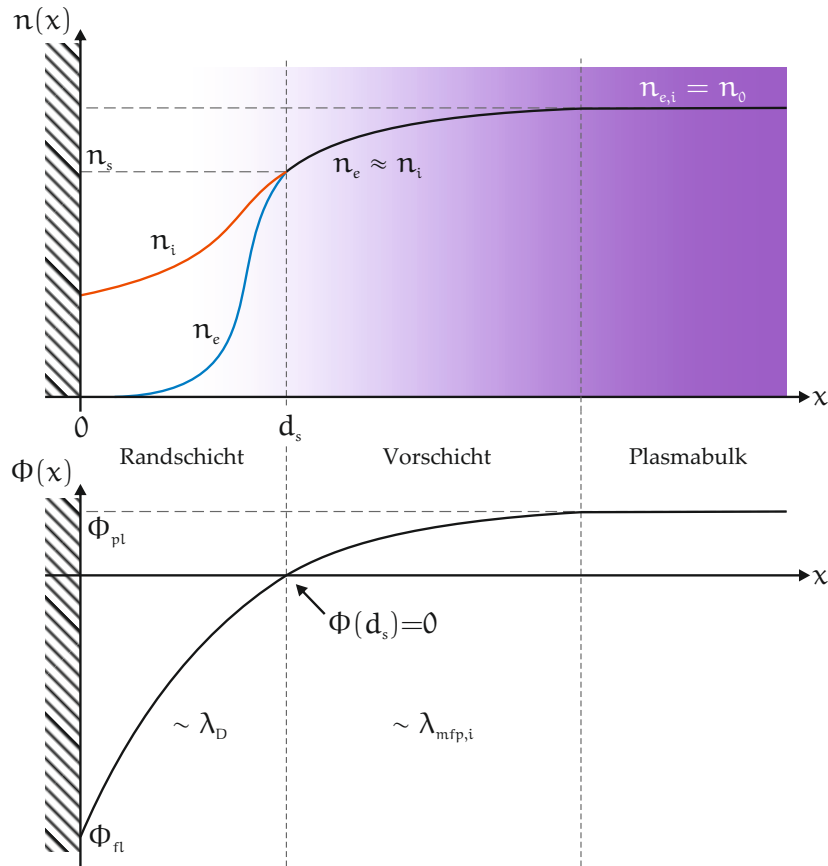


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Grenzschicht zwischen einem stationären Plasma und einer Wand. Das obere Bild zeigt die Dichteprofile der Elektronen und Ionen. Eine Raumladungszone mit der Ausdehnung d_s und $n_e < n_i$ bildet sich aus. Der untere Bildteil zeigt den Verlauf des Potentials, vom Plasmapotential Φ_{pl} über die Vorschicht und die Randschichtkante $\Phi(d_s) = 0$ bis zum Floatingpotential Φ_{fl} der Wand.

2.2.2.1 Bohm-Kriterium

Aus der Bedingung, dass das Plasma im Bulk quasineutral bleiben muss, in der stabilen Randschicht aber eine Raumladungszone vorliegt, folgt, dass eine Region existieren muss, in der die Kontinuität des Ionenflusses bewahrt bleibt. Daraus resultiert in der Vorschicht eine Beschleunigung der Ionen auf die sogenannte *Bohmgeschwindigkeit* v_B [85].

Aus der Energieerhaltung für Ionen folgt in einer stoßfreien Schicht

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2(x) + e_0 \Phi(x) = \frac{1}{2} m_i v_i^2(d_s) + e_0 \Phi(d_s). \quad (2.10)$$

Die Ionengeschwindigkeit an der Randschichtkante sei $v_i(d_s) = v_{i,s}$. Mit $\Phi(d_s) = 0$ (vgl. Abb. 2.3) erhält man

$$v_i(x) = \left(v_{i,s}^2 - \frac{2e_0\Phi(x)}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (2.11)$$

Weiterhin wird eine stationäre Lösung gesucht, so dass ohne Ionisation oder Rekombination aus der Kontinuitätsgleichung für den Ionenfluss,

$$n_i(x)v_i(x) = n_i(d_s)v_i(d_s) = n_{i,s}v_{i,s}, \quad (2.12)$$

mit (2.11) die Ionendichteverteilung folgt:

$$n_i(x) = n_{i,s} \left(1 - \frac{2e_0\Phi(x)}{m_i v_{i,s}^2} \right)^{-1/2}. \quad (2.13)$$

Die Elektronendichte ist durch die Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$n_e(x) = n_e(d_s) \exp\left(\frac{e_0\Phi(x)}{k_B T_e}\right) \quad (2.14)$$

Aus der Voraussetzung, dass in der Vorsicht Quasineutralität gilt, also $n_{i,s} = n_{e,s} = n_s$, ergibt sich durch Einsetzen von (2.13) und (2.14) in die Poisson-Gleichung $\Phi'' = -\rho/\epsilon_0 = (n_e - n_i)e_0/\epsilon_0$

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = \frac{e_0 n_s}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e_0\Phi(x)}{k_B T_e}\right) - \left(1 - \frac{2e_0\Phi(x)}{m_i v_{i,s}^2}\right)^{-1/2} \right]. \quad (2.15)$$

Diese Differentialgleichung für den Potentialverlauf in der Randschicht lässt sich nur numerisch lösen, kann aber durch Multiplikation mit $d\Phi(x)/dx$ und Integration über x umgeformt werden:

$$\begin{aligned} \text{(l. von (2.15)) } \int_{d_s}^x \frac{d\Phi(x)}{dx} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right) dx &= \int_{\Phi(d_s)}^{\Phi(x)} \frac{d\Phi(x)}{dx} d \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right)^2 - \left(\frac{d\Phi(d_s)}{dx} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \text{(r. von (2.15)) } \int_{d_s}^x \frac{d\Phi(x)}{dx} \frac{e_0 n_s}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e_0\Phi(x)}{k_B T_e}\right) - \left(1 - \frac{2e_0\Phi(x)}{m_i v_{i,s}^2}\right)^{-1/2} \right] dx &= \\ \int_{\Phi(d_s)}^{\Phi(x)} \frac{e_0 n_s}{\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e_0\Phi(x)}{k_B T_e}\right) - \left(1 - \frac{2e_0\Phi(x)}{m_i v_{i,s}^2}\right)^{-1/2} \right] d\Phi(x). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Da das elektrische Potential an der Randschichtkante bei $x = d_s$ viel kleiner ist als in der Randschicht, wird angenommen, dass $\Phi(d_s) = d\Phi(d_s)/dx = 0$ ist. Mit $\mathcal{E}_s = \frac{1}{2} m_i v_{i,s}^2$ lässt sich damit folgern:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right)^2 = \frac{n_s}{\epsilon_0} \left[k_B T_e \exp\left(\frac{e_0\Phi(x)}{k_B T_e}\right) - k_B T_e + 2\mathcal{E}_s \left(1 - \frac{e_0\Phi(x)}{\mathcal{E}_s}\right)^{-1/2} - 2\mathcal{E}_s \right] \quad (2.18)$$

Die Ionendichte muss in der Randschicht stets größer als die Elektronendichte sein, respektive, muss die rechte Seite von (2.18) für sinnvolle Lösungen größer als Null sein. Da das Potential nahe der Randschichtkante sehr klein ist, kann der rechte Klammerausdruck bis zur zweiten Ordnung entwickelt werden. Nach einigen Umformungen erhält man folgende Ungleichung:

$$\frac{1}{2} \frac{(e_0 \Phi_x)^2}{k_B T_e} - \frac{1}{4} \frac{(e_0 \Phi_x)^2}{\mathcal{E}_s} \geq 0 \quad (2.19)$$

und mit $\mathcal{E}_s = \frac{1}{2} m_i v_{i,s}^2$ eine Bedingung für die Geschwindigkeit der Ionen an der Randschichtkante bei $x = d_s$:

$$v_{i,s} \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} = v_B \quad (2.20)$$

Für eine Elektronentemperatur von $T_e = 1.5 \text{ eV}$ und eine Argon-Ionenmasse von $m_i \approx 40u \approx 6.6 \cdot 10^{-23} \text{ kg}$ beträgt $v_B \approx 1900 \text{ m/s}$. Die Bohmgeschwindigkeit ist also gleich der Ionenschallgeschwindigkeit und unabhängig vom genauen Verlauf des Potentials in der Randschicht. Sie führt aber zu einer Abnahme der Ionendichte (vgl. Gl. (2.13)) bei gleichzeitiger Ausdehnung der positiven Raumladungszone und einem Abfall des Potentials. Würden die Ionen nicht mit der Bohmgeschwindigkeit in die Randschicht eintreten, so würden sie durch das Potential in der Schicht so stark beschleunigt werden, dass die Ionendichte n_i wesentlich schneller und damit zunächst unter die Elektronendichte abfallen würde. Dies hätte erst einmal eine negative Raumladungszone zur Folge und der Potentialverlauf müsste einen Wendepunkt in der Randschicht haben. Die Schicht wäre nicht stabil.

Um mit der Bohmgeschwindigkeit in die Randschicht eintreten zu können, müssen die Ionen in der Vorschicht beschleunigt werden. Es muss demnach bereits in der Vorschicht ein geringes Potential vorhanden sein. Die Elektronen- und Ionendichten müssen dennoch nahezu gleich bleiben und der Boltzmann-Verteilung folgen:

$$n_i(x) = n_e(x) = n_0 \exp\left(-\frac{e_0 \Phi(x)}{k_B T_e}\right), \quad (2.21)$$

wobei n_0 die Elektronendichte im ungestörten Plasma ist (vgl. Abb. 2.3). Der Potentialabfall in einer stoßfreien Vorschicht ist durch

$$\frac{1}{2} m_i v_B^2 = e_0 \Phi \quad (2.22)$$

gegeben, wobei Φ das Potential in Bezug auf die Randschichtkante (s. Abb. 2.3) ist. Zusammen mit der Bohmgeschwindigkeit (2.20) resultiert daraus das Plasmapotential

$$\Phi = \Phi_{pl} = \frac{k_B T_e}{2e_0} \quad (2.23)$$

und damit auch die reduzierte Plasmadichte an der Randschichtkante

$$n_{i,e}(d_s) = n_s = n_0 \exp\left(-\frac{e_0 \Phi_{pl}}{k_B T_e}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \approx 0.61 n_0, \quad (2.24)$$

2.2.2.2 Child-Langmuir-Gesetz

Bisher wurde die Situation betrachtet, bei der die Wand, die dem Plasma ausgesetzt ist, nicht an ein elektrisches Potential angeschlossen ist und sich lediglich durch die unterschiedlichen Beweglichkeiten der Ladungsträger auf das Floatingpotential aufgeladen hat. Wird extern ein hohes negatives Potential angeschlossen, so kann die Ionenenergie an der Randschichtkante gegenüber dem Potential in der Randschicht vernachlässigt werden:

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2(x) = -e_0 \Phi(x) \quad (2.25)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung für die Ionen folgt in der stoßfreien Schicht

$$e_0 n_i(x) v_i(x) = j_i, \quad (2.26)$$

wobei j_i der konstante Ionenstrom ist. Durch Umformen nach n_i und mit (2.25) erhält man

$$n_i(x) = \frac{j_i}{e_0} \left(-\frac{2e_0 \Phi(x)}{m_i} \right)^{-1/2}, \quad (2.27)$$

und in die Poisson-Gleichung eingesetzt

$$\frac{d^2 \Phi(x)}{dx^2} = -\frac{j_i}{e_0} \left(-\frac{2e_0 \Phi(x)}{m_i} \right)^{-1/2}. \quad (2.28)$$

Da die Elektronen durch das hohe negative Potential der Elektrode effektiv noch weiter ins Plasma zurück gedrängt werden, ist die Randschicht praktisch frei von Elektronen, so dass hier die Elektronendichte ebenfalls vernachlässigt werden kann. Ähnlich zum Vorgehen bei der Herleitung der Bohmgeschwindigkeit kann hier mit $d\Phi(x)/dx$ multipliziert und über x integriert werden, wobei auch hier $\Phi(d_s) = d\Phi(d_s)/dx = 0$ angenommen wird:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi(x)}{dx} \right)^2 = 2 \frac{j_i}{e_0} \left(\frac{2e_0}{m_i} \right)^{-1/2} (-\Phi(x))^{1/2}. \quad (2.29)$$

Ziehen der Wurzel aus der Gleichung und erneutes Integrieren nach Trennung der Variablen liefert einen Ausdruck für den Potentialverlauf in der stoßfreien Raumladungsschicht

$$-\Phi(x) = \left(\frac{3}{2} \right)^{4/3} \left(\frac{j_i}{e_0} \right)^{2/3} \left(\frac{m_i}{2e_0} \right)^{1/3} (d_s - x)^{4/3} \quad (2.30)$$

und mit der Spannung $U = \Phi(d_s) - \Phi(0) = -\Phi(0)$ zwischen der Randschichtkante und der Wand,

$$U^{3/2} = \frac{9}{4} \frac{j_i}{e_0} \left(\frac{m_i}{2e_0} \right)^{1/2} d_s^2, \quad (2.31)$$

das Child-Langmuir-Gesetz:

$$j_i = \frac{4}{9} e_0 \left(\frac{2e_0}{m_i} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d_s^2}. \quad (2.32)$$

Obwohl es ursprünglich für den begrenzten Elektronenfluss zwischen den Elektroden einer Vakuumdiode formuliert wurde [86, 87], gibt das Gesetz den Zusammenhang zwischen der Ionenstromdichte j_i , der angelegten Spannung U und der Randschichtdicke d_s wieder. Allerdings ist, wie bereits gezeigt wurde, der Ionenstrom durch das Bohm-Kriterium vorgegeben

$$j_i = e_0 n_s v_B, \quad (2.33)$$

wodurch eine Änderung der Randschichtspannung nicht den Ionenstrom, sondern als Reaktion des Plasmas die Ausdehnung der Randschicht verändert. Durch Einsetzen der Gleichung (2.33) in (2.32) erhält man so einen Ausdruck für die Ausdehnung der Randschicht in Abhängigkeit von der Spannung und mit der Debye-Länge (2.4) auch von den Plasmaparametern Teilchendichte n_0 und Elektronentemperatur T_e :

$$d_s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{D,e} \left(\frac{2e_0 U}{k_B T_e} \right)^{3/4}. \quad (2.34)$$

Bisher wurden alle Betrachtungen unter der Annahme gemacht, dass die Ionen in der Randschicht nicht stoßen und ihre Geschwindigkeit durch das Potential zunimmt. Ist die mittlere freie Weglänge $\lambda_{mfp,i} < d_s$, kleiner als die Schichtdicke, dann wird die Geschwindigkeit der Ionen durch Stöße begrenzt. Die Randschicht ist dann *stoßbestimmt* und die Herleitung des Child-Langmuir-Gesetzes aus der Energieerhaltung gilt nicht mehr. Vielmehr werden über die Beweglichkeit der Ionen zwei Fälle betrachtet [83]:

- Die Schicht ist stoßbestimmt, aber der Druck ist vergleichsweise gering. Die freie Weglänge der Ionen ist geschwindigkeitsunabhängig und konstant $\lambda_{mfp,i} = (n_n \sigma)^{-1}$, wobei n_n die Neutralgasdichte und σ der Stoßquerschnitt ist. Aus der resultierenden Ionendichte und der Poisson-Gleichung folgt für die Ionenstromdichte

$$j_i = \frac{2}{3} \left(\frac{5}{3} \right)^{3/2} e_0 \left(\frac{2e_0 \lambda_{mfp,i}}{\pi m_i} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d_s^{5/2}}. \quad (2.35)$$

Durch die Stöße der Ionen ergibt sich für die Randschichtdicke eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit von der freien Weglänge und die Ionendichte fällt etwas langsamer als im stoßfreien Fall ($d_s \propto \lambda_{mfp,i}^{1/5} U^{3/5}$).

- Die Schicht ist stoßbestimmt und der Druck ist hoch. Dadurch erfahren die Ionen Stöße mit einer konstanten Stoßfrequenz ν_i und damit mit einer konstanten Beweglichkeit $\mu_i = e_0 (m_i \nu_i)^{-1}$, woraus sich

$$j_i = \frac{9}{8} e_0 \mu_i \frac{U^2}{d_s^3} \quad (2.36)$$

ergibt. Hier nimmt die Ausdehnung der Randschicht etwas stärker mit der Spannung zu ($d_s \propto \lambda_{mfp,i} U^{2/3}$), da durch die Stöße die Randschicht größer sein muss, um eine vergleichbare Raumladung aufzubauen.

2.2.2.3 HF Randschicht

Wie in Kap. 2.2.1 bereits verdeutlicht, wird ein HF-Plasma anschaulich so beschrieben, dass die Ionen einen statischen Hintergrund bilden und die Elektronen durch die HF-Spannung zwischen den Elektroden hin und her beschleunigt werden und das Neutralgas ionisieren. Im Gegensatz zur stationären Entladung, ändert sich die HF-Randschicht deshalb derart, dass die Elektronen, je nachdem welche Spannung einer HF-Periode momentan anliegt, die Ausdehnung der positiven Raumladung innerhalb der Randschicht entweder vergrößern oder durch kurzzeitiges Fluten der Randschicht in der positiven Halbwelle die Schicht auf ein Minimum schrumpfen lassen (vgl. Kap. 2.2.3). Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 2.4 dargestellt.

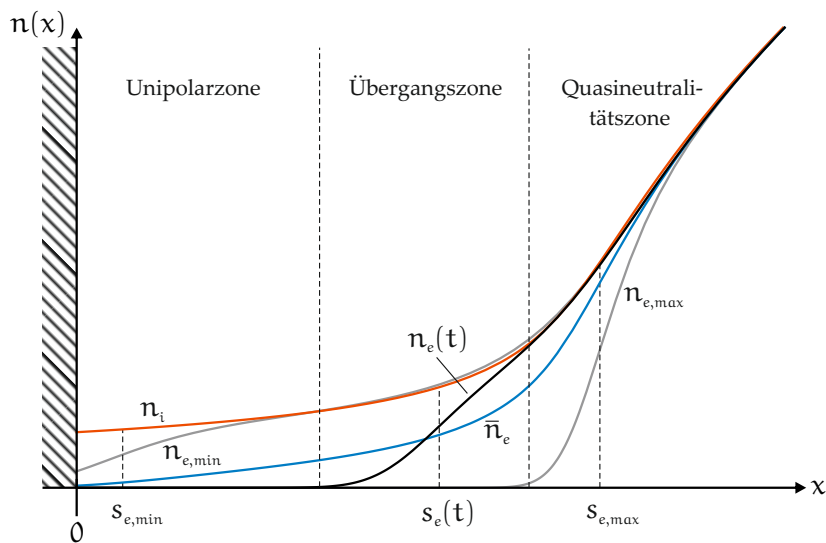


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Grenzschicht in einem HF-Plasma nach *Brinkmann* [88]. Die HF-Elektrode befindet sich bei $x = 0$. Gezeigt ist die stationäre Ionendichte n_i sowie die mittlere \bar{n}_e und die momentane $n_e(t)$ Elektronendichte. Die Elektronendichten bei der minimalen bzw. der maximalen Randschichtausdehnung in einer HF-Periode sind mit $n_{e,min}$ und $n_{e,max}$ angegeben. Die Positionen s_e definieren die Elektronenkante.

Die Ionendichte n_i ist stationär und fällt in der Randschicht aufgrund der Ionenfluss-Erhaltung und der Beschleunigung durch das elektrische Feld ab. Die Elektronendichte hängt dagegen von der an der Elektrode angelegten HF-Spannung ab und dringt bei der höchsten positiven Spannung am weitesten zur Elektrode vor ($n_{e,min}$), wodurch die Randschicht auf die minimale Ausdehnung reduziert wird. Umgekehrt verhält sich die Elektronendichte bei der negativen Halbwelle der HF-Periode, bei der sich die positive Raumladung auf ein Maximum ausdehnt und die Elektronenverarmung aufgrund der hohen negativen Spannung wesentlich früher beginnt ($n_{e,max}$). Die Randschicht wird in drei Bereiche unterteilt [89]: Die Quasineutralitätszone, die Übergangszone, in der die Elektronendichte unter die Ionendichte abfällt und die Unipolarzone, in der nahezu nur noch Ionen vorliegen. Da es sich um einen dynamischen Prozess handelt, sind die Positionen und Ausdehnungen dieser Zonen abhängig vom aktuellen Zeitpunkt in der HF-Periode. Die Positionen $s_{e,min}$, $s_{e,max}$

definieren dabei die Elektronenkante bei der negativen ($t = (3/4)T$) und positiven ($t = (1/4)T$) Halbwelle der HF-Periode. Anders als bei der Definition des Bohm-Kriteriums (Kap. 2.2.2.1), ist dies nicht die Randschichtkante, sondern der Punkt, bei dem die negative Ladungsdichte für $x < s_e$ gerade gleich groß zu der positiven Raumladung für $x > s_e$ ist. Aus der Variation der Elektronendichte in einer HF-Periode ergibt sich eine mittlere Elektronendichte \bar{n}_e und die Situation, insbesondere für die vergleichsweise massiven und trägen Mikropartikel in der Randschicht, ähnelt einer DC-Randschicht. Allerdings ist die Randschichtdicke im stoßfreien Fall aufgrund veränderter Ionendichte- und der mittleren Elektronendichteprofile im Vergleich zur DC-Child-Langmuir-Randschicht um einen Faktor von $\sqrt{50/27} \approx 1.36$ ausgedehnter [83]. Für eine stoßbestimmte HF-Randschicht lautet das Child-Langmuir-Gesetz (mittlere DC-Ionenstromdichte) [83]:

$$\bar{j}_i = e_0 n_s v_B \approx 1.68 \epsilon_0 \left(\frac{2e_0}{m_i} \right)^{1/2} \frac{\bar{U}^{3/2} \lambda_{mfp,i}^{1/2}}{d_s^{5/2}}, \quad (2.37)$$

wobei \bar{U} die mittlere DC-Spannung über der Randschicht ist.

Als Faustformel werden folgende Druckbereiche für stoßfreie bzw. stoßbehaftete Schichten angegeben [84, 90]:

- Bei Drücken unter ~ 0.5 Pa kann die Randschicht als stoßfrei betrachtet werden.
- Im Übergangsbereich zwischen ~ 0.5 Pa und ~ 20 Pa liegt die mittlere freie Weglänge der Ionen zwischen der Debye-Länge und der Ausdehnung der Randschicht, die etwa $d_s \sim 20 - 50 \lambda_{D,e}$ beträgt. Die Schicht ist stoßbehaftet und Ionen können ein oder mehrere Male stoßen bevor sie die Elektrode erreichen. Die Schichtdicke fällt nach Gleichung (2.37) mit steigender Neutralgasdichte ab.
- Bei noch höheren Drücken ist die freie Weglänge der Ionen kleiner als die Debye-Länge und die Schichtausdehnung ist unabhängig vom Druck [91]. Ionen treten mit einer modifizierten Bohmgeschwindigkeit, die vom Verhältnis $\lambda_{D,e}/\lambda_{mfp,i}$ der Weglängen abhängt [92], in die Randschicht ein.

2.2.3 Self-Bias

Sehr häufig werden CCRF-Plasmen mit zwei gleich großen Elektroden erzeugt, von denen eine Elektrode geerdet ist und an die getriebene Elektrode die HF-Spannung angelegt wird (vgl. Abb. 2.2). Solche Entladungen werden als symmetrisch bezeichnet und der maximale Spannungshub an beiden Randschichten, die sich vor den Elektroden ausbilden, ist identisch.

Da der Gesamtstrom erhalten bleiben muss, gilt für zwei Elektroden a und b :

$$I_a = I_b \quad \text{bzw.} \quad \dot{Q}_a = \dot{Q}_b \quad (2.38)$$

und daher auch für die gesamte Ladungsmenge innerhalb einer Periode T

$$\bar{Q}_a = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{Q}_a dt = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{Q}_b dt = \bar{Q}_b. \quad (2.39)$$

Weiterhin wird das Plasma und insbesondere die Übergänge zu den Elektroden, als eine Serienschaltung von zwei Kapazitäten C_a und C_b betrachtet [93]. Mit der mittleren Ladungsmenge, der gemittelten Spannung über den Elektroden und mit dem Ausdruck für die Kapazität eines Plattenkondensators folgt deshalb für die Randschichten:

$$\bar{Q}_a = \bar{U}_a C_a = \epsilon_0 \bar{U}_a \frac{A_a}{d_{s,a}}, \quad (2.40)$$

$$\bar{Q}_b = \bar{U}_b C_b = \epsilon_0 \bar{U}_b \frac{A_b}{d_{s,b}}, \quad (2.41)$$

wobei A_a und A_b die Flächen der jeweiligen Elektroden und $d_{s,a}$ und $d_{s,b}$ die mittleren Randschichtdicken sind. Mit Gleichung (2.39) resultiert:

$$\frac{\bar{U}_a}{d_{s,a}} A_a = \frac{\bar{U}_b}{d_{s,b}} A_b. \quad (2.42)$$

Aus dem Child-Langmuir-Gesetz ergeben sich, je nachdem welche Art von Randschicht betrachtet wird, weitere Zusammenhänge zwischen der Randschichtspannung und der Randschichtausdehnung (vgl. Kap. 2.2.2.2). Unter der Prämisse einer homogenen Dichte und damit gleicher Stromflussdichten auf die Elektroden, lassen sich folgende Fälle ableiten:

$$\frac{\bar{U}_a^{3/2}}{d_{s,a}^2} = \frac{\bar{U}_b^{3/2}}{d_{s,b}^2} \quad \text{stoßfrei} \quad (2.43)$$

$$\frac{\bar{U}_a^{3/2}}{d_{s,a}^{5/2}} = \frac{\bar{U}_b^{3/2}}{d_{s,b}^{5/2}} \quad \text{stoßbestimmt, niedriger Druck} \quad (2.44)$$

$$\frac{\bar{U}_a^2}{d_{s,a}^3} = \frac{\bar{U}_b^2}{d_{s,b}^3} \quad \text{stoßbestimmt, hoher Druck} \quad (2.45)$$

Löst man diese Gleichungen nach dem Verhältnis der Randschichtdicken auf und setzt dies jeweils in Gleichung (2.42) ein, dann erhält man jeweils einen Ausdruck für das Verhältnis der Randschichtspannungen und Elektrodenflächen:

$$\frac{\bar{U}_a}{\bar{U}_b} = \left(\frac{A_b}{A_a} \right)^{5/2 \dots 3 \dots 4}, \quad (2.46)$$

wobei hier der Exponent rein theoretisch aus dem Child-Langmuir-Gesetz stammt und experimentell eher unterhalb von $5/2$ liegt [83, 94].

Zu Beginn wurden gleiche Ströme zu den Elektroden vorausgesetzt. Ist die HF-Entladung sehr unsymmetrisch, da die Elektrodenflächen unterschiedlich groß sind, kann diese Annahme dann erfüllt werden, wenn die Randschicht an der kleinen Elektrode entsprechend größer wird, um die zusätzliche Ladung

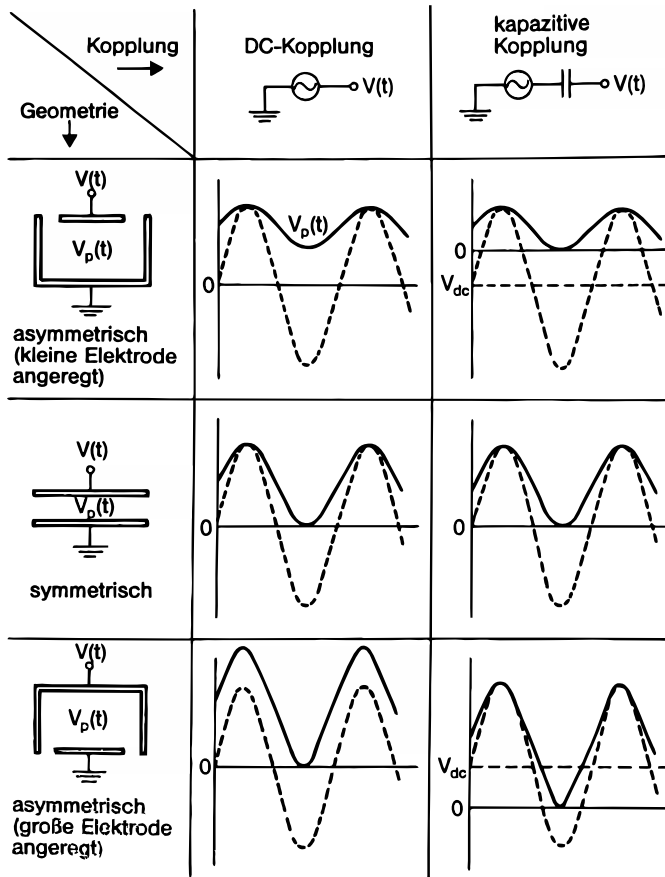


Abb. 2.5: Mögliche Elektrodenkombinationen bei HF-Plasmen mit direkter Kopplung oder über einen Kondensator. Zu sehen sind die Verläufe der angelegten Spannung $V(t)$ und des Plasmapotentials $V_p(t)$ sowie die Ausbildung eines DC Self-Bias V_{dc} bei asymmetrischen Entladungen. Die im Text verwendeten Symbole sind entsprechend $\Phi_{pl}(t)$, $U(t)$ und U_{dc} . Aus [95]; nach [96].

bereit zu stellen. Folglich muss an der kleineren Elektrode eine höhere Spannung gemäß Gleichung (2.46) anliegen. Die Amplitude U_{hf} der Spannung mit dem Mittelwert null ist durch den Generator vorgegeben und koppelt über eine Kapazität an die Elektrode. Generator und Elektrode sind galvanisch getrennt und ein erhöhter Spannungsabfall an der kleinen Elektrode wird durch die Ausbildung einer zusätzlichen negativen Gleichspannung, dem sogenannten *DC Self-Bias*, erzeugt. Diesen Sachverhalt zeigt Abbildung 2.5 für verschiedene Größenverhältnisse der Elektrodenflächen und für ein direkt gekoppeltes bzw. für ein über einen Kondensator gekoppeltes HF-Plasma.

Da in einem HF-Zyklus der Gesamtstrom auf die Elektrode null sein muss, muss es einen Zeitpunkt innerhalb der Periode geben, bei dem die Randschicht vollständig zusammenbricht und die Elektronen die Elektrode erreichen können und dadurch den Ionenstrom ausgleichen. Dieser Zustand liegt in dem anodischen Teil der HF-Periode bei $t = T/4$ vor, wo das Elektrodenpotential die maximale positive Spannung erreicht.

2.3 PARTIKELEINFANG IM PLASMA

Aus der Astrophysik kennt man Plasmen, die neben Elektronen und Ionen Staubpartikel unterschiedlicher Größen enthalten [97–99]. Ende der 1980er fand

man Partikelbildung in silanhaltigen Plasmen bei technischen PECVD (engl. *plasma-enhanced chemical vapour deposition*) Prozessen [100, 101] und beim Ätzen von Silizium-Wafern in der Mikrochipherstellung [102, 103]. Seit dem hat sich das Feld der sogenannten *staubigen Plasmen* oder *komplexen Plasmen* stets weiterentwickelt und Anfang der 1990er durch die Erzeugung von *Plasmakristallen* [104–106] und damit einer Möglichkeit, Phasenübergänge und dynamisches Verhalten von komplexen Systemen zu studieren, zunehmend an Interesse gewonnen. Neben der Entstehung von Nano- und Mikropartikeln im Plasma [107], werden künstlich erzeugte, sphärische und meist monodisperse Teilchen in die Entladung von außen eingestreut und ihr Verhalten untersucht. Die häufigsten dabei verwendeten Materialien sind Melamin-Formaldehyd (MF), Polystyrol (PS), Polymethylmethacrylat (PMMA) oder Siliziumdioxid (SiO₂). Zusätzlich zur speziellen Fachliteratur der einzelnen Aspekte dieses Feldes der Plasmaphysik finden sich diverse Bücher, Übersichtsartikel und Zusammenfassungen, auf die hier verwiesen wird [108–114].

2.3.1 Aufladung von Mikropartikeln

Ins Plasma eingebrachte Mikropartikel laden sich durch strömende Ladungsträger elektrostatisch auf. Da Elektronen eine wesentlich geringere Masse haben als Ionen und insbesondere im NTP die thermische Geschwindigkeit der Elektronen viel höher als die der Ionen ist, treffen statistisch mehr Elektronen das zunächst ungeladene oder nur wenig geladene Partikel. Es nimmt folglich eine negative Ladung $q_p = -Z_e e_0$ an. Diese Ladung ist ein wichtiger Parameter und bestimmt unter anderem, wo sich ein Mikropartikel in der Randschicht befindet.

In astrophysikalischen Plasmen dagegen wirken oft energiereiche UV-Strahlung und Partikel Flüsse, wie beispielsweise der Sonnenwind. Unter solchen Bedingungen sind Prozesse, wie Photoemission oder Sekundäremission dominant, wodurch der Staub oft elektrisch positiv geladen wird [5, 115].

Die Aufladung von Mikropartikeln im Laborplasma soll im Folgenden anhand der idealisierten aber durchaus anerkannten *Orbital Motion Limit* Theorie (OML) [116], die zunächst für Langmuir-Sonden entwickelt wurde [117], skizziert werden.

OML Theorie

In einem typischen Niederdruckplasma sind vorrangig Elektronen und Ionen für die Aufladung eines Partikels verantwortlich. Wie bereits erwähnt, sind Elektronen infolge ihrer Mobilität die Hauptladungsträger. Sie laden das Mikropartikel soweit negativ auf, bis die Potentialbarriere nicht mehr überwunden werden kann und die Elektronen die Oberfläche nicht mehr erreichen können. Das negative Partikel hingegen wirkt anziehend auf die positiven Ionen. Es stellt sich demnach ein Gleichgewicht zwischen Elektronen- und Ionenströmen ein, bei dem der Netto-Ladungsfluss gleich null ist. Wie in Kap. 2.2.2 bereits für eine Wand oder Elektrode beschrieben, lädt sich das Partikel auf das Schwebepotential Φ_{fl} auf.

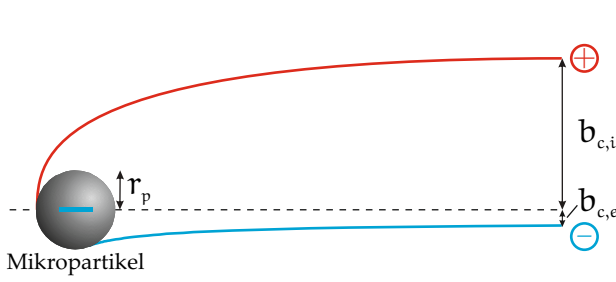


Abb. 2.6: Wechselwirkung von Ionen und Elektronen mit einem negativ geladenen Mikropartikel. Die Radien für den kritischen Wirkungsquerschnitt sind für Elektronen ($b_{c,e}$) kleiner und für Ionen ($b_{c,i}$) größer als der Partikelradius r_p für einen geometrischen Stoßquerschnitt.

Geht man von einem vereinfachten Modell eines isotropen und stoßfreien Maxwellischen Plasmas aus, dann beschreiben die Ladungsträger, aus dem Unendlichen kommend, stoßfreie, orbitale Bahnen, wobei die Wechselwirkung rein elektrostatisch ist. Eine weitere Voraussetzung ist, dass der Partikelradius kleiner als die Debye-Länge ist. Der Stoßquerschnitt wird durch die Ladung des Partikels und damit einer weitreichenden Wechselwirkung mit Elektronen und Ionen vom rein geometrischen Querschnitt $\sigma = \pi r_p^2$ des Partikels auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma_c = \pi b_c^2$ verändert, wobei der kritische Stoßparameter b_c für Elektronen kleiner und für Ionen, wegen der attraktiven Wechselwirkung, größer als der Partikelradius ist. Diesen Sachverhalt verdeutlicht Abbildung 2.6. Der kritische Stoßparameter b_c für Ioneneinfang kann, ausgehend von Energie- und Drehimpulserhaltung, zu

$$b_c^2 = r_p^2 \left(1 - \frac{2 e_0 \Phi_p}{m_i v_{i,0}^2} \right) \quad (2.47)$$

hergeleitet werden, wobei Φ_p das Potential des Partikels und $v_{i,0}$ die Ionengeschwindigkeit im Unendlichen ist.

Um die Gesamtströme auf das Partikel berechnen zu können, wird über die Maxwellische Geschwindigkeitsverteilung sowie den gesamten Raumwinkel integriert. Die Ionen- bzw. Elektronenströme I_i und I_e lauten wie folgt:

$$I_i = n_i e_0 \sqrt{\frac{8 k_B T_i}{\pi m_i}} \pi r_p^2 \left(1 - \frac{e_0 \Phi_p}{k_B T_i} \right) \quad (2.48)$$

und

$$I_e = -n_e e_0 \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \pi r_p^2 \exp \left(\frac{e_0 \Phi_p}{k_B T_e} \right), \quad (2.49)$$

wobei der Wurzelterm jeweils die thermische Geschwindigkeit der entsprechenden Ladungsträger ist und der Ausdruck in der Klammer von Gleichung (2.48) als OML-Faktor bezeichnet wird.

Wie anfangs erwähnt, müssen im Gleichgewicht die Elektronen- und Ionenströme sich gegenseitig kompensieren, d.h. $I_i + I_e = 0$. Daraus resultiert mit (2.48) und (2.49) ein analytischer Ausdruck für das Floatingpotential $\Phi_{fl} = \Phi_p$ des Partikels:

$$1 - \frac{e_0 \Phi_{fl}}{k_B T_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e n_e}{m_e T_i n_i}} \exp \left(\frac{e_0 \Phi_{fl}}{k_B T_e} \right). \quad (2.50)$$

Interessant ist hierbei, dass das Floatingpotential nur vom Masse- und Temperaturverhältnis zwischen Ionen und Elektronen, nicht aber von der Größe des Partikels abhängt.

Die OML Theorie geht von einem idealisierten Zustand aus (stoßfrei, isotrop, nicht-driftend, Maxwellverteilung). Oft weichen die Bedingungen im Plasma, insbesondere in der Randschicht des Plasmas, mehr oder weniger stark von der Theorie ab. Strömende Ionen führen zu einer komplexeren Geschwindigkeitsverteilung [118] und Stöße zwischen Ionen und Neutralteilchen [119, 120] führen dazu, dass Ionen, die das Partikel verfehlt hätten, durch den stoßbehafteten Energieverlust sukzessive auf das Partikel beschleunigt werden. Der Ionenstrom würde sich dadurch erhöhen und Gleichung (2.48) kann um einen Term, der die Stöße berücksichtigt, erweitert werden [114, 121, 122]:

$$I_i = n_i e_0 v_{th,i} \pi r_p^2 \left(1 - \frac{e_0 \Phi_p}{k_B T_i} + 0.1 \left(\frac{e_0 \Phi_p}{k_B T_i} \right)^2 \frac{\lambda_D}{\lambda_{mf,p,cx}} \right), \quad (2.51)$$

wobei $\lambda_{mf,p,cx}$ die mittlere freie Weglänge für Ladungsaustauschstöße (engl. *charge exchange*) zwischen Ionen und Neutralen ist. Die volle Komplexität der Aufladungsmechanismen unter Berücksichtigung von Stößen, wechselnden elektrischen Feldern eines HF-Plasmas, ortsabhängigen Ionenströmen sowie teils hochenergetischen Elektronen, ist analytisch nur schwer zu erfassen und wurde in Ref. [123] diskutiert. Insbesondere wenn viele Partikel auch untereinander wechselwirken sind Simulationen nötig, um die komplexen Vorgänge zu beschreiben [124].

Die Ladung auf einem Partikel kann nach

$$q_p = -Z_p e_0 = C_p \Phi_p \quad (2.52)$$

mit dem Floatingpotential und der Kapazität C_p berechnet werden. Hier ist Z_p die Anzahl an Elementarladungen auf dem Partikel. Um die Kapazität des Partikels zu bestimmen, wird dieses als ein Kugelkondensator mit einer Gegenelektrode bei λ_D betrachtet, so dass

$$C_p = 4\pi\epsilon_0 r_p \left(1 + \frac{r_p}{\lambda_D} \right) \quad (2.53)$$

ist [118]. Für den typischen Fall, dass $r_p \ll \lambda_D$ ist, reduziert sich die Gleichung auf einen Kugelkondensator im Vakuum mit einer im Unendlichen liegenden Gegenelektrode. Die Anzahl der Ladungsträger ist dann

$$Z_p = \frac{4\pi\epsilon_0 r_p}{e_0} \Phi_p \quad (2.54)$$

und kann mit Hilfe der Faustformel nach [82]

$$Z_p = 1845 r_{p,\mu m} T_{e,eV} \quad (2.55)$$

für ein Argon-Plasma mit $T_e/T_i \approx 50$ und mit $\Phi_p = -2.66 k_B T_e$ abgeschätzt werden, wobei der Partikelradius und die Elektronentemperatur in Mikrometer bzw. in Elektronenvolt einzusetzen sind.

Für ein in dieser Arbeit verwendetes Partikel mit einem Radius von $r_p = 3.365 \mu\text{m}$ und einer typischen Elektronentemperatur von ca. $1.5 \text{ eV} - 3 \text{ eV}$, wäre demnach die Partikelladung im Plasmabulk bei $Z_p \approx -9300 e_0 \dots -18600 e_0$. Dennoch, diese approximierte Partikelladung kann lediglich für ein quasineutrales und stoßfreies Plasma im Bulk angenommen werden und unterscheidet sich unter anderem aufgrund ungleicher Elektronen- und Ionendichten zu einem Partikel in der Plasmarandschicht. Simulationen [125, 126] zeigen, dass das Partikelpotential in einer HF-Randschicht gegenüber einer DC-Randschicht negativer ist. Tiefer in der Randschicht kann man weiterhin davon ausgehen, dass die tatsächliche Partikelladung durch die Elektronenverarmung und durch einen stoßbehafteten Ionenfluss geringer sein wird als im quasineutralen Bulk [123, 127].

T. Nitter [128] zeigte in seinen Berechnungen zur Aufladung von Partikeln, dass tief in einer DC-Randschicht (ca. 10 Debye-Längen vor der Elektrode) die Ladung des Teilchens durch den drastischen Abfall der Elektronendichte eine Umkehr der Polarität erföhre und positive Potentiale einnehmen würde, wonach es theoretisch auf die negativ gespannte Elektrode beschleunigt werden würde. Die Ladung in einer HF-Randschicht hingegen bliebe nahezu konstant und negativ, da die Elektronenpopulation im Mittel wesentlich weiter in die Randschicht hineinragt (vgl. Abb. 2.4).

2.3.1.1 Ladung im Afterglow

Aufgrund der höheren Mobilität ist die Diffusionsrate der Elektronen höher als die der Ionen und die Flüsse und Dichteprofile zu den Kammerwänden wären bei unabhängiger Betrachtung unterschiedlich - die Elektronen eilen den Ionen voraus. Lokal entsteht deshalb eine Raumladung und ein elektrisches Feld, das die Elektronen verzögert und die Ionen beschleunigt, wodurch die Flüsse sich ausgleichen. Diese gemeinsame Bewegung der Ladungsträger nennt man *ambipolare Diffusion* [82].

Nach Gleichung (2.50) ist das Floatingpotential und damit die Partikelladung vom Verhältnis der Massen, Dichten und Temperaturen der Ionen und Elektronen abhängig. Nach Abschalten des Plasmas, im sogenannten *Afterglow* (Nachglühen), bestimmen die Relaxation der Elektronentemperatur auf Raumtemperatur und die Verluste durch Diffusion und Rekombination das Abklingen der Entladung [129]. Die schnellen Elektronen in der Maxwell'schen Energieverteilung können in den ersten Mikrosekunden zu den Wänden entkommen, während die Elektronen und Ionen im Bulk mit einer geringeren Verlustrate sich durch ambipolare Diffusion zu den Kammerwänden bewegen. Durch Stöße zwischen Metastabilen⁵ [130] werden einerseits Elektronen mit höheren Energien generiert, die das System verlassen können, andererseits entfliehen auch mehr niederenergetische Elektronen, da das Randschichtpotential kollabiert und überwunden werden kann [131, 132]. Die Zeitskalen⁶ für Relaxation

⁵ $2\text{Ar}^m \Rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e^- (7.3 - 7.9 \text{ eV})$

⁶ In diesem Abschnitt soll ein vereinfachtes, anschauliches Bild des Afterglows beschrieben werden. Genaue Formeln der Zeitskalen, die insbesondere die Situation direkt nach dem Abschalten des Plasmas beschreiben, werden hier nicht explizit angegeben, da sich die Untersuchungen in

und Verluste hängen dabei in erster Linie vom Druck ab [133] und liegen bei $p = 40 \text{ Pa}$ bei $\sim 90 \mu\text{s}$ [134–136]. Innerhalb dieser Zeit fällt die Partikelladung nach Gleichung (2.50) und (2.54) durch die nun geringere Elektronenenergie ($T_e/T_i \approx 1$), aber bei etwa gleichbleibender Dichte ($n_e/n_i \approx 1$) von mehreren Tausend Elementarladungen auf einen Wert von $q_p^{T_e} \approx -280 e_0$, was einem Floatingpotential von $\Phi_p \approx -120 \text{ mV}$ entspricht. Letzteres sollte, da Gleichung (2.50) unabhängig vom Partikelradius ist, sowohl für Nano- als auch für Mikroartikel gelten [135, 137].

Durch unterschiedliches Diffusionsverhalten der Elektronen und Ionen und den erhöhten Verlust der Elektronen an den Kammerwänden werden die Ionen zunächst durch das ambipolare Feld beschleunigt, so dass noch immer Quasineutralität herrscht. Ist die Dichte nach mehreren 10 ms so weit gesunken, dass eine Abschirmung nicht mehr gewährleistet ist, d.h. die Abschirmlänge ist auf die Größenordnung des Systems angewachsen, erfolgt ein Übergang von ambipolarer zur freien Diffusion [136, 138] - Elektronen und Ionen bewegen sich unabhängig und reagieren auf externe elektrische Felder [139]. Erstere können das Volumen aufgrund der höheren Mobilität schneller verlassen, wodurch sich das Dichteverhältnis ($n_i/n_e \gg 1$) und damit die Partikelladung verändern.

Seien nun, vereinfacht angenommen, nahezu alle Elektronen aus dem System (Kammervolumen) diffundiert, kommt der Elektronenstrom auf das Partikel zum Erliegen. Im Volumen ist noch eine gewisse Dichte an driftenden Ionen. Diese werden vom noch negativ geladenen Partikel angezogen und entladen es weiter. Nach Gleichung (2.48) kann dann das Partikelpotential Φ_p noch einen Maximalwert von

$$\Phi_p = \frac{k_B T_i}{e_0} \quad (2.56)$$

annehmen [140], der dann nur noch von der Ionenenergie abhängt. Davon ausgehend, dass diese bei etwa $T_i \approx (0.025 \dots 0.09) \text{ eV}$ liegt [108], würde dies nach (2.54) einer endgültigen Partikelladung von maximal $q_p \approx +(58 \dots 210) e_0$ entsprechen. Ist die Dichte der Ionen ebenfalls weit abgesunken wird die Partikelladung nicht mehr verändert. Nach diesem einfachen Modell wäre mit einer statistischen Normalverteilung mit einem leicht positiven Mittelwert zu rechnen, d.h. es gäbe sowohl negative, neutrale als auch positive Restladungen mit einigen wenigen Elementarladungen.

Ivlev et al. [133] beschreiben ein mögliches Szenario, in dem bei niedrigen Drücken $p \ll 10 \text{ Pa}$ die Zeitskalen für Relaxation der Elektronentemperatur und Verluste durch ambipolare Diffusion, die gegenläufig vom Druck abhängen, derart unterschiedlich sind, dass die Plasmadichte schneller fällt als die Elektronentemperatur. Dadurch wird das Partikel wenig entladen und behält eine Ladung, die in der Größenordnung der Ladung liegt, die das Partikel im Plasma hatte. Tatsächlich zeigen Modelle und Messungen von *Liu et al.* [132], dass Elektronentemperatur und Plasmadichte bei niedrigen Drücken, also im stoßfreien Fall, mit etwa gleichen Raten abfallen, während im stoßbehafteten Fall die "Kühlung" der Elektronen schneller abläuft als die Dichteabnahme.

dieser Arbeit mit der Situation weit nach Abschalten des Plasmas beschäftigen. Für genaue mathematische Herleitungen sei hier auf die im Text genannten Literaturquellen verwiesen.

Experimente sowohl mit Nano- als auch mit Mikropartikeln zeigen im Afterglow Teilchen mit nur wenigen Restladungen, die eher negativ sind aber auch neutral und leicht positiv [135, 136, 139, 141–144]. Couëdel *et al.* [135] beispielsweise benutzten die Thermophorese, um nach dem Abschalten des Plasmas Nanopartikel gegen die Schwerkraft in der Schwebe zu halten. Mit Hilfe eines elektrischen Wechselfeldes wurde die Restladung bestimmt. Andere Experimente nutzten die Schwerelosigkeit auf Raumstationen [133, 139], um die Restladung von Mikropartikeln mittels elektrischer Wechselfelder zu ermitteln. Die genannten Untersuchungen beinhalteten immer sehr viele Partikel; Mikropartikel, die über Dispenser in die Plasmakammer eingestreut wurden oder Nanopartikel, die über Wachstumsprozesse innerhalb des Plasmas entstanden. Bei hohen Staumdichten ist das Oberflächenpotential der Partikel geringer, da viele Partikel Senken für Elektronen darstellen und bei hohen Partikeldichten die Elektronendichte stark reduziert ist. Dadurch ist der Ionenfluss ebenfalls reduziert. Auch die Zeit für Verlustprozesse durch Rekombination auf der Partikeloberfläche ist gegenüber einem einzelnen, isolierten Partikel verkürzt [145]. Ein Vergleich der Restladungen vieler Nano- oder Mikropartikel mit einzelnen Teilchen, wie in dieser Arbeit, im Afterglow ist deshalb nur bedingt möglich. Experimente mit hohen Staumdichten zeigen sogar einen Anstieg der Elektronendichte im Afterglow durch von den Partikeln gelösten Elektronen [146–149]. Aber auch Messungen der Restladung einzelner Mikropartikel im räumlichen Afterglow beim Durchfallen einer induktiv gekoppelten Entladung zeigten ebenfalls Ladungen von nur wenigen Elementarladungen [137].

2.3.2 Kräfte auf Mikropartikel

In einem Plasma wirken auf Mikro- und Nanopartikel diverse Kräfte, die, je nach Partikelgröße und den Plasmaparametern, sich in mehreren Größenordnungen unterscheiden können. Im Folgenden soll eine Übersicht über die wichtigsten Kräfte gegeben werden.

2.3.2.1 Gravitationskraft

Wie auf alle massebehafteten Objekte wirkt mit der Erdbeschleunigung \vec{g} auch auf ein Partikel die Gravitationskraft

$$\vec{F}_{\text{grav}} = m_p \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p \vec{g}, \quad (2.57)$$

wobei m_p bzw. ρ_p die Masse bzw. die Dichte und r_p der Radius des Partikels sind. Die Gravitationskraft skaliert mit der dritten Potenz des Radius und ist für Mikropartikel dominierend, während Staub im Nanometer-Bereich kaum durch die Erdbeschleunigung beeinflusst wird [150, 151]. Um die Wirkung der Gewichtskraft auf ein Mikropartikel kurzzeitig zu beeinflussen, kann einerseits eine zusätzliche Kraft, beispielsweise durch einen Laser [62] oder eine Zentrifuge [65], auf das Partikel ausgeübt werden. Auf der anderen Seite lässt sich die Schwerebeschleunigung kurzzeitig, wie in Parabelflugexperimenten [152–154] oder längerfristig, wie auf der Mir- [155] oder der Internationalen Raumstation [156, 157], aufheben.

2.3.2.2 Elektrostatische Kraft

Durch die Ladungsträger im Plasma laden sich Objekte elektrostatisch auf und erfahren überwiegend in der Randschicht, wo elektrische Felder besonders präsent sind, eine Kraft

$$\vec{F}_{el} = q_p \vec{E} = 4\pi\epsilon_0 r_p \Phi_{fl} \vec{E}, \quad (2.58)$$

die vom mittleren elektrischen Feld und der Ladung q_p abhängt und nicht von der das Objekt abschirmenden Ladungswolke beeinflusst wird [158]. Letzteres kann bei sphärischen Partikeln mit dem Floatingpotential aus dem Kapazitätsmodell für einen Kugelkondensator berechnet werden (s. Abschn. 2.3.1).

Mögliche Polarisierungseffekte der Oberflächenladungen im E-Feld, durch unterschiedliche Dichteverteilungen der Elektronen und Ionen in der Randschicht oder einer deformierten Abschirmung der Partikel durch strömende Ionen und den damit verbundenen Dipolkräften, wurden in der Literatur abgeschätzt [158, 159], sind aber aufgrund der viel geringeren Größenordnung vernachlässigbar und spielen in dieser Arbeit und bei diesen Partikelgrößen keine Rolle.

Während die Schwerkraft auf Nanopartikel aufgrund des kubischen Zusammenhangs mit dem Radius kaum einen Einfluss ausübt, ist die elektrostatische Feldkraft durch den linearen Zusammenhang sowohl für Nanopartikel als auch für Mikropartikel gleichermaßen von Bedeutung.

2.3.2.3 Neutralgasreibung

Ein Partikel, welches sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v}_p relativ zum Neutralgas im Plasmareaktor bewegt, erfährt eine diese Bewegung dämpfende Reibungskraft \vec{F}_n , die durch Stöße des Partikels mit den Neutralteilchen⁷ verursacht wird. Abhängig vom Druck können grob zwei Bereiche über die *Knudsen-Zahl*

$$Kn = \frac{\lambda_{mfp,n}}{r_p} \quad (2.59)$$

eingegrenzt werden, wobei $\lambda_{mfp,n}$ die mittlere freie Weglänge der Neutralteilchen und r_p der Partikelradius (hier die charakteristische Systemlänge) ist. Für ein stark verdünntes Gas, bei dem die mittlere freie Weglänge für Stöße groß ist ($Kn \gg 1$), bewegen sich die Gasatome nahezu frei und Stöße mit dem Partikel können aus der kinetischen Gastheorie abgeleitet werden. Ist dagegen der Druck bzw. die Neutralgasdichte hoch, wird das gesamte System als eine viskose Flüssigkeit mit laminarer Strömung betrachtet. Die Knudsen-Zahl ist klein ($Kn \ll 1$) und die vom Gas auf das Partikel ausgeübte Kraft wird mit der *Stokes-Reibung* (Gleichungen (3.17) und (3.18)), die auch für Flüssigkeiten gilt, beschrieben.

Da in den meisten Laborexperimenten das Neutralgas sehr verdünnt ist und somit die mittlere freie Weglänge

$$\lambda_{mfp,n} = \frac{1}{n_n \sigma_n} = \frac{k_B T_n}{\sqrt{2}\pi p (2r_{Ar})^2} \quad (2.60)$$

⁷ Im Allgemeinen können Plasmen sowohl einzelne Atome als auch Moleküle enthalten. In diesem Fall wird explizit Argon als Gas verwendet, weshalb im Folgenden stets nur Atome als Neutralteilchen betrachtet werden.

der Gasatome größer als das Partikel ist (z.B. ist bei $p = 40$ Pa und Raumtemperatur $\lambda_{mf,p,n} \approx 512 \mu\text{m}$), werden die statistisch verteilten Einzelstöße der Atome mit der Partikeloberfläche betrachtet. Die Knudsen-Zahl liegt bei einem Druckbereich von $p = (0.1 \dots 100)$ Pa für Argon mit einem kovalenten Atomradius von $r_{Ar} = 1.06 \text{ \AA}$ zwischen $\text{Kn} \approx 6 \cdot 10^4$ und $\text{Kn} \approx 60$.

Eine theoretische Formulierung der Gasreibung für einen großen Druckbereich wurde von *S. Beresnev et al.* angegeben [160] und u.a. von *T. Li et al.* verifiziert [161]. Für kugelförmige Partikel, die sich, verglichen mit der thermischen Geschwindigkeit der Gasatome ($v_{th,n} \approx 400 \text{ m/s}$), langsam bewegen, geht sie bei geringen Drücken in die häufig verwendete Formulierung der Neutralgasreibung von *P. S. Epstein* über [162]:

$$\vec{F}_n = -\gamma_0 m_p \vec{v}_p = -\delta \frac{4}{3} \pi r_p^2 m_n n_n v_{th,n} \vec{v}_p \quad (2.61)$$

Die Neutralgasreibung ist gegen den Geschwindigkeitsvektor gerichtet und proportional zum Geschwindigkeitsbetrag. Die mit dem Index n gekennzeichneten Größen beziehen sich auf die Masse m_n , die Dichte n_n sowie die mittlere thermische Geschwindigkeit $v_{th,n} = (8k_B T_n / \pi m_n)^{1/2}$ und die Temperatur $T_n \approx 300 \text{ K}$ des Neutralgases. Die Dämpfungskonstante, in diesem Fall der Gasreibungskoeffizient γ_0 , kann aus Gleichung (2.61) mit Hilfe der idealen Gasgleichung umgeformt werden:

$$\gamma_0 = \delta \frac{4}{3} \pi r_p^2 \frac{m_n}{m_p} \frac{p}{k_B T_n} v_{th,n} = \delta \frac{8}{\pi} \frac{p}{r_p \rho_p v_{th,n}} \quad (2.62)$$

Hierbei ist p der Gasdruck und ρ_p die Massendichte des Partikels. Wie die Neutralgasatome an der Oberfläche des Partikels gestreut werden, wird vom Reflexionskoeffizienten δ (auch Akkomodations- oder *Millikan*-Koeffizient) angegeben. Je nachdem, ob die Streuung perfekt spiegelnd oder diffus verläuft, kann er theoretisch Werte zwischen $\delta = 1 \dots 1.442$ annehmen [162]. Für Laborplasmen mit Mikropartikeln wird die obere Grenze verwendet. Dieser Wert wurde in einigen Experimenten bestimmt [163, 164] und die Gültigkeit der Formulierung von *Epstein* für verschiedene Edelgase und Partikelmaterialien nachgewiesen [165].

Zur Abschätzung der Größenordnung der Kraft durch Neutralgasreibung wird sie nach Gleichung (2.61) für ein Mikropartikel mit einer Massendichte von $\rho_p = 1850 \text{ kg/m}^3$ und einer Größe von $2r_p = 6.73 \mu\text{m}$, das sich relativ zum Rezipienten mit $v_p = 1 \text{ mm/s}$ bewegt, berechnet und ergibt $F_n = 1.76 \cdot 10^{-14} \text{ N}$. Sie ist somit zwei Größenordnungen unterhalb der Gewichtskraft.

2.3.2.4 Ionenwindkraft

Ähnlich zum Impulsübertrag von Neutralgasatomen durch Stöße, können auch Ionen ihren Impuls an das Partikel abgeben [166], wodurch die sogenannte *Ionenwindkraft* (engl. *ion drag force*) \vec{F}_i ausgeübt wird. Insbesondere in der Randschicht eines Plasmas, wo Ionen auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt werden (vgl. Kap. 2.2.2.1), ist dieser Effekt am größten. Aber auch im Zentrum eines HF-Plasmas, wo Ionen gebildet werden und zu den Kammerwänden driften, macht sich dieser Effekt im Zusammenhang mit Nanostaub-Wolken [167,

[168] oder bei komplexen Plasmen unter Schwerelosigkeit bemerkbar [152].

Bei der Betrachtung der Mechanismen für den Impulsübertrag respektive die Ionenwindkraft sind zwei Komponenten zu berücksichtigen: die direkte Wechselwirkung durch Stöße $\vec{F}_{i,c}$ (engl. *collection force*) und, aufgrund der negativen Ladung der Mikropartikel und der meist positiven Ladung der Ionen, den indirekten Impulsübertrag durch Coulomb-Wechselwirkung $\vec{F}_{i,o}$ (engl. *orbit force*), bei der die vorbeiströmenden Ionen vom Partikel abgelenkt werden. Demnach gilt

$$\vec{F}_i = \vec{F}_{i,c} + \vec{F}_{i,o}. \quad (2.63)$$

Das Floatingpotential des Partikels und die mittlere Ionengeschwindigkeit $\bar{v}_i = (v_{i,th}^2 + v_i^2)^{1/2}$ sind die bestimmenden Parameter für das Maß der Ionenwindkraft, wobei der thermische Anteil senkrecht zur Strömungsrichtung aufgrund der Isotropie entfällt. Ebenfalls kann der thermische Teil bei Ionen, die bereits beim Eintritt in die Randschicht eine Geschwindigkeit, die ein Vielfaches der thermischen Geschwindigkeit ist, haben, vernachlässigt werden.

Anders als bei direkten Stößen mit neutralen Teilchen, ist, aufgrund der geladenen Stoßpartner, der Stoßquerschnitt größer als der rein geometrische Querschnitt des Partikels. Der effektive Querschnitt für Ioneneinfang wird durch den effektiven Stoßparameter b_c definiert. Dieser gibt den Bereich mit maximalem Radius an, aus dem die Ionen noch direkt das Partikel treffen. Prinzipiell muss davon ausgegangen werden, dass alle Ionen außerhalb dieses Bereiches, die noch mit dem Partikel wechselwirken, dann zur Orbitalkraft beitragen.

Im Folgenden sollen die zwei Komponenten der Ionenwindkraft nach dem vereinfachten Modell von *M. Barnes et al.* [169] knapp vorgestellt werden.

Die *Collection Force* ist die Kraft, die durch direkte Stöße der Ionen mit dem Partikel ausgeübt wird. Demnach tragen alle Ionen, die nach Gl. (2.48) zum Ionenstrom I_i auf das Partikel beitragen, auch zum Impulsstrom bei. Davon ausgehend ist die Kraft auf das Mikropartikel das Produkt aus Impulsstromdichte und dem effektiven Querschnitt πb_c^2 :

$$\vec{F}_{i,c} = m_i \bar{v}_i I_i / e_0 = n_i \bar{v}_i m_i \bar{v}_i \pi b_c^2, \quad \text{mit} \quad b_c^2 = r_p^2 \left(1 - \frac{2e_0 \Phi_p}{m_i \bar{v}_i^2} \right) \quad (2.64)$$

Der Streuquerschnitt, der zunächst größer als der geometrische Querschnitt ist (vgl. Abb.2.6), weil Ionen und Partikel gegensätzlich geladen sind, reduziert sich bei hohen Ionenenergien ($\bar{v}_i \approx v_i$) auf den Partikelquerschnitt πr_p^2 [69] und $F_{i,c} \propto v_i^2$. Allerdings sollte dann beachtet werden, dass Ionen bei sehr hohen Energien mehr als ihren einfachen Ionenimpuls $m_i v_i$ übertragen können, weil sie dann teilweise reflektiert werden oder zusätzliches Material von der Partikeloberfläche abtragen (engl. *sputtern*) [170].

Die *Orbit Force* entsteht bei der Coulomb-Streuung von Ionen am geladenen Partikel. Dabei treffen die Ionen nicht mehr die Partikeloberfläche und liefern

somit auch keinen Beitrag zum Ionenstrom. Sie ändern lediglich ihren Impuls, was nach dem dritten newtonschen Axiom die Kraft

$$\vec{F}_{i,o} = n_i \bar{v}_i m_i \vec{v}_i \sigma_o \quad (2.65)$$

ausübt. Der Querschnitt $\sigma_o = 4\pi b_{\pi/2}^2 \ln \Lambda$ setzt sich dabei aus dem Stoßparameter (mit Gl. (2.54)) für 90°-Streuung $b_{\pi/2} = q_p e_0 / (4\pi \epsilon_0 m_i \bar{v}_i^2) = r_p e_0 \Phi_p / (m_i \bar{v}_i^2)$ und dem *Coulomb-Logarithmus*

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2} \right)^{1/2} \quad (2.66)$$

als das Integral über das Intervall b_c bis λ_D zusammen. Es wird also das Partikelpotential und damit alle Ionen-Streuungen innerhalb der Debye-Kugel als ein reines Coulomb-Potential betrachtet, welches außerhalb der Kugel vollständig abgeschirmt wird. Der Beitrag zur Orbit Force strebt gegen null, wenn mit zunehmender Ionengeschwindigkeit $b_c \rightarrow r_p$, $b_{\pi/2} \rightarrow 0$ und $\ln \Lambda \rightarrow \text{konst.}$ geht. Nach dem Modell von *M. Barnes* ist die gesamte Ionenwindkraft schließlich die Summe beider Komponenten:

$$\vec{F}_i = n_i \bar{v}_i m_i \vec{v}_i \pi r_p^2 \left[\left(1 - \frac{2e_0 \Phi_p}{m_i \bar{v}_i^2} \right) + \left(\frac{2e_0 \Phi_p}{m_i \bar{v}_i^2} \right)^2 \ln \Lambda \right] \quad (2.67)$$

S. Khrapak et al. [171] nahmen Veränderungen am Coulomb-Logarithmus vor, so dass auch Ionen, die sich bis auf eine Abschirmlänge an das Partikel nähern, ebenfalls bei der Orbit Force berücksichtigt wurden. Weiterhin stellt sich die Frage, wie sich die Abschirmlänge bei strömenden Ionen verändert, da die Bahnen der Ionen steifer werden und weniger zur Abschirmung beitragen. Dazu wurde von *I. Hutchinson* [172] eine geschwindigkeitsabhängige Abschirmlänge präsentiert, die bei niedrigen Geschwindigkeiten von der Debye-Länge für Ionen in die Elektronen-Debye-Länge bei höheren Energien übergeht.

Um den qualitativen Verlauf der Ionenwindkraft zu skizzieren, zeigt Abbildung 2.7 die Beiträge für ein Mikropartikel mit einer Ladung von $Z_p = -9314 e_0$, was einem Floatingpotential nach der OML-Theorie von $\Phi_p = -3.98 \text{ V}$ entspricht. Hier wurden der veränderte Coulomb-Logarithmus

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{\lambda_s + b_{\pi/2}}{r_p + b_{\pi/2}} \right) \quad (2.68)$$

und die abgeleitete Abschirmlänge

$$\lambda_s = \frac{\lambda_{D,e}}{\sqrt{1 + 2e_0 T_e / (m_i \bar{v}_i^2)}} + r_p^2; \quad (2.69)$$

mit $T_e/T_i = 50$ verwendet. Demnach ist die Orbit Force für niedrige Geschwindigkeiten etwa bis zur Bohmgeschwindigkeit maximal und wird zunehmend von der Collection Force abgelöst.

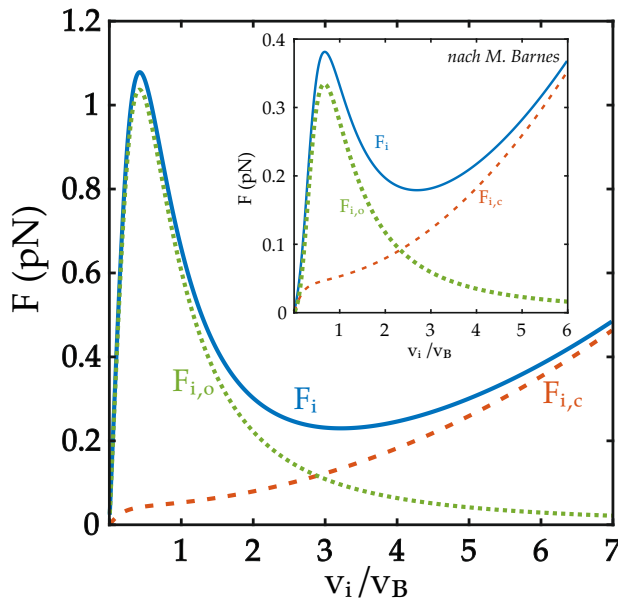


Abb. 2.7: Von der normierten Ionengeschwindigkeit v_i/v_B abhängige Ionenwindkraft F_i (durchgezogene Linie). Sie setzt sich zusammen aus der *Orbit Force* (punktierete Linie) durch Coulomb-Streuung und der *Collection Force* (gestrichelte Linie) durch direkte Stöße der Ionen mit dem Mikropartikel. Erstere hat ihr Maximum unterhalb der Bohmgeschwindigkeit und geht bei höheren Geschwindigkeiten in den direkten Impulsübertrag durch Stöße über. Die innere Abbildung zeigt die Kräfte nach dem Modell von *M. Barnes*. Parameter: $T_e = 1.5 \text{ eV}$, $T_i = 30 \text{ meV}$, $\Phi_p = -3.98 \text{ V}$

Das Modell von *M. Barnes* (Abbildung 2.7, innere Abbildung) ist in der Lage, den prinzipiellen Sachverhalt sowie den Verlauf und die Größenordnung der Ionenwindkraft zu beschreiben. Die Modifikationen, vornehmlich der Abschirmlänge und der Grenze des Stoßparameters, zeigen allerdings, dass insbesondere bei niedrigeren Ionengeschwindigkeiten, also noch vor der Bohmgeschwindigkeit, quantitativ deutliche Abweichungen festzustellen sind [173–177]. Das Maximum der Orbit Force ist zu etwas höheren Geschwindigkeiten verschoben und etwa um einen Faktor 0.4 geringer, was insbesondere am modifizierten Coulomb-Logarithmus liegt, da dieser mehr Ionen und Weitwinkelstreuungen berücksichtigt.

All diese Modifikationen haben lediglich einen Einfluss auf die Orbit Force und betrachten stoßfreie Verhältnisse und einzelne Partikel. Modelle mit stoßbehafteten Ionenwindkräften wurden u.a. von *L. Patacchini* und *I. Hutchinson* [178] oder *V. Ikkurthi* [179] vorgestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit, insbesondere bei der Betrachtung einzelner Partikel [180], genügt dieses Modell, um die grundlegenden Vorgänge des weitaus komplexeren Sachverhaltes, der intensiv mit Computersimulationen untersucht wurde [181, 182], zu skizzieren und die Größenordnung der Ionenwindkraft abschätzen zu können.

2.3.2.5 Thermophorese

Treten im Neutralgas hinreichend große Temperaturunterschiede auf, resultiert daraus eine anisotrope Geschwindigkeitsverteilung. Das Profil der Maxwellverteilung ändert sich folglich im Bereich der höheren Temperatur zugunsten der schnellen Gasteilchen und in der kälteren Region zugunsten der langsamen Atome oder Moleküle. Zwar ist aufgrund des konstanten Druckes nach dem idealen Gasgesetz die Anzahldichte auf der kälteren Seite erhöht aber die Neutralteilchen auf der Partikelseite, die dem heißeren Bereich zugewandt ist, übertragen im Mittel einen größeren Impuls. Ähnlich zur Neutralgasreibung

wirkt dadurch netto eine Kraft antiparallel zum Temperaturgradienten - die *Thermophorese* [183].

Ein analytischer Ausdruck dafür wurde u.a. von *Talbot et al.* [184] angegeben und experimentell überprüft [185, 186]:

$$\vec{F}_{\text{thp}} = -\frac{32}{15} \frac{r_p^2}{v_{\text{th,n}}} \left[1 + \frac{5\pi}{32} (1 - \alpha) \right] \kappa_{\text{th}} \vec{\nabla} T_n, \quad (2.70)$$

wobei $\vec{\nabla} T_n$ der Temperaturgradient, κ_{th} die thermische Leitfähigkeit des Neutralgases und für Temperaturen unter 500 K der Akkomodationskoeffizient $\alpha \approx 1$ ist. Die Thermophorese wird in Laborplasmen eingesetzt, um beispielsweise durch die Kompensation der Gravitationskraft, die Mikropartikel, die sonst aufgrund ihrer Größe in der Randschicht des Plasmas schweben (vgl. Kap.2.3.3), auf das gesamte Volumen zu verteilen und dadurch dreidimensionale Staubwolken zu erzeugen [187, 188] oder aber Cluster, sogenannte *Coulomb Balls*, aus hunderten von Mikropartikeln dreidimensional im Plasma zu formen [189]. *L. Couëdel et al.* [135] haben die thermophoretische Kraft ausgenutzt, um nach dem Abschalten des Plasmas Nanopartikel gegen die Schwerkraft in der Schwebelage zu halten und die Restladung durch elektrische Felder bestimmen zu können.

Aufgrund der eingespeisten elektrischen Leistung wärmt sich die getriebene Elektrode im Experiment auf. Geringe Wärmeleitung durch die meist kleine Querschnittsfläche der Zuleitungen, mangelnde Kühlung durch Konvektion bei niedrigen Drücken und die geringe Wärmeabfuhr, hauptsächlich durch Strahlung, führen dazu, dass sich die Elektrode insbesondere nach mehreren Stunden, um mehrere Grad erwärmt. Die in dieser Arbeit verwendete Elektrode ist wassergekühlt und im Betrieb bei einer Temperatur von ca. 12.5 °C. Um eine Abschätzung für die Größenordnung einer möglichen thermophoretischen Kraft angeben zu können, wird ein Temperaturgradient von $\vec{\nabla} T_n \approx 70 \text{ K/m}$ angenommen⁸. Mit der thermischen Leitfähigkeit von $\kappa_{\text{th}} = 17.72 \text{ mW/(K m)}$ ergibt Gleichung (2.70) eine Kraft von $F_{\text{thp}} \approx 7.6 \cdot 10^{-14} \text{ N}$. Da die Elektrode gegenüber den Kammerwänden kühler ist, ist diese Kraft zur Elektrode hin gerichtet. Allerdings ist sie zwei Größenordnungen kleiner als die Gewichtskraft auf ein Mikropartikel und wird daher bei Betrachtungen der wirkenden Kräfte vernachlässigt.

Weitere mögliche Kräfte können durch intensive Laser oder Magnetfelder verursacht werden und, bei vielen Teilchen, als Interpartikelkräfte auftreten. Ersteres wird im Zusammenhang mit dieser Arbeit genauer in Abschnitt 3.1 behandelt.

2.3.3 Partikeleinschluss im Plasma

Die im letzten Abschnitt vorgestellten Kräfte sind für typische Plasmaparameter kalkuliert worden [114]. So lassen sich in Abbildung 2.8 die Größenordnungen in Abhängigkeit vom Partikelradius darstellen. Während für kleinste

⁸ Bei einer Kammerwandtemperatur von $\sim 22.5 \text{ °C}$ und einem Abstand zur Elektrode von ca. 0.15 m.

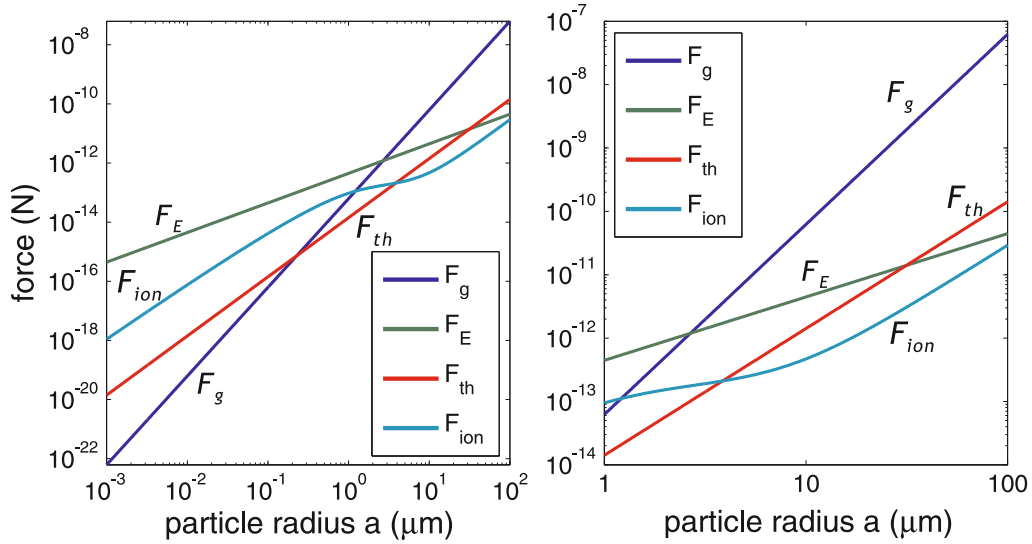


Abb. 2.8: Verlauf und Größenordnung unterschiedlicher Kräfte auf Partikel mit einer Massendichte von $\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$ und unterschiedlicher Größen für typische Entladungsparameter: $T_e = 2 \text{ eV}$, $n_i = 1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $\Phi_p = -4 \text{ V}$, $E = 1000 \text{ V/m}$, $v_i = v_{i,th} = v_{n,th}$, $\nabla T_n = 200 \text{ K/m}$, $\kappa_{th} = 0.016 \text{ kg m s}^{-3}$, $v_{n,th} = 400 \text{ m/s}$. Aus [114].

Partikel im Nanometer-Bereich neben der elektrischen Feldkraft die Ionenwindkraft und die Thermophorese bedeutend sind, ist die dominierende Kraft bei Mikropartikeln die Gravitationskraft, die kubisch mit dem Radius skaliert und um ein bis zwei Größenordnungen darüber liegt. Tabelle 2.1 fasst noch einmal die typischen Größenordnungen und Abhängigkeiten vom Radius für ein Mikropartikel zusammen.

| WIRKENDE KRAFT | GRÖSSENORDNUNG | PROPORTIONALITÄT |
|-------------------|---|------------------|
| Gravitationskraft | $F_{grav} \sim 3 \cdot 10^{-12} \text{ N}$ | $\propto r_p^3$ |
| elektr. Feldkraft | $F_{el} \sim (10^{-12} \dots 10^{-10}) \text{ N}$ | $\propto r_p$ |
| Ionenwindkraft | $F_i \sim (10^{-13} \dots 10^{-12}) \text{ N}$ | $\propto r_p^2$ |
| Thermophorese | $F_{thp} \sim 8 \cdot 10^{-14} \text{ N}$ | $\propto r_p^2$ |
| Neutralgasreibung | $F_n \sim 2 \cdot 10^{-14} \text{ N}$ | $\propto r_p^2$ |

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der beschriebenen Kräfte und ihrer Größenordnungen sowie der Abhängigkeiten vom Partikelradius. Hier für ein Mikropartikel mit $\rho_p = 1850 \text{ kg/m}^3$ und $2r_p = 6.73 \text{ μm}$ und den im Text abgeschätzten Werte.

In einem Laborplasma eingebrachte Mikropartikel laden sich durch die erhöhte Mobilität der Elektronen negativ auf. Ein Einschluss der Mikropartikel ist demnach in einer horizontalen Elektrodenanordnung und in der Randschicht über der unteren Elektrode möglich. Nur hier kann die nach unten gerichtete Gravitationskraft kompensiert werden. Bedingt durch die Größenordnungen (s. Tab. 2.1) wird dies durch die nach oben gerichtete elektrische Feldkraft in der

Randschicht realisiert.

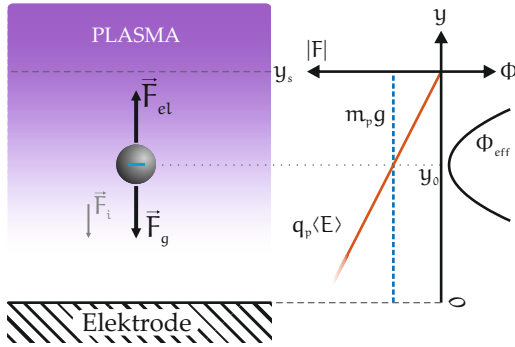


Abb. 2.9: Ein in der Randschicht schwebendes Mikropartikel. Der ungefähr bei der Randschichtkante y_s beginnende Anstieg des elektrischen Feldes erzeugt eine nach oben gerichtete Kraft \vec{F}_{el} auf das negativ geladene Partikel. Am Ort y_0 kompensiert diese Kraft die Erdanziehung \vec{F}_g , so dass das effektive Potential Φ_{eff} minimal ist. Der wesentlich schwächere Einfluss der zur Elektrode wirkenden Ionenwindkraft \vec{F}_i wird hier vernachlässigt.

Abbildung 2.9 skizziert den Einschluss in der Randschicht für ein negativ geladenes Mikropartikel. Das durch die nahezu ortsunabhängige, mittlere Raumladung $\langle \rho \rangle$ [190] erzeugte elektrische Feld $\langle E(y) \rangle$ steigt an der Randschichtkante linear [47, 191] in Richtung der Elektrode an⁹. Am Ort y_0 , wo das Partikel levitiert, herrscht Kräftefreiheit ($\vec{F}_{el}(y_0) = -\vec{F}_{grav}$) bzw. hat das harmonische Einfangpotential ϕ_{eff} ein Minimum

$$-\nabla\phi_{eff} = m_p g - q_p(y_0) \langle E(y_0) \rangle, \quad (2.71)$$

wobei

$$\langle E(y_0) \rangle \approx e_0(n_i - \langle n_e \rangle) = \frac{\langle \rho \rangle}{\epsilon_0} (y_s - y_0) \quad (2.72)$$

das zeitlich gemittelte elektrische Feld am Einfangort ist. Die Bewegung in diesem Potential ist harmonisch mit der Eigenfrequenz [82]

$$\omega_{0,s} = \frac{q_p \langle \rho \rangle}{m_p \epsilon_0} \quad (2.73)$$

und kann, bei bekannter Partikelmasse m_p , u.a. zur Bestimmung der Partikelladung durch Messung der Resonanzfrequenz genutzt werden. Ursprünglich wurde zur Anregung dieser Schwingung eine niederfrequente Oszillation des HF-Bias verwendet [106, 192], die im Weiteren durch eine periodische Kraft mittels eines fokussierten Lasers [62] abgeändert wurde und mittlerweile mit der phasenaufgelösten Resonanzmethode [193, 194] sehr genaue Messungen beispielsweise der Neutralgasdämpfung [165], der Partikeleigenschaften [195] oder von Interpartikelkräften [196] liefert. In den meisten Experimenten dieser Art liegt die Eigenfrequenz bei maximal etwa $\omega_{0,s} = 35 \text{ s}^{-1}$, was unter der Prämisse, dass es sich um einen schwach gedämpften Oszillator handelt (vgl. Abschn. 3.2.4), einer Federkonstanten von etwa $\kappa_s \approx 15 \text{ fN}/\mu\text{m}$ entspricht.

Der horizontale Einschluss der Partikel in der Randschicht wird meist über schwache horizontale elektrische Felder [60] realisiert. Die gängigste Methode ist die geometrische Verformung der Elektrode durch eine Vertiefung oder

⁹ Das Koordinatensystem ist hier derart gewählt, dass es mit dem Koordinatensystem bei der Behandlung der optischen Falle in Abschnitt 5 übereinstimmt.

durch Platzieren eines Ringes oder eines Dielektrikums auf der Elektrode [197], wodurch das Potential derart verformt wird, dass an den Rändern eine horizontale Feldkomponente den Einschluss gewährleistet.

ZUR OPTISCHEN FALLE

Zusätzlich zu den genannten Kräften können Mikropartikel manipuliert werden, indem man sie kontrolliert mit einem fokussierten Laser bestrahlt, wodurch sie eine Impulsänderung erfahren.



Abb. 3.1: Der Komet Hale-Bopp. Die Nähe zur Sonne führt dazu, dass sich zwei Schweife ausbilden: Der Plasmaschweif (hier bläulich zu sehen), der vom Strahlungsdruck der Sonne unbeeinflusst ist und der Staubschweif, der durch die relative Bewegung des Kometen vom Strahlungsdruck gekrümmt wird. ©E. Kolmhofer, H. Raab; Johannes-Kepler-Observatory, Linz, Austria

Bereits 1619 vermutete *Johannes Kepler* [198], dass das Licht der Sonne den Staubschweif eines vorbeifliegenden Kometen krümmt (Abb. 3.1). Der *Strahlungsdruck* wurde erstmals theoretisch 1873 von *J.C. Maxwell* [199] und 1876 von *A. Bartoli* [200] hergeleitet. Aufgrund der Tatsache, dass der Impulsübertrag durch Photonen relativ gering ist, konnte allerdings der experimentelle Nachweis erst Anfang des 20. Jahrhunderts von *P. Lebedew* [201] und von *E.F. Nichols* und *G.F. Hull* [202] geliefert werden.

Mit der Entwicklung des Lasers standen Quellen zur Verfügung, mit denen sich intensives, kohärentes Licht erzeugen ließ. Dadurch gelang es *A. Ashkin* 1970 erstmals kleine Mikropartikel im Wasser mit Hilfe eines oder mehrerer fokussierter Laser zu bewegen und einzufangen [72]. Diese Technik hat sich mittlerweile zu einem standardisierten Werkzeug zur Manipulation von Mikro- und Nanopartikeln entwickelt und wurde dafür 2018 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet. Insbesondere unter einem Lichtmikroskop, beispielsweise in kolloidalen Suspensionen, wo hohe numerische Aperturen realisierbar sind, finden *optische Fallen*, auch *optische Pinzetten* genannt, Anwendung bei der Manipulation von biologischen Teilchen, wie Zellen [203, 204], Bakterien [205, 206], Proteinen [207, 208] oder DNA und RNA [209–211] (und Referenzen darin). Ferner werden optische Fallen beim Kühlen und Einfangen von Ionen, Atomen [212–214] und von kleinsten Partikeln im Vakuum [161, 215] eingesetzt. Eine sehr umfangreiche Zusammenstellung und Übersicht sowohl über die Methoden und Funktionsweisen von optischen Fallen als auch über ihre

Anwendungen in diversen wissenschaftlichen Bereichen findet sich im Buch von A. Ashkin [216].

Die Kombination einer optischen Pinzette mit einem Plasma wurde erstmals 2013 realisiert [77], um Mikropartikel dauerhaft im Plasma beeinflussen zu können, ohne die Plasmaparameter verändern zu müssen. Ito et al. [217] gelang es PMMA-Mikropartikel in einem Niederdruckplasma mit Hilfe einer optischen Fontäne [217, 218] zu levitieren und die Massenabnahme durch Ätzen zu beobachten. In Systemen mit vielen Partikeln konnten J. Schablinski und D. Block [219] die Position eines Partikels mit einem fokussierten, nahezu senkrechten Laserstrahl, der wie eine Art Besen wirkte [220], verändern, um dadurch die strukturellen und dynamischen Prozesse in einem zweidimensionalen Staubcluster untersuchen zu können.

3.1 PRINZIP EINER OPTISCHEN PINZETTE

Im Folgenden werden das Prinzip und die theoretischen Grundlagen einer optischen Falle erläutert. Die Beschreibung der wirkenden Kräfte hängt von der Partikelgröße und der Wellenlänge des Lasers ab. Das Verhältnis aus Größe und Wellenlänge

$$\chi = \frac{2\pi r_p}{\lambda} \quad (3.1)$$

unterteilt dabei in drei Bereiche:

- $\chi \ll 1$: Das Partikel ist viel kleiner als die Wellenlänge. Die Streuung in diesem Bereich wird als *Rayleigh-Regime* bezeichnet.
- $\chi \simeq 1$: Die Partikelgröße ist etwa so groß wie die Wellenlänge. Dieser Bereich (*Mie-Streuung*) ist am komplexesten, wird durch die *generalisierte Lorentz-Mie-Theorie* [221–223] beschrieben und erfordert die vollständige Lösung der Maxwell-Gleichungen
- $\chi \gg 1$: Die Beschreibung der Streuphänomene kann mit der *geometrischen Optik* erfolgen, weil das Partikel wesentlich größer als die Wellenlänge ist.

Bei der primären Partikelgröße in dieser Arbeit von $2r_p = 6.73 \mu\text{m}$ und einer Laser-Wellenlänge $\lambda = 1.07 \mu\text{m}$ beträgt der entsprechende Faktor $\chi \approx 20$. Vereinfachend wird daher im Rahmen dieser Arbeit der Schwerpunkt auf das Funktionsprinzip im Bereich der geometrischen Optik gelegt [224–227].

3.1.1 Einfang im Bereich der geometrischen Optik

Zur Beschreibung der Funktionsweise einer optischen Pinzette wird zunächst ein transparentes, sphärisches Partikel in einem Laser mit einer gaußschen Intensitätsverteilung betrachtet (Abb. 3.2), wobei der Brechungsindex des Partikels höher ist als der des umgebenden Mediums. Zwei Teilstrahlen a und b

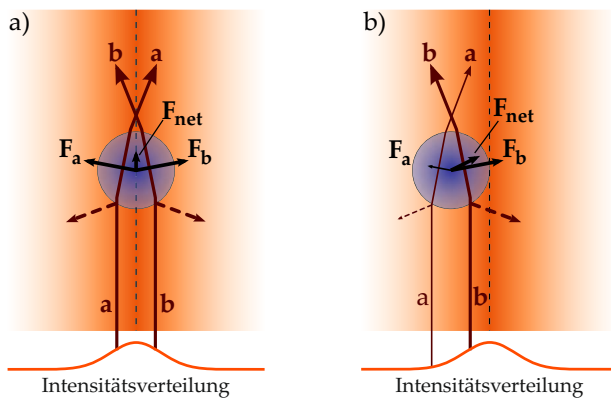


Abb. 3.2: Mikropartikel in einem unfokussierten Laserstrahl. Zwei beispielhafte Strahlen a und b üben durch Brechung und Reflexion Kräfte F_a und F_b auf das Partikel aus. a) Das Partikel befindet sich in der Strahlmitte und wird in axialer Richtung bewegt. b) Das Partikel ist lateral versetzt wodurch es eine zurückstellende Gradientenkraft erfährt, die es zusätzlich zur Streukraft zur Strahlmitte zieht.

symbolisieren die geometrische Betrachtung des Lichtes.

Zwei optische Prozesse tragen zur Impulsübertragung auf das Partikel bei: die Reflektion und die Brechung (Refraktion). Durch reflektierte Photonen wird stets Impuls in axialer Richtung auf das Partikel übertragen. Die Brechungen der Strahlen a und b am transparenten Partikel führen zu einer Richtungsänderung des Photonenimpulses und nach dem dritten Newtonschen Gesetz auch des Partikelimpulses und damit zu einer Kraft, die auf die Sphäre wirkt. Befindet sie sich in der Strahlmitte (Abb. 3.2 [a]), heben sich die lateralen Komponenten der wirkenden Kräfte \vec{F}_a und \vec{F}_b auf und das Partikel verbleibt in der Strahlmitte. Die Impulsübertragung durch Reflexionen am Partikel führt aber netto zu einer Kraft \vec{F}_t , die das Partikel in Strahlrichtung treibt - der *Streukraft* (engl. *scattering force*). Ein radialer Versatz des Teilchens von der Strahlmitte (Abb. 3.2 [b]) führt zu der Situation, dass aufgrund des Gradienten in der Intensität ein höherer Impulsübertrag auf der Seite der Strahlmitte stattfindet (Strahl b) als am Rand des Laserstrahls (Strahl a). Die Gesamtkraft setzt sich nun aus zwei Komponenten zusammen: in axialer Richtung ist es weiterhin die Streukraft \vec{F}_s ; in radialer Richtung erfährt das Partikel eine Kraft \vec{F}_g , die immer zur Strahlmitte, also dem Ort höchster Intensität, gerichtet ist - die *Gradientenkraft* (engl. *gradient force*).

Wird der Laserstrahl sehr stark fokussiert, entsteht ein Intensitätsprofil mit sowohl radialer als auch axialer Intensitätsverteilung mit dem Maximum im Fokus des entsprechenden Objektivs. Ein Mikropartikel, das in Strahlrichtung vor dem Brennpunkt ist, wird nun aufgrund der Impulsbilanz durch die gebrochenen Strahlen sowohl der Streukraft als auch einer zum Brennpunkt gerichteten, axialen und radialen Gradientenkraft ausgesetzt (Abb. 3.3 [a]). Ist die numerische Apertur groß, d.h. werden die Lichtstrahlen genügend stark fokussiert, ist der axiale Gradient so groß, dass die dadurch bedingte axiale Gradientenkraft die Streukraft hinter dem Brennpunkt kompensiert. Die radiale Gradientenkraft zwingt das Partikel weiterhin zur Strahlmitte, so dass das Partikel im Gleichgewicht einen stabilen und kräftefreien Punkt, leicht hinter dem Fokuspunkt, einnimmt (Abb. 3.3 [b]).

Die Berechnung der Kräfte im Bereich der geometrischen Optik kann analy-

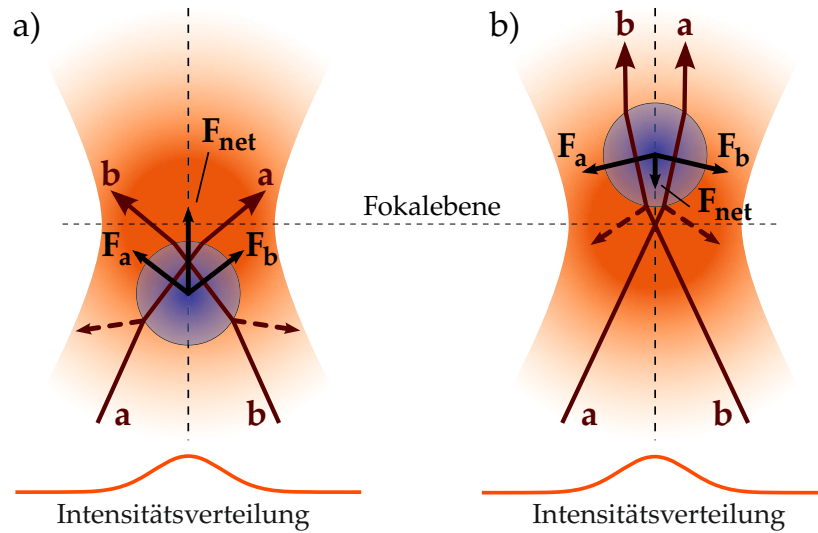


Abb. 3.3: Das Prinzip der sogenannten *single beam optical trap* (Ein-Strahl-Optische-Falle). Ein stark fokussierter Laser erzeugt einen axialen Intensitätsgradienten. a) Das Partikel, welches sich vor dem Brennpunkt befindet, wird durch die Streu- und Gradientenkräfte zum Fokus gedrückt. b) Hinter dem Brennpunkt wirkt die axiale Gradientenkraft zum Fokus hin und kann bei genügend hohen numerischen Aperturen die Streukräfte in axialer Richtung kompensieren. Das Mikropartikel wird kräftefrei festgehalten.

tisch erfolgen. Aufbauend auf den Arbeiten von G. Roosen [228], berechnete A. Ashkin [229] die Kräfte für verschiedene Partikelgrößen, Brechungsindizes und andere Strahlparameter. Eine zunächst allgemeine Definition für den Betrag der Kraft auf ein Objekt lautet:

$$F = Q \frac{n_m P_0}{c}. \quad (3.2)$$

Der dimensionslose Faktor Q beschreibt dabei, welcher Anteil der Leistung P_0 eine entsprechende Kraft erzeugt. Für einen perfekten Absorber, beispielsweise, wäre $Q = 1$ und bei einer perfekt spiegelnden Oberfläche würde der doppelte Impuls pro Sekunde ($n_m P_0/c$) übertragen werden ($Q = 2$). Hierbei ist n_m der Brechungsindex des umgebenden Mediums und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Um einen allgemeinen Ausdruck für die Kraft auf ein sphärisches Partikel zu berechnen, wird zunächst ein einzelner Strahl betrachtet, der das transparente Partikel unter einem Winkel ϑ_i mit einem einfallenden Impuls pro Sekunde trifft. Wie Abbildung 3.4 zeigt, wird der Strahl an der Oberfläche des transparenten Partikels teilweise reflektiert und teilweise transmittiert. Die gesamte Kraft dieses Strahls ist die Summe aller Beiträge der reflektierten (PR) und transmittierten (PT) Teilleistungen sowie der folgenden innerhalb des Partikels mehrfach reflektierten und sukzessive abnehmenden Anteile $PT^2, PT^2R, \dots, PT^2R^n$. Diese Kraft lässt sich in die Komponente der Streukraft $d\vec{F}_s$ parallel zum Strahl und die Komponente der Gradientenkraft $d\vec{F}_g$ zerlegen:

$$d\vec{F}_s = \vec{e}_s \frac{n_m}{c} q_s dP, \quad (3.3)$$

$$d\vec{F}_g = \vec{e}_g \frac{n_m}{c} q_g dP, \quad (3.4)$$

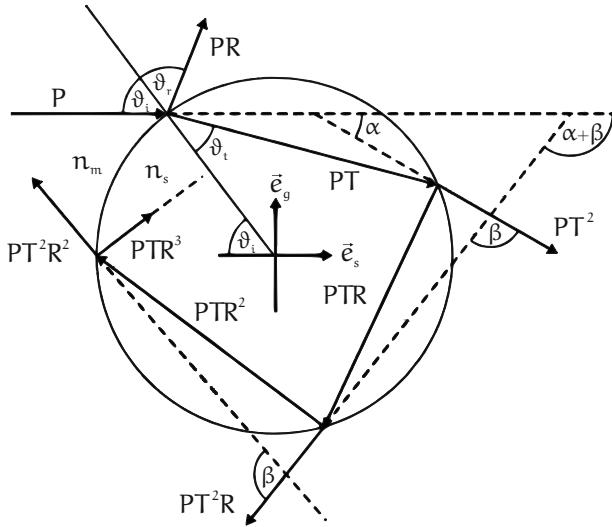


Abb. 3.4: Geometrische Darstellung nach [229] zur Berechnung der Kraft durch einen einzelnen Strahl mit der Leistung P und einem Einfallswinkel ϑ_i . Die Leistung wird entsprechend der reflektierten PR und transmittierten PT Anteile aufgeteilt. Reflexionen innerhalb des Partikels führen zu weiteren Beiträgen sukzessiv abnehmender Leistungen PT^2R^n .

wobei dP die differentielle Leistung auf ein kleines Flächenelement des Partikels und \vec{e}_s und \vec{e}_g die Einheitsvektoren in Strahlrichtung und senkrecht zu diesem Strahl sind. Die Koeffizienten q_s und q_g geben die parallelen und senkrechten Anteile der Impulsübertragung an das Partikel wieder. Sie sind gegeben durch [228, 229]

$$q_s = 1 + R \cos 2\vartheta_i - T^2 \frac{\cos(2\vartheta_i - 2\vartheta_t) + R \cos 2\vartheta_i}{1 + R^2 + 2R \cos 2\vartheta_t} \quad (3.5)$$

$$q_g = -R \sin 2\vartheta_i + T^2 \frac{\sin(2\vartheta_i - 2\vartheta_t) + R \sin 2\vartheta_i}{1 + R^2 + 2R \cos 2\vartheta_t}. \quad (3.6)$$

Die Faktoren R und T sind dabei die polarisationsabhängigen fresnelschen Koeffizienten für Reflektion bzw. Transmission und ϑ_i sowie ϑ_t die Winkel zur Flächennormalen für den einfallenden und den transmittierten Strahl.

Für einen Laserstrahl mit einer gaußschen Intensitätsverteilung ist die differentielle Leistung auf ein differentielles Flächenelement durch

$$dP = I_0 \cos \theta dS = \frac{2P_0}{\pi\omega_0^2} \exp(-2r^2/\omega^2) \cos \theta dS \quad (3.7)$$

gegeben. Dabei ist I_0 die Intensität, P_0 die Leistung, ω_0 und ω die Strahltaile bzw. der Strahlradius, dS die differentielle Fläche auf dem Partikel, welche die Entfernung r von der Strahlachse hat, und θ ist der Winkel zwischen der Flächennormalen von dS und der Strahlachse¹.

Die Nettoteilkraft, die ein Strahlteil der Intensität dP abhängig vom Einfallswinkel ϑ_i auf ein Flächenelement dS des Partikels ausübt, ergibt sich schließlich zu

$$d\vec{F}_t = d\vec{F}_s + d\vec{F}_g. \quad (3.8)$$

mit den zuvor genannten Gleichungen (3.3) - (3.7) und den geometrischen Definitionen für \vec{e}_s und \vec{e}_g [230]. Um die Gesamtkraft des Lasers auf ein Mikroparti-

¹ Hier wird definitionsbedingt θ und nicht der Einfallswinkel ϑ_i benutzt, weil die Intensitätsverteilung in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse definiert ist.

kel zu berechnen, muss schließlich $d\vec{F}_t$ über die gesamte vom Strahl beleuchtete Fläche integriert werden [231];

$$\vec{F}_t = \frac{n_m P_0}{c} \frac{4r_p^2}{\pi} \int_0^\pi d\phi \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \cos \theta (\vec{e}_s q_s + \vec{e}_g q_g) \frac{\exp(-2r^2/\omega^2)}{\omega^2}. \quad (3.9)$$

Sie setzt sich aus den Komponenten für die Streukraft

$$F_s = Q_s \frac{n_m P_0}{c} \quad (3.10)$$

und die Gradientenkraft

$$F_g = Q_g \frac{n_m P_0}{c} \quad (3.11)$$

zu

$$F_t = \sqrt{F_s^2 + F_g^2} \quad (3.12)$$

zusammen, wobei Q_s und Q_g die Faktoren sind, die sich nach Integration aus den Gleichungen (3.3) bis (3.7) ergeben.

Die obigen Gleichungen zeigen, dass die wirkenden Kräfte proportional zur Laserleistung und dem Brechungsindex des umgebenden Mediums sind. Weitere Abhängigkeiten vom Reflektions- und Transmissionsindex sowie dem Brechungsindex des Partikels, bestimmen die Größe der Faktoren Q_s und Q_g (s. Gl. (3.5) und (3.6)).

3.1.2 Einfang im Rayleigh-Regime

Bei einer Partikelgröße, die wesentlich kleiner als die Wellenlänge des Einfanglasers ist, wechselwirken die Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld des Lasers über induzierte Dipole. Dies ist meistens dann der Fall, wenn es sich um Nanopartikel handelt und die Laserwellenlängen im sichtbaren und im nahen Infrarotbereich liegen. Dann kann die mittlere Kraft auf ein transparentes, sphärisches Partikel mit der Polarisierbarkeit α , ausgehend von der Lorentzkraft und mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen, in zwei Komponenten berechnet werden [232–234]:

- Die Streukraft lässt sich über den Streuquerschnitt

$$\sigma = \frac{8}{3} \pi (kr_p)^4 r_p^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \quad (3.13)$$

mit der Wellenzahl $k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ und dem relativen Reflektionsindex $m = n_p/n_m$ zu

$$\vec{F}_s = \frac{n_m \sigma}{c} \langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle = \frac{128\pi^5 r_p^6 n_m}{3\lambda^4 c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I_0(\vec{r}) \vec{e}_s \quad (3.14)$$

berechnen, wobei hier $\langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle$ der zeitlich gemittelte Poyntingvektor und $I_0(\vec{r})$ die Laserintensität am Ort \vec{r} ist.

- Aus der Wechselwirkung des Dipols mit dem Gradienten der elektrischen Komponente $\vec{E}(\vec{r})$ der EM-Welle am Ort \vec{r} folgt der Ausdruck für die Gradientenkraft:

$$\vec{F}_g = \frac{1}{2} \alpha \nabla |\vec{E}(\vec{r})|^2 \vec{e}_g = \frac{2\pi n_m r^3}{c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I_0(\vec{r}) \vec{e}_g \quad (3.15)$$

Hier wurde die Polarisierbarkeit $\alpha = 4\pi n_m^2 \epsilon_0 r^3 (m^2 - 1/(m^2 + 2))$ und die Identität $I_0(\vec{r}) = \frac{1}{2} c n_m \epsilon_0 |\vec{E}(\vec{r})|^2$ eingeführt.

Auch im Rayleigh-Regime teilt sich die Gesamtkraft, wie in der geometrischen Optik, in zwei Komponenten auf. Die Streukraft hängt dabei von r_p^6 und die Gradientenkraft von r_p^3 ab. Dies bedeutet, dass für kleiner werdende Partikel die Streukraft schneller abfällt, die Gradientenkraft zunehmend dominierend wird und es daher leichter ist, Nanopartikel mit einem stark fokussierten Laser einzufangen als größere Partikel [232, 235].

Anschaulich können die Kräfte folgendermaßen erklärt werden: Die gerichtete elektromagnetische Strahlung wird durch die Atome oder Moleküle absorbiert, wodurch Impuls in Strahlrichtung übertragen wird. Auf der anderen Seite erfolgt die Reemission isotrop ohne bevorzugte Richtung, wodurch insgesamt mehr Impuls in Strahlrichtung übertragen wird und die Streukraft entsteht. Der durch die elektromagnetische Strahlung induzierte Dipol wird durch die Lorentzkraft im inhomogenen EM-Feld zum Intensitätsmaximum bewegt. Je nachdem, ob der Laserstrahl parallel oder fokussiert ist, enthält die Gradientenkraft entweder nur die radiale Komponente oder auch eine axiale, sodass die Bewegung stets zum Intensitätsmaximum gerichtet ist.

Ein Vorteil gegenüber dem Einfang in der geometrischen Optik ist die Wechselwirkung besonders kleiner Teilchen über die Dipol-Charakteristik. Dadurch ist es nicht zwingend notwendig, dass diese Partikel transparent und rund sein müssen. In einigen Untersuchungen ist es gelungen, metallische [236, 237] oder nicht-sphärische [238–240] Partikel einzufangen.

3.2 MESSUNG VON KRÄFTEN UND FALLENKALIBRIERUNG

Mit optischen Pinzetten lassen sich feste Partikel oder biologische Komponenten manipulieren. Dabei ist die Messgröße eine externe Kraft, die auf das optisch gefangene Objekt wirkt.

Befindet sich das Partikel an der entsprechenden Gleichgewichtsposition x_0 innerhalb der optischen Falle, ist es kräftefrei. Betrachtet man die Pinzette als eine Feder mit einer Federkonstanten κ , dann wird äquivalent zum *Hookeschen Gesetz* bei einer geringen Auslenkung $\Delta x = x - x_0$ (in einer Dimension) des Partikels durch eine extern wirkende Kraft eine zur Auslenkung proportionale Gegenkraft

$$F_{\text{opt}} = -\kappa \Delta x = -F_{\text{ext}} \quad (3.16)$$

durch die optische Falle erzeugt, die bestrebt ist, das Partikel wieder in die Gleichgewichtsposition zu bringen und die externe Kraft kompensiert. Sofern also der *Fallenparameter* (engl. *stiffnes parameter*) bekannt ist und die Auslenkung aus der Ruhelage gemessen werden kann, kann die extern wirkende

Kraft F_{ext} bestimmt werden. Während die Positionsbestimmung entweder direkt mit Kameras bestimmt wird oder über entsprechende Umrechnungen von Spannungen eines Detektors erfasst wird, muss die Federkonstante der Falle mit geeigneten Kalibriermethoden erfasst werden. Die gängigsten Methoden zur Positionsbestimmung und zur Bestimmung des Fallenparameters sollen im Folgenden vorgestellt werden [241–243].

3.2.1 Positionsbestimmung

Mit Hilfe einer Videokamera lässt sich die Partikelposition am einfachsten nachverfolgen [244–247]. Dabei kann sowohl der Einfanglaser selbst oder eine zusätzliche Lichtquelle zur Beleuchtung der Teilchen verwendet werden. Ein Vorteil ist, dass, sobald die Vergrößerung bestimmt ist (vgl. Abschn. 6.1), die Position unabhängig vom Testpartikel in absoluten Längeneinheiten erfasst wird. Eine weitere Kalibrierung eines Detektors, beispielsweise einer Photodiode (s. Abschn. 5.2), für jedes Partikel entfällt. Auf der anderen Seite müssen die Positionskordinaten über entsprechende Algorithmen (vgl. Abschn. 6.2) aus den Bildern (engl. *frames*) ausgelesen werden, was jedoch nur ein geringfügiger Nachteil dieser Methode ist. Bis Anfang der 2000er-Jahre gestaltete sich die Erfassung der Videos mit einer entsprechend hohen Bildrate (engl. *Frame-rate*) aufwändig, da die Hardwareanforderungen, um beispielsweise mit einer verlustfreien Bildrate von 1 kHz aufzunehmen, recht hoch sind und die Videos viel Speicherplatz erfordern. Mit der rasanten Entwicklung der Computerhardware lassen sich mittlerweile Bandbreiten von mehreren kHz realisieren [248, 249], die vergleichbar mit anderen Messmethoden sind [250].

Dennoch, wesentlich höhere Bandbreiten können mit Silizium Positionsdetektoren erreicht werden. Dabei gibt es zwei gängige Arten. Zum einen die segmentierte Photodiode [251] (engl. *quadrant photodiode (QPD)*) (vgl. Abschn. 5.2) und zum anderen die Lateral-Effekt-Detektoren (engl. *position sensing detector (PSD)*). Es wird inline das Partikel bzw. das produzierte Interferenzmuster auf den Detektor abgebildet, der eine positionsabhängige Spannung ausgibt. Zur Umrechnung in Längeneinheiten muss auch dieser Detektor kalibriert werden, indem beispielsweise das Partikel fest auf einem Objektträger platziert wird und mit einem Piezo-Translationstisch eine bekannte Strecke verfahren wird. Welches Intensitätsmuster dabei auf dem Detektor abgebildet wird, hängt von der angewendeten Methode ab. Neben der oben genannten direkten Abbildung des Partikels werden meist Techniken eingesetzt, die auf dem Prinzip interferierender Strahlen oder der Messung des gestreuten Lichtes basieren:

- Das Licht eines zirkular polarisierten Lasers wird über ein Wollaston-Prisma in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen aufgeteilt und am Einfangort überlagert. Das Partikel ändert die Polarisation derart, dass das über ein weiteres Wollaston-Prisma interferierende Licht elliptisch polarisiert ist. Der Grad der Elliptizität ist positionsabhängig und wird über zusätzliche Optiken gemessen [252, 253].

- *L. P. Ghislain* und *W. W. Webb* [254] nutzten das vorwärts gestreute Licht hinter der Kollektorlinse, um die Position des Partikels, ähnlich wie bei einem Rasterkraftmikroskop der Cantilever bei Kraftereinwirkung einen Laser ablenkt [255], mithilfe einer Siliziumdiode zu bestimmen.
- Insbesondere für kleine Partikel im Rayleigh-Regime nutzen viele Experimente zur Positionsbestimmung das Prinzip der sogenannten *Back Focal Plane Interferometry* (BFPI) [256–258]. Das vom Partikel gestreute Licht interferiert dabei mit dem nicht gestreuten Anteil. Dieses Positionsabhängige Muster entsteht an der hinteren Brennebene (engl. *back focal plane*) der Kondensorlinse und wird über eine Hilfslinse auf eine segmentierte Photodiode (QPD) abgebildet.

Eine Besonderheit, bei der die Position und der Fallenparameter nicht bestimmt werden müssen, bildet die Methode von *S. Smith et al.* [259, 260]. Kann das gesamte gestreute Licht eines Partikels von einer Kondensorlinse aufgefangen werden, so liefert diese Methode eine direkt zur Kraft proportionale Spannung an einem Lateral-Effekt-Detektor (PSD), weil das gesamte gestreute Licht die Information über den vom Licht übertragenen Impuls enthält. Dieses Vorgehen wird in Laserfallen eingesetzt, bei denen, ähnlich wie auch in dieser Arbeit, zwei gegenläufige Strahlen das Fallenpotential bilden. Dabei ist es allerdings erforderlich, dass die verwendeten Objektive eine genügend hohe numerische Apertur haben, d.h. einen großen Akzeptanzwinkel, um das gesamte gestreute Licht einzufangen zu können. Anders gesprochen, muss der Abstand zwischen den fokussierenden Linsen relativ zum Durchmesser klein sein. Dies ist in der vorliegenden Arbeit nicht gegeben (s. Abschn. 5), was es unmöglich macht, das komplette gestreute Licht einzufangen bzw. diese Methode zur Kraftmessung zu verwenden.

3.2.2 Bekannte Kräfte

Eine Möglichkeit, die Falle zu kalibrieren, besteht darin, eine bekannte Kraft auf das Partikel auszuüben. Da die meisten Experimente mit optischen Pinzetten unter einem Mikroskop in kolloidalen Suspensionen durchgeführt werden, liegt es nahe, die Reibungskraft

$$\vec{F}_{\text{Stokes}} = -\beta\vec{v}, \quad (3.17)$$

die durch die mit der Geschwindigkeit v fließenden Flüssigkeit verursacht wird, als bekannte Kraft zu nutzen. Der Dämpfungskoeffizient ist mit der Viskosität η der Flüssigkeit nach dem *Gesetz von Stokes* gegeben:

$$\beta = 6\pi\eta r_p. \quad (3.18)$$

Wie die Geschwindigkeit der Flüssigkeit erzeugt wird, kann auf unterschiedliche Arten realisiert werden:

- In einer Strömungskammer wird die Flüssigkeit an einer stationären, gefangenen Sphäre vorbei gepumpt. Die Partikelposition wird mit einer Videokamera erfasst.

- Der Flüssigkeitsbehälter wird mit Hilfe eines Translationstisches relativ zum fixierten Partikel mit einer bekannten Geschwindigkeit verschoben.
- Die optische Falle, mit dem Partikel darin, wird relativ zum Flüssigkeitsbehälter verschoben.

Der Vorteil dieser Methoden liegt darin, dass man lediglich den Flüssigkeitsbehälter oder die Strömungskammer sowie eine Videokamera zur Positionsbestimmung des Partikels benötigt. Ein großer Nachteil dieser Techniken ist aber, dass die Partikel sich oft sehr nahe an Wänden der Behälter befinden, wodurch die auf sie wirkenden Kräfte verfälscht werden und entsprechend berücksichtigt und korrigiert werden müssen [73, 261].

3.2.3 Äquipartitionstheorem oder Potentialanalyse

Die thermischen Fluktuationen eines gefangenen Objektes können genutzt werden, um die Fallensteifigkeit über das *Äquipartitionstheorem* (auch Gleichverteilungssatz) zu bestimmen. Für ein Objekt in einem harmonischen Potential mit dem Fallenparameter κ gilt im thermischen Gleichgewicht

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}\kappa \langle (x - x_0)^2 \rangle, \quad (3.19)$$

wobei T die absolute Temperatur und $\langle (x - x_0)^2 \rangle = \langle x^2 \rangle$ (für $x_0 = 0$) die Varianz der Partikelposition ist. Diese Methode zur Bestimmung des Fallenparameters ist relativ einfach und erfordert keinerlei Kenntnis über die Partikelzusammensetzung, -form oder -größe. Dennoch setzt sie voraus, dass die Partikelposition genau gemessen wird, da sonst einfaches Rauschen zu größeren Fehlern führen kann. Weiterhin setzt sie voraus, dass das Objekt mit seiner Umgebung im thermischen Gleichgewicht ist. In kolloidalen Suspensionen unter Verwendung von Laserstrahlung, die kaum absorbiert wird, ist dies erfüllt [262]. An Luft, geschweige denn im Vakuum, sollte dies jedoch nicht als selbstverständlich angenommen werden. Diese Methode sollte daher nicht zur Kalibrierung der Falle verwendet bzw. sollte mit anderen Techniken verifiziert werden.

Eine Erweiterung der Methode nach dem Äquipartitionstheorem ist, alle Partikelpositionen einzubeziehen und deren Verteilung zu betrachten [263]. Die Wahrscheinlichkeit $P(x)$ das Partikel am Ort x anzutreffen, würde durch die Boltzmann-Verteilung

$$P(x) \propto \exp\left(-\frac{E_{\text{pot}}(x)}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{\kappa x^2}{2k_B T}\right) \quad (3.20)$$

mit der potentiellen Energie $E_{\text{pot}}(x)$ gegeben sein, die im Falle eines harmonischen Potentials eine Gauß-Verteilung ergibt. Prinzipiell ist es also möglich, das Potential darzustellen, indem man das Positionshistogramm logarithmiert und nach $E_{\text{pot}}(x)$ aufgelöst darstellt.

3.2.4 Leistungsspektrum

Ein häufig eingesetztes Vorgehen zur Ermittlung des Fallenparameters κ ist die Evaluierung der spektralen Leistungsdichte (auch Leistungsdichtespektrum (LDS), engl. *power spectral density*) der Partikelbewegung innerhalb der Falle, welche aufgrund der relativ niedrigen Gasdrücke in diesem Experiment als ein schwach gedämpfter harmonischer Oszillator betrachtet wird. Die *Einstein-Ornstein-Uhlenbeck Theorie* [264, 265] beschreibt unter anderem die Bewegung eines Kügelchens in einem harmonischen Einfangpotential mit folgender Langevin-Gleichung in einer Dimension

$$\ddot{x}(t) + \gamma_0 \dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = \frac{F_{th}(t)}{m_p}, \quad (3.21)$$

wobei $\gamma_0 = \gamma/m_p$ die Dämpfungskonstante (vgl. Abschn. 2.3.2.3) aufgrund der Neutralgasreibung und $\omega_0 = \sqrt{\kappa/m_p}$ die Eigenfrequenz des ungedämpften Oszillators ist. Die charakteristische Zeit für den Energieverlust durch Reibung wird mit $\tau = 2/\gamma_0 = 2m_p/\gamma$ angegeben.

$$F_{th}(t) = \sqrt{2k_B T \gamma} \xi(t) \quad (3.22)$$

ist durch *Brownsche Bewegung* verursachtes weißes Rauschen mit $\langle \xi(t) \rangle = 0$ und $\langle \xi(t) \xi(t') \rangle = \delta(t - t')$, für alle t und t' . In diesem Fall, wo die Reibung durch das verdünnte Gas im Niederdruck gering ist ($\omega_0^2 < \gamma_0^2/4$), ist die Schwingfrequenz durch

$$\Omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma_0^2/4} \quad (3.23)$$

gegeben. Das Leistungsdichtespektrum der Partikelbewegung in der Falle erhält man mit Hilfe der *Fourier-Transformation* [265–268]:

$$S(\omega) = \frac{2k_B T}{m_p} \frac{\gamma_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega \gamma_0)^2}, \quad (3.24)$$

wobei ω die entsprechende Kreisfrequenz im Spektrum ist. Bei Untersuchungen in wässriger Lösung kann der Beschleunigungsterm in 3.21 aufgrund der sehr kurzen Zeit τ für Energieverlust (relativ zur experimentellen zeitlichen Auflösung) vernachlässigt werden, muss aber bei Untersuchungen an Luft oder im Vakuum berücksichtigt werden [267].

Aus dem LDS erhält man schließlich durch Anpassen (auch engl. *Fitten*) von Gleichung (3.24) zum einen die Schwingfrequenz Ω und zum anderen die Dämpfung γ_0 . Hierbei werden oft mehrere Spektren aufgenommen, die dann gemittelt werden, um die Fehler durch Rauschen zu minimieren. Ist die Samplingfrequenz bei der Aufnahme der Daten hoch genug, so dass man genügend Messpunkte hat, kann durch sogenanntes *Blocking* [266], bei dem eine gewisse Anzahl aufeinanderfolgender Punkte dieses Blocks durch einen Mittelwert dieser Punkte ersetzt wird, das Rauschen reduziert werden. Bei bekannter Masse des Partikels lässt sich die Fallenfrequenz (3.23) ω_0 und damit schließlich κ bestimmen.

Eine von *H. Park und T. W. LeBrun* [269] vorgestellte Methode nutzt das Ausklingen (engl. *ring down*) der Partikelbewegung nach einem Kraftstoß; in diesem Fall über eine stufenförmige Spannung an einem Plattenkondensator und der daraus resultierenden elektrostatischen Feldkraft. Aus der Anpassung der Bewegungsgleichung an die Partikelposition erhält man ebenfalls wichtige Parameter, wie beispielsweise die Eigenfrequenz der Falle oder die Dämpfungskonstante.

Hot Brownian Motion

Gleichung (3.24) gilt für ein Partikel, welches sich mit seiner Umgebung im thermischen Gleichgewicht befindet. In vielen Experimenten ist diese Situation, insbesondere bei der Kalibrierung in wässrigen Lösungen und bei geringen Laserleistungen, gerechtfertigt, da die absorbierte Energie über die Flüssigkeit dissipiert und eine Temperaturerhöhung des das Partikel umgebenden Mediums vernachlässigt werden kann. Eine Erhöhung der Oberflächentemperatur T_p des Partikels kann aber prinzipiell über die Intensität des Laserlichtes ungefähr linear gesteuert werden [270]. Wenn also in einem Experiment die Laserleistung besonders hoch ist, ist auch die Oberflächentemperatur, die sich als ein Gleichgewicht aus Heizung durch Absorption und Kühlung durch das umgebende Medium und Strahlung einstellt, erhöht. Besteht zwischen Energiezufuhr und Energieabgabe ein Ungleichgewicht, entsteht im umgebenden Medium eine radial abhängige Temperaturverteilung $T(r)$. Die Temperatur fällt vom heißen Partikel zur Lösung bei der Gleichgewichtstemperatur, meist Raumtemperatur, hin ab. Wie Abbildung 3.5 skizziert, führt dieser Temperaturunterschied ebenfalls zu einer Änderung in der Viskosität $\eta(r)$ des umgebenden Mediums, wodurch sich auch die Dämpfung nach (3.17) und (3.18) und damit auch die Bewegung des Partikels ändert. Diesen Sachverhalt nennt man *Hot Brownian Motion* [271].

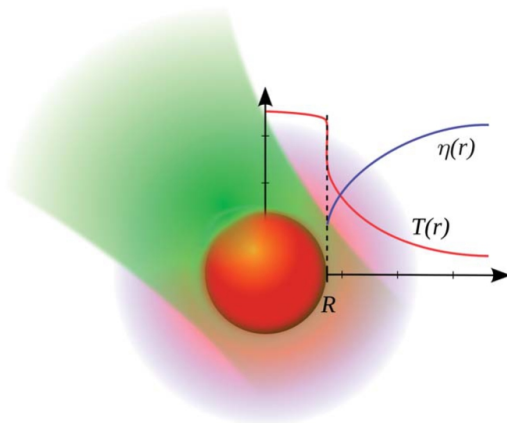


Abb. 3.5: Zur Veranschaulichung der sogenannten *Hot Brownian Motion*. Ein durch Laserabsorption (der Laser ist hier grün angedeutet) geheiztes Partikel erwärmt in einem Halo um das Partikel das umgebende Medium, da die Energie nicht schnell genug abtransportiert werden kann. Es entsteht ein radialer Temperaturverlauf $T(r)$ und damit eine radial abhängige Viskosität $\eta(r)$. Dadurch ändert sich die Bewegung des Partikels im Medium. Aus [272].

Ist das Partikel in einem stark verdünnten Gas, kann das System derart betrachtet werden, dass das Partikel sich in zwei voneinander unabhängigen Bädern befindet, die unterschiedliche Temperaturen haben und über die Schwerpunktbewegung des Partikels wechselwirken [273]. Ist das Partikel durch La-

serabsorption aufgeheizt, dann wird Energie auf die kollidierenden Gasatome übertragen. Eintreffende Atome mit der Temperatur T_{ein} treffen auf die Partikeloberfläche und verlassen diese wieder mit einer höheren Temperatur T_{aus} . Dabei ist keine zeitliche Korrelation der eintreffenden und verlassenden Atome gegeben. Ebenfalls ist im Allgemeinen durch einen Akkomodationskoeffizienten < 1 die Temperatur $T_{\text{aus}} \neq T_p$ der Oberflächentemperatur des Partikels. Es handelt sich folglich um höchst inelastische Stöße. Da der Gasdruck gering ist, ist die freie Weglänge der Atome groß (vgl. Abschn. 2.3.2.3) und das Gas in der näheren Umgebung des Partikels ist nicht im Gleichgewicht. Dennoch, obwohl das Gas in der Partikelumgebung nicht im Gleichgewicht ist, wird das Leistungsdichtespektrum der Schwerpunktbewegung des Partikels ebenfalls durch Gleichung (3.24) beschrieben, wobei nun eine effektive Schwerpunktemperatur T_s sowie eine effektive Dämpfung $\gamma_{0,s} = \gamma_{0,\text{ein}} + \gamma_{0,\text{aus}}$ eingeführt werden [273]:

$$S(\omega) = \frac{2k_B T_s}{m_p} \frac{\gamma_{0,s}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma_{0,s})^2} \quad (3.25)$$

mit

$$T_s = \frac{T_{\text{ein}}\gamma_{0,\text{ein}} + T_{\text{aus}}\gamma_{0,\text{aus}}}{\gamma_{0,\text{ein}} + \gamma_{0,\text{aus}}} \quad (3.26)$$

und

$$\gamma_{0,\text{aus}} = \frac{\pi}{8} \sqrt{T_{\text{aus}}/T_{\text{ein}}}\gamma_{0,\text{ein}}. \quad (3.27)$$

Praktische Untersuchungen von Mikro- und Nanopartikeln in optischen Fallen im Vakuum [273, 274] haben gezeigt, dass über die Bestimmung der Schwerpunktemperatur und der effektiven Dämpfung, die Temperatur der das Partikel verlassenden Atome und damit über den Akkomodationskoeffizienten $\alpha = (T_{\text{aus}} - T_{\text{ein}})/(T_p - T_{\text{ein}})$, die Partikeltemperatur berechnet werden kann. Es zeigte sich, dass Nanopartikel stabiler eingefangen werden können als Mikropartikel und auch die Temperatur mit zunehmender Größe steigt. Dennoch, bei Drücken über 10 Pa ist die Kühlung durch das Gas sowie die Schwarzkörperstrahlung ausreichend, um das Partikel bei moderaten Temperaturen nur leicht über der Umgebungstemperatur zu halten [274, 275]. Im Bereich zwischen 10 Pa und 0.1 Pa reicht die Kühlung bei höheren Laserleistungen nicht mehr aus und die Partikeltemperatur kann auf bis zu 1000 K oder sogar über den Schmelzpunkt von Silika (1713 °C) hinaus [273] steigen.

Teil II

EXPERIMENT & MESSUNGEN

DAS μ PLASMA EXPERIMENT

Das μ PLASMA (*MICROParticles in a discharge with Laser ASsisted MAnipulation*) Experiment ist eine Kombination einer industriellen PECVD Anlage (Roth & Rau GmbH, MicroSys350, Durchmesser 350 mm, Volumen 45 l) und einem optischen Aufbau zum Einfang und zur Manipulation von Mikropartikeln. Abbildung 4.1 zeigt eine Übersicht dieses Experimentes.

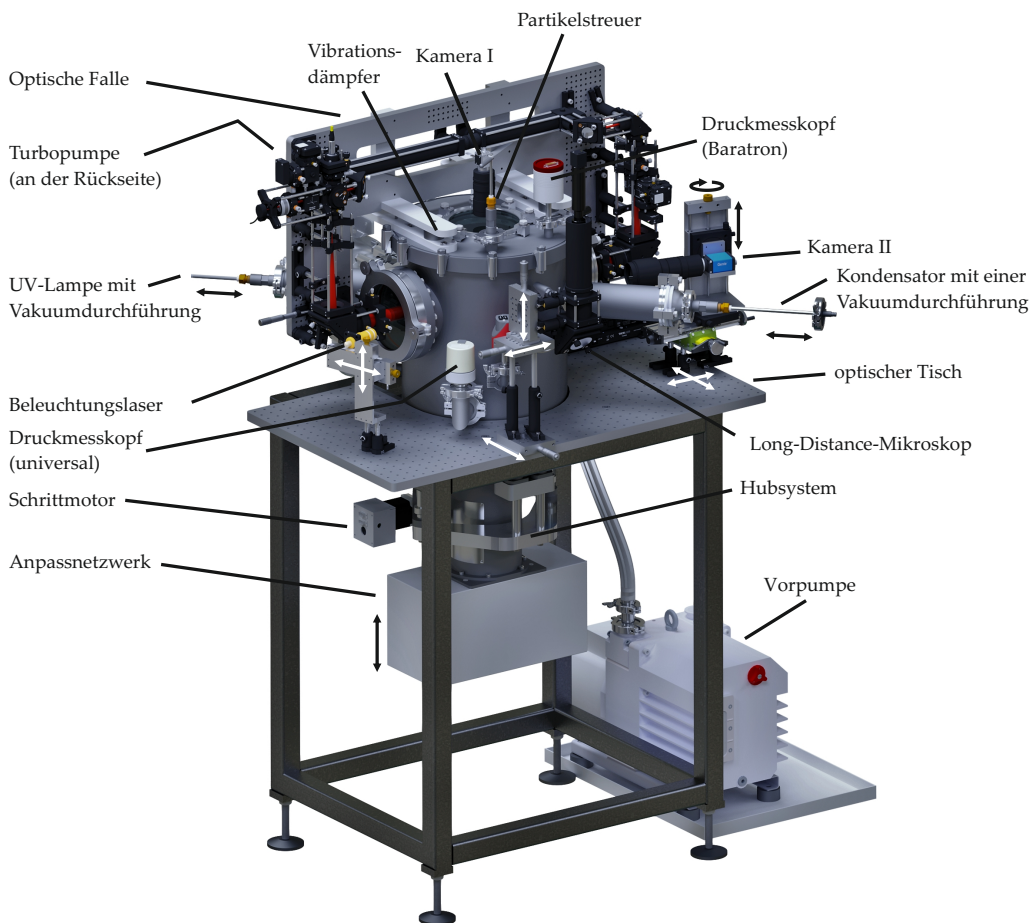


Abb. 4.1: Das μ PLASMA Experiment. Die Kombination einer industriellen PECVD Anlage mit einer optischen Pinzette. Das Plasma wird über eine asymmetrische, kapazitiv gekoppelte 13.56 MHz-HF-Elektrode erzeugt. Unterhalb der Kammer befindet sich ein Hubsystem, welches die Elektrode in vertikaler Richtung verschiebt. Durch Vibrationsdämpfer getrennt, ist der optische Aufbau auf dem Deckel der Kammer befestigt. Dazu senkrecht befindet sich ein Long-Distance-Mikroskop mit einer 50x-Vergrößerung. Ein Beleuchtungslaser sowie zwei Kameras dienen dazu, die Partikel im Plasma sichtbar zu machen. Neben der Vakuumerzeugung und der Druckmessung sind an der Kammer zwei Vakuumdurchführungen, durch die eine UV-Lampe und ein Plattenkondensator radial eingebracht werden und zur Partikelmanipulation verwendet werden.

Die Kammer hat die Form eines Zylinders und ist auf einem Stahlrahmen mit einer Höhe von ca. 1 m befestigt. Wie die meisten Bauteile der Anlage ist sie aus Edelstahl. Über einen flexiblen Vakuumbalg an der Unterseite ist die wassergekühlte HF-Elektrode in die Kammer eingeführt. Sie ist zunächst planar und hat einen Durchmesser von 10 cm. Zusammen mit dem geerdeten Rezipienten bildet sie die Konfiguration für eine asymmetrische Entladung. Dabei wird die HF-Leistung durch einen Generator (Hüttinger, PFG 300 RF) mit einer Frequenz von $f_{\text{hf}} = 13.56 \text{ MHz}$ kapazitiv eingekoppelt und kann zwischen $P_{\text{hf}} = 1 \text{ W}$ und $P_{\text{hf}} = 300 \text{ W}$ variiert werden. Optional, aber in dieser Arbeit nicht verwendet, kann durch den oberen Flansch eine Gegenelektrode in Form einer Gasdusche eingebaut werden. Direkt unter der gespeisten Elektrode befindet sich das Anpassnetzwerk (Hüttinger, PFM 1500 A).

Ein Hubsystem, welches sowohl manuell als auch über einen Schrittmotor betrieben werden kann, ermöglicht die vertikale Bewegung der gesamten Elektrode und damit auch des Plasmas innerhalb der Vakuumkammer. Es wird über ein Getriebe mit einer Übersetzung von 16:1 und einem Hub pro Antriebswellenumdrehung von 250 μm betrieben und verläuft an vier Linearführungen, um ein Verkippen der Elektrode beim Abpumpen zu minimieren (s. Anhang A.2). Der Gesamthub beträgt $-50 \text{ mm} / +20 \text{ mm}$ und kann mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 25 \mu\text{m}$ reproduziert werden.

Die Vakuumerzeugung erfolgt über ein Zwei-Stufen-System mit einer Drehschieberpumpe (Pfeiffer Vacuum GmbH, DUO35) für das Vorvakuum und einer ebenfalls wassergekühlten Turbomolekularpumpe (Pfeiffer Vacuum GmbH, TMH 521 P-160 ISO), die im unteren Bereich seitlich an der Kammer und über ein Butterfly-Druckregel-Ventil angebracht ist. Der Basisdruck, der nach mehreren Stunden erreicht wird, liegt bei ca. $p_{\text{min}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$. Zwei Transmitter dienen der Druckmessung: ein gasartunabhängiges Baratron (MKS Instruments, Inc., Typ 626A) für einen Druckbereich von $p = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \dots 10^2 \text{ Pa}$ und ein aus Kaltkathode und Pirani kombiniertes Messgerät (Pfeiffer Vacuum, PKR251), das den gesamten Bereich von $p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Pa} \dots 10^5 \text{ Pa}$ abdeckt. Die Gaszufuhr erfolgt über zwei Massendurchflussregler, mit denen primär Argon und Sauerstoff in die Kammer geleitet werden können, wobei in dieser Arbeit, sofern nicht explizit genannt, ausschließlich Argon bei Drücken von $p = 1 \text{ Pa} \dots 100 \text{ Pa}$ verwendet wird. Da es sich um eine industrielle Anlage handelt, erfolgt die Belüftung sowie die Steuerung der Gasanschlüsse pneumatisch über die Druckluft im Labor.

Der optische Aufbau zur Partikelmanipulation (s. Abb. 5.1) befindet sich auf dem oberen Flansch der Kammer. Er ist als komplettes Element mit L-förmigen Aluminiumleisten durch passive Vibrationsdämpfer (Sorbothane, Inc.) weitestgehend vom Rest der Anlage entkoppelt, wodurch Störungen durch beispielsweise die Pumpen oder Lüfter minimiert werden. Im Rezipienten befinden sich drei Glasfenster auf Höhe der Elektrode. Zwei der Flansche stehen sich gegenüber, sodass der Einfanglaser ungehindert in die Kammer geleitet wird. Senkrecht zum optischen Setup ist das dritte Fenster angeordnet. Es dient in erster Linie dazu, die Mikropartikel mit einem *Long-Distance-Mikroskop* (LDM, ein Mikroskop mit einem besonders großen Arbeitsabstand, vgl. Kap. 6) zu

beobachten und deren Position detektieren zu können. Leicht schräg am optischen Aufbau vorbei (s. Abb. 4.1) ist ein Beleuchtungslaser (Schäfter + Kirchhoff GmbH, $P_{\max} = 100 \text{ mW} @ 660 \text{ nm}$) auf einer XY-Translationsbühne montiert, welcher einen 12° -Laserfächer erzeugt. Die so beleuchteten Mikropartikel in der Plasmarandschicht können mit Hilfe zweier GigE-Vision-Kameras (Basler AG, acA640-100gm und Teledyne DALSA, GenieHM 1024) sowohl von oben durch ein Schauglas (Kamera I, Abb. 4.1) als auch etwas schräg von der Seite (Kamera II, Abb. 4.1) mit Makro-Objektiven (Computar, MLH 10X und NAVITAR, Zoom 7000) beobachtet werden; beide Kameras können mit Translationsbühnen verfahren und rotiert werden.

Zwei DN63-Rohre mit einer Gesamtlänge von 600 mm sind in einem 45° -Winkel zu den Glasfenstern und ebenfalls auf Höhe der Elektrode horizontal angebracht. Durch diese zwei Zugänge sind eine UV-Lampe (Kap. 7.2) und ein Kondensator (Kap. 7.1) installiert, die an 8 mm-Rohrstangen durch Vakuumdurchführungen radial in die Kammer eingeführt und zum Schutz vor Beschichtung wieder in die Rohre zurückgezogen werden können (s. Kap. 5). Etwas dezentriert am Deckelflansch ist, über eine weitere Vakuumdurchführung, eine L-förmige 6 mm-Stange implementiert, an deren Ende ein Reservoir in der Kammer befestigt ist, welches die Mikropartikel enthält. Wird der Partikelstreuer im Experiment von außen mechanisch etwas erschüttert, so fallen einige (je nach Stärke) von ihnen durch eine Öffnung (ca. $300 \mu\text{m}$ Durchmesser) ins Plasma. Um ein mögliches Sekundärplasma innerhalb des Streuers zu vermeiden¹ wird dieser mit einem engmaschigen Sieb geschlossen.

Ein vom Hersteller der Anlage mitgeliefertes und angepasstes Programm wird zur Steuerung der Anlage verwendet. Da es sich um ein für den industriellen Einsatz konzipiertes System handelt, werden alle betriebsrelevanten Komponenten über den Profibus-Standard (Process Field Bus) gesteuert und überwacht. Alle relevanten Plasmaparameter, wie Druck, HF-Spitze-Spitze-Spannung, HF-Leistung, reflektierte HF-Leistung, Bias-Spannung und die Substrattemperatur werden überwacht und gespeichert. Der Laser, der Schrittmotor, respektive die Position der Elektrode, der Funktionsgenerator für den Kondensator sowie alle Kameras und die Spannungen der QPD werden mit einem LabVIEW™-Programm gesteuert. Gleichzeitig wird die Software zur Verarbeitung und zum Speichern der Daten verwendet.

¹ Da die Vakuumdurchführungen mehrere O-Ringe enthalten, sind alle eingebrachten Bauteile elektrisch entkoppelt und müssen zusätzlich geerdet werden. Die Öffnung im Partikelstreuer hat einen ungefähren Durchmesser von 8 mm, sodass bei genügend hohen Potentialunterschieden ein Sekundärplasma im Reservoir zünden kann.

DIE LASERPINZETTE

Wie in Kapitel 3 erläutert, können einzelne Objekte mit einem einzigen Laser gefangen und manipuliert werden. Dabei ist es erforderlich, dass der Laser stark fokussiert wird, um einen axialen Gradienten und damit eine axiale Gradientenkraft gegen die Streukraft zu erzeugen. Hierfür sind Objektive mit einer hohen numerischen Apertur ($\sim 0.8 \dots 1.4$) Voraussetzung, sodass die stabile Position der Partikel maximal einige Millimeter vom Objektiv entfernt ist. Verglichen mit typischen Setups in kolloidalen Suspensionen, die oft unter einem Mikroskop untersucht werden, oder mit Experimenten im Vakuum, in denen ein Teil des Aufbaus direkt in der Vakuumkammer ist [161, 215, 275–278], sind die Dimensionen üblicher Gefäße und Reaktoren in der Niedertemperaturplasmaphysik wesentlich größer. Zusätzlich wird die Nutzbarkeit optischer Komponenten und damit hoher numerischer Aperturen innerhalb des Rezipienten durch Abscheidungsprozesse praktisch unmöglich. Um diesen Nachteil umgehen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit und mit freundlicher Unterstützung der Arbeitsgruppe von Prof. P. Zémanek vom ISI CAS in Brno, eine optische Pinzette realisiert, die nach dem Prinzip zweier gegenläufiger, koaxialer Laserstrahlen [72, 260, 279–285] funktioniert und einen Arbeitsabstand von 30 cm hat [77]. Eine Übersicht zeigt Abbildung 5.1.

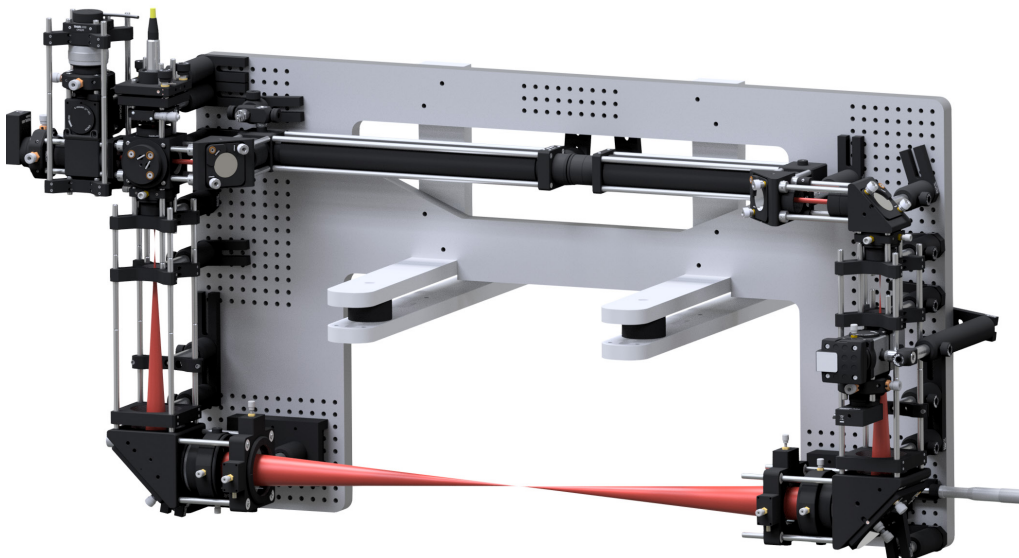


Abb. 5.1: Übersicht der optischen Pinzette.

Bei dieser Methode sind hohe numerische Aperturen nicht zwingend notwendig, da die Streukräfte, die durch die zwei gegenläufigen Strahlen auf ein Partikel ausgeübt werden, sich, ähnlich wie bei einer mechanischen Pinzette, gegenseitig aufheben.

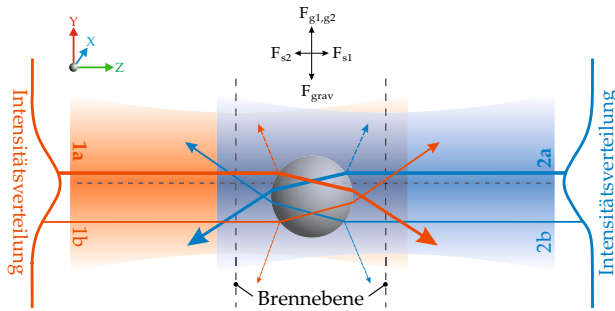


Abb. 5.2: Das Prinzip einer gegenläufigen, coaxialen Zwei-Strahl-Falle. Während sich die Streukräfte F_{s1} und F_{s2} gegenseitig kompensieren, summieren sich die radialen Gradientenkräfte $F_{g1,g2}$ beider Strahlen auf. Bei der horizontalen Anordnung der Laserstrahlen wird das Objekt gegen die Gravitationskraft F_{grav} gehalten.

Dieses Prinzip wird in Abbildung 5.2 anschaulich gezeigt: Zwei Laserstrahlen liegen axial übereinander, während die Brennebenen etwas auseinander liegen. Das Mikropartikel erfährt in der horizontalen Ebene (Z-Richtung) zwei Kräfte F_{s1} und F_{s2} , die sich gegenseitig aufheben, während die radialen Gradientenkräfte $F_{g1,g2}$ - hier in X- und Y-Richtung - sich aufsummieren. Wird die Schwerkraft F_{grav} durch die Gradientenkräfte kompensiert, ist die Gleichgewichtsposition, je nach Laserintensität, respektive Fallensteifigkeit, leicht unter der Strahlachse.

Der Aufbau der optischen Komponenten mit dem Strahlverlauf des Lasers ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Der Aufschnitt der Kammer mit der UV-Lampe und dem Kondensator, sowie der in vertikaler Richtung verschiebbaren Elektrode verdeutlicht die grundlegende Idee dieses Experimentes:

Ein zunächst in der Plasmarandschicht schwebendes Testteilchen wird mit der optischen Pinzette gefangen und relativ zur Kammer fixiert. Die höhenverstellbare Elektrode wird verschoben, wodurch sich das Plasma relativ zum Partikel in der Vertikalen bewegt, ohne die Plasmaparameter respektive das Plasma zu verändern.

Wie die optische Falle realisiert wird, soll im Folgenden erläutert werden. Ein Ytterbium-Faserlaser (IPG Photonics, YLM-10-LP-SC) mit einer nominalen Ausgangsleistung von $P_{L,nom} = 10\text{ W}$ bei einer Wellenlänge $\lambda = 1070\text{ nm}$ und einem kollimierten $1/e^2$ -Durchmesser von $2w = 5.2\text{ mm}$ wird, je nachdem welche Größenordnung die externen Kräfte auf das Partikel haben, bei einer Leistung von $P_L = 50\text{ mW} \dots P_L = 3000\text{ mW}$ betrieben. Nach Passieren eines $\lambda/2$ -Plättchens wird der Laser von einem polarisierenden Strahlteiler (engl. *polarizing beam splitter (PBS)*) in zwei Strahlen (S1, S2) gleicher Intensität aufgespalten, die senkrecht zueinander polarisiert sind, um Mehrfach-Reflexionen und Interferenzen zu minimieren. Die Leistung der jeweiligen Strahlen kann durch Rotation des $\lambda/2$ -Plättchens angepasst werden, während sie simultan mit zwei Leistungsmessköpfen (Thorlabs Inc., S121C) über der Elektrode gemessen wird. Die beiden Strahlen werden jeweils mit einer Linse (L1, L2), die eine Brennweite von $f = 45\text{ mm}$ hat, expandiert und über Spiegel (M1-M7) zu den Kollimatorlinsen (L3, L4) gelenkt, um schließlich mit den fokussierenden Linsen (L5, L6) mit einer Brennweite von $f = 300\text{ mm}$ die Einfang-Region im radialen Zentrum der Kammer, respektive des Plasmas, über der Elektrode zu bilden.

Eigens gefertigte Linsenhalterungen für L5 und L6 befinden sich an Linearführungen auf Translationstischen (Linos, TL-65-50) (s. Abb. 5.1) mit einem Ver-

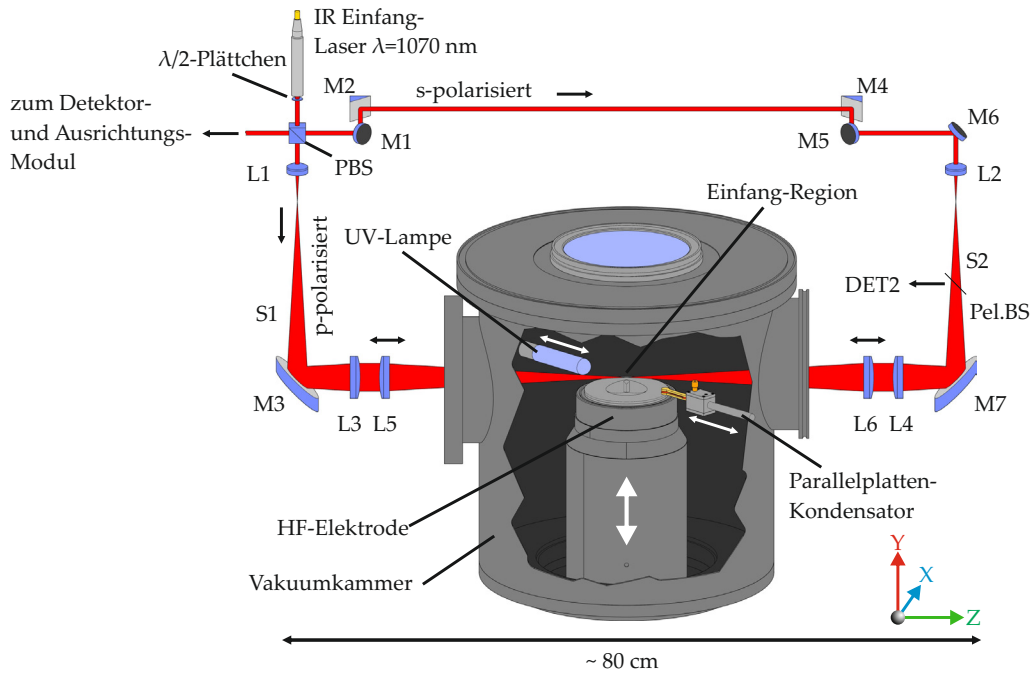


Abb. 5.3: Schematische Darstellung des optischen Setups und des Laserstrahls. Zwei gegenläufige Strahlen erzeugen über der HF-Elektrode die Einfang-Region bei einem Arbeitsabstand von 30 cm (Brennweite von L5 und L6). Die UV-Lampe, der Parallelplattenkondensator sowie die HF-Elektrode sind innerhalb der Kammer verschiebbar. PBS: polarisierender Strahlteiler; L1-L6: Linsen; M1-M7: Spiegel, S1: linker Strahl; S2: rechter Strahl; Pel.BS: Membran-Strahlteiler; DET2: zweiter Detektor

fahrweg von ± 25 mm in axialer (Z) Richtung. In die radialen (X, Y) Richtungen lassen sich die Linsen damit manuell um ± 1 mm verschieben; mit einem zusätzlichen Stellweg für genauere Justierungen von ungefähr ± 8 μm , welcher über Piezoelemente realisiert wird.

Nach Durchlaufen der Plasmakammer koinzidieren beide Strahlen wieder im Strahlteiler (PBS) und treten in das Detektor- und Ausrichtungsmodul ein. Dieses Modul dient dazu, den Laser bzw. das vom Partikel erzeugte Interferenzmuster auf die QPD und die CMOS-Kamera abzubilden. Aus dem PBS kommend, trifft der Laser zunächst einen Membran-Strahlteiler (engl. *pellicle beamsplitter*, Pel.BS), welcher den Strahl in einem Verhältnis von 8 : 92 (R:T) aufteilt (Abb. 5.4). Der transmittierte Strahl (1) wird mit einem Graufilter (ND) abgeschwächt und auf eine segmentierte Photodiode (Thorlabs Inc., PDQ80A) abgebildet (L7, $f = 30$ mm). Der reflektierte Strahl (2) trifft erneut einen Strahlteiler und wird zum einen auf eine CMOS-Kamera (Thorlabs Inc., DCC1545M, 1.3 Megapixel 1280x1024) und zum anderen auf eine Hochleistungs-Präzisionsblende (auch *Pinhole*, PH) mit einem Öffnungsdurchmesser von (10 ± 1) μm projiziert bzw. fokussiert (L8, $f = 70$ mm). Hinter dem Pinhole befindet sich eine Silizium Photodiode (PD) zur Leistungsmessung. Ein weiterer Detektor (DET2), der zu Justier- und Beobachtungszwecken dient, befindet sich im zweiten Strahl S2.

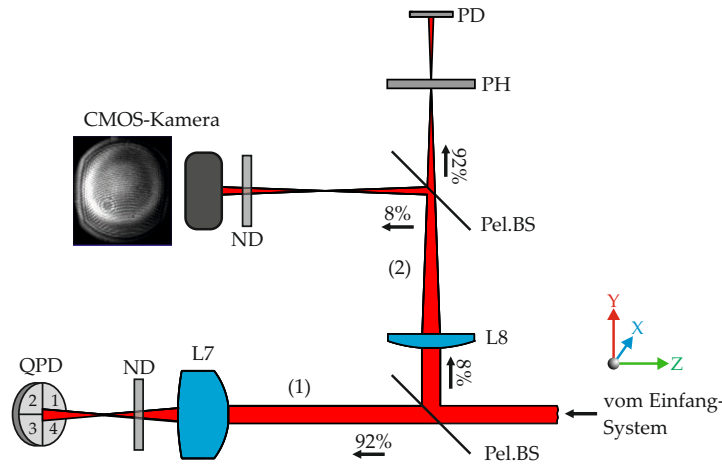


Abb. 5.4: Das Detektor- und Ausrichtungsmodul. Der einfallende Strahl wird aufgeteilt und auf die segmentierte Photodiode (1), ein Pinhole mit einem Öffnungsdurchmesser von $(10 \pm 1) \mu\text{m}$ und eine CMOS-Kamera abgebildet (2). Das eingefügte Bild zeigt ein reales Foto. Hinter dem Pinhole befindet sich eine Photodiode zur Messung der durchgelassenen Leistung. Pel.BS: Membran-Strahlteiler; L7, L8: Linsen; PH: Pinhole; PD: Photodiode; QPD: Quadrant-Photodiode; ND: Neutralsichtfilter

Geht man davon aus, dass der Laser nach dem Aufweiten die gesamte Öffnung der Linsenhalterung für L5 und L6 füllt, kann der Durchmesser zur Berechnung des Taillenradius und weiterer Parameter benutzt werden [286]. Mit

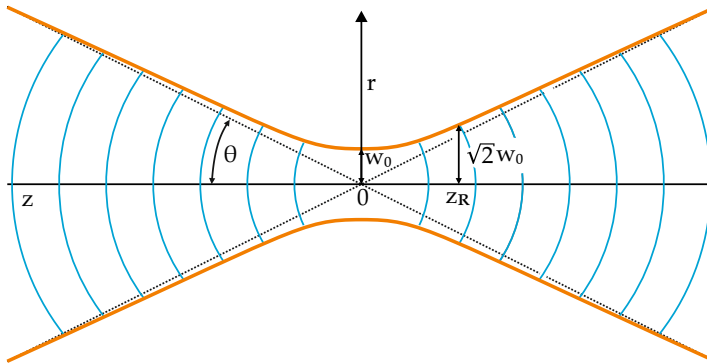


Abb. 5.5: Ein fokussierter Gaußscher Strahl mit sphärischen Wellenfronten und dem halben Öffnungswinkel θ . Bei der Rayleighlänge z_R ist der Radius der Strahltaille w_0 auf $\sqrt{2}w_0$ vergrößert.

einer freien Apertur der Halterung bzw. einem Strahlradius $w_l = 48.3/2 \text{ mm}$ und der Brennweite $f = 300 \text{ mm}$ folgt für den halben Öffnungswinkel θ (Abb. 5.5) nach

$$\theta = \arctan\left(\frac{w_l}{f}\right) \approx 80.3 \text{ mrad} \approx 4.6^\circ \tag{5.1}$$

und für den Taillenradius

$$w_0 = \frac{M^2 \lambda}{\pi \theta} = \frac{\lambda}{\pi k \theta} \approx 4.3 \mu\text{m}, \tag{5.2}$$

wobei $M^2 = 1.02$ die vom Hersteller angegebene Beugungsmaßzahl bzw. $k = 1/M^2$ die Strahlqualität angeben. Eine Vermessung beim ISI CAS in Brno ergab einen Wert von $3.9 \mu\text{m}$. Weiterhin folgt aus dem Öffnungswinkel nach

$$\text{N.A.} = n_m \sin \theta \approx 0.08 \tag{5.3}$$

die numerische Apertur mit dem Brechungsindex $n_m = 1$ für Vakuum. Verglichen mit den üblichen Werten für die numerische Apertur bei optischen Pinzetten [215, 287–289] bzw. aus dem Öffnungswinkel, erkennt man, dass der Laserstrahl nur sehr schwach fokussiert ist und nahezu einem Parallelstrahl ähnelt. Dies wird insbesondere deutlich, wenn man die Rayleighlänge z_R für einen Strahl berechnet [290]:

$$z_R = \frac{k\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{M^2\lambda}{\pi\theta^2} = \frac{w_0}{\theta} \approx 53.8 \mu\text{m} \quad (5.4)$$

Die Rayleighlänge gibt die Distanz von der Strahltaile bis zum Punkt entlang der Achse an, an dem der Strahlradius auf $\sqrt{2}w_0$ angewachsen ist (Abb. 5.5) bzw. die Querschnittsfläche relativ zum Minimalwert πw_0^2 im Fokus sich verdoppelt hat. Wenn nun beispielhaft die Symmetrieebene für beide Strahlen jeweils axial eine Rayleighlänge vom jeweiligen Fokus entfernt läge, dann würden die Brennpunkte $\sim 107 \mu\text{m}$ auseinander liegen. In Relation zu einem Partikeldurchmesser von $2r_p = 6.73 \mu\text{m}$ bedeutet es, dass das Teilchen einen nahezu parallelen Strahl sieht und eine axiale Gradientenkraft vernachlässigt werden kann. Dennoch kann hierbei nicht auf fokussierende Linsen verzichtet werden, da der Strahldurchmesser für den optischen Einfang der Partikel in dieser Größenordnung entscheidend ist. Trotz der nahezu parallelen Strahlen ist es weiterhin erforderlich, dass ein Intensitätsmaximum existiert und die Brennpunkte nicht zu weit auseinander liegen, da das Mikropartikel sonst eine zu schwache Streukraft der Laserstrahlen erfahren würde und die Bewegung in horizontaler bzw. axialer Richtung zu große Amplituden hätte, was zu einem instabilen Fallenpotential führen würde.

Um neben der am Steuergerät eingestellten auch die tatsächlich am Einfangort vorliegende Leistung zu bestimmen und die Stabilität des Lasers zu prüfen, wurden zwei kalibrierte Photodioden (Thorlabs, S121C) verwendet. Sie werden so auf die Elektrode positioniert, dass sie simultan die Leistungen beider Einfangstrahlen messen. Es werden sowohl die vom Sollwert abhängigen Leistungen gemessen als auch die Langzeitstabilität überprüft. Abbildung 5.6 zeigt die gemessenen Werte für den linken Strahl¹ (S1 in Abb. 5.3) und den rechten Strahl (S2 in Abb. 5.3) in Abhängigkeit von der eingestellten Sollleistung am Gerät. Es zeigt sich, dass insbesondere bei sehr niedrigen Sollleistungen unter 300 mW, prozentual betrachtet, die gesamte Leistung am Einfangort vorliegt und bei höheren Leistungen pro Einfangstrahl etwa (30 – 35) % ankommen. Bei einem Tailenradius im Brennpunkt von $w_0 \approx 4.3 \mu\text{m}$ liegen demnach die Leistungsdichten bei (0.2 . . . 2) GW/cm². Dieser Verlauf der Messwerte deutet darauf hin, dass das Steuergerät bei sehr niedrigen Sollwerten höhere Leistungen liefert², da auch dann ein Teil durch Fenster und Optiken verloren gehen muss. Eine Kontrollmessung unterhalb des Lasers zeigte, dass eine um ca. 50 mW höhere

¹ Diese Diode konnte bis max. 500 mW messen.

² Da es sich um einen insbesondere für den industriellen Einsatz konzipierten, Dioden gepumpten Faserlaser mit Leistungen bis 10 W handelt, ist es plausibel, dass die Abweichungen bei geringen Leistungen größer sind.

Leistung emittiert wird, als auf dem Gerät eingestellt.

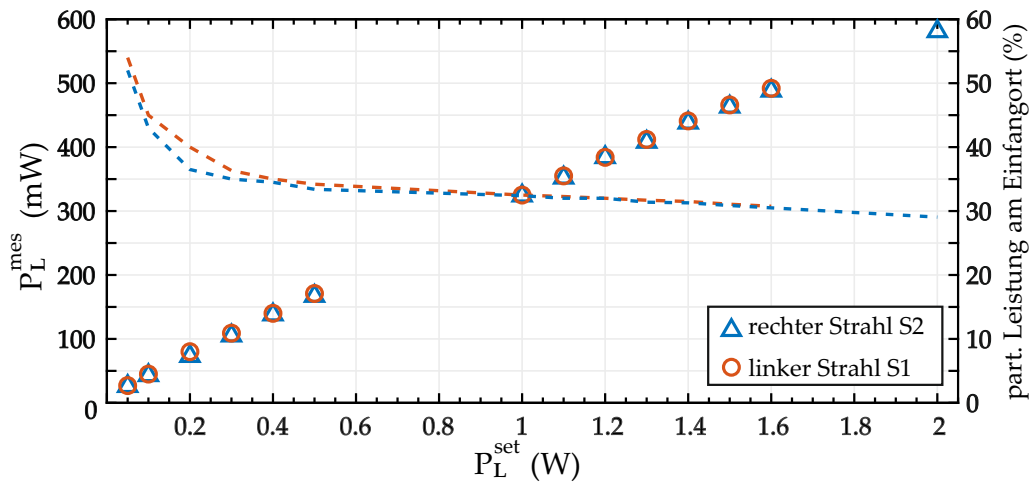


Abb. 5.6: Gemessene Laserleistung P_L^{mes} am Einfangort. Durch die optischen Elemente sowie die Schaugläser der Vakuumkammer geht ein Teil der am Gerät eingestellten Leistung P_L^{set} verloren. Bei sehr niedrigen Leistungen liegt der partielle Anteil (gestrichelt) bei mehr als 50 % und fällt zu Werten zwischen (30 – 35) % ab. Dies deutet darauf hin, dass bei niedrigen Sollwerten tatsächlich höhere Leistungen vom Laser emittiert werden.

Die Stabilität der Laserleistung wird mit einer Langzeitmessung geprüft. Wie oben beschrieben, wird die Leistung bei einem Sollwert von $P_L = 1$ W über 15 min gemessen. Demnach variiert sie im rechten und linken Strahl gegenläufig um ca. 5 mW mit einer Periodendauer von etwa 50 s und um ungefähr 20 mW innerhalb von ca. 10 min. Diese relativen Schwankungen in den Teilstrahlen, nicht aber in der Gesamtintensität, können innerhalb der kurzen Messzeiten vernachlässigt werden. Eine Messung unterhalb des $\lambda/2$ -Plättchens zeigt einen wesentlich stabileren Verlauf, so dass die beobachteten Schwankungen, besonders das gegenläufige Verhalten, auf Veränderungen in der Polarität des Lasers zurück zu führen sind.

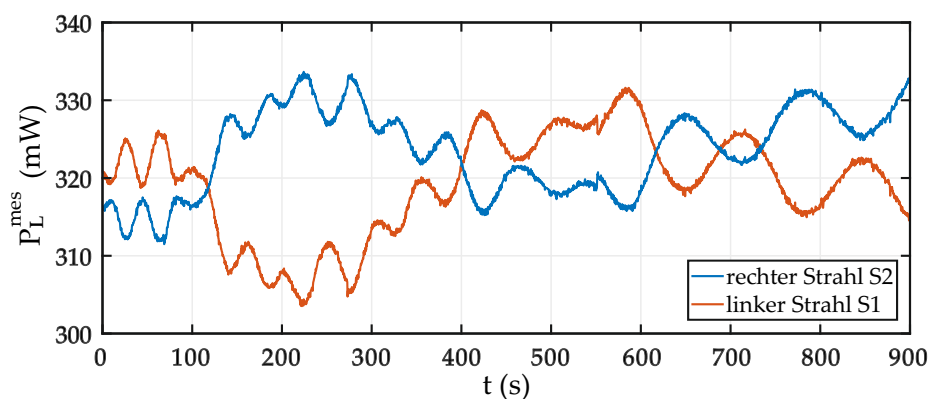


Abb. 5.7: Langzeitmessung der Laserleistung über 15 min. bei einem Sollwert von $P_L = 1$ W. Die Werte schwanken im rechten als auch im linken Strahl gegenläufig.

5.1 MIKROPARTIKEL

Als Testpartikel wurden zunächst monodisperse, sphärische Melamin-Formaldehyd (MF)-Teilchen (microparticles GmbH, MF-F-B916) verwendet (Abb. 5.8). Mit einer Größe von $2r_p = (10.2 \pm 0.1) \mu\text{m}$ und einem Brechungsindex von $n_\lambda = 1.68$ schienen sie geeignet (Abb. 5.8). In wässriger Lösung zeigten sich

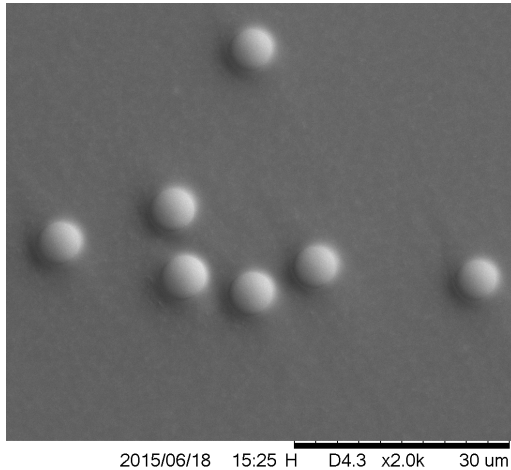


Abb. 5.8: Rasterelektronen-Mikroskop-Aufnahme von MF-Partikeln (microparticles GmbH). Partikelgröße laut Hersteller $2r_p = (10.2 \pm 0.1) \mu\text{m}$.

keine Probleme mit diesen Partikeln (vgl. Kap. 8.1). Bei Experimenten im Vakuum allerdings waren MF-Partikel sehr instabil in der Laserfalle und konnten nur in der Randschicht festgehalten werden. Ein Bewegen der MF-Teilchen aus der Randschicht heraus war nur bedingt und nur kurzfristig möglich. Bei höheren Laserleistungen sind sie aus der Falle verschwunden. Möglicherweise sind die optischen Eigenschaften dieses Materials nicht geeignet. Spekulativ lässt sich vermuten, dass die Partikel durch Absorption und Erwärmung sich verformten oder ihre Transparenz verloren haben. Ein weiteres Argument, das gegen die Verwendung von MF- oder PMMA-Partikeln sprach, ist die Tatsache, dass sie im Vakuum und bei Plasmaexposition zum einen ausgasen bzw. ausdampfen und zum anderen durch Ätzprozesse oder Ionenbeschuss sowohl einen Verlust an Masse als auch an der Partikelgröße aufweisen und ggf. auch ihre optischen Eigenschaften ändern [165, 193, 195, 291–295].

Aus den eben genannten Gründen wurde auf SiO_2 -Partikel (Whitehouse Scientific Ltd, MSS010) gewechselt. Sie haben laut Hersteller einen mittleren Durchmesser von $2r_p = (9.78 \pm 1.06) \mu\text{m}$. Diese Testteilchen konnten sowohl in der Plasmarandschicht eingefangen als auch in den Plasmabulk verschoben werden (vgl. Kap. 8.1). Ein Problem, das sich bei diesen Partikeln ergab, war, dass sie nicht besonders monodispers und fehlerhaft waren. Wie in den REM-Aufnahmen (Abb. 5.9) zu erkennen ist, ist die Größenverteilung der Kugeln relativ breit, sodass die Berechnung der Masse bzw. der Schwerkraft nach Gleichung (2.57) den Fehler in den Messungen enorm vergrößert. Weiterhin erkennt man in den Aufnahmen, dass nahezu jedes Partikel Defekte in der Oberfläche aufweist und viele Bruchstücke in der Probe sind, wodurch die optischen Eigenschaften und damit das Verhalten in der Falle beeinträchtigt wurden.

Als dritte Sorte wurden in dieser Arbeit ebenfalls SiO_2 -Partikel (microparticles GmbH, SiO_2 -F-7.0 (Charge: SiO_2 -F-95005 – 2) und SiO_2 -F-6.5 (Charge: SiO_2 -

F-L3623)) verwendet, die allerdings eine monodisperse Größenverteilung mit einer geringen Streuung aufweisen. Anhand der REM-Bilder (Abb. 5.10) ist erkennbar, dass die Mikropartikel eine homogene Oberfläche und keine Defekte aufweisen. Vereinzelt findet man im Bild kleinere Artefakte auf wenigen Partikeln.

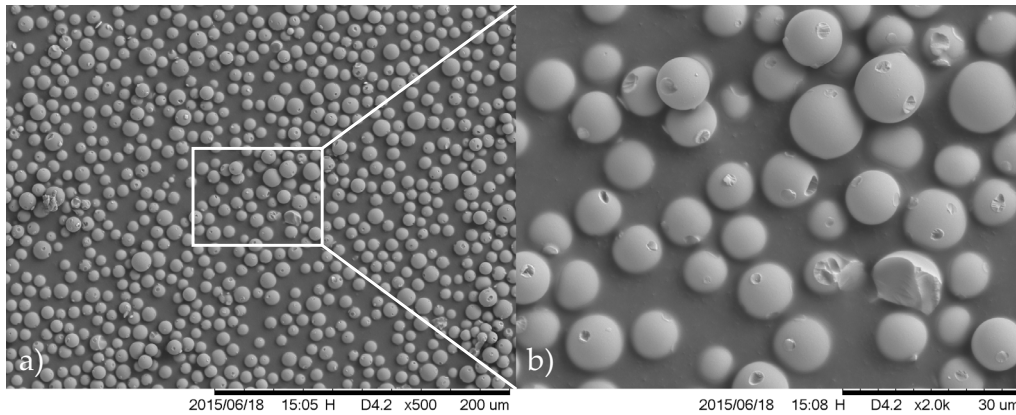


Abb. 5.9: a) SiO_2 -Partikel (Whitehouse Scientific Ltd., MSS010) in einer REM-Aufnahme. Die Partikelgröße wird vom Hersteller auf $2r_p = (9.78 \pm 1.06) \mu\text{m}$ angegeben. b) Vergrößerter Ausschnitt. Zu erkennen ist, dass nahezu jedes Teilchen einen Defekt an der Oberfläche hat. Dies lässt auf einen systematischen Fehler im Herstellungsprozess schließen. Des Weiteren befinden sich viele Bruchstücke und Artefakte in der Probe.

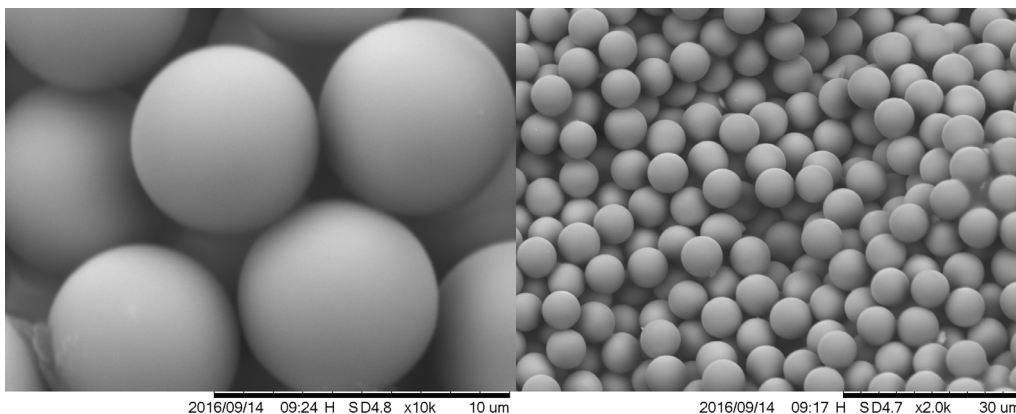


Abb. 5.10: Monodisperse SiO_2 -Partikel (microparticles GmbH, SiO_2 -F-7.0) mit einer Größe von $2r_p = (6.95 \pm 0.23) \mu\text{m}$ in einer REM-Aufnahme. Eine monodisperse Größenverteilung und sphärische Partikel mit einer homogenen Oberfläche zeigen die verbesserte Qualität gegenüber den anderen Silikapartikeln (Whitehouse Scientific).

Die vom Hersteller angegebenen Größen von $2r_p = (6.95 \pm 0.23) \mu\text{m}$ (SiO_2 -F-7.0) bzw. $2r_p = (6.73 \pm 0.28) \mu\text{m}$ (SiO_2 -F-6.5) lassen sich sowohl im REM als auch in einem Lichtmikroskop verifizieren. Ebenfalls gegeben ist der Brechungsindex $n_\lambda = 1.42 \dots 1.45$ [296–299], und mit einer Dichte von $\rho_p = 1850 \text{ kg/m}^3 \pm 5\%$ berechnet sich die Masse zu

$$m_p = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p = (325 \pm 49) \cdot 10^{-15} \text{ kg} \quad (\text{SiO}_2\text{-F-7.0}) \quad (5.5)$$

bzw.

$$m_p = (295 \pm 52) \cdot 10^{-15} \text{ kg} \quad (\text{SiO}_2\text{-F-6.5}) \quad (5.6)$$

Im nahen Infrarotbereich (NIR) sind diese Partikel mit einem Absorptionskoeffizienten von $k_\lambda \sim 10^{-7}$ praktisch transparent [299]. In kolloidalen Umgebungen ist es vielmehr die Absorption durch das Lösungsmittel selbst und nicht durch das Partikel, was zu einer geringen Erwärmung des Partikels führt [270]. Dennoch, bei geringen Drücken sind es kleinste Fehler in der Oberfläche oder Verunreinigungen im Material, die die Absorption erhöhen, so dass auch für Silikapartikel die Oberflächentemperatur, insbesondere aufgrund schwacher Kühlung im Hochvakuum, höher sein wird als die Umgebungstemperatur. A. Ashkin zeigte [300] für 20 μm große Silikon-Öl-Partikel in einem Laser mit $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ und etwa 150 mW, dass bei Drücken bis $p \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ die Partikeltemperatur durch Wärmeleitung des Neutralgases nahe der Umgebungstemperatur liegt und bei Drücken darunter sich zwar erhöht, aber durch Wärmestrahlung einen konstanten Wert von etwa 60 °C annimmt.

Alle anderen Partikel und Größen, die hier nicht explizit erwähnt wurden, wurden in dieser Arbeit nur kurzfristig oder nur zu Testzwecken verwendet und werden dann gesondert im Text genannt.

5.2 BESTIMMUNG DES FALLENPARAMETERS

Um mit den zuvor beschriebenen Verfahren Kräfte messen zu können, muss für jedes Testpartikel u.a. der Fallenparameter nach Kapitel 3.2 bestimmt werden. Hierzu wird in dieser Arbeit eine segmentierte Photodiode (Thorlabs Inc., PDQ80A) verwendet (Abb. 5.4). Üblicherweise werden solche Dioden gleichzeitig zur Positionsbestimmung eingesetzt. Im Zusammenhang mit dem Aufbau des Experimentes sollte mit den QPD ebenfalls die Position detektiert werden. Wie allerdings später gezeigt wird, ist in dieser Konfiguration und mit diesem optischen Aufbau ein linearer Zusammenhang zwischen der Position des Partikels und der Spannung an der QPD nicht gewährleistet. Die Position wird daher primär mit dem Long-Distance-Mikroskop (LDM, vgl. Kap. 6) gemessen und mit der QPD die Fallensteifigkeit bestimmt, da die Fallenfrequenz unabhängig von der Position des Testteilchens und damit von der Spannungsamplitude an der Diode ist. Da es sich jedoch um die am häufigsten verwendete Methode handelt und eine Bestimmung der Partikelposition in zukünftigen Experimenten nicht ausgeschlossen wird, soll hier dennoch das Messprinzip kurz vorgestellt werden.

Wie Abbildung 5.11 zu entnehmen ist, besteht der Sensor aus einer 7.8 mm großen runden Siliziumdiode, die durch einen horizontalen und einen vertikalen Spalt (42 μm) in vier Quadranten $Q_1 \dots Q_4$ eingeteilt ist³. Trifft ein Laser den Detektor, dann wird je nach Intensitätsverteilung eine entsprechende Spannung

³ Aufgrund der Orientierung des Sensors im optischen Aufbau wurden hier die Bezeichnungen an das bestehende Koordinatensystem angepasst.

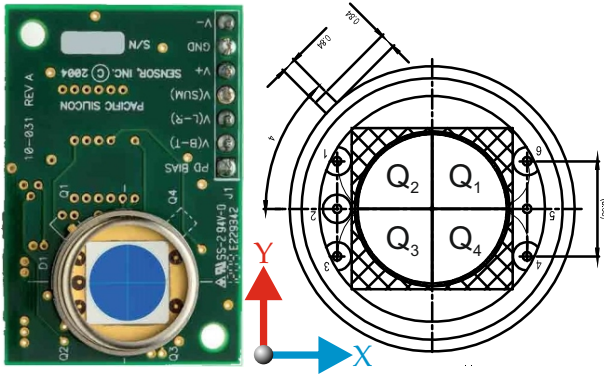


Abb. 5.11: Eine segmentierte Photodiode zur Bestimmung der Fallenfrequenz aus dem Spektrum. Die auf die Gesamtintensität normierten Spannungsdifferenzen der einzelnen Quadranten $Q_1 \dots Q_4$ sind ein Maß für die Intensitätsverteilung und damit für die Partikelposition innerhalb der Falle. ©First Sensor AG, Berlin, Germany

in jedem der vier Segmente gemessen. Das sich in der optischen Falle befindende Partikel erzeugt ein Intensitätsmuster (vgl. Abb. 5.4), das Informationen über die Partikelposition innerhalb der Falle enthält und als Spannungsdifferenz $U_{x,QPD}$, $U_{y,QPD}$ der vier Quadranten [241]

$$U_{x,QPD} = \frac{(U_{Q_1} + U_{Q_4}) - (U_{Q_2} + U_{Q_3})}{U_{Q_1} + U_{Q_2} + U_{Q_3} + U_{Q_4}}, \quad (5.7)$$

$$U_{y,QPD} = \frac{(U_{Q_1} + U_{Q_2}) - (U_{Q_3} + U_{Q_4})}{U_{Q_1} + U_{Q_2} + U_{Q_3} + U_{Q_4}}, \quad (5.8)$$

normiert auf die Gesamtintensität, berechnet wird. Die Spannungssignale werden via einer National Instruments DAQ Karte (NI USB-6351) mit einer Abtastrate (auch *Samplingrate*) von bis zu $f_{s, \text{ampl}} = 100 \text{ kHz}$ akquiriert. Üblicherweise werden die Spannungssignale so kalibriert, dass sie nach $x(t) = \beta U_{x,QPD}(t)$ die Partikelposition $x(t)$ in Längeneinheiten ausgeben, wobei $\beta [\text{m/V}]$ der Umrechnungsfaktor dafür ist. Sofern man die QPD zur Positionsbestimmung nutzen möchte, muss dieser Faktor bestimmt werden. Gängig ist ein Vorgehen, nach dem ein Partikel um eine definierte Strecke ausgelenkt wird und die dazugehörige Spannung mit der QPD gemessen wird (vgl. Kap. 3.2).

Zur Bestimmung der Fallenfrequenz wird in LabVIEW™ die spektrale Leistungsdichte aus den Spannungssignalen mit Hilfe der schnellen Fourier-Transformation (engl. *fast Fourier transform* (FFT)) berechnet. Abbildung 5.12 zeigt exemplarisch ein Leistungsdichtespektrum (LDS) bei einer Laserleistung⁴ von $P_L = 2.5 \text{ W}$.

Daraus lässt sich die Frequenz

$$\omega_{0,i} = \sqrt{\Omega_i^2 + \gamma_0^2/4} \quad (5.9)$$

aus der Schwingfrequenz nach Gleichung (3.23) und damit der Fallenparameter $\kappa_i = \omega_{0,i}^2 m_p$ bestimmen, indem ein Fit der Funktion (3.24) an die Daten mit Hilfe von MATLAB™ durchgeführt wird. In diesem Beispiel sind die Schwingfrequenzen für die einzelnen Richtungen mit einer Partikelmasse von $m_p = (295 \pm 52) \cdot 10^{-15} \text{ kg}$ und die daraus resultierenden Fallenparameter in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Dabei wurde die Dämpfung durch Neutralgas-

⁴ Die Leistungswerte beziehen sich hier lediglich auf die eingestellten Sollwerte. Die am Einfangort tatsächlich vorliegende Laserleistung beträgt etwa 30% pro Teilstrahl (s. Abb. 5.6).

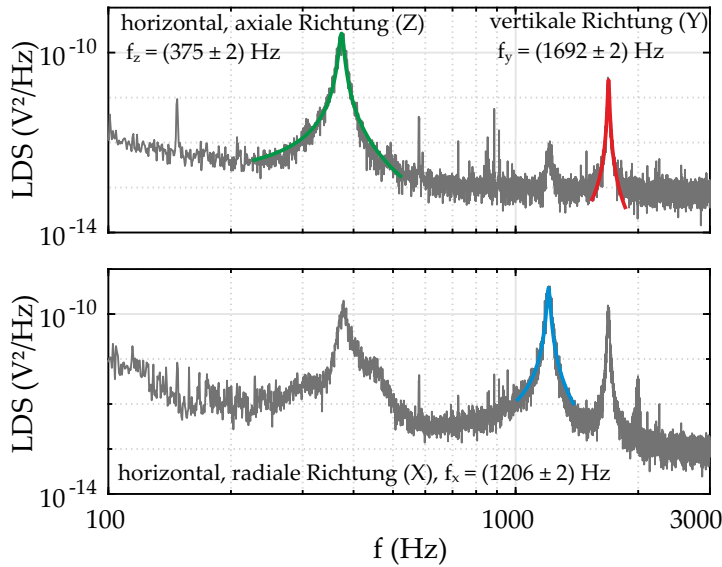


Abb. 5.12: Exemplarisches Leistungsdichtespektrum bei $P_L = 2.5$ W aus der FFT der horizontalen und vertikalen Spannungssignale an der QPD. Aus den Fitfunktionen nach Gleichung (3.24) ergeben sich die Fallenfrequenzen als Peaks in den einzelnen Spektren.

reibung nach Epstein (Gl. (2.62)) für einen Druck von in diesem Fall $p = 40$ Pa und mit einem Akkomodations-Koeffizienten $\delta = 1.44$ verwendet. Sie beträgt $\gamma_0/2\pi = 9.4$ Hz, und man erkennt, dass es sich hierbei um einen schwach gedämpften Oszillator mit einem Gütefaktor [301]

$$Q_x = \omega_{0,x}/\gamma_0 \approx 179 \quad (5.10)$$

handelt und die Dämpfung kaum Einfluss auf die Schwingfrequenz hat. Offensichtlich ist die Fallensteifigkeit in axialer Z-Richtung wesentlich schwächer als in den radialen Richtungen (X,Y) mit wesentlich stärkeren optischen Kräften aufgrund des Gradienten in der Laserintensität.

| FALLENFREQUENZ IN Hz | FALLENPARAMETER IN $\text{pN } \mu\text{m}^{-1}$ |
|------------------------------------|--|
| $f_x = \Omega_x/2\pi = 1206 \pm 2$ | $\kappa_x = 17 \pm 3$ |
| $f_y = \Omega_y/2\pi = 1692 \pm 2$ | $\kappa_y = 33 \pm 6$ |
| $f_z = \Omega_z/2\pi = 375 \pm 2$ | $\kappa_z = 1.6 \pm 0.3$ |

Tabelle 5.1: Fallenfrequenzen und Fallenparameter für eine Beispielmessung bei $P_L = 2.5$ W. Die Fallensteifigkeit wurde mit der Masse $m_p = (295 \pm 52) \cdot 10^{-15}$ kg berechnet. Die Fehler ergeben sich einerseits aus dem Fit im Leistungsdichtespektrum und für die Fallensteifigkeit aus der Fehlerfortpflanzung.

Mit der beschriebenen Technik wurde die Fallensteifigkeit für ein einzelnes Partikel bestimmt, während die Laserleistung erhöht wurde. Die Ergebnisse in Abbildung 5.13 zeigen einen linearen Zusammenhang (vgl. Kap. 3.1.1). Während die Steigung in vertikaler Richtung (Y) mit in diesem Fall $13.2 \text{ pN}/(\mu\text{m W})$ größer ist als in horizontaler Richtung (X) mit $6.3 \text{ pN}/(\mu\text{m W})$, ist sie in axialer Richtung (Z) mit $0.6 \text{ pN}/(\mu\text{m W})$ wesentlich geringer. Ursächlich für die unterschiedlichen Steigungen in radialer Richtung ist ein unsymmetrisches Intensitätsprofil am Einfangort [161, 215], d.h., dass der Strahlquerschnitt eine

elliptische Form haben muss, was auf eine nicht optimale Deckung der beiden Strahlen schließen lässt. Aufgrund geringer Schwankungen in der Laserleistung oder möglicher Dejustierung der Falle sollte daher der Fallenparameter für jedes Partikel vorher explizit bestimmt werden.

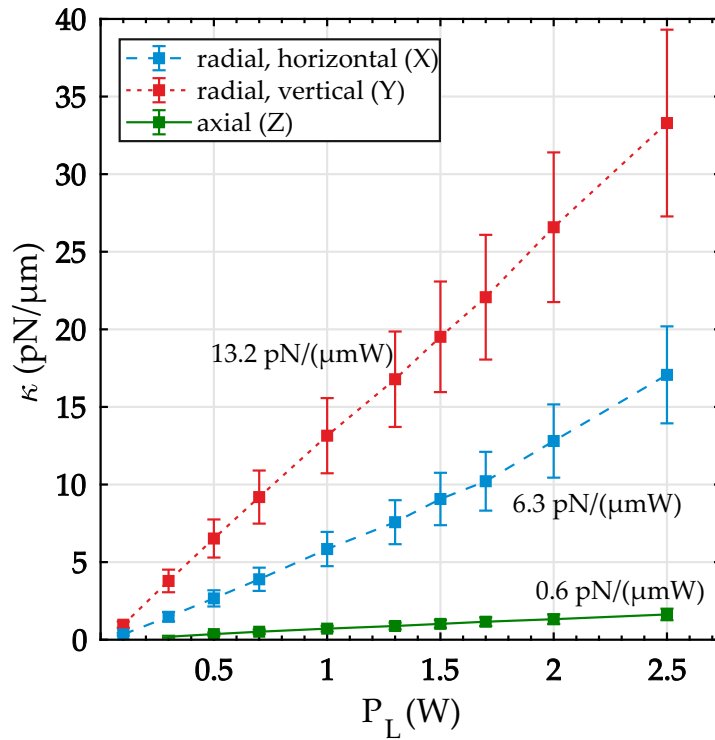


Abb. 5.13: Abhängigkeit der lateralen Fallenparameter von der Laserleistung für ein Mikropartikel. Es besteht ein linearer Zusammenhang, während die optischen Kräfte in vertikaler Richtung stärker als in horizontaler Richtung sind.

MIKROSKOP

Neben der Fallenfrequenz, respektive des Fallenparameters, wird für die Kraftmessung nach Gleichung (3.16) weiterhin die Partikelposition benötigt. In dieser Arbeit werden Vorgänge untersucht, die auf Zeitskalen in der Größenordnung von Sekunden ablaufen. Die Positionsbestimmung kann daher mit einer Videokamera erfolgen. Die Herausforderung hierbei ist allerdings, die Partikelposition mit einer genügend hohen Genauigkeit bei einem Arbeitsabstand (engl. *working distance* (W.D.)) von mindestens 230 mm messen zu können. Hierfür wird ein eigens konstruiertes¹ Long-Distance-Mikroskop (LDM) mit einem vergleichbar großen Arbeitsabstand verwendet. Den Aufbau des Mikroskops zeigt Abbildung 6.1. Mit einem Arbeitsabstand von ~ 245 mm projizieren zwei

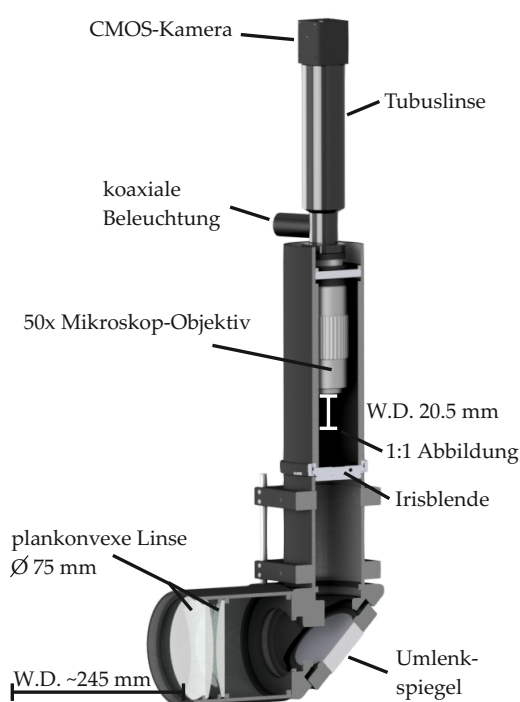


Abb. 6.1: Das zur Partikelbeobachtung und Positionserfassung verwendete Long-Distance-Mikroskop (LDM). Zwei plankonvexe Linsen mit einer effektiven Brennweite von $f = 250$ mm erzeugen eine 1:1 Abbildung innerhalb des Mikroskops, welche über ein unendlich korrigiertes 50x-Objektiv mit einem Arbeitsabstand von 20.5 mm vergrößert wird. Um das Objekt mit einer CMOS-Kamera darstellen zu können, wird eine Tubuslinse verwendet. Über eine Irisblende kann die Lichtstärke bei Überbelichtung angepasst werden.

plankonvexe Linsen (Edmund Optics Inc., 75 mm D. x 250 mm eff. Brennw., NIR-II beschichtet, PCX Linse) innerhalb des Mikroskops eine 1 : 1 Abbildung. Ein unendlich korrigiertes Objektiv (Mitutoyo Corp., 50x M Plan Apo SL) mit einem Arbeitsabstand von 20.5 mm vergrößert das Bild und stellt es mit einer endlich korrigierenden Tubuslinse (Infinity, InfiniTube FM-200) auf einer CMOS-Kamera (XIMEA GmbH, xiQ MQ022MG-CM, 180 fps @ 2048×1088 px) dar. Mit dem USB3.0-Standard kann die Kamera, je nach Bildausschnitt (engl. *region of interest* (ROI)) und Belichtungszeit, eine Bildwiederholrate von bis zu 3500 fps erreichen. Mittels einer Irisblende kann die Apertur bzw. die Lichtin-

¹ Die erste Version des Mikroskops wurde von Dr. H. Maurer gebaut.

tensität bei Bedarf angepasst werden. Eine koaxiale Beleuchtung ist optional über einen zusätzlichen Port für eine Glasfaser möglich. Dies führt aber bei diesem Aufbau zu Rückreflexionen, die das Kamerabild überbelichten.

6.1 KALIBRIERUNG

Um mit der Kamera die Position eines Mikropartikels verfolgen zu können, muss sie entsprechend kalibriert werden. Es wurde wie folgt vorgegangen, um den Umrechnungsfaktor von Pixel in Längeneinheiten zu bestimmen:

- Die einfachste und gängigste Praxis ist, eine Skala mit bekannten Abständen abzubilden und auszumessen. Hier wurde ein 1 mm-Kalibriermaßstab mit einer 10 μm -Einteilung (Thorlabs Inc., R1L3S2P) verwendet (Abb. 6.2).

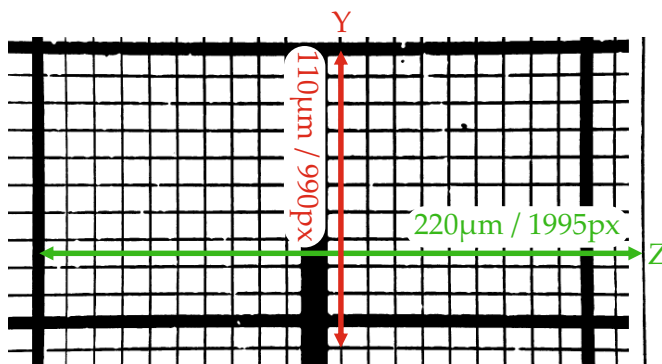


Abb. 6.2: Kalibriermaßstab mit 10 μm -Einteilung. Zur besseren Darstellung wurden hier zwei Bilder mit jeweils den Skaleneinteilungen in der Vertikalen und der Horizontalen überlagert und farblich invertiert. Die Achsen sind auf das Koordinatensystem des optischen Aufbaus ausgerichtet.

Der Umrechnungsfaktor berechnet sich hier zu $\beta_z = 220 \mu\text{m}/1995 \text{px} = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$ in der Horizontalen und zu $\beta_y = 110 \mu\text{m}/990 \text{px} = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$ in der Vertikalen, was sich bei einer Pixelgröße von $5.5 \mu\text{m} \times 5.5 \mu\text{m}$ des CMOS-Sensors und einer 50-fachen Vergrößerung ebenfalls ergibt; $\beta_{\text{theo}} = 5.5 \mu\text{m}/\text{px}/50 = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$. Insgesamt beobachtet das LDM einen Bildausschnitt von $\sim 225 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$. Hier sei aber darauf hingewiesen, dass diese Kalibrierung ohne die plankonvexen Linsen, die eine 1 : 1 Abbildung erzeugen, durchgeführt wurde.

- Die obige Kalibrierung und ob ein Einfluss der plankonvexen Linsen besteht, wurde folgendermaßen überprüft: Zunächst wurde ein Mikropartikel nach dem oben beschriebenen Verfahren in der Laserpinzette eingefangen. Da die Gradientenkräfte ausreichend groß sind, wurde das Plasma abgeschaltet und das Testobjekt gegen die Gravitationskraft gehalten. Das LDM, das auf einem XYZ-Translationstisch² montiert ist, wurde relativ zum Partikel um eine definierte Strecke von $\Delta y_{\text{LDM}} = 50 \mu\text{m}$ verfahren und die Position innerhalb des Bildes erfasst (vgl. Kap. 6.2). Der Umrechnungsfaktor wurde zunächst auf eins gesetzt. Die so ermittelten Positionsdaten wurden gemittelt und mit der bekannten Auslenkung verglichen. Daraus ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von $\beta_y =$

² Die Translationsbewegung erfolgt mit Noniusspindeln (Mitutoyo 150-801) mit einer Skalenteilung von 10 μm und einer Längenmessabweichung von 2 μm .

$50 \mu\text{m}/466.7 \text{ px} = 0.107 \mu\text{m}/\text{px} = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$. Für die horizontale Richtung (Z-Koordinate) folgt nach dem gleichen Verfahren der entsprechende Faktor zu $\beta_z = 100 \mu\text{m}/917.3 \text{ px} = 0.109 \mu\text{m}/\text{px} = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$. Hier wurde das LDM um $\Delta z_{\text{LDM}} = 100 \mu\text{m}$ verschoben. Bei dieser Messung hat sich gezeigt, dass die Bewegungsrichtungen über den Translations-tisch nicht exakt rechtwinklig verlaufen, da ein Versatz in Z-Richtung um $100 \mu\text{m}$ einen Versatz in Y-Richtung um $3 \mu\text{m}$ bewirkt. Dies hat auf die Messungen jedoch keinen Einfluss, da das LDM üblicherweise fixiert ist und das Mikropartikel sich relativ dazu bewegt.

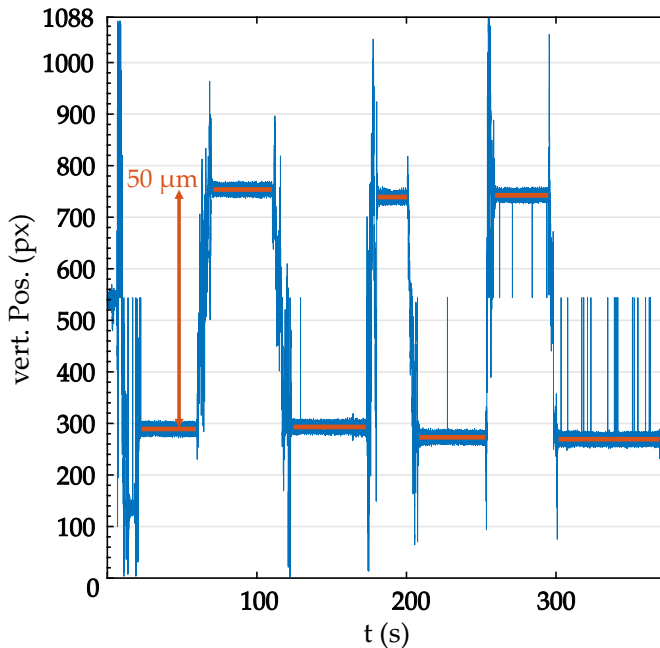


Abb. 6.3: Zur Kalibrierung des LDM mit einem Mikropartikel. Ein in der Laserpinzette gefangenes Teilchen wird mit dem LDM beobachtet, während das LDM um $\Delta y_{\text{LDM}} = 50 \mu\text{m}$ verfahren wird. Die Position des Teilchens wird in Pixeln gemessen. Daraus ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von $\beta = 0.11 \mu\text{m}/\text{px}$.

6.2 POSITIONSMESSUNG

Mit der oben beschriebenen Kalibrierung wurde während der Messungen die Position des Partikels in LabVIEW™ in situ berechnet und abgespeichert. Dadurch lassen sich speicherintensive Videos und nachträgliche Bestimmung der Positionen vermeiden. Abbildung 6.4 zeigt eine Teilaufnahme des Mikropartikels im Mikroskop. Aufgrund der relativ hohen Intensität des Lasers und der Sensitivität der Kamera im NIR ist es gut sichtbar; das Bild ist in diesem Bereich etwas überbelichtet. Ebenfalls erkennbar sind die vom sphärischen Teilchen verursachten Beugungsringe. Ein Kreis deutet ebenfalls die Größe ($2r_p = 6.73 \mu\text{m}$) des Objektes mit dem Mittelpunkt auf den berechneten Positionskordinaten an. Um diese zu bestimmen, wird zunächst der Hintergrund des Bildes ab einem definierten Schwellwert subtrahiert und ggf. kleinere Artefakte im Bild, die kleiner als das Partikel sind, entfernt. Eine binäre Maske legt schließlich den zu untersuchenden Bereich im Bild fest. Die Position (x, y) folgt mit Hilfe einer häufig verwendeten Methode [302–304], bei der der Schwerpunkt dieses

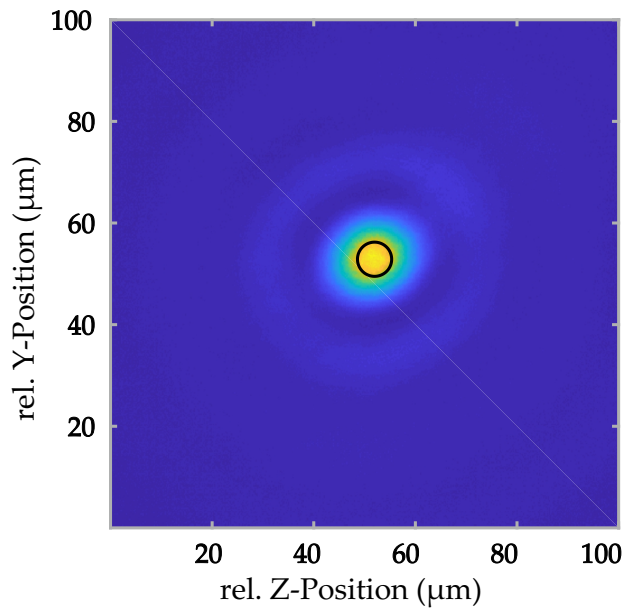


Abb. 6.4: Ein $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ großer Ausschnitt eines vom LDM aufgenommenen Bildes mit einem Mikropartikel. Durch die relativ hohe Laserintensität und die Sensitivität der Kamera im NIR ist der Bereich der Sphäre (hier mit einem Kreis mit dem Durchmesser von $2r_p = 6.73\ \mu\text{m}$) etwas überbelichtet. Die Partikelposition wird mit sub- μm Auflösung in situ als Intensitätsschwerpunkt lokalisiert.

Areals mit sub- μm Auflösung berechnet wird. Hierzu wird jedes Pixel mit den Koordinaten (X_k, Y_k) mit der jeweiligen Intensität I_k desselben gewichtet:

$$x = \frac{\sum X_k I_k}{\sum I_k}, \quad (6.1)$$

$$y = \frac{\sum Y_k I_k}{\sum I_k}. \quad (6.2)$$

Da in dieser Arbeit Mikropartikel überwiegend in einer Plasma- bzw. Vakuumumgebung untersucht werden sollten, kann, wie bereits in Kap. 3.2.4 erwähnt, der Beschleunigungsterm in Gleichung (3.21) nicht vernachlässigt werden. Aufgrund der wesentlich geringeren Dämpfung sind die Fallenfrequenzen etwa eine Größenordnung höher (s. Kap. 5.2) als in Fluiden, weshalb primär die üblich eingesetzte QPD mit einer höheren Bandbreite und auch wegen der meist höheren Auflösung (nach erfolgreicher Kalibrierung) der Positionsbestimmung, verwendet werden sollte. Zur Kalibrierung der QPD wurden mehrere Ansätze verfolgt; u.a. die Auslenkung eines Mikropartikels mit einer bekannten Kraft. Allerdings kann zur Kalibrierung der QPD in diesem Experiment, im Gegensatz zu Untersuchungen in kolloidalen Suspensionen, die Methode, nach der das Partikel mit einer bekannten Kraft aus der Ruhelage ausgelenkt wird, so nicht angewendet werden. Denn eine Kraft über einen kontrollierten Gasfluss, respektive eine kontrollierte Gasreibung, kann aufgrund der Kammergröße und unzureichender Informationen über die Gasströmung nicht genau genug ausgeübt werden. Eine mögliche Vorgehensweise wäre hingegen, eine bekannte elektrostatische Kraft anzuwenden. Dafür zwingend erforderlich ist allerdings die Kenntnis der Partikelladung und eines bekannten elektrischen Feldes, um, ähnlich wie in Arbeiten von A. Ashkin [305], durch Manipulation der Partikelladung eine kontrollierbare Kraft ausüben zu können. Zur Ladungsmanipulation und zur Erzeugung bekannter elektrischer Felder wurden daher in dieser Arbeit Hilfswerkzeuge konstruiert, die im Folgenden beschrieben werden.

7.1 KONDENSATOR

Ein Parallelplattenkondensator wird in dieser Arbeit verwendet, um einerseits die Testpartikel zu manipulieren und andererseits ein bekanntes elektrisches Feld zu erzeugen und damit die Partikelladung zu bestimmen. Der Kondensator besteht aus zwei planaren Elektroden, die aus Leiterplatten gefräst wurden. Die Kupferelektroden sind 10 mm im Durchmesser und über Zuleitungen an einem Gehäuse und einer 8 mm-Rohrstange mit Vakuumdurchführung befestigt. Bei Bedarf lässt sich der Elektrodenabstand über eine Stellschraube am Gehäuse verstellen (Abb. 7.1[a]), ist aber in dieser Arbeit bei einem definierten Abstand von $d = (2.0 \pm 0.1)$ mm. Über einen Hochspannungsverstärker (Abb. 7.1[b]) lassen sich Spannungen zwischen $U_{\text{Kond}} = (-450 \dots + 450) \text{ V} \pm 1 \text{ V}$ an der unteren Elektrode¹ realisieren, während die obere Elektrode geerdet ist. Daraus resultieren Feldstärkendifferenzen von bis zu 450 kV/m. Nachträglich wurde in die obere Elektrode ein ca. 5 mm großes Glasplättchen mit einer Schicht aus elektrisch leitfähigem ITO (Indiumzinnoxid) eingebettet (Abb. 7.2[a]) und mit

¹ Alle davon abweichenden Konfigurationen werden im Text explizit beschrieben.

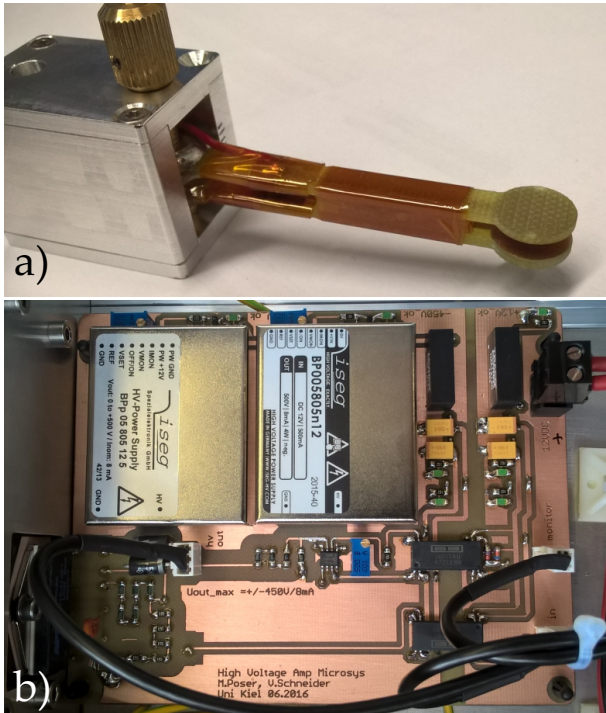


Abb. 7.1: a) Ein Parallelplattenkondensator mit Elektroden aus Leiterplattenmaterial. Der Durchmesser der Kupferelektroden beträgt 10 mm. Der Elektrodenabstand ist auf $d = (2.0 \pm 0.1)$ mm festgelegt. Während die obere Elektrode geerdet ist, können über einen Funktionsgenerator und einen Hochspannungsverstärker b) Spannungen von $U_{\text{kond}} = (-450 \dots +450) \text{ V} \pm 1 \text{ V}$ angelegt werden.

einem Silberlack kontaktiert, was weiterhin die Beobachtung des Partikels von oben sicherstellte. Abbildung 7.2[b] zeigt die seitliche Ansicht eines optisch gefangenen Mikropartikels zwischen den beiden Elektroden. Mit Hilfe eines Funktionsgenerators können Signale unterschiedlicher Formen und Frequenzen angelegt werden.

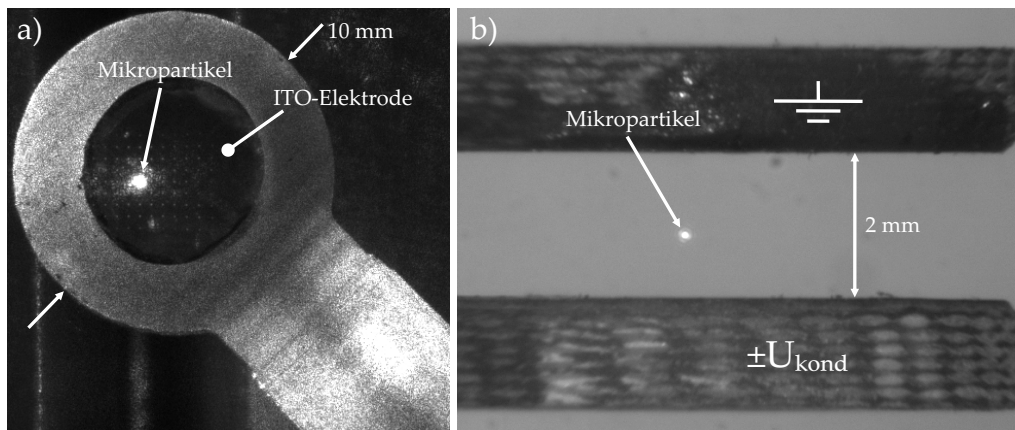


Abb. 7.2: a) Der in die Vakuumkammer eingeschobene Kondensator. Mit einer elektrisch leitenden, aber transparenten ITO Elektrode lassen sich die Partikel weiterhin von oben beobachten. b) Frontalansicht. Während die obere Elektrode geerdet ist, können über einen Funktionsgenerator unterschiedliche Signale an die untere Elektrode angelegt werden und so das Silikapartikel in einem homogenen elektrischen Feld manipuliert werden.

7.2 UV-LAMPE

Analog zu *Ashkins* Versuch [305] sollte die Partikelladung über den photoelektrischen Effekt mit intensiver ultravioletter (UV) Strahlung verändert werden, um über den Einfluss im homogenen, elektrischen Feld des Kondensators eine Bewegung in der Falle erzeugen zu können und dies als mögliche Methode zur Kalibrierung der Falle nutzen zu können. Da die Schaugläser der Vakuumkammer aus Borosilikatglas bestehen, das im UV Bereich nicht transparent ist, musste eine UV-Quelle innerhalb der Kammer realisiert werden. Dazu wurde eine Neon-Quecksilber Lampe (Ultra-Violet Products Inc., 90-0016-01 Pen-Ray Lamp) in ein flexibles Vakuumrohr mit Glasansatz montiert und über eine 8 mm-Rohrstange ins Vakuum eingeführt. Um trotz UV-Transparenz die Dichtigkeit zu gewährleisten, wurde die Lampe an der Spitze mit einem Quarzglasfinger und Vakuumpackmittel eingehaust (Abb. 7.3). Sie wird als eine Entladung in einem U-Rohr, in dem ein Gemisch aus Neon- und Quecksilbergas ist, betrieben und emittiert den Hauptanteil der UV-Strahlung als 254 nm-Linie des Quecksilbers. Dies entspricht einer Photonenenergie von 4.88 eV.

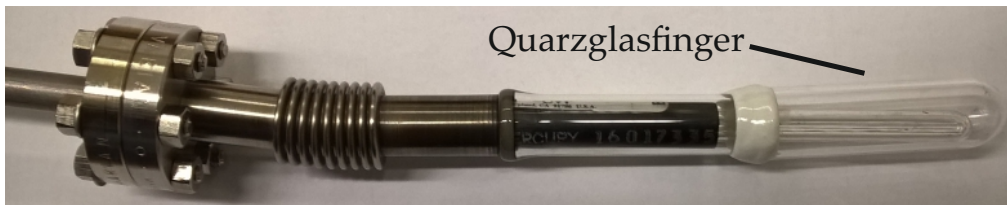


Abb. 7.3: UV-Lampe zur Ladungsmanipulation des Partikels innerhalb der Vakuumkammer. Die Neon-Quecksilber Entladung emittiert bei 254 nm und ist in einem Quarzglasfinger vakuumdicht aber UV-transparent eingeschlossen.

MESSUNGEN

Einen großen Teil der vorliegenden Arbeit bildet der Aufbau, die Realisierung und die Entwicklung einer optischen Falle innerhalb der Plasmakammer, mit der Mikropartikel eingefangen und manipuliert werden sollen. Ziel dabei ist die Verwendung der Mikropartikel als Sonden bzw. als Messwerkzeug, um zusätzliche Informationen, sowohl über das Plasma als auch über das Verhalten und die Eigenschaften der Teilchen, zu erhalten. In diesem Abschnitt werden die einzelnen Experimente und Messungen vorgestellt, die einerseits dem Verständnis, der Interpretation aber auch der Handhabung der optischen Pinzette dienen und die andererseits systematische Untersuchungen und damit den Einsatz von Partikeln als *Mikrosonden* im Plasma darstellen.

8.1 VORVERSUCHE IM WASSER UND PLASMA

Vier Faktoren bei dem Aufbau und der Realisierung der optischen Pinzette sind zu berücksichtigen: Erstens, die Einzigartigkeit dieses Experimentes führt dazu, dass es keine vergleichbaren Mess- und Erfahrungswerte aus ähnlichen Experimenten gibt, die es erlauben, bei der Entwicklung dieses speziellen Aufbaus darauf zurück zu greifen. Zweitens, verglichen mit anderen Experimenten, in denen das Prinzip gegenläufiger Laserstrahlen zum Einsatz kommt, sind die Abstände der optischen Komponenten, insbesondere der fokussierenden Linsen, um ein zehnfaches größer. Drittens, in dieser Arbeit wurden keine optischen Tische mit aktiver Dämpfung, wie sie meist bei optischen Aufbauten eingesetzt werden, verwendet. Viertens, optische Fallen im Vakuum stellen nur einen kleineren Teil dieses Themengebietes dar und sind, verglichen mit kolloidalen Suspensionen, aufgrund der geringen Dämpfung, experimentell, was den Einfang und die Handhabbarkeit betrifft, herausfordernd.

Aus den genannten Gründen wurden zunächst Untersuchungen durchgeführt, in denen das primäre Ziel war, mithilfe einer wässrigen Lösung, die sich innerhalb der Vakuumkammer befindet, und der damit wesentlich erhöhten Reibung, den Partikeleinfang zu realisieren und die grundlegende Idee dieses Versuches zu überprüfen. Dazu wird eine Glasküvette mithilfe optisch-mechanischer Bauelemente an einen XYZ-Translationstisch befestigt. Abbildung 8.1 zeigt den aus optischen Stangen aufgebauten Käfig, der an der Vorderseite eine rechteckige Glasküvette mit den inneren Abmessungen $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ trägt und im hinteren Bereich (im Bild nicht sichtbar) an einem XYZ-Translationstisch montiert wird. An die nach oben und unten offene Küvette werden zwei Infusionsschläuche aus dem medizinischen Bereich fixiert, die wiederum an zwei Spritzen geschraubt sind. Dieser Aufbau erlaubt es, in Wasser gelöste Mikropartikel durch die Küvette zu bewegen. Zur Beobachtung der Partikel wird eine USB-Mikroskopkamera (dnt, $2560\text{ px} \times 2048\text{ px}$) mit interner Beleuchtung

vor die Küvette und innerhalb des optischen Käfigs positioniert. Dadurch können sowohl die Küvette als auch die Kamera gemeinsam bewegt werden.

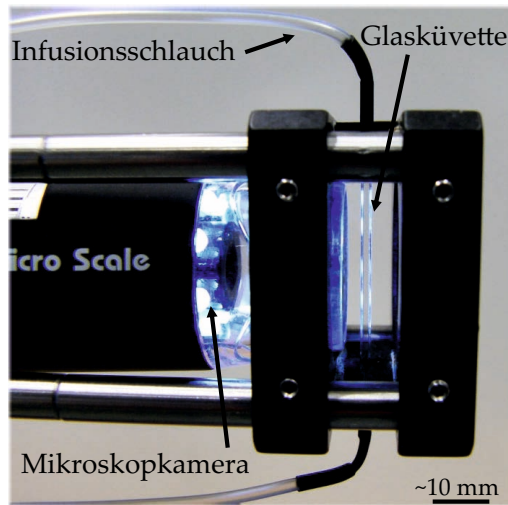


Abb. 8.1: Aufbau zum Einfang von Mikropartikeln in wässriger Lösung. Eine Glasküvette ($1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$) befindet sich in einer Halterung und wird mit einer Mikroskopkamera beobachtet. Über Infusionsschläuche kann die wässrige Lösung mit den Mikropartikeln durch die Küvette gepumpt werden. Durch die seitlichen Öffnungen kann der Einfanglaser ungehindert passieren. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem XYZ-Translationstisch und kann innerhalb der Vakuumkammer positioniert werden.

Als Testteilchen werden MF-Partikel und PMMA-Partikel verwendet. Der optische Käfig wird senkrecht zum optischen Aufbau durch den Vorderflansch (Position des LDM, Abb. 4.1) in die Kammer eingebracht und die Küvette grob am Einfangort positioniert. Die erhöhte Reibung durch das Wasser lässt die Mikropartikel vergleichsweise langsam durch die Küvette rieseln und kann bei Bedarf über die angeschlossenen Spritzen manuell kontrolliert werden. Auf diese Weise werden Mikropartikel gezielt in den Bereich des Lasers gebracht, wo sie bereits bei Leistungen unter $P_L = 100\text{ mW}$ eingefangen werden können. Zwei Beispiele zeigt Abbildung 8.2. In a) handelt es sich um ein MF-Partikel mit einem Durchmesser von $2r_p = 12.6\text{ }\mu\text{m}$ (MF – F – B5060). Dieses Partikel wurde über den XYZ-Translationstisch innerhalb der Küvette bewegt, während es mit der optischen Pinzette festgehalten wurde, womit das Prinzip dieses Experimentes, zumindest bei starker Dämpfung, verifiziert werden konnte. Ab-

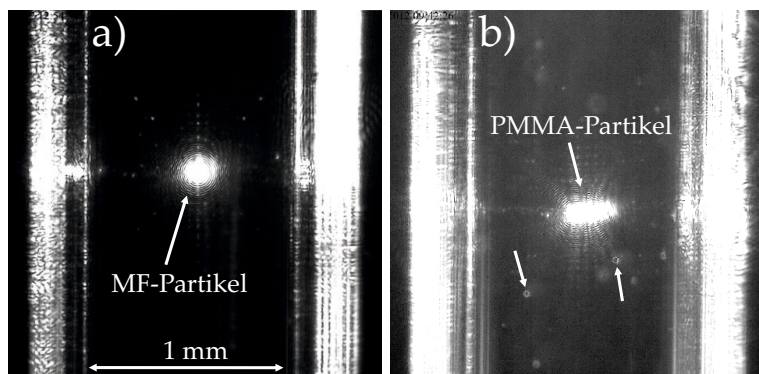


Abb. 8.2: Optisch gefangene Mikropartikel in einer Glasküvette. a) Ein MF-Partikel mit $2r_p = 12.6\text{ }\mu\text{m}$. b) Eine Kette aus vier PMMA-Partikeln mit einem Durchmesser von jeweils $2r_p = 26\text{ }\mu\text{m}$.

bildung b) zeigt eine Kette aus vier PMMA-Partikeln mit einem Durchmesser von jeweils $2r_p \approx 26\text{ }\mu\text{m}$ (PMMA-F-L1425). Da jedes Partikel für sich genommen eine Kugellinse mit, in diesem Fall, einer Brennweite von ca. $8\text{ }\mu\text{m}$ bildet, wird das Laserlicht kurz hinter dem Partikel fokussiert. In diesem Fokus kön-

nen wiederum, wie in einer *single beam optical trap* (s. Abb. 3.3), andere Partikel gefangen werden, so dass insbesondere bei höheren Leistungen sich mehrere Partikel hintereinander anordnen.

Zwar ist die Glasküvette mit der wässrigen Lösung ein zusätzliches optisches Element mit unterschiedlichen Brechungsindizes innerhalb der Strahlachse, dennoch kann durch geringfügige Anpassungen, insbesondere der Abstände zwischen den Brennpunkten, die optische Falle so justiert werden, dass Mikropartikel auch im Vakuum, respektive im Plasma, eingefangen werden können. Ein wichtiges Werkzeug ist dabei ein Fadenkreuz (Abb. 8.3, Thorlabs R1DS2P), welches mithilfe einer Haltevorrichtung zentral auf die Elektrode positioniert wird. Beide Laserstrahlen werden dann auf die sich kreuzenden, 10 μm breiten Linien

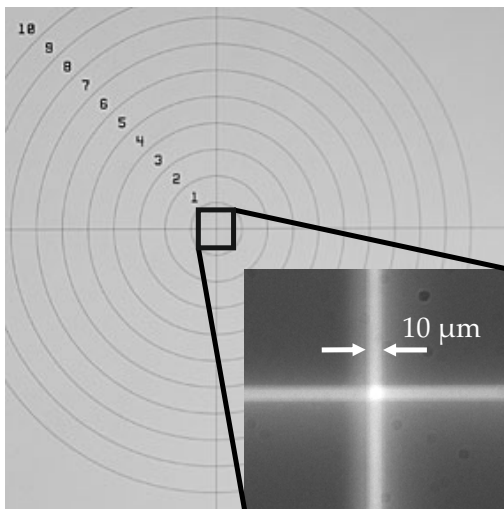


Abb. 8.3: Fadenkreuz mit konzentrischen Ringen von (1 – 10) mm Durchmesser zur Justage der optischen Falle. Beide Laserstrahlen werden auf den Mittelpunkt ausgerichtet, wobei die Linienstärke 10 μm beträgt.

ausgerichtet und soweit in Z-Richtung verfahren, bis die Strahlteile die Linien überdeckt. Damit wird zunächst sichergestellt, dass beide Laserstrahlen auf einen Punkt fokussiert sind. Zusätzlich wird dies mithilfe des Ausrichtungsmoduls (vgl. Abb. 5.4) überprüft. Liegen die Fokuspunkte übereinander, so muss folglich nach Passieren des Pinholes die dahinter gemessene Leistung maximal sein. Um die Stabilität der Falle zu gewährleisten, werden anschließend die Brennpunkte ca. 50 μm voneinander getrennt.

Die meisten Experimente mit optischen Pinzetten im Vakuum erfordern bestimmte Vorrichtungen und Methoden, um die Nano- und Mikropartikel in die Laserfalle zu bringen. Aerosole beispielsweise, werden meistens über Zerstäuber erzeugt [278, 306–308], sodass die flüssigen Tröpfchen unter Atmosphäre in die Falle hineinfallen. Bei festen Partikeln, die sich meist auf Objektträgern oder Glaskapillaren befinden, müssen erst die Adhäsionskräfte mithilfe von Piezokristallen überwunden werden, indem diese in resonante Schwingungen versetzt werden [218, 269, 309, 310].

Demgegenüber haben Plasmen mit ihren Randschichten den großen Vorteil, dass die eingebrachten Partikel dort bereits levitieren (vgl. Kap. 2.3.3). Diese Eigenschaft und der weitere Vorteil dieses Experimentes, nämlich die höhenverstellbare Elektrode, wird hier genutzt, um die Mikropartikel in die optische

Falle zu bringen.

Der Ablauf im Einzelnen sieht dabei wie folgt aus: Nachdem das Plasma gezündet wurde, werden einige Sphären über den Partikelstreuer ins Plasma gebracht, wo sie zunächst in der Randschicht levitieren. Zur Manipulation der Teilchen gibt es zunächst zwei Möglichkeiten: 1. die grobe Bewegung der Partikel innerhalb der Levitationsebene durch manuelles Verschieben des Staubstreuers in der Kammer und der damit verbundenen elektrostatisch wirkenden Kräfte, 2. die vertikale Änderung der Partikelposition relativ zur optischen Falle durch die Verschiebung der Elektrode und damit des Plasmas bzw. der Randschicht mit den enthaltenen Teilchen. Dabei ist es nicht zwingend notwendig, dass sich um das Objekt herum keine weiteren Partikel befinden. Ist ein Partikel in der Falle und ist die Anzahl der Teilchen in der Randschicht nicht allzu hoch, so werden die übrigen durch Coulomb-Abstoßung von der Einfangregion weggedrückt (s. Abb. 8.5[b]). Durch anschließende Absenkung der Elektrode wird das so eingefangene Testpartikel aus der Randschicht heraus in Richtung des Plasmabulks verschoben.

Erste Versuche mit MF-Partikeln zeigen, dass diese in der Falle recht instabil sind und ein dauerhafter Einfang nicht möglich ist bzw. ein Bewegen des Partikels aus der Randschicht heraus leistungsabhängig ist. In Abbildung 8.4 ist die maximale, vertikale Verschiebung eines MF-Teilchens von der Gleichgewichtsposition in der Plasmarandschicht nach oben in den Plasmabulks in Abhängigkeit von der Laserleistung gezeigt, wobei die Elektrode soweit abgesenkt wird, bis das Partikel aus der Pinzette wieder in die Ausgangsposition in der Randschicht fällt. Übereinstimmend mit Gleichung (3.11) zeigt sich ein linearer Zusammenhang der relativen Verschiebung, die ein Maß für die Maximalkraft ist, zur Laserleistung. Allerdings ist ein Einfang der MF-Partikel bei Leistun-

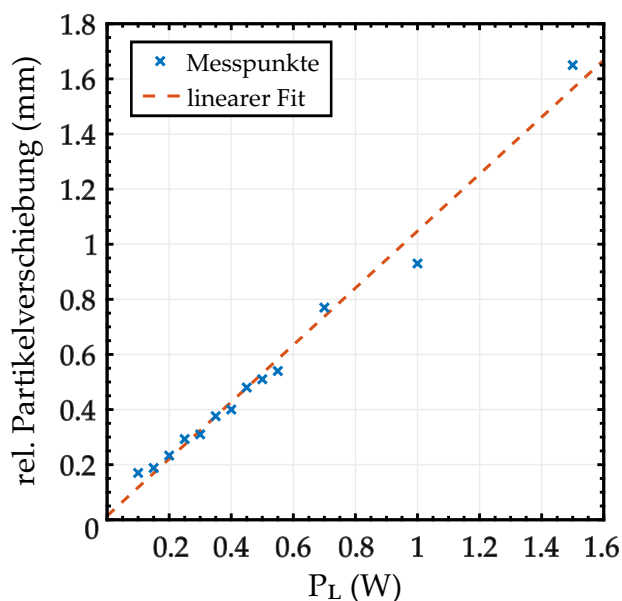


Abb. 8.4: Maximale Verschiebung von MF-Partikeln aus der Einfangposition innerhalb der Randschicht in Abhängigkeit von der Laserleistung. Die gestrichelte Linie zeigt einen linearen Fit durch die Messpunkte.

gen ab ca. $P_L = 1,8 \text{ W}$ nicht mehr möglich, weil die Partikel innerhalb der Falle stark vibrieren und nach wenigen Sekunden aus der Falle verschwinden. Die Vermutung liegt nahe, dass durch die Absorption des Lasers die Partikeltempe-

ratur steigt, was wiederum entweder die optischen Eigenschaften ändert oder das Partikel thermisch verformt, da die Temperaturstabilität laut Hersteller bei $\sim 250^\circ\text{C}$ liegt [296]. Aus diesem Grund werden im Folgenden ausschließlich Silikapartikel verwendet.

Silikapartikel zeigen ein wesentlich stabileres Verhalten in der optischen Pinzette. Auch der Einfang bei höheren Leistungen zeigt keine Auffälligkeiten im Verhalten der Sphären innerhalb der Falle. Abbildung 8.5 zeigt Aufnahmen mit der seitlichen und der oberen Kamera (vgl. Abb. 4.1, Kamera I, Kamera II). Bedingt durch den Elektrodenhub lassen sich Partikel bis etwa 50 mm in den Plasmabulk hineinbewegen (Abb. 8.5[a]) und durch Anheben der Elektrode in die Randschicht hinein drücken. Hier limitiert die Elektrodengeometrie den theoretisch maximalen Hub, da der Einfanglaser ab einer bestimmten Höhe von der Elektrode abgeschnitten wird. Deshalb sind geeignete Elektrodenkonfigurationen notwendig, um die volle Randschichtausdehnung nutzen zu können.

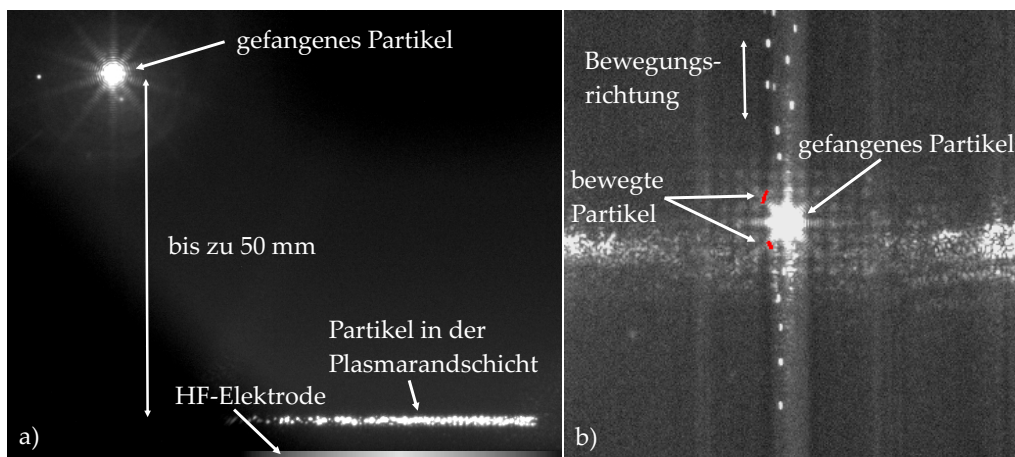


Abb. 8.5: Schwebende Silikapartikel in der Plasmarandschicht mit einem optisch gefangenen Testteilchen. a) Ansicht von der Seite. Ein optisch festgehaltenes Mikropartikel befindet sich ca. 50 mm über der HF-Elektrode im Plasmabulk. Die übrigen Teilchen, hier vom Beleuchtungslaser sichtbar gemacht, bewegen sich mit der Elektrode und damit mit der Randschicht nach unten. b) Das Partikel in der Laserpinzette ist auf gleicher Höhe wie die übrigen Teilchen (Ansicht von oben). Durch eine geeignete Elektrodenkonfiguration lassen sie sich in einer Kette anordnen und elektrostatisch bewegen. Coulomb-Abstoßung führt dazu, dass die freien Partikel (hier zwei davon rot eingefärbt) das gefangene umströmen.

Zwei Geometrien wurden in dieser Arbeit verwendet. Zunächst wird eine geschlitzte Elektrode (Abb. 8.6) mit einem Durchmesser von 50 mm eingesetzt. Diese wird so auf der HF-Elektrode platziert, dass der Schlitz senkrecht zur Laserebene verläuft. Damit wird ein Potentialprofil erzeugt, welches es erlaubt, die Mikropartikel linear entlang des Schlitzes in der Randschicht und senkrecht zur Laserpinzette anzuordnen, was das Einfangen erleichtert. Wird anschließend der Staubstreuer in der X-Z-Ebene (vgl. Abb. 5.3) bewegt, kann diese Partikelkette in der Randschicht entlang des Schlitzes verschoben werden und, sofern nötig, in dieser Ebene zur Einfangregion gebracht werden. Befindet sich bereits ein Partikel in der Falle, dann umströmen die übrigen Partikel aufgrund

der Coulomb-Abstoßung das fixierte Teilchen, was in Abbildung 8.5[b] mit rot eingefärbten Partikeln angedeutet ist.



Abb. 8.6: Eine Edelstahlelektrode mit einem V-förmigen Langschlitz zum horizontalen Einschluss der Partikel. Der Durchmesser beträgt 50 mm. Das so geformte Potential in der Randschicht führt zu einer kettenförmigen, senkrecht zur optischen Pinzette ausgerichteten Anordnung der Partikel.

Die zweite Variante hat den gleichen Durchmesser und besteht ebenfalls aus Edelstahl. Hier befindet sich in der Mitte der Elektrode eine ca. 0.25 mm tiefe sphärische Vertiefung (Abb. 8.7) zum horizontalen Einschluss der Partikel. Die Elektrode enthält Schlitz, die etwa mit dem Öffnungswinkel des Lasers zur Elektrodenmitte zusammenlaufen. Sie kann angehoben werden, ohne dass der Einfanglaser von ihr abgeschnitten wird. Auf diese Weise ist es möglich, ein Testpartikel, das sich zwischen den Brennpunkten befindet, bis etwa 0.2 mm an die Elektrodenoberfläche heranzuführen und durch einen weiteren, perpendicular dazu orientierten Schlitz gleichzeitig mit dem LDM beobachten zu können.

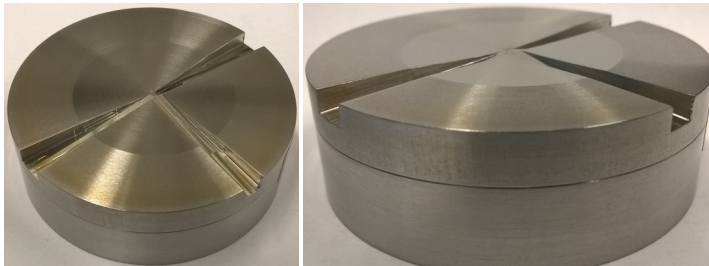


Abb. 8.7: Eine planare Elektrode, die es durch Schlitz ermöglicht, Partikel bis an die Elektrodenoberfläche heranzuführen. Eine Mulde bewirkt den horizontalen Einschluss.

Da die optischen Kräfte der Laserfalle in der vertikalen Richtung genügend groß sind, kann das Plasma abgeschaltet werden und die Mikropartikel gegen die Gravitationskraft levitiert werden (Abbildung 8.8), was einen entscheidenden Vorteil gegenüber anderen Experimenten mit manipulierten Mikropartikeln darstellt. So können Partikel, obwohl das Plasma abgeschaltet wurde, weiterhin genutzt und untersucht werden. Des Weiteren ermöglicht diese Methode, ein einzelnes Partikel aus einer Wolke von vielen zu separieren, da die übrigen Teilchen nach Abschalten des Plasmas auf die Elektrode fallen und beim erneuten Zünden der Entladung dort verbleiben.

Um die Funktionsweise der optischen Pinzette bzw. die korrekte Kalibrierung und Frequenzzuordnung zu einer Raumrichtung zu überprüfen, müsste eine bekannte Kraft (ohne Plasma) auf das Mikropartikel ausgeübt werden, die dann aus der gemessenen Auslenkung und dem Fallenparameter entsprechend berechnet werden kann. Unter diesen experimentellen Gegebenheiten und dem Einsatz im Vakuum stellt die Ausübung einer bekannten Kraft eine besondere

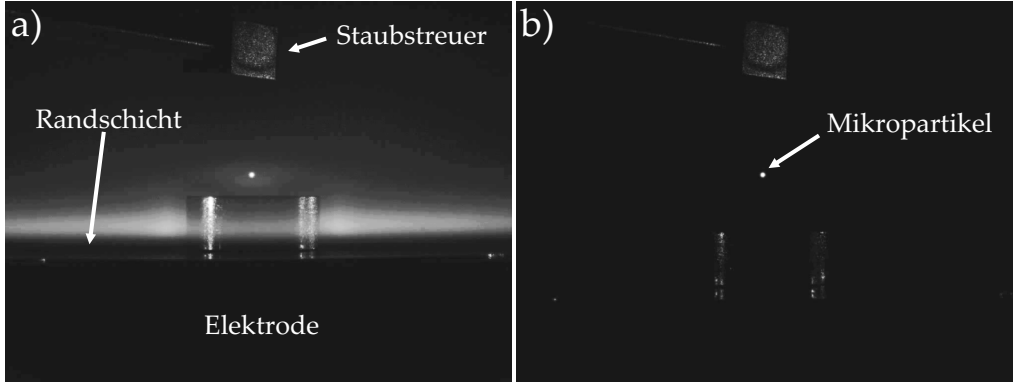


Abb. 8.8: a) Ein aus einer Wolke von Teilchen gefangenes und anschließend separiertes Mikropartikel im Plasma. b) Nach Abschalten des Plasmas verbleibt das Partikel in der optischen Falle. Hier wurde zu Testzwecken eine kleinere, planare Scheibe auf die Elektrode platziert, um den Einfanglaser nicht zu beeinträchtigen.

Herausforderung dar und konnte unter anderem über elektrostatische Kräfte nicht realisiert werden (s. Anhang A.2). Dennoch konnte mit einer vergleichsweise einfachen Methode die Funktion der Laserfalle geprüft werden. Dazu werden die Fallenfrequenzen und die Positionen bei zwei Laserleistungen betrachtet. Die dabei extern wirkende Kraft ist in beiden Fällen die konstante Gravitationskraft:

$$F_{\text{grav}} = m_p g = 4\pi^2 f_1^2 m_p (y_0 - y_1) = \kappa_1 (y_0 - y_1) \Rightarrow y_0 - y_1 = \frac{g}{4\pi^2 f_1^2}, \quad (8.1)$$

$$F_{\text{grav}} = m_p g = 4\pi^2 f_2^2 m_p (y_0 - y_2) = \kappa_2 (y_0 - y_2) \Rightarrow y_0 - y_2 = \frac{g}{4\pi^2 f_2^2}. \quad (8.2)$$

Hierbei ist y_0 die vertikale Partikelposition in der Falle ohne externe Kräfte, y_1 und y_2 die entsprechende Position¹ bei den zwei unterschiedlichen Laserleistungen und f_1 und f_2 die dazugehörigen Fallenfrequenzen. Subtrahiert man nun Gleichungen (8.2) und (8.1) folgt:

$$(y_0 - y_2) - (y_0 - y_1) = y_1 - y_2 = \frac{g}{4\pi^2} \left(\frac{1}{f_2^2} - \frac{1}{f_1^2} \right). \quad (8.3)$$

Mit dieser Methode kann die Funktion der optischen Pinzette unabhängig von der Partikelmasse lediglich durch die Messung der Positionen und Frequenzen überprüft werden.

Eine entsprechende Messung wurde exemplarisch bei 40 Pa durchgeführt. Bei $P_L = 2.5 \text{ W}$ wurde in diesem Fall eine Fallenfrequenz von $f_1 = 1353.7 \text{ Hz}$ bestimmt. Sie betrug bei $P_L = 0.3 \text{ W}$ nur noch $f_2 = 512.7 \text{ Hz}$. Der dabei gemessene Unterschied in der Partikelposition, bedingt durch den schwächeren Laser und damit einen geringeren Fallenparameter, betrug $y_1 - y_2 = 0.81 \mu\text{m}$. Berechnet man nun mit den Fallenfrequenzen nach Gleichung (8.3) diesen Versatz, ergibt dies ebenfalls einen Wert von $0.81 \mu\text{m}$. Beide Werte, der aus den Frequenzen berechnete und der mit dem LDM gemessene, stimmen sehr gut überein. Demnach ist die Frequenzzuordnung, das Messprinzip sowie die Größenordnungen

¹ Die Gravitationskraft wirkt hier in die negative Y-Richtung.

der gemessenen Kräfte und damit die Funktionsweise der optischen Pinzette korrekt.

8.2 RESTLADUNGEN

Da die Technik des Einfangens und Haltens es erlaubt, die Silikapartikel auch nach Abschalten des Plasmas zu verwenden, soll mithilfe des Plattenkondensators (s. Abschn. 7.1) die Ladung auf den Partikeln, die nach Abschalten des Plasmas auf ihnen als Restladung verbleibt, untersucht werden. Ziel dabei ist es, zu prüfen, ob die Restladung einen Zusammenhang zum Plasma liefert und ob die Polarität und Anzahl der Ladungen Rückschlüsse über den Ort und die Entladungsparameter zum Zeitpunkt des Abschaltens oder über den Abschaltvorgang und den Afterglow erlaubt. Ebenfalls soll geprüft werden, inwieweit die in Kapitel 2.3.1.1 gemachten Überlegungen für diesen experimentellen Aufbau zutreffen.

Zur Bestimmung der Restladung wird, nachdem das Partikel eingefangen wurde, die Elektrode an die gewählte Position gebracht und das Plasma bei den zu untersuchenden Parametern, wie Druck oder Leistung, abgeschaltet. Der Kondensator wird so in die Kammer eingeführt, dass das Mikropartikel sich zwischen den Elektroden befindet (s. Abb. 7.2), wo das elektrische Feld homogen ist.

Zunächst wird geprüft, ob die intensive Laserstrahlung einen Einfluss auf die Ladung des Partikels hat. Dazu wird eine positive Spannung an die obere Elektrode angelegt, die das Partikel, je nach Vorzeichen der Ladung, entweder nach oben (Y-Richtung) oder nach unten auslenkt. Abbildung 8.9 zeigt die relative

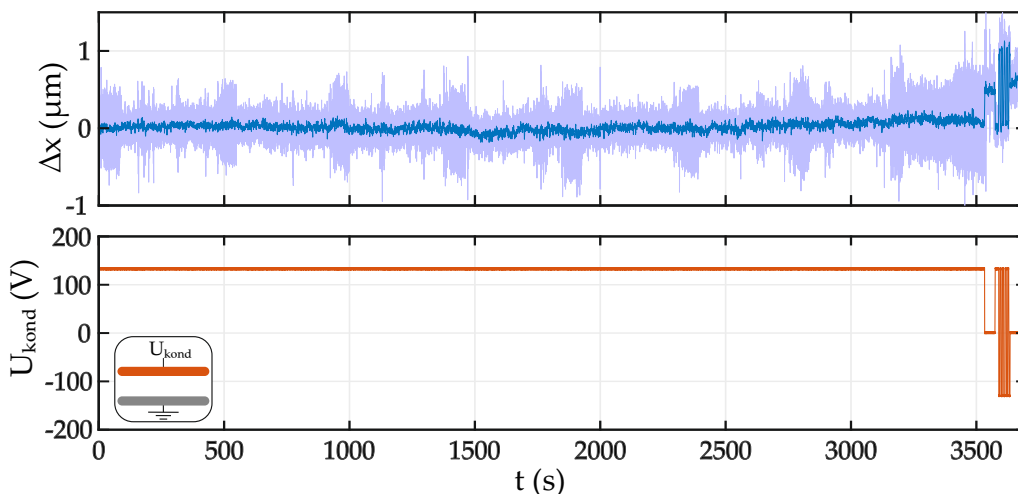


Abb. 8.9: Zur Untersuchung einer möglichen Ladungsänderung durch den IR-Laser nachdem das Plasma ausgeschaltet wurde. Die Langzeitmessung zeigt die Partikelposition innerhalb des Kondensators (oben) bei einer angelegten Spannung von $U_{\text{kond}} = 132.5 \text{ V}$ (unten) an der oberen Elektrode. Hellblau sind die Rohdaten der Position, dunkelblau die gefilterten Positionsdaten. Die Richtung der Positionsänderung lässt auf eine positive Restladung schließen.

ve Partikelposition in vertikaler Richtung in Abhängigkeit von der angelegten

Kondensatorspannung. Die Messung wird ca. eine Stunde lang durchgeführt und zeigt über diesen relativ langen Zeitraum keine auffälligen Driften in der Partikelposition, die darauf deuten würden, dass der IR-Laser die Partikelladung verändert. Die hellblaue Linie zeigt die gemessenen Rohdaten der Position, während die dunkelblaue Linie die gefilterten Daten sind². Die Rohdaten zeigen eine periodische Erhöhung des Rauschens von ca. ± 200 nm auf etwa ± 500 nm ungefähr alle 8 min, was sich auf erhöhte Vibrationen durch einen Druckluftkompressor im Keller des Gebäudes zurückführen lässt. Am Ende der Messung wird die Spannung an der oberen Elektrode variiert. Die Änderung der Partikelposition zeigt deutlich, dass das Partikel eine Ladung trägt. Aus der Richtung der Positionsänderung und der angelegten Spannung lässt sich folgern, dass das Silikateilchen in diesem Fall positiv geladen ist; es wird durch eine positive Spannung an der oberen Elektrode und der damit verbundenen elektrostatischen Kraft nach unten ausgelenkt.

Die Messungen der Restladung werden zunächst bei einem Druck von $p = 40$ Pa durchgeführt. Hierbei wird wie oben beschrieben vorgegangen und zusätzlich am Kondensator eine Sägezahnspannung angelegt. Je nachdem wie groß die Restladung auf dem Partikel ist, wird der Betrag der Spitze-Spitze-Spannung am Kondensator angepasst, um eine Auslenkung des Partikels aus der Ruhelage zu erreichen. Vor jeder Messung wird eine Zeitreihe von einigen Sekunden aufgenommen und die Fallensteifigkeit nach der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode der spektralen Analyse bestimmt, um eine Kraft berechnen zu können. Abbildung 8.10 zeigt eine Beispielmessung, in der ein negativ geladenes Partikel mit einer Sägezahnspannung an der unteren Elektrode im Kondensator ausgelenkt wird. Die Spitze-Spitze-Spannung beträgt in diesem Fall

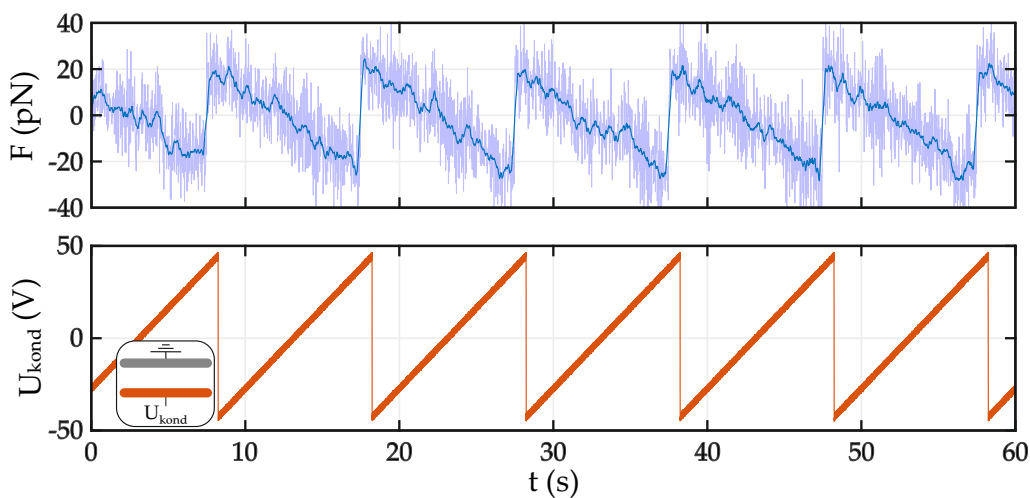


Abb. 8.10: Durch das elektrische Feld im Kondensator verursachte Kraft auf das Mikropartikel. Ein auf der unteren Elektrode angelegtes Sägezahnsignal mit einer Spitze-Spitze-Spannung von $U_{\text{kond}} = (87 \pm 1)$ V erzeugt eine entsprechende Kraft mit $F = (44.4 \pm 5)$ pN. Dies entspricht einer Partikelladung von $q_p = (-6350 \pm 1160) e_0$.

² Hier wurden die Daten nach der Methode des gleitenden Mittelwertes mit einer Fensterbreite von 50 geglättet.

$U_{\text{kond}} = (87 \pm 1) \text{ V}$ und erzeugt durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden eine Kraft, die das Mikropartikel in der optischen Falle in diesem Beispiel um durchschnittlich $\Delta x = 0.99 \mu\text{m}$ auslenkt. Nach Gleichung (2.58) und (3.16) ergibt sich mit dem aus der Fallenfrequenz bestimmten Fallenparameter $\kappa = 44.7 \text{ pN}/\mu\text{m}$ eine Partikelladung von

$$q_p = \frac{-F_{\text{opt}}}{E} = \frac{\Delta x \cdot \kappa \cdot d}{U_{\text{kond}}} = (-6350 \pm 1160) e_0, \quad (8.4)$$

wobei E die elektrische Feldstärke und d der Elektrodenabstand sind.

Bei festen Plasmaparametern ($p = 40 \text{ Pa}$, $P_{\text{hf}} = 10 \text{ W}$, $U_{\text{hf}} = 205 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_{\text{dc}} = -79 \text{ V}$) wird das Mikropartikel an den zu untersuchenden Ort im Plasma positioniert und das Plasma abgeschaltet. Abhängig von der Entfernung zur HF-Elektrode zeigt Abbildung 8.11 die ersten bestimmten Restladungen für ein Mikropartikel mit dieser Methode. Nahe der Elektrode sind die Ladungen negativ und liegen in der Größenordnung von einigen Tausend Elementarladungen. Je weiter sich das Partikel von der Elektrode entfernt, umso geringer ist die negative Restladung. Ab einer Entfernung von etwa 6 mm zur HF-Elektrode sind die Restladungen positiv und steigen auf ca. 2000 Elementarladungen an. Dieser Wert scheint selbst bei größeren Entfernungen, wo das Silikateilchen im Plasmabulk war, als die Entladung unterbrochen wurde, sich nur wenig zu ändern. Bei diesen Entladungsparametern ist die Randschicht zwischen (4 – 5) mm

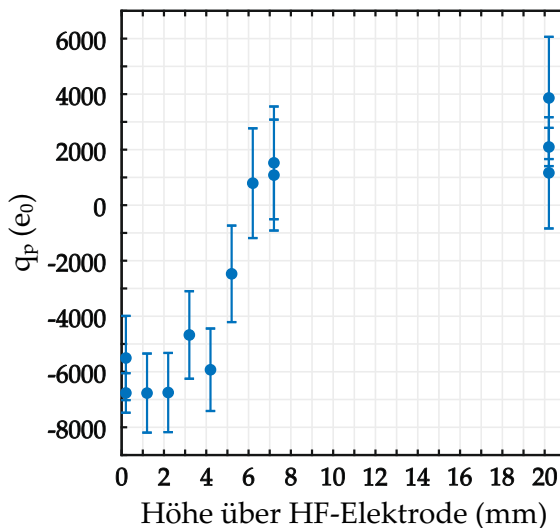


Abb. 8.11: Gemessene Restladung eines einzelnen Mikropartikels bei $p = 40 \text{ Pa}$, $P_{\text{hf}} = 10 \text{ W}$, $U_{\text{hf}} = 205 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_{\text{dc}} = -79 \text{ V}$. Für Positionen zwischen der HF-Elektrode und etwa 6 mm sind die Ladungen negativ und darüber positiv.

dick (vgl. Abschn. 8.4). Der Verlauf der Messpunkte scheint auf den ersten Blick im Zusammenhang mit der Randschicht und dem Plasmabulk zu stehen. Eine mögliche Erklärung für den Verlauf der Restladungen könnten die unterschiedlichen Dynamiken der Ladungsträger im Plasma und in der Randschicht sein. Jedoch wären dies zunächst rein spekulative Ansätze die Beobachtung zu erklären, insbesondere da die wenigen Messungen statistisch nicht belastbar sind. Deshalb sollen weitere Messungen zur Bestimmung der Restladung erfolgen.

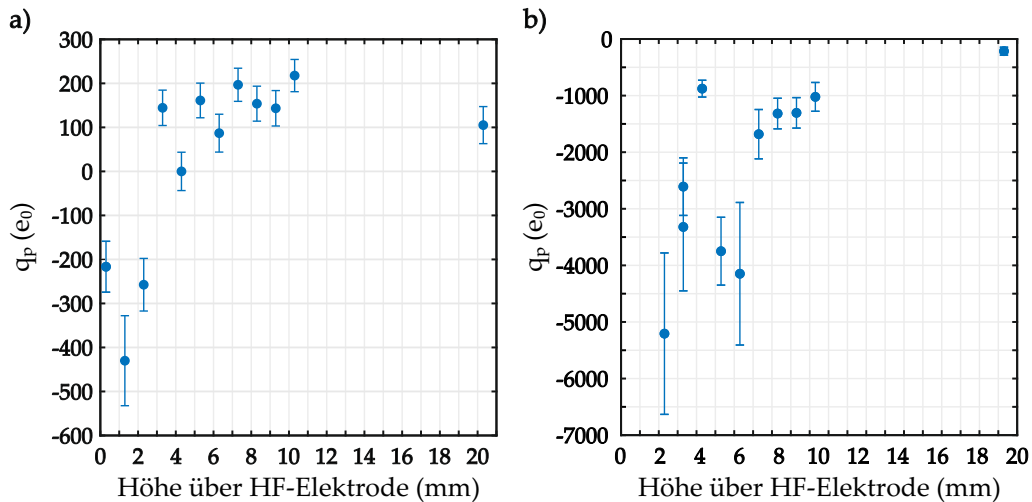


Abb. 8.12: Restladungen bei $p = 40$ Pa für a) $P_{hf} = 1$ W, $U_{hf} = 62$ V_{pp}, $U_{dc} = -4.4$ V und b) $P_{hf} = 5$ W, $U_{hf} = 174$ V_{pp}, $U_{dc} = -62.2$ V als Funktion des Abstandes von der Elektrode.

Ob eine mögliche Abhängigkeit der Restladung von der HF-Spannung oder dem Self-Bias besteht, soll durch Variation der HF-Leistung bei konstantem Druck untersucht werden. Abbildung 8.12 zeigt die gemessenen Restladungen für HF-Leistungen $P_{hf} = 1$ W und $P_{hf} = 5$ W. Die geringeren Restladungen im Vergleich zur Messung bei $P_{hf} = 10$ W (Abb. 8.11), aber der qualitativ gleiche Verlauf mit negativen Ladungen nahe der Elektrode und positiven ab ca. 4 mm, suggerieren zunächst einen Zusammenhang der Restladung mit der Leistung. Dennoch zeigen die Werte bei $P_{hf} = 5$ W ein gänzlich anderes Verhalten. Hier sind alle Ladungen negativ, was durch das Messprinzip (vgl. Abb. 8.10) unzweifelhaft ist. Verglichen zur Messung bei 1 W HF-Leistung sind die Beträge der Ladungen insgesamt erneut gestiegen, und auch der Verlauf scheint mit einer Abnahme der Restladung bei größeren Abständen ähnlich zu sein. Die rein negativen Ladungen lassen aber keine eindeutige Abhängigkeit von der HF-Leistung schlussfolgern. Vielmehr zeigen erneute Bestimmungen der Restladung bei $P_{hf} = 10$ W (Abb. 8.13) sowie mehrere Messungen an der Position direkt über der Elektrode, dass die anfängliche Beobachtung einer Polaritätsänderung von der Randschicht zum Bulk nicht reproduzierbar ist.

Da sich aus den zuvor gemachten Beobachtungen keine eindeutigen Abhängigkeiten ableiten lassen, werden weitere Messungen der Restladung bei sowohl unterschiedlichen Drücken als auch unterschiedlichen Leistungen durchgeführt, um aus der möglichen Verteilung der Ladungen zumindest eine statistische Aussage treffen zu können. Alle durchgeführten Messungen sind in Abbildung 8.14 zusammengefasst. Dabei ist die Restladung als Funktion des Druckes dargestellt und für die verschiedenen HF-Leistungen unterschiedlich markiert. Aufgrund der wenigen Messpunkte bei 10 Pa und 80 Pa lässt sich keine Aussage über eine statistische Verteilung der Messpunkte treffen. Ebenfalls ist eine leichte Verschiebung zu negativeren Werten bei höheren Drücken reine Spekulation, da auch hier die Anzahl der Messpunkte keine statistische Aussagekraft hat. Vielmehr zeigt sich, dass es hier keine merkliche Abhängigkeit weder vom Druck noch von der HF-Leistung gibt und sowohl negative als

auch positive Restladungen gemessen werden, wobei die Verteilung auf eine Tendenz zur mehr positiven (mit Ausläufern zu negativen) Ladungen hindeutet.

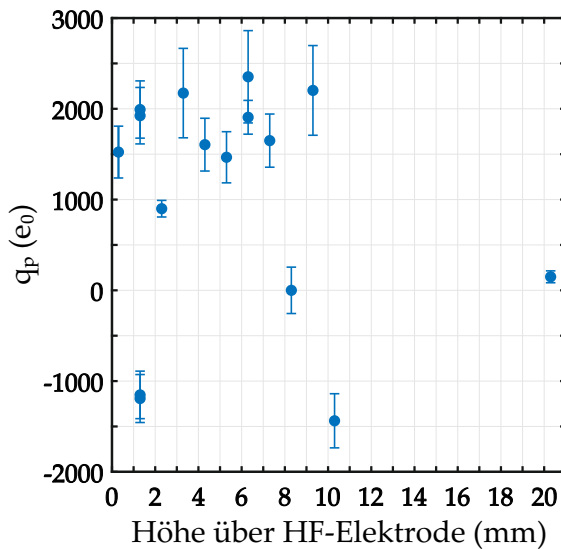


Abb. 8.13: Erneute Messung der Restladung bei $p = 40 \text{ Pa}$, $P_{\text{hf}} = 10 \text{ W}$, $U_{\text{hf}} = 205 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_{\text{dc}} = -79 \text{ V}$. Es zeigt sich eine deutlich veränderte Verteilung zu vermehrt positiven Beträgen.

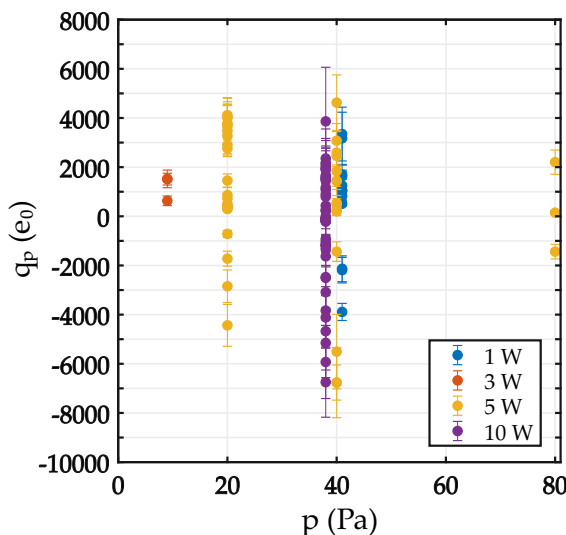


Abb. 8.14: Alle während der Messungen bestimmten Restladungen für vier Drücke, wobei die meisten Messungen bei $p = 20 \text{ Pa}$ und $p = 40 \text{ Pa}$ durchgeführt wurden. Die farbige Markierung der Messdaten indiziert die unterschiedlichen HF-Leistungen. Zur besseren Darstellung wurden die Messpunkte etwas gegeneinander verschoben.

Hierzu werden noch einmal alle Messdaten als Histogramm dargestellt (Abb. 8.15). Die Verteilung erstreckt sich über negative, neutrale³ und positive Ladungszustände, wobei die Fitfunktion (als Extrem-Wert-Fit) nicht um den Ursprung symmetrisch ist (keine Normalverteilung), sondern hin zu negativen Restladungen ausgezogen ist. Ebenfalls ist auffällig, dass die positiven Zustände nicht über ~ 5000 Elementarladungen hinaus gehen, während die negativen Restladungen durchaus -6000 bis -7000 Elementarladungen betragen können.

³ Sofern bei maximaler Kondensatorspannung kein messbarer Ausschlag in der optischen Falle erfolgt, wird das Partikel als neutral betrachtet. Prinzipiell könnten dennoch wenige positive oder negative Ladungen auf dem Partikel vorhanden sein. Hier reicht die Auflösung bzw. die Spannung am Kondensator nicht aus, um einzelne Elementarladungen messen zu können.

Da insgesamt mehr positive Restladungen gemessen wurden, liegt das Maximum der Verteilung bei $q_p \approx 1371 e_0$. Der über alle Messpunkte gemittelte Wert liegt durch die höheren negativen Ladungen bei $\bar{q}_p \approx 207 e_0$. Rechnet man diese Ladungen nach dem Kondensatormodell (Gl. (2.54)) in eine Spannung um, dann liegt das Partikelpotential bei $\Phi_p \approx 0.59 \text{ V}$ bzw. $\Phi_p \approx 90 \text{ mV}$.

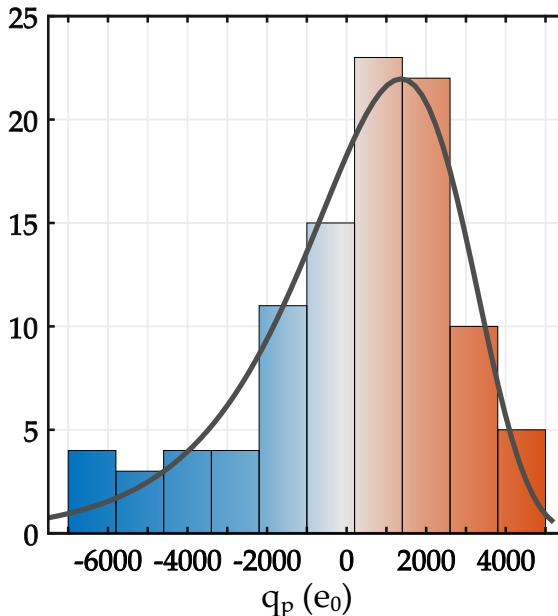


Abb. 8.15: Verteilung und Extremwert-Fit aller bestimmten Restladungen. Sowohl positive (rot), negative (blau) als auch neutrale (grau) Ladungszustände wurden gemessen. Das Maximum der Verteilung liegt bei $q_p \approx 1371 e_0$. Die Verteilung ist nicht symmetrisch sondern leicht zu negativeren Werten hin ausgezogen.

Die durchgeführten Messungen zeigen Restladungen der Partikel, die um bis zu zwei Größenordnungen größer sind als in anderen Untersuchungen zur Restladungsbestimmung. Auch die in Kapitel 2.3.1.1 gemachten Überlegungen werden durch die Messungen nicht bestätigt. Es stellt sich demnach die Frage, welche Prozesse und mögliche Ursachen die relativ hohen Restladungen zur Folge haben? Einige Punkte sollen hier diskutiert werden:

- *Thermische Emission:* Wenn die Partikeltemperatur sehr hoch ist, können Elektronen von der Partikeloberfläche thermisch emittiert werden [311]. Dieser Prozess lädt die Teilchen positiv auf und spielt insbesondere beim Eintritt von kleinen Partikeln in die Erdatmosphäre eine Rolle [312, 313]. Auch in gepulsten Bogenentladungen laden sich die mikrometergroßen geschmolzenen Tropfen des Kathodenmaterials durch thermische Emission positiv auf [314]. Zwar können auch Laser oder heiße Filamente das Partikel aufheizen (vgl. Kap. 3.2.4 und 5.1), allerdings sind hierfür Temperaturen von über $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ nötig [109]. Zweierlei Beobachtungen schließen thermische Emission als Ursache für die hohen Ladungen aus: 1. Eine Langzeitmessung im Kondensator (s.o.) zeigte keinerlei Driften in der Partikelladung, sodass ein Einfluss des IR-Lasers und der dadurch bedingten Temperaturerhöhung keine Rolle spielt. 2. Thermisch emittierte Elektronen würden das Mikropartikel stets positiv aufladen. Die Messungen haben allerdings sowohl positive als auch negative Restladungen gezeigt.

- *Feldemission*: Auch hohe Ladungen bzw. elektrische Felder auf der Partikeloberfläche könnten zur Emission von Elektronen führen. Dieser Prozess findet allerdings erst bei elektrischen Feldern zwischen 10^6 V cm^{-1} und 10^7 V cm^{-1} statt [118]. Für ein Mikropartikel ($2r_p = 6.73 \mu\text{m}$) mit 6000 Elementarladungen und damit einem Partikelpotential von $\Phi_p \approx 2.6 \text{ V}$ beträgt das elektrische Feld jedoch gerade $\sim \Phi_p/r_p \approx 7.6 \cdot 10^3 \text{ V cm}^{-1}$ [109]. Auch in diesem Fall widerspricht die Beobachtung von negativen und positiven Ladungszuständen der Feldemission als Ursache für die hohen Restladungen.

- *Elektrische Felder*: Untersuchungen von Wörner *et al.* [139] zeigten nahezu ausschließlich positive Restladungen, wenn ein DC-Feld zwischen den Elektroden einer symmetrischen Entladung vor dem Abschalten des HF-Plasmas angelegt wurde. Ursächlich dafür sind die verbliebenen Ionen, nachdem die mobileren Elektronen durch das DC-Feld zu der Elektrode beschleunigt wurden und die Plasmakammer verließen. Dennoch, die positiven Restladungen, die bei vergleichbaren Partikelgrößen gemessen wurden, lagen im Mittel bei $+15 e_0$ und betrug maximal $+50$ Elementarladungen.

In dieser Arbeit wurden nach Abschalten des Plasmas keine elektrischen Felder eingesetzt. Das eigentliche Feld im Kondensator, das zur Messung der Restladung angelegt wurde, wurde erst nach mehreren Hundert Sekunden bzw. nach einigen Minuten verwendet. Zu diesem Zeitpunkt sollten keine nennenswerten Ladungsträger in der Plasmakammer mehr vorhanden sein.

Bedingt durch die kapazitive Kopplung wurden bei HF-betriebenen Konfigurationen nach Abschalten des Plasmas verbleibende DC-Felder im Bereich von $\sim 1 \text{ kV/m}$ gemessen [108]. Diese Felder bestehen etwa 100 ms. Ist die Plasmadichte bereits soweit abgefallen, dass die Ladungsträger auf elektrische Felder reagieren, so könnte eine schnellere Trennung von Ionen und Elektronen zu höheren positiven Restladungen führen, insbesondere, wenn Ionen im elektrostatischen Feld zusätzlich beschleunigt werden. Allerdings würde dieser Mechanismus die ebenfalls beobachteten negativen Restladungen nicht erklären können.

- *Photoemission* kann aufgrund fehlender intensiver, ionisierender Strahlung nach Abschalten des Plasmas ausgeschlossen werden. Insbesondere da auch hierdurch die negativen und positiven Restladungen nicht erklärt werden können.
- *Chemische Reaktionen* auf der Partikeloberfläche können aufgrund fehlender reaktiver Gase und des chemisch inerten Partikelmaterials (SiO_2) die recht hohen Restladungen ebenfalls nicht erklären.
- Stöße von *Metastabilen* und Partikeln sowie zwischen Metastabilen, die für energetische Elektronen sorgen [130], könnten möglicherweise die Ladung ändern, sind aber in Argonplasmen unter diesen Bedingungen mit

geringen Dichten und Lebensdauern nicht genügend vorhanden [315]. Sie sind eher im Afterglow mit hohen Staubbichten relevant [148, 149].

- Nahezu alle Experimente in der Literatur wurden in symmetrischen Entladungen durchgeführt. Einen möglichen Einfluss auf den Afterglow hätte demnach auch die Umgebung bzw. die *Geometrie* des Aufbaus. Die hier gemachten Messungen fanden in einer stark asymmetrischen Entladung statt, sodass die geerdete Gegenelektrode sehr weit vom Partikel entfernt ist, wodurch sich die Mechanismen nach Abschalten des Plasmas verändern könnten.
- Auch der *Zeitpunkt* oder die Art, wie die Entladung unterbrochen wird, könnte einen Einfluss haben. Wird die Entladung abrupt beendet und liegt gerade die negative Halbwelle an der Elektrode an, dann ist die Elektronenwolke ins Plasma zurück gedrängt und eine erhöhte Ionendichte liegt vor. Bei der positiven Halbwelle wäre dagegen die Elektronendichte in der Nähe der Elektrode erhöht. Sowohl positive als auch negative Ladungszustände wären möglich.
- Um die gemessenen *positiven Restladungen* von mehreren Tausend Elementarladungen zu generieren, gibt es zwei Möglichkeiten: 1. Die Ionen haben eine entsprechend hohe Energie, um das Partikelpotential ($\Phi_p \approx 2.6 \text{ V}$) noch überwinden zu können. 2. Elektronen aus dem Partikelmaterial müssen über *Sekundärelektronenemission* (SEE) das Partikel verlassen. Auch hierfür müssen die Ionen die nötige Energie aufweisen. Dies ist nur dann gewährleistet, wenn entsprechende elektrische Felder, beispielsweise an der Elektrode, die Ionen beschleunigen. Tatsächlich zeigen Messungen der Bias-Spannung bei gepulsten HF-Entladungen [316, 317], dass die Elektrode nach Abschalten des Plasmas mehrere Millisekunden negativ vorgespannt bleibt. Dies führt zu einem Ionenstrom auf die Elektrode und dadurch bedingt zur SEE. Modellrechnungen [149] zeigen, dass dieser Effekt die Elektronendichte im Afterglow um bis zu einige zehn Prozent erhöht. Die zur Elektrode beschleunigten Ionen könnten demnach auch durch Kollisionen mit dem Mikropartikel Sekundärelektronen erzeugen und dadurch das Partikel auf höhere positive Ladungen aufladen.
- *Negative Ladungen* wiederum würden beispielsweise auf dem Partikel verbleiben, wenn die Ladungsdichten sehr schnell abfallen und eine Reduktion der negativen Partikelladung durch Ionen oder SEE nicht mehr gewährleistet ist. Andererseits könnte eine erhöhte Elektronendichte während der positiven Halbwelle beim Abschalten die negative Restladung zunächst aufrecht erhalten. Zusätzlich hätte ein positives Feld eine repulsive Wirkung auf die Ionen.

Die Ergebnisse der Restladungsmessungen lassen zu diesem Zeitpunkt, nach den zuvor gemachten Überlegungen, leider bisher keine eindeutige Schlussfolgerung über die Quellen und die Verteilung der hohen Restladungen zu. Weitere systematische Messungen, die insbesondere eine statistische Aussage er-

möglichen, sind notwendig. Gezielte Veränderungen am Experiment könnten weitere Hinweise auf die Mechanismen im Afterglow liefern.

8.3 PHOTOELEKTRISCHER EFFEKT IM ELEKTRISCHEN FELD

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von UV-Strahlung auf die Partikelladung mit einem zusätzlichen elektrischen Feld betrachtet. Dazu wird das optisch gefangene Partikel nach Abschalten des Plasmas durch Einbringen des Kondensators zwischen die Elektroden gebracht. Anschließend wird ebenfalls die UV-Lampe in die Kammer und vor den Kondensator platziert (vgl. Abb. 5.3). Bis auf die Zuhilfenahme des Plasmas für den optischen Einfang des Partikels wird dieses Telexperiment also ohne den Einfluss eines Plasmas durchgeführt. Zunächst wird die UV-Lampe eingeschaltet und anschließend die Spannung an der unteren Kondensatorelektrode stufenweise erhöht. Simultan wird die Auslenkung, respektive die Kraft auf das Partikel, gemessen. Abbildung 8.16 zeigt die Kraftmessungen für negative und positive Spannungsrampen. Ausgehend von der am Kondensator angelegten Spannung kann aus der Kraftmessung der Ladungszustand bestimmt werden. Das Mikropartikel wird unter UV-Strahlung (grau hinterlegter Bereich) bei niedrigen Spannungsbeträgen zunächst negativ aufgeladen. Bei höheren absoluten Spannungen ($\sim +90\text{ V}$ und $\sim -175\text{ V}$) ändert sich die Situation und das Partikel wird zunehmend entladen. Die senkrechte Markierung in Abb. 8.16 gibt den Übergang vom negativen zum positiven Ladungszustand an. Hier ist das Partikel folglich neutral. Anschließend werden offensichtlich Elektronen aus dem Material gelöst und das Partikel positiv geladen. Wird die UV-Quelle abgeschaltet ([a] $\sim 200\text{ s}$, [b] $\sim 140\text{ s}$), ändert sich bei einem konstanten elektrischen Feld die gemessene Kraft und damit die Ladung der Sphäre nicht mehr. Nach Abschalten der Kondensatorspannung nimmt das Mikropartikel wieder seine ursprüngliche Position innerhalb der optischen Falle ein.

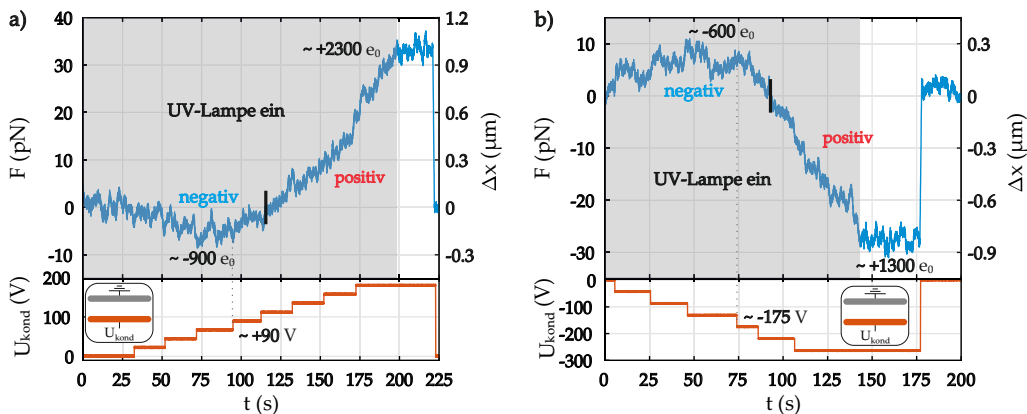


Abb. 8.16: Verlauf der Kraftmessung (Partikelladung) im UV-Licht und mit einem elektrostatischen Feld im Kondensator bei einer a) positiven und b) negativen Spannungsrampe an der unteren Kondensatorelektrode. Im grau hinterlegten Bereich ist die UV-Quelle eingeschaltet. Die jeweils senkrechten, dickeren Striche markieren den Übergang vom negativen zum positiven Ladungszustand.

Die negative Ladung des Partikels bei keinen oder niedrigen Spannungen am Kondensator lässt sich damit erklären, dass sowohl das Mikropartikel als auch die Elektroden des Kondensators, aufgrund der Nähe der UV-Lampe, der UV-Strahlung ausgesetzt sind. Der Photoeffekt löst sowohl aus dem Partikel als auch aus den Kupfer Oberflächen Photoelektronen heraus. Die enormen Flächenunterschiede zwischen Sphäre und Elektroden führen schließlich zu einem höheren Elektronenfluss auf das Partikel, als vom Partikel. Entgegen der Erwartung, dass der Photoeffekt das Partikel positiv auflädt, trägt es deshalb eine negative Ladung.

Mit zunehmender Spannung werden die vom Kondensatormaterial gelösten Elektronen im elektrischen Feld zwischen den Elektroden beschleunigt. Treffen diese das Partikel, so werden je nach primärer Energie der Elektronen, Sekundärelektronen aus der Partikeloberfläche herausgelöst [318]. Abbildung 8.17 zeigt den von B. Horváth [319] mit Simulationen berechneten Sekundärelektronenemissionskoeffizienten, auch *Yield*⁴ genannt, für die elektroneninduzierte Sekundärelektronenemission (SEE) einer SiO₂-Oberfläche. Bereits bei einer

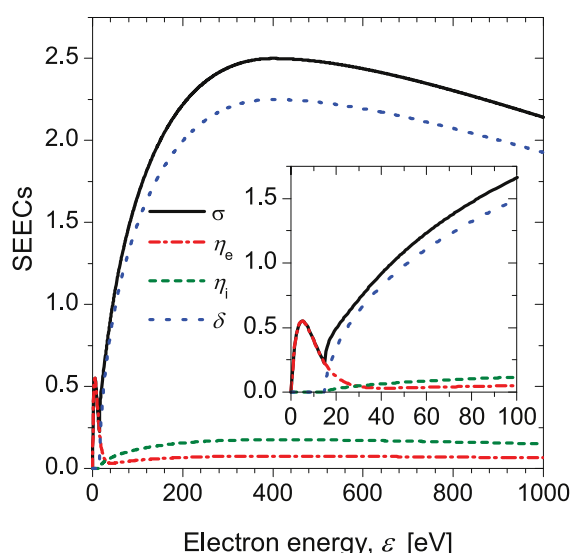


Abb. 8.17: Der totale elektroneninduzierte SEE-Koeffizient (σ) sowie die Koeffizienten für elastische (η_e), inelastische (η_i) und elektroneninduzierte SEE (δ) als Funktion der primären Elektronenenergie ε für senkrechten Einfall der Primärelektronen auf eine SiO₂-Oberfläche. Das innere Bild zeigt eine vergrößerte Darstellung für Energien bis 100 eV. Aus [319].

Elektronenenergie von ca. 80 eV beträgt der Yield ~ 1.5 , d.h. dass für zwei eintreffende Primärelektronen drei Sekundärelektronen aus der Oberfläche gelöst werden. Dieser zusätzliche, das Partikel verlassende Elektronenstrom, resultiert in einer Verschiebung der Strömungsbilanz zum und vom Partikel. Der photoelektrische Effekt und die elektroneninduzierte SEE entladen das Partikel, was schließlich zur positiven Aufladung führt.

Der zuvor beschriebene Effekt ist, wie man Abbildung 8.16 entnehmen kann, unabhängig von der Polarität der an der unteren Kondensatorelektrode anliegenden Spannung. Dies untermauert die beschriebenen Mechanismen zum Verlauf der Partikelladung. Die unterschiedlichen Spannungsschwellwerte in diesem Beispiel von ca. +90 V bei der positiven Rampe und etwa -175 V bei negativen Spannungen ließen sich dadurch begründen, dass die UV-Lampe nicht symmetrisch zwischen den Kondensatorelektroden positioniert war. Dadurch sind

⁴ Der Yield gibt die Anzahl an herausgelösten Elektronen pro einfallendes Elektron an.

die Elektroden unterschiedlichen Photonenflüssen ausgesetzt, wodurch wiederum unterschiedlich viele Elektronen emittiert werden. Da die Entladung des Partikels bei niedrigeren positiven Spannungen einsetzt, bedeutet dies, dass aus der geerdeten Gegenelektrode mehr Elektronen emittiert werden, die in Richtung positiver Elektrode beschleunigt werden, als aus der negativ vorgespannten Elektrode. Zwar bestehen die Kondensatorelektroden aus unterschiedlichen Materialien (vorgespannte Elektrode aus Kupfer, geerdete Gegenelektrode aus Indiumzinnoxid, vgl. Kap. 7.1) allerdings sind die Austrittsarbeiten beider Materialien ähnlich (Kupfer ca. 4.6 eV [320], ITO ca. 4.3 eV [321]) und können daher nicht für unterschiedliche Elektronenströme verantwortlich sein.

8.4 PLASMADIAGNOSTIK

Die wichtigste Anwendung der optischen Falle in dieser Arbeit ist die möglichst flexible Manipulation von Mikropartikeln im Plasma. Insbesondere sollen die Mikropartikel als Kraftsonden in der Plasmarandschicht eingesetzt werden. Hierzu wird ein einzelnes Silikateilchen von den übrigen isoliert, indem das Plasma kurz abgeschaltet und erneut gezündet wird (vgl. Kap. 8.1). Anschließend werden systematische Kraftmessungen⁵ bei unterschiedlichen Drücken und HF-Leistungen durchgeführt. Dazu wird das Mikropartikel beginnend bei 10 mm vor der HF-Elektrode bis auf einen minimalen Abstand zur Elektrodenoberfläche von ca. 0.2 mm in die Randschicht hineinbewegt. Durch Absenken der Elektrode wird die Mikrosonde anschließend wieder aus der Randschicht heraus an die ursprüngliche Position gebracht. Die Geschwindigkeit, mit der das Partikel bewegt wird, ist unter allen Parametern gleich und wird nicht variiert. Während der Messung bleiben externe Plasmaparameter wie Druck und HF-Leistung unverändert. Dies ermöglicht die Manipulation eines einzelnen Mikropartikels, ohne das Plasma selbst zu verändern.

Die nach dieser Methode gemessenen Kraftprofile zeigt Abbildung 8.18 exemplarisch bei einem Druck von $p = 20$ Pa. Hierbei wird die extern auf die Mikrosonde wirkende und gemittelte Kraft für unterschiedliche HF-Leistungen über den Abstand zur HF-Elektrode aufgetragen. Der zeitliche Verlauf der Partikelposition ist durch eine farbliche Kodierung veranschaulicht. Die Sondierung der Randschicht wurde in diesem Beispiel bei HF-Leistungen von 1 W, 5 W, 10 W, 25 W und 50 W durchgeführt. Die jeweiligen Werte der HF-Spitze-Spannung und des Self-Bias sind in den einzelnen Abbildungen aufgeführt. Zur Veranschaulichung enthält Teilbild 8.18[d] neben den gemittelten Daten ebenfalls die Rohdaten. Diese sind hellblau dargestellt und bilden einen Bereich von etwa ± 5 pN um die gemittelte Kurve.

Alle gemessenen Kurven haben einen charakteristischen Verlauf. Beginnend bei der Ausgangsposition im Plasmabulk, erfährt das Mikropartikel bis auf die Gravitationskraft zunächst keine weiteren äußeren Kräfte, da elektrische Felder effektiv durch das Plasma abgeschirmt werden. Allerdings liegt hier (in diesem

⁵ Vor jeder Einzelmessung wird der Fallenparameter aus dem Leistungsdichtespektrum bestimmt und hinterher zusammen mit den Positionsdaten die Kraft berechnet.

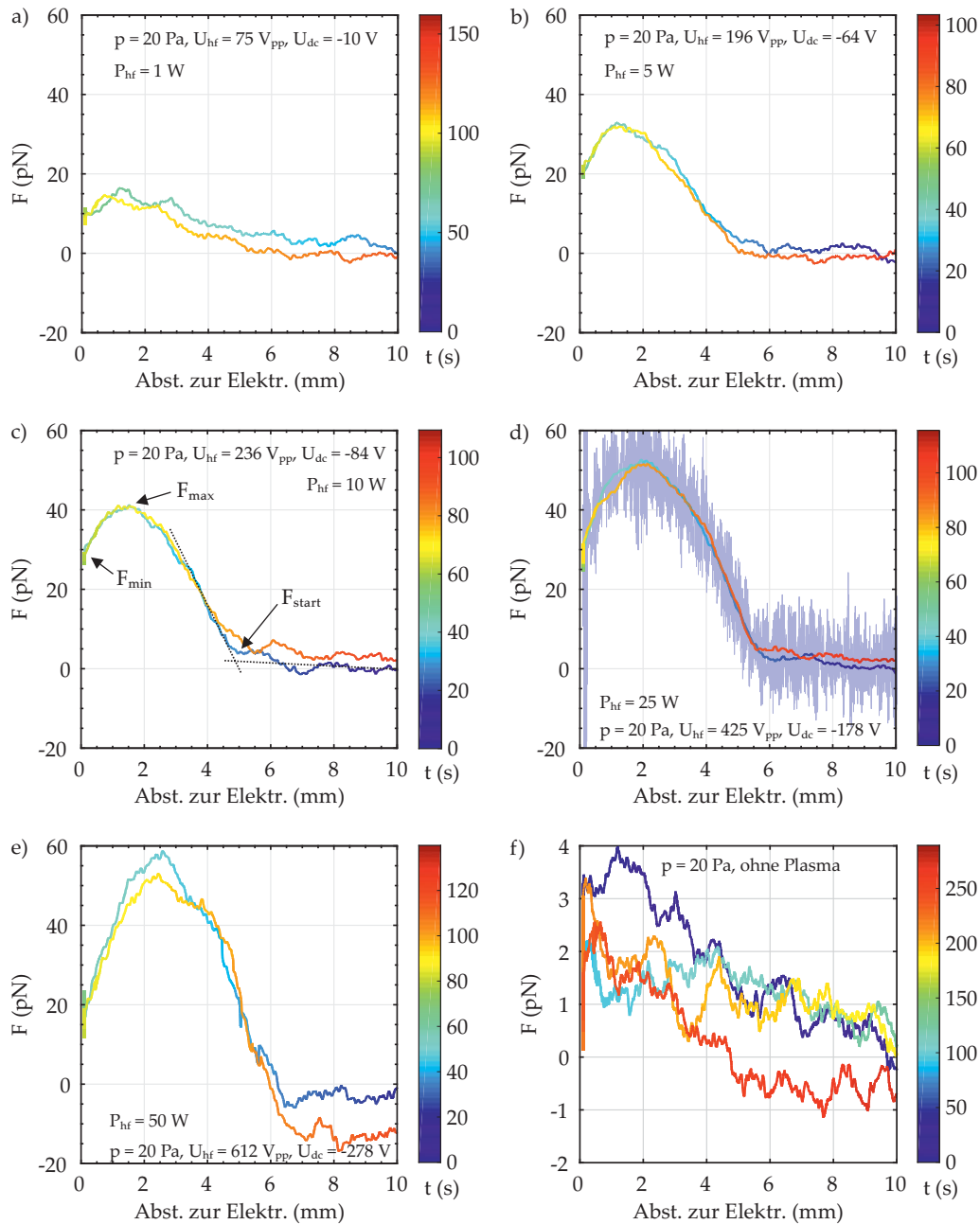


Abb. 8.18: Gemessene gemittelte Kräfte auf eine Mikrosonde in der Randschicht des Plasmas bei 20 Pa und bei verschiedenen Leistungen. Die Position der HF-Elektrode liegt bei 0 mm. Der Startpunkt liegt bei 10 mm über der Elektrode. Die farbliche Kodierung veranschaulicht den zeitlichen Verlauf der Bewegung. Die HF-Leistungen sind a) 1 W, b) 5 W, c) 10 W, d) 25 W und e) 50 W, wobei die detaillierten Parameter in den jeweiligen Abbildungen zu finden sind. Beispielhaft sind in Bild d) die gemessenen Rohdaten einer Messung zu sehen. Drei charakteristische Punkte, F_{start} , F_{max} und F_{min} sind in c) markiert, wobei ersterer durch den Schnittpunkt der zwei angedeuteten Ausgleichsgeraden bestimmt wird. Bild f) zeigt die Drift der Partikelposition beim Verfahren der Elektrode ohne Plasma.

Bereich besonders sichtbar), bedingt durch den mechanischen Aufbau des Experimentes und einer indirekten Kopplung des Hubsystems mit dem LDM, eine leichte Drift in den Messdaten vor. Dies liegt daran, dass das LDM trotz der massiven Komponenten der Anlage und eines verbesserten Hubsystems durch die Verschiebung der HF-Elektrode ebenfalls geringfügig in der Position verstellt wird. Dies wiederum resultiert in einem relativen Versatz des LDMs zum Mikropartikel und damit zu einer scheinbaren Kraftereinwirkung auf die Mikrosonde. Diese Drift ohne ein Plasma zeigt Abbildung 8.18[f] in der scheinbar gemessenen Kraft für die zweimalige Bewegung der Sphäre zur HF-Elektrode und zurück. Sie beträgt auf dieser Strecke ca. 3 – 4 pN.

Ist ein Plasma gezündet, dringt die Mikrosonde bei weiterer Annäherung an die Elektrode in die Randschicht ein, wo an der Randschichtkante zunehmend ein elektrostatisches Potential und damit ein elektrisches Feld vorherrscht (s. Kap. 2.2.2 und 2.3.3). Dieser Punkt wird, wie in Abbildung 8.18[c] beispielhaft gezeigt, als F_{start} bezeichnet. Aufgrund der Partikelladung führt das elektrische Feld im weiteren Verlauf zu einer vertikal nach oben gerichteten Kraft, die zunächst linear ansteigt. Der Schnittpunkt zweier Ausgleichsgeraden (s. Abb. 8.18[c]), einerseits im Plateau am Anfang, andererseits im linearen Anstieg der Kraft, definiert bei diesen Messungen die Randschichtkante, die insbesondere vom Druck abhängig ist und damit die Ausdehnung der Randschicht bestimmt. Weiterhin, abhängig von den externen Plasmaparametern wie Druck und Leistung, erreicht die gemessene Kraft ein Maximum F_{max} und fällt, je näher die Mikrosonde sich der HF-Elektrode nähert, erneut zu niedrigeren Werten hin ab. Vor der HF-Elektrode nimmt sie den kleinsten Wert F_{min} an.

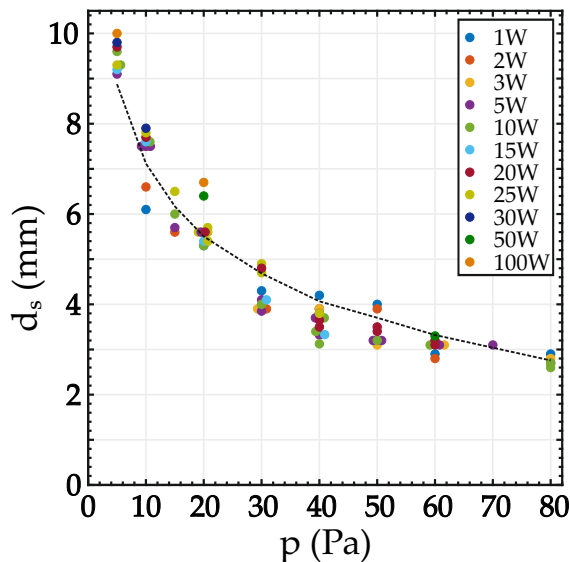


Abb. 8.19: Verlauf der Position der Randschichtkante d_s für einen Druckbereich von 5 Pa bis 80 Pa. Die bei den Einzelmessungen gesetzten HF-Leistungen werden über die Farbe der Messpunkte beschrieben. Für eine bessere Darstellung wurden einige Punkte etwas versetzt eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve stellt die nach Gleichung (2.37) berechnete Randschichtdicke bei einer HF-Leistung von $P_{\text{HF}} = 10\text{W}$ und typischen Plasmaparametern ($T_e = 1.5\text{eV}$, $n_e = 1 \cdot 10^{16}\text{m}^{-3}$) dar.

Dass die Ausdehnung der Randschicht (s. Kap. 2.2.2.2) nur geringfügig von der Leistung abhängt, wird in Abbildung 8.18 für die Messung bei 20 Pa deutlich. Mit steigender HF-Leistung verschiebt sich die Randschichtkante von ca. 4.5 mm bis etwa 6.5 mm. Die Randschicht ist stoßbestimmt, d.h. die Ionengeschwindigkeit wird auch mit steigendem Elektrodenpotential durch Ion-Neut-

ral-Stöße reduziert. Dadurch kann der Ionenstrom aufrecht erhalten werden und eine Ausdehnung der Randschicht erfolgt nur geringfügig. Um andererseits die Abhängigkeit der Randschichtausdehnung vom Druck zu veranschaulichen, werden alle bestimmten Punkte der Randschichtkante d_s (F_{start}) über den Druck aufgetragen. Abbildung 8.19 zeigt den Verlauf, wobei die HF-Leistungen der jeweiligen Messungen über die Farbe der einzelnen Messpunkte festgelegt sind. Zusätzlich ist exemplarisch die nach Gleichung (2.37) berechnete Kurve bei $P_{\text{hf}} = 10 \text{ W}$ für typische Entladungsparameter ($T_e = 1.5 \text{ eV}$, $n_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) dargestellt. Die Übereinstimmung und der Verlauf werden durch die Datenpunkte sehr gut wiedergegeben. Bei allen Drücken zeigt die Streuung der Messwerte von etwa 1 mm – 2 mm die geringe Leistungsabhängigkeit, während die Randschichtkante sich im Druckbereich von 5 Pa bis 80 Pa von etwa 9 mm – 10 mm auf etwa 2.5 mm – 3 mm der Elektrode annähert. Dieses Verhalten bedeutet im Umkehrschluss, dass bei einem konstanten Druck und damit bei einer nahezu gleichbleibenden Randschichtdicke, das elektrische Feld innerhalb der Randschicht, also auch die Kräfte auf die Mikrosonde, hauptsächlich von der Leistung bzw. vom Elektrodenpotential abhängen.

Für unterschiedliche Drücke (5 Pa bis 60 Pa) sind die Maxima der gemessenen Kräfte F_{max} in der Randschicht als Funktion der Self-Bias-Spannung in Abbildung 8.20 aufgetragen. Es zeigt sich eine deutliche Zunahme der Kraft mit

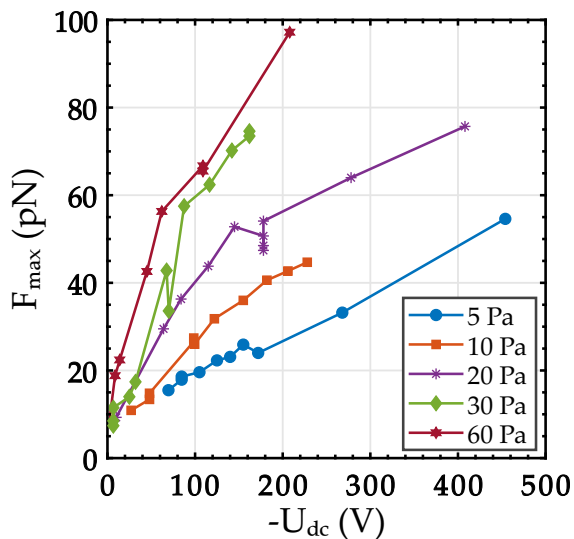


Abb. 8.20: Die maximal gemessene Kraft in der Randschicht als Funktion des DC-Self-Bias für unterschiedliche Drücke von 5 Pa bis 60 Pa.

steigender Elektrodenspannung bei einem festgelegten Druck. Bei 5 Pa scheint der Zusammenhang linear zu sein, während bei höheren Drücken und Bias-Spannungen ein Abflachen der Kurve zu erkennen ist. Die Zunahme der Kraft ist auf die höhere Elektrodenspannung und dem damit verbundenen elektrischen Feld in der Randschicht zurückzuführen. Da die Randschicht bei höheren Drücken zunehmend schmaler wird, muss das Potential über eine kürzere Distanz abfallen. Folglich ist das elektrische Feld und damit die elektrostatische Kraft bei höheren Drücken, aber bei gleicher Bias-Spannung, erhöht. Offen bleibt allerdings die Frage nach der Ladung der Mikrosonde. Denn eine steigende elektrostatische Kraft wäre nach Gleichung (2.58) sowohl vom elektrischen Feld als auch von der Partikelladung abhängig. Einen Vergleich von

Messungen und Simulationen zeigten *Kersten et al.* [322]. Demnach ändert sich die Partikelladung bei unterschiedlichen Leistungen wenig, und bei höheren Drücken ist sie sogar leicht abnehmend.

Im weiteren Verlauf der Kurven in Abbildung 8.18 fällt die gemessene Kraft nach dem Maximum wieder und nimmt knapp vor der Elektrodenoberfläche einen Minimalwert F_{\min} an. Dieser typische Verlauf der Kraft-Kurven mit einem linearen Anstieg, einem Maximum und dem anschließenden Abfall der Kraft wurde bereits in einigen Simulationen [128, 323, 324] gezeigt und wird durch die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen experimentell und qualitativ bestätigt. Allerdings findet sich lediglich bei *T. Nitter* [128] eine Erklärung für den Verlauf der elektrostatischen Kraft. Zunächst zeigen die erwähnten Simulationen, dass die Kraft in der Randschicht, neben der Gravitationskraft, ausschließlich elektrostatisch ist und andere Kräfte, wie die Ionenwindkraft, vernachlässigbar sind. Während das Potential innerhalb der Randschicht ansteigt, ändert sich das Partikelpotential durch die unterschiedlichen Ionen- und Elektronendichteprofile. Abbildung 8.21 zeigt, dass das von *T. Nitter* berechnete Partikelpotential, respektive die Partikelladung in einer HF-Randschicht zur Elektrode hin leicht abfällt. Dabei bleibt es aber stets negativ. In einer DC-Entladung kann dagegen, aufgrund des wesentlich schnelleren Abfalls der Elektronendichte, sogar eine Umpolung der Ladung zu positiven Werten stattfinden.

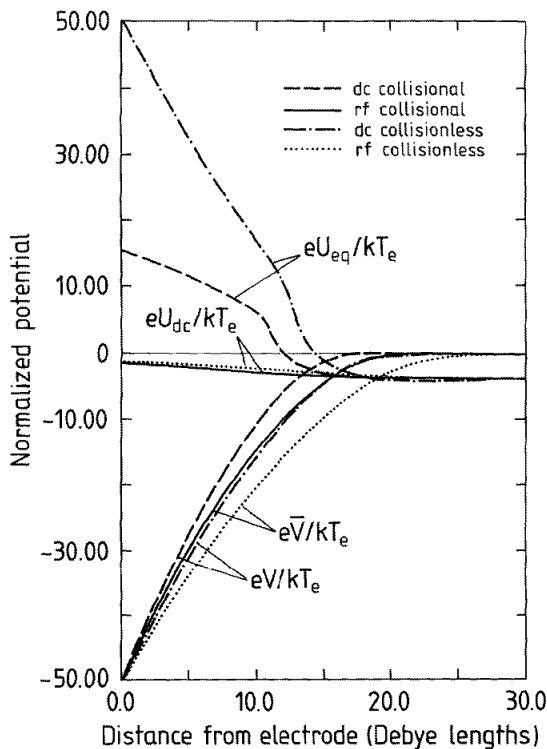


Abb. 8.21: Normiertes Plasmapotential $eV/k_B T_e$ (DC) und $e\bar{V}/k_B T_e$ (HF), sowie das normierte Partikelpotential $eU_{eq}/k_B T_e$ (DC) und $eU_{dc}/k_B T_e$ (HF) über dem Abstand z zur Elektrode für vier unterschiedliche Randschichten: DC- und HF-Randschichten mit jeweils stoßfreiem (*collisionless*) und stoßbestimmtem (*collisional*) Verhalten. Aus [128].

Die in der Simulation von *A. Douglass* [70] berechneten Kraftprofile für Mikropartikel mit unterschiedlichen Durchmessern zeigt Abbildung 8.22. In Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ist qualitativ ein ähnlicher Verlauf

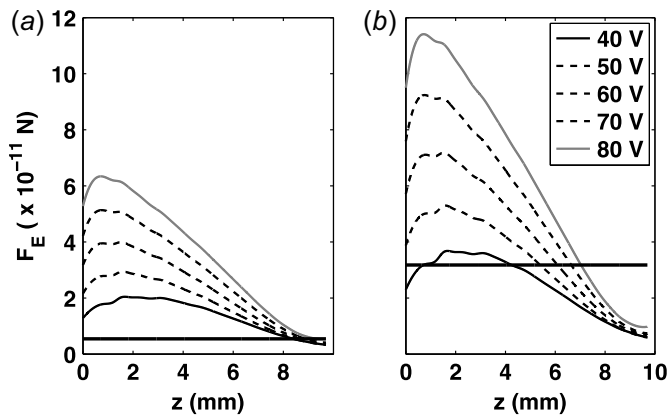


Abb. 8.22: Elektrostatische Kraftprofile für unterschiedliche HF-Amplituden bei einem Druck von $p = 20$ Pa und für Partikel mit a) $8.89 \mu\text{m}$ und b) $16 \mu\text{m}$ Durchmesser. Die horizontalen Linien zeigen die Schwerkraft dieser Partikel. Aus [70].

zu erkennen. Ebenfalls in guter Übereinstimmung ist die Größenordnung der gemessenen Kräfte. Widersprüchlich zur Simulation ist allerdings die Position des Kraftmaximums mit steigender HF-Spannung. Die Messungen zeigen, dass mit steigender Leistung die Position der Maximalkraft sich von der Elektrode entfernt (s. Abb. 8.18), während sie in der Simulation gegenläufiges Verhalten zeigt.

Folglich lässt sich zusammenfassend sagen, dass die mit der Mikrosonde gemessenen Kraftprofile die simulierten Daten gut wiedergeben. Davon ausgehend, dass das elektrische Feld an der Randschichtkante proportional ansteigt, lässt sich aus dem linearen Anstieg im Kraftprofil folgern, dass die Partikelladung zunächst konstant bleibt. Obwohl die Stärke des elektrischen Feldes innerhalb der Randschicht zur Elektrode hin zunimmt, ändert sich im weiteren Verlauf die Ladung des Partikels in höherem Maße, so dass insgesamt ein Maximum im Kraftprofil entsteht und die Kraft kurz vor der Elektrode wieder abnimmt. Die Änderung der Partikelladung zu weniger negativen Werten folgt aus den unterschiedlichen Dichteprofilen der Elektronen und Ionen und der damit verbundenen Elektronenverarmung in der Nähe der Elektrode. Für einen Teil der Randschicht (ab Levitationshöhe bis ~ 2 mm vor der Elektrode) wurde ebenfalls von *Beckers et al.* [65] sowohl der lineare Verlauf des elektrischen Feldes als auch, im Ansatz, die Abnahme der Partikelladung bestimmt.

Als eine einfache Abschätzung soll aus einigen der durchgeführten Messungen bei unterschiedlichen Drücken und bei einer Leistung von $P_{\text{hf}} = 25$ W (bei 60 Pa sind es 20 W) die Partikelladung approximiert werden. Als ein sehr vereinfachtes Modell wird die Randschicht als ein Kondensator betrachtet, dessen Potential und damit das elektrische Feld zwischen den Platten linear zunimmt. Mit der entsprechenden Schichtdicke bei festgelegten Parametern und dem zugehörigen Self-Bias ergibt sich ein maximales elektrisches Feld an der Elektrode. Weiterhin wird ein linearer Anstieg sowie ein verschwindendes Feld an der Randschichtkante angenommen. Mit dem so berechneten Feld und der gemessenen elektrostatistischen Kraft wird der Verlauf der Partikelladung innerhalb der Randschicht nach Gleichung (2.58) in Abbildung 8.23 (rot) dargestellt. Aufgrund des sehr geringen elektrischen Feldes an der Randschichtkante sind

entsprechend die Schwankungen in der berechneten Partikelladung groß. Zusätzlich zeigen die Kraftprofile (Abb. 8.23, blau gestrichelte Kurven) erneut die starke Abhängigkeit der Randschichtausdehnung vom Druck. Man vergleiche dazu die relativ geringe Abhängigkeit von der HF-Leistung in Abb. 8.18. Trotz eines insgesamt abnehmenden Elektrodenpotentials mit steigendem Druck (s. Abbildung A.1) nimmt die Maximalkraft des zunächst flachen Profils bei 5 Pa (Abb. 8.23[a]) einen höheren Wert und einen steileren Anstieg bei 60 Pa (Abb. 8.23[d]) an, da die Ausdehnung der stoßbestimmten Randschicht sich bei diesen Druckänderungen um ca. 6 mm verkürzt.

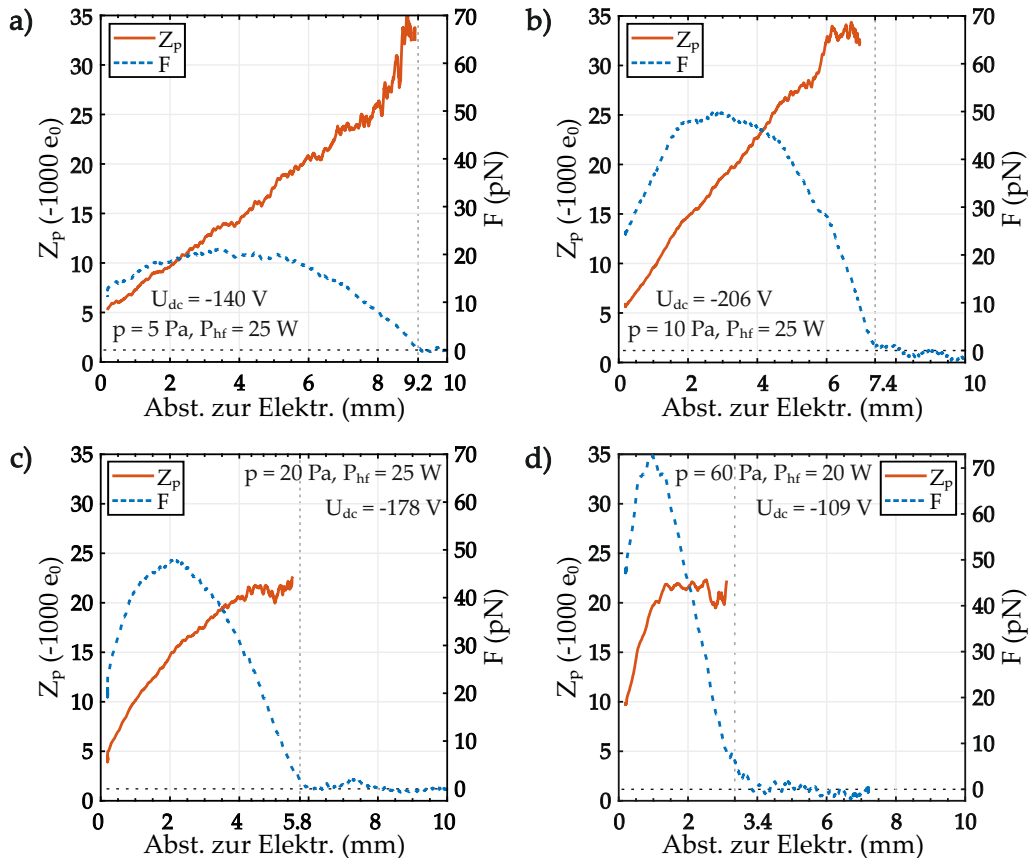


Abb. 8.23: Verlauf der Partikelladung (rot) innerhalb der Randschicht bei einem Druck von 5 Pa, 10 Pa, 20 Pa und 60 Pa und Leistungen von 25 W und 20 W (bei 60 Pa). Die gestrichelten Kurven (blau) zeigen den um die Drift korrigierten Kraftverlauf. Die senkrechten Linien markieren die Randschichtkante.

Es soll zunächst Abbildung 8.23[c] betrachtet werden. Dies ist die bereits in Bild 8.18[d] gezeigte Messung bei 20 Pa und 25 W HF-Leistung. Demnach ist die Ladung des Partikels ab der Randschichtkante für ca. 1.7 mm konstant bei etwa $Z_p \approx -22000 e_0$. Unter Berücksichtigung einer etwas höheren Ladung in einer HF-Entladung, stimmt dieser Wert gut mit den nach der OML-Theorie vorhergesagten Ladungen überein (vgl. Kap. 2.3.1). Ab ca. 4 mm vor der Elektrode beginnt die Ladung zu weniger negativen Werten zu sinken. Sie beträgt in diesem Fall kurz vor der Oberfläche der Elektrode mit ca. 5000 Elementarladungen nur noch $\sim 23\%$ des ursprünglichen Ladungszustandes. Wird bei einem

niedrigeren Druck gemessen, wie die Fälle [a] und [b] bei 5 Pa und 10 Pa zeigen, scheint die Partikelladung an der Randschichtkante, in qualitativer Übereinstimmung mit Modellrechnungen und Messungen [322], größer zu sein. Sie liegt dann bei ca. $Z_p \approx (-30000 \dots -35000) e_0$. Auch der Bereich, in dem sie noch nahezu konstant bleibt, verkürzt sich mit sinkendem Druck, wohingegen bei höheren Drücken (hier bei 60 Pa, Abb. 8.23[d]) die Ladung der Mikrosonde bei ca. 22000 Elementarladungen liegt, diese jedoch über einen größeren Bereich innerhalb der Randschicht unverändert bleibt und erst nach ungefähr 2 mm zu weniger negativen Werten fällt.

Wie von *T. Nitter* [128] gezeigt und in Kapitel 2.2.2.2 erläutert, fällt die Ionen- und damit auch die Elektronendichte im stoßfreien Fall schneller in der Randschicht als in einer stoßbehafteten Randschicht. Bei geringeren Drücken (< 5 Pa, s. Kapp. 2.2.2.3) liegt eine weniger stoßbestimmte Randschicht vor, so dass die Partikelladung durch die rapide Elektronenverarmung schneller zu sinken beginnt. Da in einem HF-Plasma die Elektronen innerhalb eines HF-Zyklus dennoch die Elektrode erreichen, geht aus den Messungen hervor, dass ebenfalls die mittlere Elektronendichte bis zur Elektrode ausgedehnt ist (vgl. Kap. 2.2.2.3). Das Partikel entlädt sich zwar in der Randschicht, behält jedoch unter diesen experimentellen Bedingungen stets einen negativen Ladungszustand bei.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Hochfrequenz-Niederdruckplasma mit einer optischen Falle kombiniert. Ziel dabei war es, die Gleichgewichtsposition von Silikapartikeln, die sonst durch ihre Eigenschaften und die Entladungssparameter des Plasmas vorgegeben wird, nichtinvasiv zu manipulieren. Sie sollten damit als Mikrosonden zur Messung der auf sie wirkenden Kräfte, insbesondere in der Plasmarandschicht, eingesetzt werden. Da optische Pinzetten üblicherweise in einem Mikroskop mit Arbeitsabständen von wenigen Millimetern zum Einsatz kommen, stellte die Verwendung einer Laserfalle in einem typischen Plasmareaktor mit einer Ausdehnung von mehreren zehn Zentimetern eine besondere experimentelle Herausforderung dar. Im Folgenden sollen die wichtigsten Ergebnisse kurz zusammengefasst und mögliche Ausblicke auf weiterführende Untersuchungen und Experimente mit dieser Methode gegeben werden.

Ein Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau, den Methoden sowie der Optimierung einer Laserfalle, bei der zwei gegenläufige Laserstrahlen auf einer Entfernung von 30 cm ein Partikel mit einem Durchmesser von ca. $7\ \mu\text{m}$ über der HF-Elektrode und relativ zur Plasmakammer fixieren. Dies wurde dadurch realisiert, dass ein IR-Laser über ein Linsen- und Spiegelsystem in zwei Teilstrahlen geteilt und aufgeweitet, und über der HF-Elektrode innerhalb der Plasmakammer fokussiert wurde. Die Schwierigkeit dabei bestand zum einen in der Justierung und Kalibrierung der Laserfalle und zum anderen in der genauen Positionsbestimmung der Mikrosonde und dem stabilen Einfang innerhalb der Pinzette. Dies konnte erfolgreich umgesetzt und die Idee und das Messprinzip realisiert werden: *Die vertikale Bewegung der Elektrode und damit des Plasmas, relativ zum Testteilchen führt zu einer Verschiebung der Mikrosonde innerhalb der HF-Entladung. Die bei der Bewegung im Plasma wirkenden Kräfte von einigen Piconewton werden aus der zuvor kalibrierten Fallensteifigkeit und der Positionsänderung innerhalb der Laserfalle berechnet. Der Ort des Partikels wird dabei über ein Long-Distance-Mikroskop bestimmt.*

Die Funktion der optischen Pinzette wurde zunächst in wässriger Lösung getestet und anschließend im Plasma erstmals realisiert. Da die Falle es erlaubt, Mikropartikel auch nach Abschalten des Plasmas festzuhalten, wurden zunächst Experimente durchgeführt, die die auf den Partikeln verbleibende Restladung untersuchten. Hierbei wurde durch das Heben und Senken der HF-Elektrode die Position des Partikels beim Abschalten des Plasmas variiert. Damit sollte die Frage beantwortet werden, ob die Restladung eine Abhängigkeit von der Entfernung zur Elektrode aufweist. Da diese Vermutung nicht bestätigt werden konnte, sollte ein möglicher Zusammenhang zum Druck und zur

HF-Leistung überprüft werden. Auch hier führten die Messdaten zu keinen eindeutigen Aussagen. Entgegen den Erwartungen und Messungen der Restladungen vergleichbarer Experimente, wurde in dieser Arbeit eine asymmetrische Verteilung der Restladungen mit einem Maximum bei etwa $q_p \approx 1400 e_0$ gemessen. Die nach Abschalten des Plasmas erfassten Restladungen betragen sowohl im negativen als auch im positiven Bereich teilweise mehrere Tausend (ca. 4000 – 6000) Elementarladungen, wobei die negativen Restladungen vom Betrag her um ca. ein bis zwei Tausend Elementarladungen höher lagen.

Mehrere Faktoren, die als potentielle Ursachen für die vergleichsweise hohen Restladungen in Frage kamen, wurden diskutiert. Eine eindeutige Erklärung der Messungen konnte nicht gegeben werden, da sowohl negative als auch positive Restladungen gemessen wurden. Positive Ladungszustände traten dabei häufiger auf.

Eine Vermutung wäre, dass die Restladungen vom Abschaltvorgang der Entladung abhängen. Weitere Experimente, in denen die genaue Phase der HF-Spannung beim Abschaltvorgang gemessen wird, sollten daher durchgeführt werden. Auch zusätzliche Messungen, beispielsweise mit einem in der Elektrode eingelassenen Gegenfeldanalysator, könnten zusätzliche Informationen über die Vorgänge während des Abschaltvorgangs liefern. Um eine bessere statistische Verteilung der Restladungen zu erhalten, sind weitere systematische Messungen erforderlich.

Der Einsatz einer optischen Falle hat es möglich gemacht, die Partikelladung ohne ein Plasma in einem homogenen elektrischen Feld eines Kondensators mittels einer in die Vakuumkammer eingebrachten UV-Lampe zu manipulieren. Entgegen der Erwartung, dass das Mikropartikel durch den photoelektrischen Effekt einen positiven Ladungszustand einnimmt, wurde beobachtet, dass das Partikel im Kondensator durch die aus den Elektroden gelösten Photoelektronen negativ aufgeladen wurde. Dieser Effekt konnte durch die Erhöhung der Kondensatorspannung und damit des elektrischen Feldes umgekehrt werden. Die so im Feld beschleunigten Elektronen führten zur elektroneninduzierten Sekundärelektronenemission auf dem Partikel und damit zur Änderung der Elektronenströme vom und zum Partikel.

Auf diese Weise ließe sich die Partikelladung gezielt manipulieren. Für weitere Untersuchungen wäre es sinnvoll, die UV-Quelle derart abzuschirmen, dass bewusst nur ein definierter Bereich vom UV-Licht getroffen wird. Würde dann nur das Partikel beleuchtet werden, wäre dies eine zusätzliche Methode, die beobachteten Effekte zu überprüfen. Dies wäre unter anderem auch für die Erforschung von Aufladungseffekten von Staub und den Staubtransport beispielsweise auf der Mondoberfläche von Interesse [325, 326]. Ein weiteres Thema für mögliche zukünftige Untersuchungen wäre die Variation des Elektrodenmaterials am Kondensator und damit unterschiedlicher Emissionskoeffizienten und Elektronenströme zum Partikel.

Wichtiges Ziel dieser Arbeit war die Implementierung einer neuartigen Methode zur Nutzung von Mikropartikeln als Sonden im Plasma - insbesondere

in der Plasmarandschicht, wo keine Quasineutralität mehr herrscht und starke elektrische Felder das Verhalten von Ladungsträgern beeinflussen. Die Messgröße bei der Verwendung einer optischen Pinzette ist die externe auf die Mikrosonde wirkende Kraft. Für unterschiedliche Drücke und HF-Leistungen wurden Kraftprofile aufgenommen, die den Verlauf vom Bulkplasma bis zur Elektrode (ca. 0.2 mm davor) zeigten. Alle Kraftkurven hatten eine charakteristische Form, die abhängig von den Plasmaparametern zunächst einen linearen Anstieg, ein Maximum und zur Elektrode hin einen Abfall der Kraft aufwies. Der erste Punkt, bei dem die Kraft beginnt zu steigen, wurde für die Ausdehnung der Randschicht herangezogen. Es zeigte sich die aus der Literatur bekannte Abhängigkeit der Randschichtdicke vom Druck und ein geringer Zusammenhang zur HF-Leistung.

Das Maximum der Kurve verschob sich ebenfalls aufgrund einer kleineren Randschichtausdehnung mit zunehmendem Druck. Der Betrag der maximalen Kraft stieg dabei bei einem konstanten Druck mit einer steigenden HF-Leistung an, da hier ein höherer Self-Bias zu höheren elektrischen Feldern innerhalb der Randschicht führte.

In guter qualitativer Übereinstimmung mit Simulationen konnte das Kraftprofil experimentell vermessen werden. Verantwortlich für das auftretende Maximum ist demnach die wirkende elektrostatische Kraft. Sie resultiert einerseits aus dem Anstieg des elektrischen Feldes zur Elektrode hin und andererseits aus der massiven Abnahme der Partikelladung aufgrund der zunehmenden Elektronenverarmung in der Nähe der Elektrode.

Ausgehend von der sehr vereinfachten Annahme einer linearen Zunahme des elektrischen Feldes beginnend bei der Randschichtkante, wurde aus den gemessenen Kraftprofilen die Partikelladung und ihre Änderung innerhalb der Randschicht berechnet. Es zeigte sich, dass die Partikelladungen an der Schichtkante gut mit den nach der OML-Theorie berechneten Ladungen übereinstimmten und mit steigendem Druck von etwa 35000 Elementarladungen auf ca. 22000 Elementarladungen abfielen. Weiterhin konnte aus dem linearen Anstieg der Kraft gezeigt werden, dass die Ladung der Mikrosonde bei niedrigen Drücken (< 5 Pa) nahezu ab der Randschichtkante abnahm, während sie bei höheren Drücken über einen gewissen Bereich (je nach Druck ca. 1 – 2 mm) unverändert blieb. Übereinstimmend mit Simulationen konnte ebenfalls gezeigt werden, dass die Partikelladung direkt vor der HF-Elektrode bei allen untersuchten Parametern stets negativ blieb. Dies führt zur Schlussfolgerung, dass trotz eines relativ hohen negativen Potentials an der HF-Elektrode die mittlere Elektronendichte durch die angelegte Wechselspannung bis zur HF-Elektrode vordringt und nicht Null ist. Es wäre daher empfehlenswert, die gemachten Messungen ebenfalls in einer DC-Randschicht zu wiederholen, um zum einen eine mögliche Umpolung der Partikelladung zu beobachten und zum anderen die Modellrechnungen für solche Schichten zu überprüfen.

Des Weiteren ermöglicht die Nutzung von Mikropartikeln als Sonden die Untersuchung von sogenannten Zwei-Frequenz-Entladungen. Dabei wird neben der Grundfrequenz zusätzlich die erste Harmonische von $f_{\text{HF}} = 27.12$ MHz verwen-

det, um über die Phase zwischen beiden Signalen den sogenannten *Elektrischen Asymmetrie Effekt* (EAE) [327–329] zu erzeugen und damit nahezu unabhängig voneinander die Ionenenergie und den Ionenstrom in der Randschicht beeinflussen zu können. Da die verwendeten Mikrosonden, je nach Laserleistung, Kräfte im Bereich der Ionenwindkraft auflösen können, wäre es erstrebenswert, Untersuchungen zu dieser Thematik durchzuführen.

Die vorgestellte Methode der Partikelmanipulation und die Möglichkeit, damit kleinste Kräfte messen zu können, eröffnen neue experimentelle Zugänge zu diversen Fragestellungen, von denen hier, neben den bereits erwähnten, einige aufgelistet werden sollen:

- Ohne ein Plasma könnten grundlegende Untersuchungen der auf die Partikel wirkenden Kräfte, wie beispielsweise die Neutralgasreibung oder die Thermophorese, durchgeführt werden. So könnte beispielsweise der Effekt der *Hot Brownian Motion* aus den Fitparametern im Leistungsdichtespektrum untersucht werden.
- Da die Silikapartikel auch nach Abschalten des Plasmas in der Laserfalle verbleiben, kann der Einfluss des Plasmas und vor allem der beschleunigten Ionen in der Randschicht auf die Partikeloberfläche und die Partikeleigenschaften ex situ untersucht werden.
- Eine Modifikation der unteren Kondensatorelektrode und eine Erweiterung der Software um einen PID-Regler, wie beispielsweise von *L.D. Hinkle et al.* vorgestellt [330], würde ein entsprechendes Potential erzeugen. Damit ließe sich das Mikropartikel auch elektrostatisch levitieren. Zur Überprüfung der Funktionsweise der optischen Falle könnte damit ebenfalls die Partikelladung bestimmt werden.
- Interpartikelkräfte, wie sie in Systemen mit mehreren oder sehr vielen Partikeln wirken, könnten mit dieser Methode untersucht werden. Insbesondere bei Zwei-Partikel-Systemen, die sich in der Randschicht befinden, könnte die Kraft durch eine relative Bewegung der Partikel gegeneinander gemessen werden. Da man bei zwei horizontal benachbarten Partikeln von gleichen Ladungszuständen ausgehen kann, wäre dies eine Methode zur Ladungsbestimmung.
- Ein Effekt, der bei zwei vertikal übereinander liegenden Partikeln auftritt, ist der sogenannte *Ion Wake* [331] (und Referenzen darin). Er tritt insbesondere in der Randschicht auf, wenn die das obere Partikel umströmenden Ionen unter dem Partikel eine positive Raumladung erzeugen, die wiederum attraktiv auf das negative untere Partikel wirkt. Diese elektrostatische Kraft wurde bereits untersucht [164] und könnte mit der optischen Pinzette einen weiteren Zugang zu diesen Systemen bieten.
- Wie aus komplexen Plasmen, insbesondere mit Nanostaub oder mit Mikropartikeln unter Schwerelosigkeit, bekannt ist, existiert im Plasmabulk ein staubfreier Bereich, der sogenannte *Void* [332, 333]. Hierbei strömen

die Ionen nach außen und üben auf die Partikel eine Kraft aus. An der Voidkante sind diese Kräfte im Gleichgewicht mit den nach innen wirkenden elektrostatischen Kräften. Da das hier vorgestellte Experiment es ermöglicht, Mikropartikel auch ins Bulkplasma zu bewegen, könnten diese Kräfteverhältnisse damit untersucht werden.

- Sollten mögliche Sekundärelektronen, die an der Elektrode durch innerhalb der Randschicht beschleunigte Ionen erzeugt werden, die Partikelladung beeinflussen, würden Kraftmessungen mit unterschiedlichem Elektrodenmaterial einen möglichen Hinweis darauf liefern.
- Da neben den HF-Entladungen viele weitere Plasmaquellen zur Verfügung stehen, könnte eine optische Pinzette auch dort eingesetzt werden. Insbesondere wäre es denkbar, Mikrosonden in einer Ionenstrahlquelle, wie sie teilweise als Antriebe in der Raumfahrt oder in der Halbleiter- oder Beschichtungs-Industrie verwendet wird, einzusetzen, um den Impulsübertrag durch Ionen orts aufgelöst zu untersuchen.

Kritisch betrachtet ist die Umsetzung und der Einsatz einer Laserfalle in einer typischen Plasmakammer experimentell recht aufwendig und gegenüber äußeren Störungen recht sensitiv. Die größte Herausforderung ist dabei der stabile Partikeleinfang, die Kalibrierung des Systems und eine genaue Positionsmessung der Mikrosonde. Diese Punkte könnten aber beispielsweise mit einer optimierten Dämpfung, thermisch stabilen Umgebung, sowie einer Verkleinerung des Systems wesentlich verbessert und auch mobiler gestaltet werden. Zusätzlich wäre es vorteilhaft, Berechnungen und Simulationen der optischen Falle durchzuführen, um das Verständnis zu erweitern, das Funktionsprinzip zu optimieren und die Handhabbarkeit des Systems zu vereinfachen.

In dieser Arbeit ist es erstmals gelungen, optisch gefangene Mikropartikel als Sonden in einem Hochfrequenz-Niederdruckplasma nichtinvasiv und reproduzierbar vom Plasmabulk durch die Randschicht bis vor die HF-Elektrode einzusetzen. Damit ist es gelungen, die theoretischen Berechnungen qualitativ zu überprüfen. Diese und zukünftige Messungen könnten wichtige Informationen zum einen für das Verständnis der physikalischen Vorgänge im Plasma und zum anderen für theoretische Modelle liefern. Sie dienen ferner der Überprüfung von Berechnungen und Simulationen.

Verglichen mit anderen Experimenten stellt die Laserpinzette ein wichtiges Werkzeug dar, mit dem Mikropartikel reproduzierbar über das gesamte Plasma bzw. die Plasmarandschicht manipuliert werden können. Damit kann die Plasmadiagnostik durch den Einsatz von Mikrosonden erweitert werden.

A.1 DC SELF-BIAS

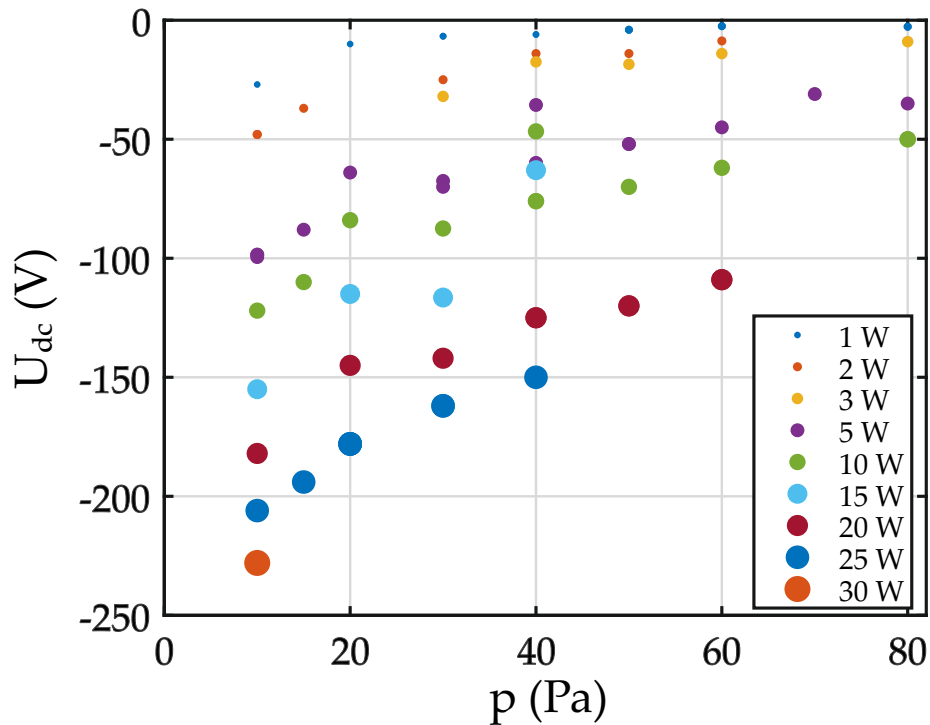


Abb. A.1: Entwicklung der DC Self-Bias-Spannung mit steigendem Druck für unterschiedliche HF-Leistungen.

A.2 AM EXPERIMENT DURCHGEFÜHRTE VERBESSERUNGEN / ÄNDERUNGEN / VERSUCHE

In diesem Teil der Arbeit soll der Vollständigkeit halber der Entwicklungsprozess und die Veränderungen am Experiment kurz erläutert werden.

- Im ersten Schritt wurde das Hubsystem, dessen Spindel manuell betrieben wurde, mit einem Schrittmotor ausgestattet. Ebenfalls wurde eine Software in LabVIEW™ geschrieben, mit der die Datenaufnahme und Steuerung des Schrittmotors, des Lasers und der Detektoren ermöglicht wurde.
- Die MF-Mikropartikel wurden durch SiO₂-Partikel ersetzt.
- Verbesserung der Vergrößerung des Long-Distance-Mikroskops (LDM) von 10-fach auf 50-fach.

- Verbesserung der Dämpfung des optischen Aufbaus durch eine neue Halterung mit Vibrationsdämpfern und Dämpfung der Vorpumpe. Störende Frequenzen, verursacht durch einen Lüfter im Anpassnetzwerk, konnten durch weitestgehende Entkopplung des Lüfters entfernt werden und damit das Rauschen bei der Positionsbestimmung minimiert werden.
- Das Hubsystem der HF-Elektrode wurde vom Hersteller so konstruiert, dass sie an zwei Punkten geführt wurde und an einem Punkt die Spindel die entsprechende Kraft übertrug. Dies führte allerdings dazu, dass beim Abpumpen durch den entstandenen Unterdruck die Elektrode innerhalb der Kammer verkippte. Dadurch verschob sich zum einen der Mittelpunkt der Elektrode relativ zum Einfangpunkt der Laserfalle, zum anderen war die Elektrode anschließend geneigt, sodass die in der Randschicht schwebenden Partikel eine Drift zum Elektrodenrand aufwiesen. Durch den Einbau vier zusätzlicher Führungsstangen in das Hubsystem (s. Abb. A.2) konnte dieses Problem weitestgehend behoben und das Verkippen minimiert werden.

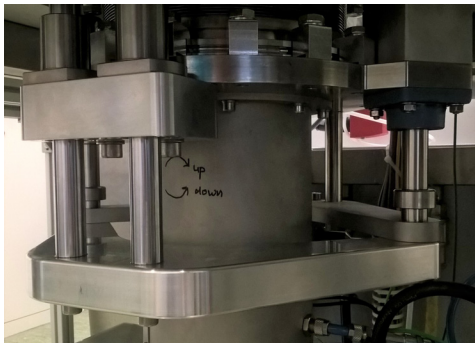


Abb. A.2: Aussteifung des Hubsystems durch zwei zusätzliche Führungen.

- Es zeigte sich, dass die Verwendung der Membran-Strahlteiler im Detektor dazu geführt hat, dass der Schall der Umgebung, insbesondere der Pumpen und aller anderen Geräusche im Labor, von der Membran in reflektierender Richtung aufgenommen wurde und so das Leistungsdichtespektrum gestört hat. Der Detektor wurde so umgebaut, dass der Laser die Photodiode in Transmission beleuchtet.
- Im Laufe der Untersuchungen wurde beobachtet, dass die Gleichgewichtsposition des Partikels im LDM sich im Plasmabetrieb über mehrere Stunden verschoben hat. Diese Drift konnte auf eine Erwärmung des Plasmagefäßes zurück geführt werden. Es ist davon auszugehen, dass die mechanische Kopplung des LDMs an die Vakuumkammer bei Temperaturänderungen eine Verschiebung des Mikroskops und damit der Partikelposition zur Folge hat oder sich die Falle bei größeren Temperaturschwankungen verstellt. Es wird daher empfohlen den experimentellen Aufbau bei längeren Messungen dahingehend zu verändern, dass das LDM und der optische Aufbau eine Einheit bilden, die wiederum von der Plasmakammer entkoppelt ist.

- Da es üblich ist und weil die zeitliche und räumliche Auflösung größer ist, werden Siliziumdioden zur Positionsbestimmung in optischen Pinzetten eingesetzt. Ein Ziel war es deshalb, die verwendeten Detektoren ebenfalls zu kalibrieren und zu verwenden. Dazu muss das Partikel in der Falle um eine definierte Distanz ausgelenkt werden oder auf das Partikel eine bereits bekannte Kraft ausgeübt werden. Hierfür wurden einige Ansätze verfolgt:
 1. Durch ein zeitlich definiertes Abschalten des Einfanglasers und des in dieser Zeit freien Falls des Partikels, würde es eine definierte Strecke fallen. Das Problem bestand allerdings darin, dass der Laser verzögert abschaltet bzw. wieder emittiert. Dadurch konnte keine genaue Zuordnung zum Diodensignal erfolgen.
 2. Bei bekanntem elektrischen Feld im Kondensator erfährt das Partikel eine definierte Kraft, wenn die Partikelladung ebenfalls bekannt ist. Diese musste allerdings bestimmt werden. Hierfür wurde ein Faraday-Becher konstruiert. Allerdings konnten damit die relativ geringen Ladungen der Partikel nicht gemessen werden.
 3. Auch eine definierte Ladungsänderung des Partikels innerhalb des Kondensators, beispielsweise durch UV-Strahlung, hätte ebenfalls eine Kraft- und damit eine Positionsänderung zur Folge. Das Problem bestand darin, dass zum einen die Auflösung des LDMS nicht ausreichend ist, um die Ladungsänderung durch einzelne Elektronen detektieren zu können und zum anderen, für eine stärkere Auslenkung - bei einer Ladungsänderung von einem Elektron - ein weitaus höheres elektrisches Feld und damit eine höhere Spannung am Kondensator anliegen müsste. Dies konnte mit den experimentellen Gegebenheiten nicht realisiert werden.

LITERATUR

- [1] Cipo, J. und Kersten, H., „Die Geschichte der Gasentladungsphysik“, *Vak. Forsch. und Prax.* **30, 34** (2018) (S. 1)
- [2] Crookes, W., *On radiant matter a lecture delivered to the British Association for the Advancement of Science, at Sheffield, Friday, August 22, 1879 / by William Crookes.* ([s.n.], London : 1879) (S. 1)
- [3] Langmuir, I., „Oscillations In Ionized Gases“, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **14, 627** (1928) (S. 1)
- [4] Mott-Smith, H. M., „History of “Plasmas”“, *Nature* **233, 219** (1971) (S. 1)
- [5] Kimura, H. und Mann, I., „The Electric Charging of Interstellar Dust in the Solar System and Consequences for Its Dynamics“, *Astrophys. J.* **499, 454** (1998) (S. 1, 24)
- [6] Frisch, P. C. u. a., „Dust in the Local Interstellar Wind“, *Astrophys. J.* **525, 492** (1999) (S. 1)
- [7] Verheest, F., „Dusty plasmas in application to astrophysics“, *Plasma Phys. Control. fusion* **41, A445** (1999) (S. 1)
- [8] May, B. H., *A Survey of Radial Velocities in the Zodiacal Dust Cloud* (Springer New York, New York, NY, 2007) (S. 1)
- [9] Slavin, J. D., Frisch, P. C., Müller, H.-R., Heerikhuisen, J., Pogorelov, N. V., Reach, W. T. und Zank, G., „Trajectories and Distribution of Interstellar Dust Grains in the Heliosphere“, *Astrophys. J.* **760, 46** (2012) (S. 1)
- [10] Matthews, L. S., Shotorban, B. und Hyde, T. W., „Cosmic dust aggregation with stochastic charging“, *Astrophys. J.* **776** (2013) (S. 1)
- [11] Howe, A. R. und Rafikov, R. R., „Probing Oort Cloud and Local Interstellar Medium Properties Via Dust Produced in Cometary Collisions“, *Astrophys. J.* **781, 52** (2014) (S. 1)
- [12] Aymar, R., „The ITER project“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25, 1187** (1997) (S. 1)
- [13] Milch, I., „Wendelstein 7-X im Betrieb“, *Phys. unserer Zeit* **50, 16** (2019) (S. 1)
- [14] Roth, J. R., *Industrial Plasma Engineering Volume 2 - Applications to Non-thermal Plasma Processing* (CRC Press, 2001) (S. 1)
- [15] Bogaerts, A., Neyts, E., Gijbels, R. und Mullen, J. van der, „Gas discharge plasmas and their applications“, *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **57, 609** (2002) (S. 1)
- [16] R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt und K. Schoenbach, Hrsg., *Low Temperature Plasmas - Fundamentals, Technologies and Techniques, Vol. II, 2. Aufl.* (Wiley-VCH, Berlin, 2008) (S. 1, 14)

- [17] Laroussi, M. und Akan, T., „Arc-free atmospheric pressure cold plasma jets: A review“, *Plasma Process. Polym.* **4**, 777 (2007) (S. 1)
- [18] Laroussi, M., „Low-Temperature Plasma Jet for Biomedical Applications: A Review“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43**, 703 (2015) (S. 1)
- [19] Laroussi, M., Lu, X. und Keidar, M., „Perspective: The physics, diagnostics, and applications of atmospheric pressure low temperature plasma sources used in plasma medicine“, *J. Appl. Phys.* **122**, 1 (2017) (S. 1)
- [20] Herrmann, H. W., Henins, I., Park, J. und Selwyn, G. S., „Decontamination of chemical and biological warfare (CBW) agents using an atmospheric pressure plasma jet (APPJ)“, *Phys. Plasmas* **6**, 2284 (1999) (S. 1)
- [21] Xinpei Lu, Yinguang Cao, Ping Yang, Qing Xiong, Zilan Xiong, Yubin Xian und Yuan Pan, „An SRC Plasma Device for Sterilization of Root Canal of Teeth“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37**, 668 (2009) (S. 1)
- [22] Haertel, B., Woedtke, T. von, Weltmann, K.-D. und Lindequist, U., „Non-Thermal Atmospheric-Pressure Plasma Possible Application in Wound Healing“, *Biomol. Ther. (Seoul)*. **22**, 477 (2014) (S. 1)
- [23] Bekeschus, S., Schmidt, A., Weltmann, K.-D. und Woedtke, T. von, „The plasma jet kINPen – A powerful tool for wound healing“, *Clin. Plasma Med.* **4**, 19 (2016) (S. 1)
- [24] Daniško, D., „Overview of electric propulsion“, *Proc. SPIE 9290, Photonics Appl. Astron. Commun. Ind. High-Energy Phys. Exp. 92903G*, hrsg. von R. S. Romaniuk (2014) (S. 1)
- [25] Levchenko, I., Xu, S., Teel, G., Mariotti, D., Walker, M. L. und Keidar, M., „Recent progress and perspectives of space electric propulsion systems based on smart nanomaterials“, *Nat. Commun.* **9** (2018) (S. 1)
- [26] Suzuki, K., „State of the art in large area vacuum coatings on glass“, *Thin Solid Films* **351**, 8 (1999) (S. 1)
- [27] Schlemm, H., Mai, A., Roth, S., Roth, D., Baumgärtner, K.-M. und Muegge, H., „Industrial large scale silicon nitride deposition on photovoltaic cells with linear microwave plasma sources“, *Surf. Coatings Technol.* **174-175**, 208 (2003) (S. 1)
- [28] Šimek, M., Černák, M., Kylián, O., Foest, R., Hegemann, D. und Martini, R., „White paper on the future of plasma science for optics and glass“, *Plasma Process. Polym.* **16**, 1700250 (2019) (S. 1)
- [29] S. Thomas, M. Mozetič, U. Cvelbar, P. Špatenka und P. K.M., Hrsg., *Non-Thermal Plasma Technology for Polymeric Materials* (Elsevier, 2019) (S. 1)
- [30] Tudoran, C., Roșu, M. und Coroș, M., „A concise overview on plasma treatment for application on textile and leather materials“, *Plasma Process. Polym.* **17**, 2000046 (2020) (S. 1)
- [31] R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt und K. Schoenbach, Hrsg., *Low Temperature Plasmas - Fundamentals, Technologies and Techniques, Vol. 1*, 2. Aufl. (Wiley-VCH, Berlin, 2007) (S. 1, 9, 12)

- [32] Bräuer, G., Szyszka, B., Vergöhl, M. und Bandorf, R., „Magnetron sputtering – Milestones of 30 years“, *Vacuum* **84**, 1354 (2010) (S. 1)
- [33] Grill, A., „Plasma-deposited diamondlike carbon and related materials“, *IBM J. Res. Dev.* **43**, 147 (1999) (S. 1)
- [34] Hauert, R., Thorwarth, K. und Thorwarth, G., „An overview on diamondlike carbon coatings in medical applications“, *Surf. Coatings Technol.* **233**, 119 (2013) (S. 1)
- [35] Iwata, K. u. a., „Improvement of ZnO TCO film growth for photovoltaic devices by reactive plasma deposition (RPD)“, *Thin Solid Films* **480-481**, 199 (2005) (S. 1)
- [36] Mändl, S. und Rauschenbach, B., „Improving the biocompatibility of medical implants with plasma immersion ion implantation“, *Surf. Coatings Technol.* **156**, 276 (2002) (S. 1)
- [37] Donnelly, V. M. und Kornblit, A., „Plasma etching: Yesterday, today, and tomorrow“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **31**, 050825 (2013) (S. 2)
- [38] Laermer, F. und Urban, A., „Challenges, developments and applications of silicon deep reactive ion etching“, *Microelectron. Eng.* **67-68**, 349 (2003) (S. 2)
- [39] Weltmann, K.-D., Schmidt, M. und Becker, K., „Markets for plasma technology“, in *Low temp. plasmas - fundam. technol. tech. vol. ii*, hrsg. von R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt und K. Schoenbach, 2. Aufl. (Wiley-VCH, Berlin, 2008), S. 865–879 (S. 2)
- [40] Hebner, G. A., Miller, P. A. und Woodworth, J. R., „Overview of Plasma Diagnostic Techniques“, in *Handb. adv. plasma process. tech.* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2000), S. 145–204 (S. 2)
- [41] Ovsyannikov, A. A. und Zhukov, M. F., *Plasma Diagnostics* (Cambridge International Science Pub., 2000) (S. 2)
- [42] Benedikt, J., Hecimovic, A., Ellerweg, D. und Keudell, A von, „Quadrupole mass spectrometry of reactive plasmas“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **45**, 403001 (2012) (S. 3)
- [43] Godyak, V. A. und Demidov, V. I., „Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results?“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44**, 233001 (2011) (S. 3)
- [44] Gahan, D., Daniels, S., Hayden, C., Sullivan, D. O. und Hopkins, M. B., „Characterization of an asymmetric parallel plate radio-frequency discharge using a retarding field energy analyzer“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 015002 (2012) (S. 3)
- [45] Hutchinson, I. H., *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002) (S. 3)

- [46] Bornholdt, S., Fröhlich, M. und Kersten, H., „Calorimetric Probes for Energy Flux Measurements in Process Plasmas“, in *Complex plasmas*, hrsg. von M. Bonitz, J. Lopez, K. Becker und H. Thomsen (Springer, Cham, 2014), S. 197–234 (S. 3)
- [47] Czarnetzki, U, Luggenhölscher, D und Döbele, H. F., „Space and time resolved electric field measurements in helium and hydrogen RF-discharges“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, 230 (1999) (S. 3, 37)
- [48] Czarnetzki, U. und Sasaki, K., „Ultra-Sensitive Measurement of Sheath Electric Fields by Laser-Induced Fluorescence-Dip Spectroscopy“, *J. plasma fusion Res.* **83**, 215 (2007) (S. 3)
- [49] Evsin, O. A., Kupryanova, E. B., Ochkin, V. N., Savinov, S. Y. und Tskhai, S. N., „Determination of the intensities of electric fields in gases and plasmas by the CARS method“, *Quantum Electron.* **25**, 278 (1995) (S. 3)
- [50] Ochkin, V., Savinov, S., Tskhai, S., Czarnetzki, U., Gathen, V. von der und Döbele, H., „Nonlinear optical techniques for plasma diagnostics“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26**, 1502 (1998) (S. 3)
- [51] Oksuz, L., Khedr, M. A. und Hershkowitz, N., „Laser induced fluorescence of argon ions in a plasma presheath“, *Phys. Plasmas* **8**, 1729 (2001) (S. 3)
- [52] Takizawa, K., Sasaki, K. und Kono, A., „Sensitive measurements of electric field distributions in low-pressure Ar plasmas by laser-induced fluorescence-dip spectroscopy“, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 185 (2004) (S. 3)
- [53] Fortov, V. E., Ivlev, A. V., Khrapak, S. A., Khrapak, A. G. und Morfill, G. E., „Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives“, *Phys. Rep.* **421**, 1 (2005) (S. 4)
- [54] Meichsner, J., Bonitz, M., Fehske, H. und Piel, A., „The Transregional Collaborative Research Centre “Fundamentals of Complex Plasmas” (Greifswald – Kiel)“, *Eur. Phys. J. D* **72**, 94 (2018) (S. 4)
- [55] Thieme, G., Basner, R., Wiese, R. und Kersten, H., „Microparticles in plasmas as diagnostic tools and substrates.“, *Faraday Discuss.* **137**, 157 (2008) (S. 4)
- [56] Maurer, H. R., Schneider, V., Wolter, M., Basner, R., Trottenberg, T. und Kersten, H., „Microparticles as Plasma Diagnostic Tools“, *Contrib. to Plasma Phys.* **51**, 218 (2011) (S. 4)
- [57] Basner, R., Sigenege, F., Loffhagen, D., Schubert, G., Fehske, H. und Kersten, H., „Particles as probes for complex plasmas in front of biased surfaces“, *New J. Phys.* **11**, 1 (2009) (S. 4)
- [58] Schubert, G., Basner, R., Kersten, H. und Fehske, H., „Determination of sheath parameters by test particles upon local electrode bias and plasma switching“, *Eur. Phys. J. D* **63**, 431 (2011) (S. 4)
- [59] Schubert, G., Haass, M., Trottenberg, T., Fehske, H. und Kersten, H., „Plasma Sheath Structures in Complex Electrode Geometries“, *Contrib. to Plasma Phys.* **52**, 827 (2012) (S. 4)

- [60] Hartmann, P., Kovács, A. Z., Reyes, J. C., Matthews, L. S. und Hyde, T. W., „Dust as probe for horizontal field distribution in low pressure gas discharges“, [arXiv 045008, 1403.4730 \(2014\)](#) (S. 4, 37)
- [61] Samarian, A. A. und James, B. W., „Dust as fine electrostatic probes for plasma diagnostic“, [Plasma Phys. Control. Fusion 47, B629 \(2005\)](#) (S. 4)
- [62] Homann, A., Melzer, A. und Piel, A., „Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals“, [Phys. Rev. E 59, R3835 \(1999\)](#) (S. 4, 29, 37)
- [63] Prior, N. J., Mitchell, L. W. und Samarian, A. A., „Determination of charge on vertically aligned particles in a complex plasma using laser excitations“, [J. Phys. D. Appl. Phys. 36, 1249 \(2003\)](#) (S. 4)
- [64] Saitou, Y., „A simple method of dust charge estimation using an externally applied oscillating electric field“, [Phys. Plasmas 25, 073701 \(2018\)](#) (S. 4)
- [65] Beckers, J., Ockenga, T., Wolter, M., Stoffels, W. W., Van Dijk, J., Kersten, H. und Kroesen, G. M. W., „Microparticles in a collisional rf plasma sheath under hypergravity conditions as probes for the electric field strength and the particle charge“, [Phys. Rev. Lett. 106, 1 \(2011\)](#) (S. 4, 29, 97)
- [66] Swinkels, G. H. P. M., Kersten, H., Deutsch, H. und Kroesen, G. M. W., „Microcalorimetry of dust particles in a radio-frequency plasma“, [J. Appl. Phys. 88, 1747 \(2000\)](#) (S. 5)
- [67] Maurer, H., Basner, R. und Kersten, H., „Measuring the temperature of microparticles in plasmas“, [Rev. Sci. Instrum. 79, 5 \(2008\)](#) (S. 5)
- [68] Zafiu, C., Melzer, A. und Piel, A., „Ion drag and thermophoretic forces acting on free falling charged particles in an rf-driven complex plasma“, [Phys. Plasmas 9, 4794 \(2002\)](#) (S. 5)
- [69] Schneider, V., Trottenberg, T., Teliban, I. und Kersten, H., „An experiment for the investigation of forces on microparticles in ion beams“, [Rev. Sci. Instrum. 81, 013503 \(2010\)](#) (S. 5, 32)
- [70] Douglass, A., Land, V., Qiao, K., Matthews, L. und Hyde, T., „Using dust as probes to determine sheath extent and structure“, [J. Plasma Phys. 82, 615820402 \(2016\)](#) (S. 5, 96, 97)
- [71] Dropmann, M., Chen, M., Sabo, H., Laufer, R., Herdrich, G., Matthews, L. S. und Hyde, T. W., „Mapping of force fields in a capacitively driven radiofrequency plasma discharge“, [J. Plasma Phys. 82, 615820401 \(2016\)](#) (S. 5)
- [72] Ashkin, A., „Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure“, [Phys. Rev. Lett. 24, 156 \(1970\)](#) (S. 5, 39, 56)
- [73] Svoboda, K und Block, S. M., „Biological Applications of Optical Forces“, [Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct. 23, 247 \(1994\)](#) (S. 5, 48)
- [74] Lang, M. J. und Block, S. M., „Resource Letter: LBOT-1: Laser-based optical tweezers“, [Am. J. Phys. 71, 201 \(2003\)](#) (S. 5)

- [75] Čižmár, T, Romero, L. C. D., Dholakia, K und Andrews, D. L., „Multiple optical trapping and binding: new routes to self-assembly“, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43**, 102001 (2010) (S. 5)
- [76] Millen, J., Monteiro, T. S., Pettit, R. und Vamivakas, A. N., „Optomechanics with levitated particles“, *Rep. Prog. Phys.* **83**, 026401 (2020) (S. 5)
- [77] Schneider, V. und Kersten, H., „On the use of optically trapped dust particles as micro-probes in process plasmas“, *Probl. At. Sci. Technol.*, 164 (2013) (S. 6, 40, 56)
- [78] Schneider, V. und Kersten, H., „An optical trapping system for particle probes in plasma diagnostics“, *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 103505 (2018) (S. 6)
- [79] Stroth, U., *Plasmaphysik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2018) (S. 9, 12)
- [80] Chen, F. F., *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 3. Aufl. (Springer International Publishing, Cham, 2016) (S. 10, 12)
- [81] Debye, P. und Hückel, E., „Zur Theorie der Elektrolyte. I. Gefrierpunktserniedrigung und verwandte Erscheinungen“, *Phys. Zeitschrift* **24**, 185 (1923) (S. 11)
- [82] Piel, A., *Plasma Physics*, 2. Aufl., Graduate Texts in Physics (Springer International Publishing, Cham, 2017) (S. 11, 12, 26, 27, 37)
- [83] Lieberman, M. A. und Lichtenberg, A. J., *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2. Aufl. (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2005) (S. 12, 19, 21, 22)
- [84] Chabert, P. und Braithwait, N., *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (Cambridge University Press, New York, 2011) (S. 15, 21)
- [85] Bohm, D., „Qualitative Description of the Arc Plasma in a Magnetic Field“, in *Charact. electr. discharges magn. fields*, hrsg. von A. Guthrie und R. K. Wakerling (McGraw-Hill, New York, 1949) (S. 15)
- [86] Child, C. D., „Discharge From Hot CaO“, *Phys. Rev. (Series I)* **32**, 492 (1911) (S. 19)
- [87] Langmuir, I., „The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum“, *Phys. Rev.* **2**, 450 (1913) (S. 19)
- [88] Brinkmann, R. P., „From electron depletion to quasi-neutrality: The sheath-bulk transition in RF modulated discharges“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** (2009) (S. 20)
- [89] Brinkmann, R. P., „Beyond the step model: Approximate expressions for the field in the plasma boundary sheath“, *J. Appl. Phys.* **102**, 1 (2007) (S. 20)
- [90] Lieberman, M., „Dynamics of a collisional, capacitive RF sheath“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17**, 338 (1989) (S. 21)
- [91] Godyak, V. A. und Sternberg, N., „Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges“, *Phys. Rev. A* **42**, 2299 (1990) (S. 21)

- [92] Godyak, V. und Sternberg, N., „Smooth plasma-sheath transition in a hydrodynamic model“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18**, 159 (1990) (S. 21)
- [93] Koenig, H. R. und Maissel, L. I., „Application of RF Discharges to Sputtering“, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 168 (1970) (S. 22)
- [94] Salem, M. M. und Loiseau, J. F., „Experiments to sort out theoretical models concerning the area ratio law for plasma reactors“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **29**, 1181 (1996) (S. 22)
- [95] Franz, G., *Kalte Plasmen* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1990) (S. 23)
- [96] Köhler, K., Coburn, J. W., Horne, D. E., Kay, E. und Keller, J. H., „Plasma potentials of 13.56-MHz rf argon glow discharges in a planar system“, *J. Appl. Phys.* **57**, 59 (1985) (S. 23)
- [97] Goertz, C. K., „Dusty plasmas in the solar system“, *Rev. Geophys.* **27**, 271 (1989) (S. 23)
- [98] Horányi, M., „Dust Plasma Interactions at Jupiter“, *Astrophys. Space Sci.* **264**, 257 (1998) (S. 23)
- [99] Krüger, H., Strub, P., Grün, E. und Sterken, V. J., „Sixteen Years of Ulysses Interstellar Dust Measurements in the Solar System. I. Mass Distribution and Gas-to-dust Mass Ratio“, *Astrophys. J.* **812**, 139 (2015) (S. 23)
- [100] Spears, K. G., Robinson, T. J. und Roth, R. M., „Particle Distributions and Laser-Particle Interactions in an RF Discharge of Silane“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **14**, 179 (1986) (S. 24)
- [101] Spears, K. G., Kampf, R. P. und Robinson, T. J., „Particle densities in radio-frequency discharges of silane“, *J. Phys. Chem.* **92**, 5297 (1988) (S. 24)
- [102] Selwyn, G. S., Singh, J. und Bennett, R. S., „Insitu laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **7**, 2758 (1989) (S. 24)
- [103] Selwyn, G. S., Heidenreich, J. E. und Haller, K. L., „Rastered laser light scattering studies during plasma processing: Particle contamination trapping phenomena“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **9**, 2817 (1991) (S. 24)
- [104] Chu, J. H. und I, L., „Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994) (S. 24)
- [105] Thomas, H., Morfill, G. E., Demmel, V., Goree, J., Feuerbacher, B. und Möhlmann, D., „Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma“, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994) (S. 24)
- [106] Melzer, A., Trottenberg, T. und Piel, A., „Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices“, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994) (S. 24, 37)

- [107] Bouchoule, A und Boufendi, L, „Particulate formation and dusty plasma behaviour in argon-silane RF discharge“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **2**, 204 (1993) (S. 24)
- [108] A. Bouchoule, Hrsg., *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing* (Wiley-VCH, New York, 1999) (S. 24, 28, 88)
- [109] Shukla, P. K. und Mamun, A. A., *Introduction to Dusty Plasma Physics* (IOP Publishing, London, 2002) (S. 24, 87, 88)
- [110] Vladimirov, S. V., Ostrikov, K und Samarian, A. A., *Physics and Applications of Complex Plasmas* (Imperial College Press, London, 2005) (S. 24)
- [111] Morfill, G. E. und Ivlev, A. V., „Complex plasmas: An interdisciplinary research field“, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1353 (2009) (S. 24)
- [112] M. Bonitz, N. Horing und P. Ludwig, Hrsg., *Introduction to Complex Plasmas*, Bd. 59, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010) (S. 24)
- [113] Block, D. und Melzer, A., „Dusty (complex) plasmas—routes towards magnetized and polydisperse systems“, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **52**, 063001 (2019) (S. 24)
- [114] Melzer, A., *Physics of Dusty Plasmas*, Bd. 962, Lecture Notes in Physics (Springer International Publishing, Cham, 2019) (S. 24, 26, 35, 36)
- [115] Horányi, M., „Charged Dust Dynamics in the Solar System“, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 383 (1996) (S. 24)
- [116] Allen, J. E., „Probe theory - the orbital motion approach“, *Phys. Scr.* **45**, 497 (1992) (S. 24)
- [117] Mott-Smith, H. M. und Langmuir, I., „The Theory of Collectors in Gaseous Discharges“, *Phys. Rev.* **28**, 727 (1926) (S. 24)
- [118] Whipple, E. C., „Potential of surfaces in space“, *Rep. Prog. Phys.* **44**, 1197 (1981) (S. 26, 88)
- [119] Hutchinson, I. H. und Patacchini, L., „Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma“, *Phys. Plasmas* **14**, 1 (2007) (S. 26)
- [120] Hutchinson, I. H., „Particle in cell calculation of plasma force on a small grain in a non-uniform collisional sheath“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 115014 (2013) (S. 26)
- [121] Lampe, M., Gavrilchaka, V., Ganguli, G. und Joyce, G., „Effect of Trapped Ions on Shielding of a Charged Spherical Object in a Plasma“, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5278 (2001) (S. 26)
- [122] Khrapak, S. A. u. a., „Particle charge in the bulk of gas discharges“, *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **72**, 1 (2005) (S. 26)
- [123] Piel, A. und Schmidt, C., „Dust charging and charge fluctuations in a weakly collisional radio-frequency sheath at low pressure“, *Phys. Plasmas* **22**, 053701 (2015) (S. 26, 27)

- [124] Schleede, J., Lewerentz, L., Bronold, F. X., Schneider, R. und Fehske, H., „Plasma flow around and charge distribution of a dust cluster in a rf discharge“, *Phys. Plasmas* **25**, 1 (2018) (S. 26)
- [125] Melandsø, F., Nitter, T., Aslaksen, T. und Havnes, O., „The dust direct current self-bias potential in a time varying plasma sheath“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **14**, 619 (1996) (S. 27)
- [126] Bacharis, M., Coppins, M. und Allen, J. E., „Dust grain charging in RF discharges“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 025002 (2010) (S. 27)
- [127] Ikkurthi, V. R., Matyash, K., Melzer, A. und Schneider, R., „Computation of charge and ion drag force on multiple static spherical dust grains immersed in rf discharges“, *Phys. Plasmas* **17**, 103712 (2010) (S. 27)
- [128] Nitter, T., „Levitation of dust in rf and dc glow discharges“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 93 (1996) (S. 27, 96, 99)
- [129] Raizer, Y. P., *Gas Discharge Physics*, hrsg. von J. E. Allen (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991) (S. 27)
- [130] Overzet, L. J. und Kleber, J., „Effect of metastable atom reactions on the electron energy probability functions in afterglows“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7**, 512 (1998) (S. 27, 88)
- [131] Wenig, G., Schulze, M., Awakowicz, P. und Keudell, A. V., „Modelling of pulsed low-pressure plasmas and electron re-heating in the late afterglow“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, S35 (2006) (S. 27)
- [132] Liu, F. X., Guo, X. M. und Pu, Y. K., „Electron cooling and plasma density decay in early afterglow of low pressure argon plasmas“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** (2015) (S. 27, 28)
- [133] Ivlev, A. V. u. a., „Decharging of Complex Plasmas: First Kinetic Observations“, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 055003 (2003) (S. 28, 29)
- [134] Maresca, A., Orlov, K. und Kortshagen, U., „Experimental study of diffusive cooling of electrons in a pulsed inductively coupled plasma“, *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* **65**, 8 (2002) (S. 28)
- [135] Couédel, L., Mikikian, M., Boufendi, L. und Samarian, A. A., „Residual dust charges in discharge afterglow“, *Phys. Rev. E* **74**, 026403 (2006) (S. 28, 29, 35)
- [136] Couédel, L., Mezeghrane, A., Samarian, A. A., Mikikian, M., Tessier, Y., Cavarroc, M. und Boufendi, L., „Complex plasma afterglow“, *Contrib. to Plasma Phys.* **49**, 235 (2009) (S. 28, 29)
- [137] Minderhout, B. van, Peijnenburg, T., Blom, P., Vogels, J. M., Kroesen, G. M. W. und Beckers, J., „The charge of micro-particles in a low pressure spatial plasma afterglow“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **52**, 32LT03 (2019) (S. 28, 29)
- [138] Couédel, L., Samarian, A. A., Mikikian, M. und Boufendi, L., „Influence of the ambipolar-to-free diffusion transition on dust particle charge in a complex plasma afterglow“, *Phys. Plasmas* **15**, 1 (2008) (S. 28)

- [139] Wörner, L. u. a., „The effect of a direct current field on the microparticle charge in the plasma afterglow“, *Phys. Plasmas* **20**, 123702 (2013) (S. 28, 29, 88)
- [140] Velyhan, A., Žilavý, P., Pavlů, J., Šafránková, J. und Němeček, Z., „Ion beam effects on dust grains“, *Vacuum* **76**, 447 (2004) (S. 28)
- [141] Jellum, G. M., Daugherty, J. E. und Graves, D. B., „Particle thermophoresis in low pressure glow discharges“, *J. Appl. Phys.* **69**, 6923 (1991) (S. 29)
- [142] Collins, S. M., Brown, D. A., O’Hanlon, J. F. und Carlile, R. N., „Particle trapping, transport, and charge in capacitively and inductively coupled argon plasmas in a Gaseous Electronics Conference Reference Cell“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **14**, 634 (1996) (S. 29)
- [143] Childs, M. A. und Gallagher, A., „Plasma charge-density ratios in a dusty plasma“, *J. Appl. Phys.* **87**, 1086 (2000) (S. 29)
- [144] Filatova, I. I., Trukhachev, F. M. und Chubrik, N. I., „Study of the process of dust grain discharging in the afterglow of an RF discharge“, *Plasma Phys. Reports* **37**, 1042 (2011) (S. 29)
- [145] Dimoff, K. und Smy, P., „Dust induced quenching of an afterglow plasma“, *Phys. Lett. A* **32**, 13 (1970) (S. 29)
- [146] Berndt, J., Kovačević, E., Selenin, V., Stefanović, I. und Winter, J., „Anomalous behaviour of the electron density in a pulsed complex plasma“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 18 (2006) (S. 29)
- [147] Alexandrov, A. L., Schweigert, I. V. und Ariskin, D. A., „Kinetic simulations of argon dusty plasma afterglow including metastable atom kinetics“, *J. Exp. Theor. Phys.* **116**, 663 (2013) (S. 29)
- [148] Denysenko, I. B., Stefanović, I., Sikimić, B., Winter, J. und Azarenkov, N. A., „Discharging of dust particles in the afterglow of plasma with large dust density“, *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **88**, 1 (2013) (S. 29, 89)
- [149] Denysenko, I. B., Stefanović, I., Azarenkov, N. A. und Burmaka, G. P., „Effect of secondary emission on the argon plasma afterglow with large dust density“, *Phys. Plasmas* **22**, 1 (2015) (S. 29, 89)
- [150] Hundt, M., Sadler, P., Levchenko, I., Wolter, M., Kersten, H. und Ostrikov, K., „Real-time monitoring of nucleation-growth cycle of carbon nanoparticles in acetylene plasmas“, *J. Appl. Phys.* **109**, 1 (2011) (S. 29)
- [151] Tadsen, B., Greiner, F. und Piel, A., „Preparation of magnetized nanodusty plasmas in a radio frequency-driven parallel-plate reactor“, *Phys. Plasmas* **21**, 103704 (2014) (S. 29)
- [152] Morfill, G. E., Thomas, H. M., Konopka, U., Rothermel, H., Zuzic, M., Ivlev, A. und Goree, J., „Condensed Plasmas under Microgravity“, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999) (S. 29, 32)

- [153] Beckers, J., Trienekens, D. J. M. und Kroesen, G. M. W., „Absolute measurement of the total ion-drag force on a single plasma-confined micro-particle at the void edge under microgravity conditions“, *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **88**, 1 (2013) (S. 29)
- [154] Bockwoldt, T., Arp, O., Menzel, K. O. und Piel, A., „On the origin of dust vortices in complex plasmas under microgravity conditions“, *Phys. Plasmas* **21**, 1 (2014) (S. 29)
- [155] Fortov, V. E. u. a., „Dusty plasma induced by solar radiation under microgravitational conditions: An experiment on board the Mir orbiting space station“, *J. Exp. Theor. Phys.* **87**, 1087 (1998) (S. 29)
- [156] Nefedov, A. P. u. a., „PKE-Nefedov*: plasma crystal experiments on the International Space Station“, *New J. Phys.* **5**, 33 (2003) (S. 29)
- [157] Thomas, H. M., Schwabe, M., Pustylnik, M. Y., Knappek, C. A., Molotkov, V. I., Lipaev, A. M., Petrov, O. F., Fortov, V. E. und Khrapak, S. A., „Complex plasma research on the International Space Station“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 014004 (2019) (S. 29)
- [158] Daugherty, J. E., Porteous, R. K. und Graves, D. B., „Electrostatic forces on small particles in low-pressure“, 1617 (1993) (S. 30)
- [159] Hamaguchi, S. und Farouki, R. T., „Plasma-particulate interactions in nonuniform plasmas with finite flows“, *Phys. Plasmas* **1**, 2110 (1994) (S. 30)
- [160] Beresnev, S. A., Chernyak, V. G. und Fomyagin, G. A., „Motion of a spherical particle in a rarefied gas. Part 2. Drag and thermal polarization“, *J. Fluid Mech.* **219**, 405 (1990) (S. 31)
- [161] Li, T., Kheifets, S. und Raizen, M. G., „Millikelvin cooling of an optically trapped microsphere in vacuum“, *Nat. Phys.* **7**, 527 (2011) (S. 31, 39, 56, 66)
- [162] Epstein, P. S., „On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases“, *Phys. Rev.* **23**, 710 (1924) (S. 31)
- [163] Liu, B., Goree, J., Nosenko, V. und Boufendi, L., „Radiation pressure and gas drag forces on a melamine-formaldehyde microsphere in a dusty plasma“, *Phys. Plasmas* **10**, 9 (2003) (S. 31)
- [164] Jung, H., Greiner, F., Asnaz, O. H., Carstensen, J. und Piel, A., „Exploring the wake of a dust particle by a continuously approaching test grain“, *Phys. Plasmas* **22**, 1 (2015) (S. 31, 103)
- [165] Carstensen, J., Haase, F., Jung, H., Tadsen, B., Groth, S., Greiner, F. und Piel, A., „Probing the plasma sheath by the continuous mass loss of microparticles“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41**, 764 (2013) (S. 31, 37, 62)
- [166] Zafiu, C., Melzer, A. und Piel, A., „Measurement of the ion drag force on falling dust particles and its relation to the void formation in complex (dusty) plasmas“, *Phys. Plasmas* **10**, 1278 (2003) (S. 31)
- [167] Mikikian, M. und Boufendi, L., „Experimental investigations of void dynamics in a dusty discharge“, *Phys. Plasmas* **11**, 3733 (2004) (S. 31)

- [168] Dorier, J., Hollenstein, C. und Howling, A. A., „Spatiotemporal powder formation and trapping in radio frequency silane plasmas using two-dimensional polarization-sensitive laser scattering“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **13**, 918 (1995) (S. 31)
- [169] Barnes, M. S., Keller, J. H., Forster, J. C., O’Neill, J. A. und Coultas, D. K., „Transport of dust particles in glow-discharge plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992) (S. 32)
- [170] Trottenberg, T., Schneider, V. und Kersten, H., „Measurement of the force on microparticles in a beam of energetic ions and neutral atoms“, *Phys. Plasmas* **17**, 103702 (2010) (S. 32)
- [171] Khrapak, S. A., Ivlev, A. V., Morfill, G. E. und Thomas, H. M., „Ion drag force in complex plasmas“, *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002) (S. 33)
- [172] Hutchinson, I. H., „Collisionless ion drag force on a spherical grain“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 185 (2006) (S. 33)
- [173] Perrin, J., Molinas-Mata, P und Belenguer, P, „Ion drag and plasma-induced thermophoresis on particles in radiofrequency glow discharges“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **27**, 2499 (1994) (S. 34)
- [174] Ivlev, A. V., Khrapak, S. A., Zhdanov, S. K., Morfill, G. E. und Joyce, G., „Force on a charged test particle in a collisional flowing plasma“, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 205007 (2004) (S. 34)
- [175] Hutchinson, I. H., „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 3. Floating potential and drag force“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 71 (2005) (S. 34)
- [176] Khrapak, S u. a., „Measurement of dust grain charge in a weakly ionized plasma of a dc discharge“, *Ukr. J. Phys.* **50**, 151 (2005) (S. 34)
- [177] Khrapak, S. und Morfill, G., „Basic Processes in Complex (Dusty) Plasmas: Charging, Interactions, and Ion Drag Force“, *Contrib. to Plasma Phys.* **49**, 148 (2009) (S. 34)
- [178] Patacchini, L. und Hutchinson, I. H., „Fully Self-Consistent Ion-Drag-Force Calculations for Dust in Collisional Plasmas with an External Electric Field“, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 025001 (2008) (S. 34)
- [179] Ikkurthi, V. R., Matyash, K., Melzer, A. und Schneider, R., „Computation of dust charge and potential on a static spherical dust grain immersed in rf discharges“, *Phys. Plasmas* **15**, 1 (2008) (S. 34)
- [180] Kilgore, M. D., Daugherty, J. E., Porteous, R. K. und Graves, D. B., „Ion drag on an isolated particulate in a low-pressure discharge“, *J. Appl. Phys.* **73**, 7195 (1993) (S. 34)
- [181] Hutchinson, I. H. und Patacchini, L., „Flowing plasmas and absorbing objects: Analytic and numerical solutions culminating 80 years of ion-collection theory“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** (2010) (S. 34)
- [182] Piel, A., „Molecular dynamics simulation of ion flows around microparticles“, *Phys. Plasmas* **24**, 033712 (2017) (S. 34)

- [183] Waldmann, L., „Über die Kraft eines inhomogenen Gases auf kleine suspendierte Kugeln“, *Zeitschrift für Naturforsch. A* **14** (1959) (S. 35)
- [184] Talbot, L, Cheng, R. K., Schefer, R. W. und Willis, D. R., „Thermophoresis of particles in a heated boundary layer“, *J. Fluid Mech.* **101**, 737 (1980) (S. 35)
- [185] Li, W. und James Davis, E., „Measurement of the thermophoretic force by electrodynamic levitation: Microspheres in air“, *J. Aerosol Sci.* **26**, 1063 (1995) (S. 35)
- [186] Li, W. und James Davis, E., „The effects of gas and particle properties on thermophoresis“, *J. Aerosol Sci.* **26**, 1085 (1995) (S. 35)
- [187] Rothermel, H., Hagl, T., Morfill, G. E., Thoma, M. H. und Thomas, H. M., „Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient“, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 2 (2002) (S. 35)
- [188] Schmidt, C., Arp, O., Piel, A., Nosenko, V. Y., Shukla, P. K., Thoma, M. H. und Thomas, H. M., „Spatially extended void-free dusty plasmas in a laboratory radio-frequency discharge“, in *Aip conf. proc.* Bd. 1397 (2011), S. 421–422 (S. 35)
- [189] Arp, O., Block, D., Klindworth, M. und Piel, A., „Confinement of Coulomb balls“, *Phys. Plasmas* **12**, 122102 (2005) (S. 35)
- [190] Tomme, E. B., Law, D. A., Annaratone, B. M. und Allen, J. E., „Parabolic Plasma Sheath Potentials and their Implications for the Charge on Levitated Dust Particles“, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2518 (2000) (S. 37)
- [191] Samarian, a. a. und James, B. W., „Dust as fine electrostatic probes for plasma diagnostic“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, B629 (2005) (S. 37)
- [192] Trottenberg, T, Melzer, A und Piel, A, „Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 450 (1995) (S. 37)
- [193] Carstensen, J., Jung, H., Greiner, F. und Piel, A., „Mass changes of microparticles in a plasma observed by a phase-resolved resonance method“, *Phys. Plasmas* **18**, 1 (2011) (S. 37, 62)
- [194] Jung, H., Greiner, F., Asnaz, O. H., Carstensen, J. und Piel, A., „Resonance methods for the characterization of dust particles in plasmas“, *J. Plasma Phys.* **82**, 615820301 (2016) (S. 37)
- [195] Asnaz, O. H., Jung, H., Greiner, F. und Piel, A., „Size and density evolution of a single microparticle embedded in a plasma“, *Phys. Plasmas* **24**, 083701 (2017) (S. 37, 62)
- [196] Jung, H., Greiner, F., Piel, A. und Miloch, W. J., „Experiments on wake structures behind a microparticle in a magnetized plasma flow“, *Phys. Plasmas* **25**, 073703 (2018) (S. 37)
- [197] Sheridan, T. E. und Steinberger, T. E., „Measurement of plasma sheath overlap above a trench“, *J. Appl. Phys.* **121**, 1 (2017) (S. 38)
- [198] Kepler, J., *De Cometis Libelli Tres...* (1619) (S. 39)

- [199] Maxwell, J. C., *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Bd. 9781108014 (Cambridge University Press, Cambridge, 2010), S. 1–442 (S. 39)
- [200] Bartoli, A., „Il calorico raggiante e il secondo principio di termodinamica“, *Nuovo Cim. Ser. 3* **15**, 193 (1884) (S. 39)
- [201] Lebedew, P., „Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes“, *Ann. Phys.* **311**, 433 (1901) (S. 39)
- [202] Nichols, E. F. und Hull, G. F., „Über Strahlungsdruck“, *Ann. Phys.* **317**, 225 (1903) (S. 39)
- [203] Ashkin, A., Dziedzic, J. M. und Yamane, T., „Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams“, *Nature* **330**, 769 (1987) (S. 39)
- [204] Applegate, R. W., Squier, J., Vestad, T., Oakey, J. und Marr, D. W. M., „Optical trapping, manipulation, and sorting of cells and colloids in microfluidic systems with diode laser bars“, *Opt. Express* **12**, 4390 (2004) (S. 39)
- [205] Ashkin, A. und Dziedzic, J., „Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria“, *Science* (80-.). **235**, 1517 (1987) (S. 39)
- [206] Koch, M. und Rohrbach, A., „Object-adapted optical trapping and shape-tracking of energy-switching helical bacteria“, *Nat. Photonics* **6**, 680 (2012) (S. 39)
- [207] Cecconi, C., Shank, E. A., Dahlquist, F. W., Marqusee, S. und Bustamante, C., „Protein-DNA chimeras for single molecule mechanical folding studies with the optical tweezers“, *Eur. Biophys. J.* **37**, 729 (2008) (S. 39)
- [208] Spudich, J. A., Rice, S. E., Rock, R. S., Purcell, T. J. und Warrick, H. M., „Optical Traps to Study Properties of Molecular Motors“, *Cold Spring Harb. Protoc.* **2011**, pdb.top066662 (2011) (S. 39)
- [209] Abbondanzieri, E. A., Greenleaf, W. J., Shaevitz, J. W., Landick, R. und Block, S. M., „Direct observation of base-pair stepping by RNA polymerase“, *Nature* **438**, 460 (2005) (S. 39)
- [210] Stevenson, D. J., Gunn-Moore, F. und Dholakia, K., „Light forces the pace: optical manipulation for biophotonics“, *J. Biomed. Opt.* **15**, 041503 (2010) (S. 39)
- [211] Perkins, T. T., „Ångström-Precision Optical Traps and Applications“, *Annu. Rev. Biophys.* **43**, 279 (2014) (S. 39)
- [212] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A. und Cable, A., „Experimental Observation of Optically Trapped Atoms“, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986) (S. 39)
- [213] Chu, S., „Laser Manipulation of Atoms and Particles“, *Science* (80-.). **253**, 861 (1991) (S. 39)
- [214] Chu, S., „Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles“, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998) (S. 39)

- [215] Gieseler, J., Deutsch, B., Quidant, R. und Novotny, L., „Subkelvin parametric feedback cooling of a laser-trapped nanoparticle“, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 1 (2012) (S. 39, 56, 60, 66)
- [216] Ashkin, A., *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers - A Reprint Volume with Commentaries* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006) (S. 40)
- [217] Ito, T, Koga, K, Yamashita, D, Kamataki, K, Itagaki, N, Uchida, G und Shiratani, M, „Plasma etching of single fine particle trapped in Ar plasma by optical tweezers“, *J. Phys. Conf. Ser.* **518**, 012014 (2014) (S. 40)
- [218] Ashkin, A. und Dziedzic, J. M., „Optical Levitation by Radiation Pressure“, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 283 (1971) (S. 40, 77)
- [219] Schablinski, J., Wieben, F. und Block, D., „An optical tweezer for complex plasmas“, *Phys. Plasmas* **22**, 1 (2015) (S. 40)
- [220] Piel, A., Block, D., Melzer, A., Mulsow, M., Schablinski, J., Schella, A., Wieben, F. und Wilms, J., „Microphysics of liquid complex plasmas in equilibrium and non-equilibrium systems“, *Eur. Phys. J. D* **72**, 80 (2018) (S. 40)
- [221] Hulst, H. C. van de, *Light Scattering by Small Particles*, Dover Books on Physics (Dover Publications, 1981) (S. 40)
- [222] Gouesbet, G. und Gréhan, G., *Generalized Lorenz-Mie Theories* (Springer International Publishing, Cham, 2017) (S. 40)
- [223] Lock, J. A., „Calculation of the radiation trapping force for laser tweezers by use of generalized Lorenz-Mie theory I Localized model description of an on-axis tightly focused laser beam with spherical aberration“, *Appl. Opt.* **43**, 2532 (2004) (S. 40)
- [224] Wright, W., Sonek, G. und Berns, M., „Radiation Trapping Forces On Microspheres With Optical Tweezers“, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 715 (1993) (S. 40)
- [225] Wright, W. H., Sonek, G. J. und Berns, M. W., „Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers“, *Appl. Opt.* **33**, 1735 (1994) (S. 40)
- [226] Neto, P. A. M. und Nussenzveig, H. M., „Theory of optical tweezers“, *Europhys. Lett.* **50**, 702 (2000) (S. 40)
- [227] Farré, A. F., „Momentum measurements of single-beam traps and quantitative holographic experiments : two sides of the same coin“, Diss. (Universitat de Barcelona, 2012) (S. 40)
- [228] Roosen, G., „A theoretical and experimental study of the stable equilibrium positions of spheres levitated by two horizontal laser beams“, *Opt. Commun.* **21**, 189 (1977) (S. 42, 43)
- [229] Ashkin, A., „Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime“, *Biophys. J.* **61**, 569 (1992) (S. 42, 43)

- [230] Sidick, E, Collins, S. D. und Knoesen, A, „Trapping forces in a multiple-beam fiber-optic trap“, *Appl. Opt.* **36**, 6423 (1997) (S. 43)
- [231] Rodrigo, P. J., Perch-Nielsen, I. R., Alonzo, C. A. und Glückstad, J., „GPC-based optical micromanipulation in 3D real-time using a single spatial light modulator.“, *Opt. Express* **14**, 13107 (2006) (S. 44)
- [232] Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E. und Chu, S., „Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles“, *Opt. Lett.* **11**, 288 (1986) (S. 44, 45)
- [233] Harada, Y. und Asakura, T., „Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime“, *Opt. Commun.* **124**, 529 (1996) (S. 44)
- [234] Neuman, K. C. und Block, S. M., „Optical trapping“, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2787 (2004) (S. 44)
- [235] Mas, J., Farré, A., Cuadros, J., Juvells, I. und Carnicer, A., „Understanding optical trapping phenomena: A simulation for undergraduates“, *IEEE Trans. Educ.* **54**, 133 (2011) (S. 45)
- [236] Svoboda, K. und Block, S. M., „Optical trapping of metallic Rayleigh particles“, *Opt. Lett.* **19**, 930 (1994) (S. 45)
- [237] Jauffred, L., Taheri, S. M.-R., Schmitt, R., Linke, H. und Oddershede, L. B., „Optical Trapping of Gold Nanoparticles in Air“, *Nano Lett.* **15**, 4713 (2015) (S. 45)
- [238] Maragò, O. M., Jones, P. H., Gucciardi, P. G., Volpe, G. und Ferrari, A. C., „Optical trapping and manipulation of nanostructures“, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 807 (2013) (S. 45)
- [239] Brzobohatý, O., Šiler, M., Trojek, J., Chvátal, L., Karásek, V. und Zemánek, P., „Non-spherical gold nanoparticles trapped in optical tweezers: shape matters“, *Opt. Express* **23**, 8179 (2015) (S. 45)
- [240] Donato, M. G., Brzobohatý, O., Simpson, S. H., Irrera, A., Leonardi, A. A., Lo Faro, M. J., Svak, V., Maragò, O. M. und Zemánek, P., „Optical Trapping, Optical Binding, and Rotational Dynamics of Silicon Nanowires in Counter-Propagating Beams“, *Nano Lett.* **19**, 342 (2019) (S. 45)
- [241] Verdeny, I., Farré, A., Mas, J., López-Quesada, C., Martín-Badosa, E. und Montes-Usategui, M., „Optical trapping: A review of essential concepts“, *Opt. Pura y Apl.* **44**, 527 (2011) (S. 46, 65)
- [242] Bowman, R. W. und Padgett, M. J., „Optical trapping and binding“, *Reports Prog. Phys.* **76**, 026401 (2013) (S. 46)
- [243] Sarshar, M., Wong, W. T. und Anvari, B., „Comparative study of methods to calibrate the stiffness of a single-beam gradient-force optical tweezers over various laser trapping powers“, *J. Biomed. Opt.* **19**, 115001 (2014) (S. 46)
- [244] Gibson, G. M., Leach, J., Keen, S., Wright, A. J. und Padgett, M. J., „Measuring the accuracy of particle position and force in optical tweezers using high-speed video microscopy“, *Opt. Express* **16**, 14561 (2008) (S. 46)

- [245] Otto, O., Gutsche, C., Kremer, F. und Keyser, U. F., „Optical tweezers with 2.5 kHz bandwidth video detection for single-colloid electrophoresis“, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 023710 (2008) (S. 46)
- [246] Alves, P. S. und Rocha, M. S., „Videomicroscopy calibration of optical tweezers by position autocorrelation function analysis“, *Appl. Phys. B* **107**, 375 (2012) (S. 46)
- [247] Arita, Y., Wright, E. M. und Dholakia, K., „Optical binding of two cooled micro-gyroscopes levitated in vacuum“, *Optica* **5**, 910 (2018) (S. 46)
- [248] Otto, O., Czerwinski, F., Gornall, J. L., Stober, G., Oddershede, L. B., Seidel, R. und Keyser, U. F., „Real-time particle tracking at 10,000 fps using optical fiber illumination“, *Opt. Express* **18**, 22722 (2010) (S. 46)
- [249] Otto, O., Gornall, J. L., Stober, G., Czerwinski, F., Seidel, R. und Keyser, U. F., „High-speed video-based tracking of optically trapped colloids“, *J. Opt.* **13** (2011) (S. 46)
- [250] Keen, S., Leach, J., Gibson, G. und Padgett, M. J., „Comparison of a high-speed camera and a quadrant detector for measuring displacements in optical tweezers“, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **9**, S264 (2007) (S. 46)
- [251] Finer, J. T., Simmons, R. M. und Spudich, J. A., „Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometre steps“, *Nature* **368**, 113 (1994) (S. 46)
- [252] Denk, W. und Webb, W. W., „Optical measurement of picometer displacements of transparent microscopic objects“, *Appl. Opt.* **29**, 2382 (1990) (S. 46)
- [253] Svoboda, K., Schmidt, C. F., Schnapp, B. J. und Block, S. M., „Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry“, *Nature* **365**, 721 (1993) (S. 46)
- [254] Ghislain, L. P. und Webb, W. W., „Scanning-force microscope based on an optical trap“, *Opt. Lett.* **18**, 1678 (1993) (S. 47)
- [255] Alexander, S., Hellems, L., Marti, O., Schneir, J., Elings, V., Hansma, P. K., Longmire, M. und Gurley, J., „An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever“, *J. Appl. Phys.* **65**, 164 (1989) (S. 47)
- [256] Visscher, K., Gross, S. P. und Block, S. M., „Construction of multiple-beam optical traps with nanometer-resolution position sensing“, *IEEE J Sel Top Quant Elect* **2**, 1066 (1996) (S. 47)
- [257] Visscher, K. und Block, S. M., „[38] Versatile optical traps with feedback control“, in *Methods enzymol.* Bd. 298 (1998), S. 460–489 (S. 47)
- [258] Gittes, F. und Schmidt, C. F., „Interference model for back-focal-plane displacement detection in optical tweezers“, *Opt. Lett.* **23**, 7 (1998) (S. 47)
- [259] Smith, S. B., Cui, Y. und Bustamante, C., „Overstretching B-DNA: The Elastic Response of Individual Double-Stranded and Single-Stranded DNA Molecules“, *Science (80-)*. **271**, 795 (1996) (S. 47)

- [260] Smith, S. B., Cui, Y. und Bustamante, C., „Optical-trap force transducer that operates by direct measurement of light momentum“, *Methods Enzymol.* **361**, 134 (2003) (S. 47, 56)
- [261] Faxén, H., „Der Widerstand gegen die Bewegung einer starren Kugel in einer zähen Flüssigkeit, die zwischen zwei parallelen ebenen Wänden eingeschlossen ist“, *Ann. Phys.* **373**, 89 (1922) (S. 48)
- [262] Appleyard, D. C., Vandermeulen, K. Y., Lee, H. und Lang, M. J., „Optical trapping for undergraduates“, *Am. J. Phys.* **75**, 5 (2007) (S. 48)
- [263] Florin, E.-L., Pralle, a., Stelzer, E. und Hörber, J., „Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis“, *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* **66**, S75 (1998) (S. 48)
- [264] Uhlenbeck, G. E. und Ornstein, L. S., „On the Theory of the Brownian Motion“, *Phys. Rev.* **36**, 823 (1930) (S. 49)
- [265] Wang, M. C. und Uhlenbeck, G. E., „On the Theory of the Brownian Motion II“, *Rev. Mod. Phys.* **17**, 323 (1945) (S. 49)
- [266] Berg-Sørensen, K. und Flyvbjerg, H., „Power spectrum analysis for optical tweezers“, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 594 (2004) (S. 49)
- [267] Summers, M. D., Burnham, D. R. und McGloin, D., „Trapping solid aerosols with optical tweezers: A comparison between gas and liquid phase optical traps“, *Opt. Express* **16**, 7739 (2008) (S. 49)
- [268] Li, T. und Raizen, M. G., „Brownian motion at short time scales“, *Ann. Phys.* **525**, 281 (2013) (S. 49)
- [269] Park, H. und LeBrun, T. W., „Parametric Force Analysis for Measurement of Arbitrary Optical Forces on Particles Trapped in Air or Vacuum“, *ACS Photonics* **2**, 1451 (2015) (S. 50, 77)
- [270] Peterman, E. J., Gittes, F. und Schmidt, C. F., „Laser-Induced Heating in Optical Traps“, *Biophys. J.* **84**, 1308 (2003) (S. 50, 64)
- [271] Rings, D., Schachoff, R., Selmke, M., Cichos, F. und Kroy, K., „Hot Brownian motion“, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 8 (2010) (S. 50)
- [272] Rings, D., Selmke, M., Cichos, F. und Kroy, K., „Theory of Hot Brownian Motion“, *Soft Matter* **7**, 3441 (2011) (S. 50)
- [273] Millen, J., Deesuwana, T., Barker, P. und Anders, J., „Nanoscale temperature measurements using non-equilibrium Brownian dynamics of a levitated nanosphere“, *Nat. Nanotechnol.* **9**, 425 (2014) (S. 50, 51)
- [274] Hebestreit, E., Reimann, R., Frimmer, M. und Novotny, L., „Measuring the internal temperature of a levitated nanoparticle in high vacuum“, *Phys. Rev. A* **97**, 43803 (2018) (S. 51)
- [275] Ranjit, G., Atherton, D. P., Stutz, J. H., Cunningham, M. und Geraci, A. A., „Attonewton force detection using microspheres in a dual-beam optical trap in high vacuum“, *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **91**, 1 (2015) (S. 51, 56)

- [276] Moore, D. C., Rider, A. D. und Gratta, G., „Search for millicharged particles using optically levitated microspheres“, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 1 (2014) (S. 56)
- [277] Neukirch, L. P. und Vamivakas, A. N., „Nano-optomechanics with optically levitated nanoparticles“, *Contemp. Phys.* **56**, 1 (2014) (S. 56)
- [278] Price, C. J., Donnelly, T. D., Giltrap, S., Stuart, N. H., Parker, S., Patankar, S., Lowe, H. F., Drew, D., Gumbrell, E. T. und Smith, R. A., „An in-vacuo optical levitation trap for high-intensity laser interaction experiments with isolated microtargets“, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 1 (2015) (S. 56, 77)
- [279] Roosen, G. und Imbert, C., „Optical levitation by means of two horizontal laser beams: A theoretical and experimental study“, *Phys. Lett. A* **59**, 6 (1976) (S. 56)
- [280] Grange, W., Husale, S., Güntherodt, H.-J. und Hegner, M., „Optical tweezers system measuring the change in light momentum flux“, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2308 (2002) (S. 56)
- [281] Flynn, R. A., Shao, B., Chachisvilis, M., Ozkan, M. und Esener, S. C., „Counter-propagating optical trapping system for size and refractive index measurement of microparticles“, *Biosens. Bioelectron.* **21**, 1029 (2006) (S. 56)
- [282] Horst, A. van der und Forde, N. R., „Calibration of dynamic holographic optical tweezers for force measurements on biomaterials.“, *Opt. Express* **16**, 20987 (2008) (S. 56)
- [283] Woerdemann, M., Berghoff, K. und Denz, C., „Dynamic multiple-beam counter-propagating optical traps using optical phase-conjugation“, *Opt. Express* **18**, 22348 (2010) (S. 56)
- [284] Tauro, S., Bañas, A., Palima, D. und Glückstad, J., „Dynamic axial stabilization of counter-propagating beam-traps with feedback control“, *Opt. Express* **18**, 18217 (2010) (S. 56)
- [285] Ribezzi-Crivellari, M., Hugué, J. M. und Ritort, F., „Counter-propagating dual-trap optical tweezers based on linear momentum conservation“, *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 1 (2013) (S. 56)
- [286] Hecht, E., *Optik* (De Gruyter, Berlin, Boston, 2018) (S. 59)
- [287] Bustamante, C., Chemla, Y. R. und Moffitt, J. R., „High-Resolution Dual-Trap Optical Tweezers with Differential Detection: An Introduction“, *Cold Spring Harb. Protoc.* **2009**, 297 (2009) (S. 60)
- [288] Čížmár, T., Brzobohatý, O., Dholakia, K. und Zemánek, P., „The holographic optical micro-manipulation system based on counter-propagating beams“, *Laser Phys. Lett.* **8**, 50 (2011) (S. 60)
- [289] Brzobohatý, O., Siler, M., Ježek, J., Jákl, P. und Zemánek, P., „Optical manipulation of aerosol droplets using a holographic dual and single beam trap.“, *Opt. Lett.* **38**, 4601 (2013) (S. 60)
- [290] Self, S. A., „Focusing of spherical Gaussian beams“, *Appl. Opt.* **22**, 658 (1983) (S. 60)

- [291] Pavlu, J., Velyhan, A., Richterova, I., Nemecek, Z., Safrankova, J., Cermak, I. und Zilavy, P., „Mass-Loss Rate for MF Resin Microspheres“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 704 (2004) (S. 62)
- [292] Killer, C., Mulsow, M. und Melzer, A., „Spatio-temporal evolution of the dust particle size distribution in dusty argon rf plasmas“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 025029 (2015) (S. 62)
- [293] Schmidt, C. und Piel, A., „Stochastic heating of a single Brownian particle by charge fluctuations in a radio-frequency produced plasma sheath“, *Phys. Rev. E* **92**, 043106 (2015) (S. 62)
- [294] Vysinka, M., Nouzak, L., Pavlu, J., Nemecek, Z., Safrankova, J. und Richterova, I., „MF Microspheres: Helping or Puzzling Tool?“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46**, 709 (2017) (S. 62)
- [295] Karasev, V. Y., Polischuk, V. A., Dzljeva, E. S., Pavlov, S. I. und Gorbenko, A. P., „About the mechanism of modification of melamine formaldehyde particles in dusty plasmas“, *J. Phys. Conf. Ser.* **1556**, 012080 (2020) (S. 62)
- [296] *microparticles GmbH, Eigenschaften von Partikeln*;
<https://microparticles.de> (S. 63, 79)
- [297] Malitson, I. H., „Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica“, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205 (1965) (S. 63)
- [298] Waxler, R. M. und Cleek, G., „The effect of temperature and pressure on the refractive index of some oxide glasses“, *J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A Phys. Chem.* **77A**, 755 (1973) (S. 63)
- [299] Kitamura, R., Pilon, L. und Jonasz, M., „Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature“, *Appl. Opt.* **46**, 8118 (2007) (S. 63, 64)
- [300] Ashkin, A. und Dziedzic, J. M., „Optical levitation in high vacuum“, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 333 (1976) (S. 64)
- [301] Meschede, D., *Gerthsen Physik*, Springer-Lehrbuch 25. Auflage (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2015), S. 154 (S. 66)
- [302] Crocker, J. C. und Grier, D. G., „Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies“, *J. Colloid Interface Sci.* **179**, 298 (1996) (S. 70)
- [303] Feng, Y., Goree, J. und Liu, B., „Accurate particle position measurement from images“, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 1 (2007) (S. 70)
- [304] Ivanov, Y. und Melzer, A., „Particle positioning techniques for dusty plasma experiments“, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 033506 (2007) (S. 70)
- [305] Ashkin, A., „Applications of Laser Radiation Pressure“, *Science* (80-.). **210**, 1081 (1980) (S. 72, 74)
- [306] Burnham, D. R. und McGloin, D., „Holographic optical trapping of aerosol droplets“, *Opt. Express* **14**, 4175 (2006) (S. 77)
- [307] Di Leonardo, R., Ruocco, G., Leach, J., Padgett, M. J., Wright, A. J., Girkin, J. M., Burnham, D. R. und McGloin, D., „Parametric Resonance of Optically Trapped Aerosols“, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 010601 (2007) (S. 77)

- [308] McGloin, D., Burnham, D. R., Summers, M. D., Rudd, D., Dewar, N. und Anand, S., „Optical manipulation of airborne particles: techniques and applications“, *Faraday Discuss.* **137**, 335 (2008) (S. 77)
- [309] Li, T., *Fundamental Tests of Physics with Optically Trapped Microspheres*, Springer Theses (Springer New York, New York, NY, 2013) (S. 77)
- [310] Park, H. und LeBrun, T. W., „Contact Electrification of Individual Dielectric Microparticles Measured by Optical Tweezers in Air“, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 34904 (2016) (S. 77)
- [311] Rosenberg, M., Mendis, D. und Sheehan, D., „Positively charged dust crystals induced by radiative heating“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27**, 239 (1999) (S. 87)
- [312] Sorasio, G., Mendis, D. A. und Rosenberg, M., „The role of thermionic emission in meteor physics“, *Planet. Space Sci.* **49**, 1257 (2001) (S. 87)
- [313] Delzanno, G. L., Lapenta, G. und Rosenberg, M., „Attractive Potential around a Thermionically Emitting Microparticle“, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 035002 (2004) (S. 87)
- [314] Rysanek, F. und Burton, R. L., „Charging of macroparticles in a pulsed vacuum arc discharge“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 2147 (2008) (S. 87)
- [315] Marković, V. L., Gocić, S. R., Stamenković, S. N. und Petrović, Z. L., „Study of relaxation kinetics in argon afterglow by the breakdown time delay measurements“, *Phys. Plasmas* **12**, 1 (2005) (S. 89)
- [316] Sikimić, B., Stefanović, I., Denysenko, I. B. und Winter, J., „A non-invasive technique to determine ion fluxes and ion densities in reactive and non-reactive pulsed plasmas“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** (2013) (S. 89)
- [317] Sikimić, B., Stefanović, I., Denysenko, I. B., Winter, J. und Sadeghi, N., „Dynamics of pulsed reactive RF discharges in response to thin film deposition“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** (2014) (S. 89)
- [318] Austin, L. und Starke, H., „Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission“, *Ann. Phys.* **314**, 271 (1902) (S. 91)
- [319] Horváth, B., Daksha, M., Korolov, I., Derzsi, A und Schulze, J., „The role of electron induced secondary electron emission from SiO₂ surfaces in capacitively coupled radio frequency plasmas operated at low pressures“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **26**, 124001 (2017) (S. 91)
- [320] Michaelson, H. B., „The work function of the elements and its periodicity“, *J. Appl. Phys.* **48**, 4729 (1977) (S. 92)
- [321] Schlaf, R., Murata, H. und Kafafi, Z. H., „Work function measurements on indium tin oxide films“, *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena* **120**, 149 (2001) (S. 92)
- [322] Kersten, H., Deutsch, H. und Kroesen, G., „Charging of micro-particles in plasma–dust interaction“, *Int. J. Mass Spectrom.* **233**, 51 (2004) (S. 96, 99)

- [323] Douglass, A., Land, V., Qiao, K., Matthews, L. und Hyde, T., „Determination of the levitation limits of dust particles within the sheath in complex plasma experiments“, *Phys. Plasmas* **19**, 013707 (2012) (S. 96)
- [324] Bastykova, N. K., Kovács, A. Z., Korolov, I., Kodanova, S. K., Ramazanov, T. S., Hartmann, P. und Donkó, Z., „Controlled Levitation of Dust Particles in RF+DC Discharges“, *Contrib. to Plasma Phys.* **55**, 671 (2015) (S. 96)
- [325] Wang, X., Schwan, J., Hsu, H.-W., Grün, E. und Horányi, M., „Dust charging and transport on airless planetary bodies“, *Geophys. Res. Lett.* **43**, 6103 (2016) (S. 101)
- [326] Wang, X., Schwan, J., Hood, N., Hsu, H.-w., Grün, E. und Horányi, M., „Experimental Methods of Dust Charging and Mobilization on Surfaces with Exposure to Ultraviolet Radiation or Plasmas“, *J. Vis. Exp.*, **1** (2018) (S. 101)
- [327] Heil, B. G., Brinkmann, R. P. und Czarnetzki, U., „A hybrid, one-dimensional model of capacitively coupled radio-frequency discharges“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **41**, 225208 (2008) (S. 103)
- [328] Schulze, J., Schüngel, E. und Czarnetzki, U., „The electrical asymmetry effect in capacitively coupled radio frequency discharges – measurements of dc self bias, ion energy and ion flux“, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42**, 092005 (2009) (S. 103)
- [329] Schüngel, E., Eremin, D., Schulze, J., Mussenbrock, T. und Czarnetzki, U., „The electrical asymmetry effect in geometrically asymmetric capacitive radio frequency plasmas“, *J. Appl. Phys.* **112**, 053302 (2012) (S. 103)
- [330] Hinkle, L. D. und Kendall, B. R. F., „Pressure-dependent damping of a particle levitated in vacuum“, *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.* **8**, 2802 (1990) (S. 103)
- [331] Block, D., Carstensen, J., Ludwig, P., Miloch, W., Greiner, F., Piel, A., Bonitz, M. und Melzer, A., „Wake Formation and Wake Field Effects in Complex Plasmas“, *Contrib. to Plasma Phys.* **52**, 804 (2012) (S. 103)
- [332] Goree, J., Morfill, G. E., Tsytovich, V. N. und Vladimirov, S. V., „Theory of dust voids in plasmas“, *Phys. Rev. E* **59**, 7055 (1999) (S. 103)
- [333] Piel, A., Arp, O., Block, D., Pilch, I., Trottenberg, T., Käding, S., Melzer, A., Baumgartner, H., Henning, C. und Bonitz, M., „Complex plasmas: Forces and dynamical behaviour“, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 1 (2008) (S. 103)

PUBLIKATIONEN

Teile der vorliegenden Dissertation wurden in wissenschaftlichen Beiträgen veröffentlicht:

Veröffentlichungen in begutachteten Fachzeitschriften

1. Schneider, V. und Kersten, H., „On the use of optically trapped dust particles as micro-probes in process plasmas“, *Probl. At. Sci. Technol.*, 164 (2013)
2. Schneider, V. und Kersten, H., „An optical trapping system for particle probes in plasma diagnostics“, *Rev. Sci. Instrum.* 89, 103505 (2018)

Ausgewählte Beiträge auf nationalen und internationalen Konferenzen

1. Schneider, V., Trottenberg, T. und Kersten, H., „On the use of Microscopic Test Particles for Non-Conventional Plasma Sheath Diagnostics“, 39th IEEE International Conference on Plasma Science, Edinburgh, Schottland (2012)
2. Schneider, V. und Kersten, H., „Neueste Entwicklungen zum Aufbau einer Plasmadiagnostik mittels optisch gefangener Mikropartikel“, 17. Fachtagung für Plasmatechnologie, Kiel, Deutschland (2015)
3. Schneider, V. und Kersten, H., „An optically trapped microparticle as plasma probe, 45th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Prag, Tschechien (2018)
4. Schneider, V. und Kersten, H., „An optical trapping system for plasma diagnostics“, 34th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Sapporo, Japan (2019)
5. Schneider, V. und Kersten, H., „Diagnostics in an rf plasma by an optical particle trapping system“, 3rd Gaseous Electronic Symposia, Rogla, Slowenien (2020)

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass die vorliegende Dissertation - abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Betreuer und der Verwendung der angegebenen Hilfsmittel - nach Inhalt und Form meine eigene ist. Sie hat weder ganz noch teilweise an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen. Die Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis entstanden. Mir wurde kein akademischer Grad entzogen.

Bad Segeberg, September 2020

Viktor Schneider

DANKSAGUNG

In den Jahren, die ich mit dieser Arbeit verbracht habe, haben mich viele Menschen auf diesem Weg begleitet. Deshalb möchte ich hier die Gelegenheit nutzen, mich für all die schönen Momente und die Unterstützung während dieser Zeit zu bedanken.

Prof. Dr. Holger Kersten, meinem Doktorvater, danke ich für so viele Dinge. Angefangen damit, dass er mich damals als Studenten für seine neue Arbeitsgruppe „rekrutierte“ und damit einen Grundstein für mich legte. Er gab mir nicht nur die Möglichkeit diese herausfordernde und spannende Arbeit anzutreten, sondern auch die Gelegenheit, mich auf nationalen und internationalen Konferenzen mit anderen Wissenschaftler*innen auszutauschen und Erfahrungen zu sammeln. Ich danke ihm für seine wissenschaftlichen Ratschläge, Diskussionen, die finanzielle Unterstützung während der Promotion und das entgegengebrachte Vertrauen aber auch für die Freiheit, meine Arbeit möglichst eigenständig und flexibel gestalten zu können. Er hatte stets Verständnis dafür, dass ich Promotion und Familie unter einen Hut bekommen wollte. Vielen Dank!

Maßgeblich am Gelingen der Arbeit waren ebenfalls Volker Rohwer, Michael Poser und die Feinmechanische Werkstatt beteiligt. Sie haben in toller Zusammenarbeit, Ideen und Wünsche bestens und manchmal sehr spontan umgesetzt und mir das Experimentieren wesentlich erleichtert. Ich danke Stephanie Thiedemann, Linda Sommer und insbesondere Monika Seeger, die immer Bescheid wusste, für die Hilfe in bürokratischen Angelegenheiten und die netten Gespräche. Frank-Peter Hohmann danke ich für diverse Beschaffungen von Literatur.

Ohne Freunde und Kolleg*innen wären die letzten Jahre sicherlich nicht so spannend und erfreulich verlaufen. Es hat immer wieder Spaß gemacht, auch mit frischem Wind der Studierenden, sich der Aufgaben und Fragestellungen dieser Arbeit zu widmen. Meinen Freunden und Kolleg*innen möchte ich von Herzen danken. Bei Dr. Thomas Trottenberg möchte ich mich für die nette Atmosphäre im Büro und insbesondere für seine fachliche Kompetenz und die vielen Ratschläge, die konstruktiven Antworten und Lösungsvorschläge bedanken. Mit Dr. Sven Bornholdt sind schon zu Studienzeiten viele Erinnerungen auf Sommerschulen und bei gemeinsamen Aktivitäten entstanden. Dr. Fabian Haase und Dr. Sven Gauter danke ich für die Motivation, den Spaß und die schönen Segelausflüge auf der Kieler Förde. Dr. Erik von Wahl danke ich für Diskussionen zu meiner Arbeit, die neuen Impulse und motivierenden Fragen aber auch für viele gemeinsame Erlebnisse neben den vielen Vorträgen auf Dienstreisen, z.B. Skifahren in Mühlleithen oder der Vollmond auf der men-

schonleeren Karlsbrücke in Prag um vier Uhr morgens. Luka Hansen danke ich für die tolle Atmosphäre im Büro, die fachlichen Diskussionen, die motivierende Einstellung zur Forschung und Wissenschaft, den gemeinsamen Spaß, den schwarzen Humor und die Unterbringung auf seiner Couch, wenn's mal wieder länger wurde in Kiel. Felix Schlichting, dem frisch gebackenen Papa, und Julia Cipo, die stets ein Lächeln hat, danke ich für die Hilfsbereitschaft, die Ratschläge, den Humor und die Herzlichkeit. Ich werde die private Stadtführung in München und die schönen Momente in Japan in guter Erinnerung behalten. Allen, die hier nicht explizit erwähnt wurden, und vielen Ehemaligen danke ich für die großartige und so familiäre Atmosphäre in der Arbeitsgruppe.

Ich danke meinen Eltern für ihre uneingeschränkte Bereitschaft zu unterstützen und dafür, dass ich mich mein ganzes Leben auf sie verlassen konnte. Meinen Schwiegereltern danke ich für ihre selbstlose Hilfe und das Engagement, mir den Rücken für die Arbeit freizuhalten.

Die wichtigsten Menschen in meinem Leben sind meine Familie, meine Frau und meine drei Kinder. Ohne euch wäre ich nicht da, wo ich jetzt bin. Ihr seid mein Halt, meine Motivation und meine Unterstützung, meine Kritiker und mein Antrieb. Ich danke euch für eure Geduld und die unglaubliche Ausdauer, die ihr während all der Jahre und insbesondere im letzten Jahr bewiesen habt. Ich danke euch für die Zeit, den Freiraum und die Opfer, die ihr bringen mussten, damit ich Woche für Woche, Wochenende für Wochenende am Schreibtisch sitzen und arbeiten konnte. Ich liebe euch und bin unendlich dankbar dafür, dass ihr mein Leben so bereichert!