

**Brownsche Bewegung und Heizung
einzelner Mikropartikel
durch stochastische Ladungsfluktuationen
in einer Plasmarandschicht**

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

vorgelegt von
Christian Schmidt

Kiel
2016

Erster Gutachter: Prof. Dr. Alexander Piel
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Holger Kersten

Tag der mündlichen Prüfung: 24.02.2017
Zum Druck genehmigt: 12.05.2017

gez. Prof. Dr. Natascha Oppelt Dekan

Zusammenfassung

Diese Dissertation befasst sich mit der Untersuchung der *brownschen* Bewegung einzelner Mikropartikel in einem Plasma, sowie mit deren zusätzlicher Aufheizung durch stochastische Ladungsfluktuationen. Die einzelnen Partikel levitieren auf Grund eines Kraftgleichgewichtes zwischen elektrischer Feldkraft und Gravitation in der Randschicht der Entladung. Die Beobachtung der einzelnen Mikropartikel erfolgt mit Hilfe von Videomikroskopie.

Die Studie der *brownschen* Bewegung einzelner Partikel bzw. Moleküle ist seit ihrer Entdeckung im 19. Jahrhundert und ihrer theoretischen Beschreibung Anfang des 20. Jahrhunderts bis heute von großem Interesse und Gegenstand aktueller Forschungen. Die notwendige hohe zeitliche wie räumliche Auflösung der verwendeten Diagnostik kann hier durch den Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera gewährleistet werden, wie die sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Befunde mit der theoretischen Beschreibung für ein Partikel in einer harmonischen Potentialfalle zeigt.

Durch die Identifizierung des ballistischen Verhaltens der Partikelbewegung bei hohen Bildraten und der exakten Bestimmung der Partikelmasse mit Hilfe der Radiusbestimmung über den Epsteinkoeffizienten kann die kinetische Temperatur präzise ermittelt werden. Eine detaillierte Studie der *brownschen* Bewegung zeigt, dass unter speziellen Bedingungen ein thermisches Gleichgewicht zwischen den beobachteten kinetischen Partikeltemperaturen und der Temperatur des umgebenden Neutralgases nachgewiesen werden kann.

Ein weiterer Schwerpunkt liegt auf der Untersuchung des Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuationen. Neben der Aufladung der Partikel spielen die Entladungseigenschaften eine entscheidende Rolle. Basierend auf den gängigen Modellvorstellungen zeichnet sich dieser durch eine Abhängigkeit vom Partikelradius und vom Neutralgasdruck aus. Für größere Partikel bzw. bei einer Reduktion des Neutralgasdruckes verstärkt sich dieser Effekt und führt zu einer Erhöhung der kinetischen Partikeltemperatur. Daher werden ausführliche Studien mittels Simulationen durchgeführt, um das Modell für die Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zu verbessern. Sowohl die Abhängigkeit vom Partikelradius als auch vom Druck konnten erstmals experimentell mit einer guten Übereinstimmung zu den Modellvorstellungen nachgewiesen werden. Durch umfangreiche Untersuchungen und damit verbunden den Ausschluss weiterer Heizmechanismen lässt sich ebenfalls die erwartete Anisotropie dieses Heizeffektes beobachten.

Damit leistet die vorliegende Dissertation einen bedeutsamen Beitrag für das Verständnis der beobachteten *brownschen* Partikelbewegung und vor allem den experimentellen Nachweis für eine Heizung der Partikel durch stochastische Ladungsfluktuationen.

Abstract

In this thesis, the *Brownian* motion of a single microscopic particle and its additional heating by stochastic charge fluctuations in a plasma environment is investigated. Due to the force balance between electric field force and gravity the particles levitate in the sheath of the discharge, where they are observed by a videomicroscopy setup.

Since the discovery of the *Brownian* motion in the 19th century and its theoretical description at the beginning of the 20th century, the study of *Brownian* motion is still of great interest in recent studies, both theoretical and experimental. The necessary high temporal and spatial resolution for the diagnostic is here guaranteed by using a high speed camera. This is confirmed by the observed good agreement between the measurements and theoretical description of a particle in a harmonic trap.

The identification of the ballistic regime for the particle motion and an accurate determination of the particle mass allows a precise measurement of the kinetic particle temperature. For the mass determination the particle radius is calculated by the Epstein friction coefficient. A detailed study of the *Brownian* motion shows under special conditions a thermal equilibrium between the observed particle temperature and the ambient neutral gas temperature.

Another main focus of this thesis is the observation of the heating effect by stochastic charge fluctuations. Next to the charging of the particle the discharge conditions have a strong influence on the heating effect. Based on the actual theoretical models this heating effect shows a dependence on the particle size and on the neutral gas pressure. An increase of the kinetic particle temperature is expected for increasing particle radius and for decreasing pressure. To improve the theoretical description of the model for stochastic charge fluctuations, detailed simulations are performed. For the first time, this effect could experimentally be observed with the characteristic radius and pressure dependence which is in good agreement to the theoretical predictions. Also, the expected anisotropy of this heating effect can be detected in the experiment.

Therefore, this thesis significantly contributes to the understanding of the *Brownian* motion of a particle together with an experimental verification of the existence of the heating effect by stochastic charge fluctuations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlegende Eigenschaften staubiger Plasmen	5
2.1	Das staubige Plasma	5
2.2	Charakteristika von Laborplasmen	6
2.2.1	Das HF-Plasma	7
2.2.2	Das anodische Plasma	9
2.3	Partikelaufladung	11
2.3.1	Das OML-Modell	11
2.3.2	Einfluss von schwachen Stößen im Bulk der Entladung	14
2.3.3	Aufladung in der Plasmarandschicht	15
2.4	Zeitliche Entwicklung der Partikelladung	18
2.5	Kräfte auf Staubpartikel	20
2.5.1	Die Gravitationskraft	21
2.5.2	Die elektrische Feldkraft	21
2.5.3	Die Neutralgasreibung	21
2.5.4	Die Ionenwindkraft	22
2.5.5	Weitere Kräfte	23
2.5.6	Partikeleinfang in der Randschicht	23
3	Brownsche Partikelbewegung	27
3.1	Freie <i>brownsche</i> Bewegung	28
3.1.1	<i>Ornstein-Uhlenbeck</i> -Prozess	29
3.2	Harmonischer Potentialtopf	31
3.3	Stochastische Ladungsfuktuationen	32
4	Simulation der HF-Entladung	35
4.1	Eigenschaften von <i>Siglo-2D</i> und <i>XPDP-1</i>	35
4.1.1	Entladungscharakteristik mit <i>Siglo-2D</i>	36
4.1.2	<i>XPDP-1</i> -Simulation	38
4.2	Simulationsergebnisse	39
4.2.1	Deformation der Potentialstruktur	40
4.2.2	Einfluss der HF-Amplitude	41
4.2.3	Druckvariation	42

4.2.4	Zeitliche Verhalten der Entladungsparameter	43
4.2.5	Vergleich zwischen <i>XPDP-1</i> und <i>Siglo-2D</i>	44
4.2.6	Verteilungsfunktion der Elektronen	45
4.2.7	Einfluss der vertikalen Entladungsgröße	46
4.2.8	Einfluss auf das Heizmodell durch stochastische Ladungsfluktuationen	49
5	Experimenteller Aufbau	51
5.1	Die Entladungskammer	51
5.2	Betriebsparameter	53
5.3	Diagnostik	55
5.4	Einfluss der Manipulationselektrode	57
6	Partikeleigenschaften und Entladungscharakteristik	61
6.1	Methoden zur Bestimmung der Partikeleigenschaften	61
6.1.1	MSD-Methode	62
6.1.2	VAF-Methode	64
6.1.3	PRRM-Methode	65
6.1.4	FFT-Methode	66
6.1.5	Verteilungsfunktionen	68
6.2	Experimentelle Untersuchungen der Entladungscharakteristik	70
6.2.1	Variation der HF-Amplitude	70
6.2.2	Druckabhängigkeit	72
6.2.3	Einfluss der Entladungsgröße	74
6.3	Neutralgastemperatur	75
7	Kinetische Temperaturen	77
7.1	Bestimmung der kinetischen Temperatur	77
7.1.1	Massenbestimmung	77
7.1.2	Geschwindigkeitsbestimmung	81
7.2	Bestimmte kinetische Temperaturen	85
7.2.1	Abhängigkeit von der HF-Amplitude	87
7.2.2	Druckvariation	88
7.2.3	Einfluss der vertikalen Entladungsgröße	89
7.2.4	Abhängigkeit von der Partikelgröße	92
7.2.5	Diskussion	93
8	Zusammenfassung	97
	Literaturverzeichnis	103
	Liste der Publikationen	119

1 | Einleitung

Die zufällige Bewegung eines Partikels, resultierend aus dem Impulsübertrag durch Kollisionen mit dem umgebenden, sich schnell bewegenden, Atomen bzw. Molekülen, wird nach dem Botaniker R. Brown, der dieses Phänomen 1827 an im Wasser gelösten Blütenstaub beobachtet hatte [1] als *brownsche* Bewegung bezeichnet. Eine erste theoretische Beschreibung der *brownschen* Bewegung erfolgte zu Beginn des 20. Jahrhunderts unabhängig voneinander durch Einstein [2] und Smoluchowski [3], die damit einen indirekten Nachweis für die Existenz von Atomen bzw. Molekülen lieferten. Diese theoretische Beschreibung wurde von Langevin [4] um die Massenträgheit des Partikels erweitert, wodurch die Bewegung durch die nach ihm benannte *Langevin*-Gleichung beschrieben werden kann. Basierend auf dieser Beschreibung wurden von Wang, Uhlenbeck und Ornstein Theorien entwickelt, die die Bewegung sowohl eines freien Partikels als auch eines in einem harmonischen Potentialtopf gefangenen Partikels in Luft bzw. in einer Flüssigkeit darstellten [5, 6].

In aktuellen Studien wurden diese Beschreibungen für die Untersuchung einzelner Partikel, gefangen in einer optischen Falle¹, wieder aufgegriffen. Dabei hat sich das Interesse allerdings von der Beobachtung der klassischen *brownschen* Bewegung verlagert auf die Beobachtung von nicht-diffusiver Bewegung [7], dem Übergang zwischen ballistischer und diffusiver Bewegung [8–10], superdiffusiven Trajektorien [11] oder Nichtgleichgewichtssituationen, wie z. B. der *hot Brownian motion* [12, 13]. Aufgrund der hohen notwendigen örtlichen und zeitlichen Auflösung beschränken sich diese Untersuchungen auf Experimente mit *optical tweezers* [7–17], bei denen einzelne Mikropartikel in einer optischen Falle, bestehend aus einem Laser, eingeschlossen werden. Diese Partikel befinden sich dabei entweder in einer Flüssigkeit [7, 12, 17] oder einem Gashintergrund [8]. Neue Stoßrichtungen in diesem Gebiet sind die Untersuchung der *brownschen* Bewegung im thermischen Nichtgleichgewicht für Nanopartikel [16] sowie die Untersuchung der *aktiven brownschen* Bewegung, bei der die Partikel über einen durch den Beleuchtungslaser gespeisten Antrieb verfügen [18, 19].

In den *optical tweezer* Experimenten lassen sich bedingt durch die starke optische Falle nur die *brownsche* Bewegungen von Partikeln abseits des thermischen Gleichgewichtes untersuchen. Eine nichtinvasive Möglichkeit für den Einschluss eines Partikels in einem harmonischen Potentialtopf bietet die Verwendung eines Plasmas. Ein Plasma beschreibt einen materiellen Zustand, bei dem ein Neutralgas durch Energiezufuhr ionisiert wird, so dass neben den neutralen Gasatomen Elektronen und Ionen vorhanden sind. Wird eine vierte Spezies in Form von Mikropartikeln eingebracht, wird es als *komplexes* oder

¹Im Englischen als *optical tweezer* bezeichnet.

staubiges Plasma bezeichnet. Die Partikel laden sich im Plasma auf mehrere tausend Elementarladungen negativ auf. Diese hohe Ladung sorgt einerseits für den Einfang des Partikels in der Randschicht eines Plasmas, indem die elektrische Feldkraft die Gravitation kompensiert. Andererseits sorgt diese trotz Abschirmung durch das Plasma zu einer Kopplung der Partikel untereinander. Die Kopplung der Partikel kann durch ein abgeschirmtes *Coulomb*-Potential oder auch *Debye-Hückel*-Potential beschrieben werden. Ein Vorteil der *komplexen* Plasmen ist, dass die Kopplung der Partikel untereinander von den Parametern der Entladung abhängt und damit Systeme starker wie auch schwacher Kopplung beobachtet und studiert werden können. Je nach Stärke der Kopplung verhalten sich solche Systeme wie ein Festkörper, eine Flüssigkeit oder ein Gas mit deren Eigenschaften [20]. Durch einen deutlich größeren Abstand der Staubpartikel gegenüber der eines Festkörpers weisen diese Systeme eine hohe optische Transparenz auf. Diese ermöglicht eine einfache Diagnostik der Dynamik und Struktur der Systeme mit Hilfe der Videomikroskopie [21]. Der Forschungsbereich der *komplexen* Plasmen ist aus dem Bereich der astrophysikalischen Plasmen [22, 23], z. B. der Studie von Planetenringen [24], und der technischen Plasmen [23, 25], z. B. die Beobachtung von Killerpartikeln in der Chipherstellung [26], Anfang der 90er Jahre hervorgegangenen. Einen wachsenden Einfluss gewinnt die Beobachtung von Partikeln in der Fusionsforschung [27]. Mit der Möglichkeit Partikel in der Randschicht eines Plasmas einzufangen zu können [28–30], eröffneten sich bis heute diverse Forschungsschwerpunkte in diesem Bereich, z. B. der Partikelaufladung [31–36], der Partikelwechselwirkung [37, 38], der Wellenphänomene [39–44] und der Manipulation einzelner Partikel [45–47].

Die Beobachtung der *brownschen* Bewegung in Gegenwart eines Plasmas ist auch aus einem weiteren Grund von großem Interesse. Durch die hohen Partikelladungen von einigen tausend Elementarladungen auf den Mikropartikeln levitieren diese in einem Bereich von starken elektrischen Feldern. Neben der Kopplung an das umgebende Neutralgas, welche alleine zu einem thermischen Gleichgewicht führen würde, ist das Partikel über mögliche fluktuierende Felder [48] oder fluktuierende Partikelladungen [49, 50] an das Plasma gekoppelt [51]. Jeder dieser beiden Effekte kann zu einer Erhöhung der kinetischen Temperatur der Partikel führen, die das thermische Gleichgewicht mit dem Neutralgas übersteigt. Damit ist dieses System ein Beispiel für eine *brownsche* Bewegung im Nichtgleichgewicht, welches einige Übereinstimmungen mit der *hot Brownian motion* [12, 13] zeigt [52].

Wie erwartet, wurden in zahlreichen Experimenten im Bereich der *komplexen* Plasmen erhöhte kinetische Temperaturen gemessen [44, 53–60]. In 3D Systemen, bestehend aus mehreren Partikellagen, liegen die ermittelten kinetischen Temperaturen im Bereich von einigen zehn eV liegen und damit deutlich von der Neutralgastemperatur abweichen [53, 55, 59]. Diese deutlich erhöhten kinetischen Temperaturen wurden auch für Partikel in einer ausgedehnten Partikelwolke unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen beobachtet [44] und lassen auf eine Heizung der Partikel durch kollektive Phänomene, z. B. der Schweigert-Instabilität [61], schließen. Aber auch in zweidimensionalen Systemen wird eine, wenn auch geringere, erhöhte kinetische Temperatur beobachtet [54, 56–58]. Als Ursache für die erhöhten Temperaturen können hier Wechselwirkungen mit den durch die Umströmung von Ionen um ein Partikel hervorgerufenen positiven Raumladungsbereichen, die z. B. zu *mode-coupling*-Instabilitäten [38, 62–64] führen können, verantwortlich sein. Für ein eindimensionales System, welches aus lediglich zwei Partikeln besteht, wurde hingegen mit $T_{\text{kin}} = 430 \text{ K}$ nur eine leichte Abweichung zur Raumtemperatur festgestellt

[65, 66]. Somit kann durch eine Reduktion der Partikelanzahl der Einfluss von kollektiven Phänomenen unterbunden werden. Um den Einfluss von fluktuierenden elektrischen Feldern oder Ladungen auf die Partikelbewegung studieren zu können, ist die Beobachtung einzelner Partikel am besten geeignet.

Die Kenntnis der in der Entladung vorherrschenden Neutralgastemperatur spielt dabei ebenfalls eine entscheidende Rolle. Aus technischen Plasmen ist bekannt, dass sich Oberflächen, die sich in der Nähe einer Entladung befinden, mit der Zeit aufheizen [67], welches auch auf eine erhöhte Neutralgastemperatur zurückzuführen ist. Für Laborplasmen wurde in den Arbeiten von Swinkels *et al.* [68] und Maurer [69] eine Abhängigkeit der Neutralgastemperatur von der ins Plasma induzierten Leistung nachgewiesen. Nur für sehr geringe Leistungen zeigte sich eine Übereinstimmung zwischen dieser und der Raumtemperatur.

Im Rahmen dieser Dissertation wird die *brownsche* Bewegung eines Mikropartikels in der Randschicht eines Plasmas untersucht. Ein Hauptaugenmerk liegt auf der Bestimmung der kinetischen Partikeltemperatur um die Frage zu klären, ob sich Partikel in einem thermischen Gleichgewicht mit dem Neutralgas befinden oder in einem nicht-thermischen Gleichgewichtszustand. Ebenfalls wird untersucht, ob die Bewegung der Partikel mit dem Modell der *brownschen* Bewegung eines Partikels in einer harmonischen Potentialfalle nach Wang und Uhlenbeck [6] beschrieben werden kann. Um die kinetische Temperatur eines Partikels berechnen zu können, ist es notwendig sowohl die Geschwindigkeit als auch die Partikelmasse mit hoher Präzision zu ermitteln. Es wird außerdem mit Hilfe von Simulationen und detaillierten Experimenten der Einfluss der Entladungseigenschaften bzw. durch mögliche Potential-Relaxationsoszillationen [70, 71] auf die beobachteten kinetische Temperatur untersucht.

Einen weiteren Schwerpunkt bildet der Nachweis der Heizung der Partikel durch stochastische Ladungsfluktuationen. Dabei soll geklärt werden, inwieweit sich die erwarteten Charakteristiken bezüglich einer Zunahme des Effektes durch Erhöhung der Partikelmasse bzw. einer Absenkung des Neutralgasdruckes nach den Modellen der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen [49, 50] experimentell verifizieren lassen.

Diese Dissertation gliedert sich wie folgt: In Kap. 2 werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften *komplexer* Plasmen vorgestellt. Anschließend wird die Theorie der *brownschen* Bewegung in Kap. 3 für ein freies Partikel und ein in einem harmonischen Potentialtopf gefangenen Partikel präsentiert. Des Weiteren wird ein Modell für die Aufheizung eines Mikropartikels in der Randschicht eines Plasmas erläutert. Für eine detaillierte Studie werden Simulationen der Entladung durchgeführt, die in Kap. 4 diskutiert werden. Die experimentellen Aufbauten und verwendeten optischen Diagnostiken sind in Kap. 5 dargestellt. In Kap. 6 werden zunächst die unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der kinetischen Temperaturen, Eigenfrequenzen und Reibungskoeffizienten diskutiert, bevor der Einfluss von veränderten Entladungsbedingungen untersucht wird. Danach werden die notwendigen Verfahren für die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und Partikelmasse in Kap. 7 vorgestellt, die eine anschließende Bestimmung der kinetischen Temperatur ermöglichen. Des Weiteren wird die Entwicklung der kinetischen Temperatur in Abhängigkeit von veränderten Entladungsbedingungen untersucht und mit den Modellvorhersagen für eine Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen verglichen. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Dissertation in Kap. 8 zusammengefasst und ein kurzer Ausblick über mögliche zukünftige Stoßrichtungen gegeben.

2 | Grundlegende Eigenschaften staubiger Plasmen

Die grundlegenden Eigenschaften von staubigen oder komplexen Plasmen sind ausführlich in diversen Lehrbüchern [72–75], Übersichtsartikeln [20, 21, 76–80] und veröffentlichten Materialien für eine einführende Plasmaphysikvorlesung [81] dokumentiert. Da bestimmte Eigenschaften des staubigen Plasmas für das Verständnis der späteren Untersuchung der *brownschen* Bewegung eines mikrometergroßen Partikels notwendig sind, werden diese im folgenden Kapitel kurz vorgestellt. Zunächst wird der Begriff des Plasmas zusammen mit den grundlegenden Eigenschaften eines Plasmas eingeführt. Anschließend werden die Charakteristiken einer Hochfrequenz (HF)-Entladung und eines anodischen Plasmas diskutiert. Es folgt eine Beschreibung der Aufladung von Partikeln und abschließend eine Vorstellung der auf diese wirkenden Kräfte.

2.1 Das staubige Plasma

Der Begriff des Plasmas wurde 1928 von Langmuir [82] geprägt. Dieser beschreibt einen Zustand der Materie, bei dem diese aus Elektronen, Ionen und Neutralgasatomen besteht. Da sich ein solcher Zustand durch Energiezufuhr aus einem gasförmigen Aggregatzustand durch Aufspalten eines Neutralgasatoms in ein Elektron und ein Ion erzeugen lässt, wird dieser Zustand auch als *vierter Aggregatzustand* bezeichnet. Werden alle Neutralgasatome in Elektronen und Ionen aufgespalten, spricht man von einem vollständig ionisierten Plasma. In typischen Laborplasmen ist der erreichte Ionisierungsgrad hingegen sehr gering, so dass man von einem schwach ionisierten Plasma spricht.

Eine wichtige Eigenschaft des Plasmas ist dessen Quasineutralität, d. h., dass die Gesamtladung nach außen hin die Beziehung

$$n_e - n_i = 0 \tag{2.1}$$

erfüllen muss, wobei n_e für die Elektronendichte und n_i für die Dichte von einfach positiv geladenen Ionen steht.

Eine weitere Eigenschaft ist das kollektive Verhalten der Ladungsträger, das es erlaubt, elektrische Störungen effektiv abschirmen zu können, um damit die Quasineutralität nach außen hin aufrecht zu erhalten. Das Potential einer Störladung q kann, ausgehend von der

Wechselwirkung mit den Elektronen und Ionen, durch das *Debye-Hückel-* oder *Yukawa-*Potential

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.2)$$

beschrieben werden, wobei r für den Abstand von der Störladung und ϵ_0 für die elektrische Feldkonstante steht. λ_D ist die linearisierte *Debye-Länge* und gibt hier die charakteristische Längenskala der Abschirmung an, bei der die Störung auf $1/e$ des *Coulomb-Potentials* abgefallen ist. Dabei setzt sich λ_D aus der *Debye-Länge* der Elektronen ($\lambda_{D,e}$) und der Ionen ($\lambda_{D,i}$) zusammen:

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

Die *Debye-Länge* der Elektronen- bzw. Ionen sind dabei durch

$$\lambda_{D,e}^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}, \quad \lambda_{D,i}^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_i}{n_i e^2} \quad (2.4)$$

gegeben, wobei T_e für die Elektronentemperatur und T_i für die Ionentemperatur steht. Im Gegensatz zu einem thermodynamischen Gleichgewichtsplasma mit $T_e = T_i$ ist die Elektronentemperatur in typischen Laborplasmen ca. 100 mal größer als die Ionentemperatur, wodurch λ_D durch die kürzere *Debye-Länge* der Ionen dominiert wird.

Enthält das Plasma neben den drei oben erwähnten Spezies noch eine weitere aus Partikeln mit einem Radius r_p im Bereich von wenigen Nanometern bis hin zu einigen Mikrometern, so wird der Zustand als staubiges oder komplexes Plasma bezeichnet. Aufgrund der geringeren Masse der Elektronen gegenüber der Ionen ist bei gleicher Temperatur die thermische Geschwindigkeit der Elektronen deutlich größer als die der Ionen. Somit laden sich die Partikel negativ auf. Dieser Aufladeprozess wird in Kap. 2.3 ausführlicher dargestellt. Durch die Anwesenheit dieser weiteren Spezies muss die Gl. (2.1) für die Quasineutralität um den Summand $Z_p n_p$ auf

$$n_e - n_i + Z_p n_p = 0 \quad (2.5)$$

erweitert werden, wobei $Z_p = |q_p|/e$ für die Ladung in Einheiten der Elementarladung und n_p für die Dichte der Staubpartikel steht.

2.2 Charakteristika von Laborplasmen

Für die Erzeugung eines Plasmas unter Laborbedingungen existieren zwei unterschiedliche Methoden: Erstens, die Methode der HF-Entladung, bei der durch das Anlegen einer Hochfrequenzspannung Elektronen in Bewegung versetzt werden und durch Stöße mit Neutralgasatomen weitere Elektronen und Ionen erzeugen. Diese Methode wird im Rahmen dieser Dissertation zur Erzeugung der primären Plasmaentladung genutzt (siehe Kap. 5). Die Charakteristika einer solchen Entladung werden daher kurz vorgestellt. Bei der zweiten Methode, den *Direct Current* (DC)-Plasmen, werden die Elektronen durch eine starke Spannungsdifferenz zwischen einer Kathode und Anode beschleunigt und ionisieren das Neutralgas ebenfalls durch Stöße. Ein solches DC-Plasma oder auch anodisches Plasma wird hier für den Einfang von Partikeln verwendet (siehe Kap. 5). Daher werden auch kurz die Charakteristika eines anodischen Plasmas erläutert.

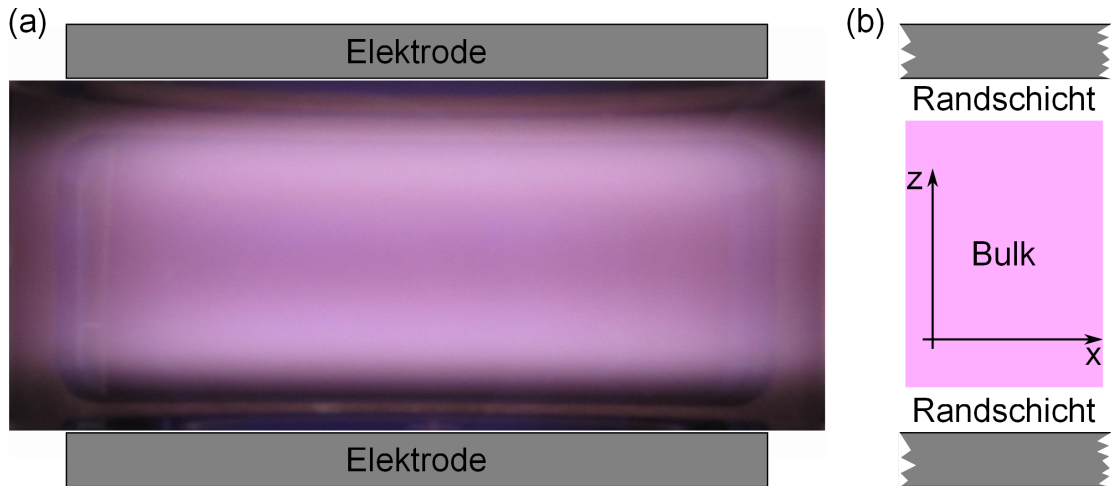


Abbildung 2.1: (a) Foto einer Leuchterscheinung in einer Parallelplatten HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 100 \text{ V}_{\text{pp}}$ bei $p = 10 \text{ Pa}$. (b) Schematische Einteilung der Entladung in ein zentrales Bulk und die Randschichten.

2.2.1 Das HF-Plasma

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Parallelplatten-HF-Entladung mit $f_{\text{HF}} = 13,56 \text{ MHz}$ verwendet, deren genauer Aufbau in Kap. 5 vorgestellt wird. Dieses Konzept der Plasmaerzeugung ist in der Forschung und in der technischen Anwendung weit verbreitet, da sich im Gegensatz zu DC-Plasmen höhere Elektronen- und Ionendichten erreichen lassen. In Abb. 2.1 (a) ist die Aufnahme einer solchen Entladung bei $p = 10 \text{ Pa}$ und $U_{\text{HF}} = 100 \text{ V}_{\text{pp}}$ zu sehen. Dabei lassen sich optisch zwei Bereiche identifizieren [skizziert in Abb. 2.1 (b)]: der zentrale Bereich mit einer ausgeprägten Leuchterscheinung, der auch als Bulk bezeichnet wird, und den dunklen Randbereichen vor den Elektroden, die in der Literatur als Randschichten bezeichnet werden. Die Leuchterscheinung im Bulk entsteht durch die Stöße der Elektronen mit den Neutralgasatomen und hängt von der Elektronendichte und deren kinetischer Energie ab. Auf die Struktur und die Dynamik der Randschicht wird im Folgenden genauer eingegangen.

Für eine vereinfachende Darstellung der Dynamik der Spezies in einer Entladung wird die Plasmafrequenz

$$\omega_{\text{p},j} = \left(\frac{q_j^2 n_j}{\epsilon_0 m_j} \right)^{1/2}, \quad j \in \{\text{e}, \text{i}, \text{p}\} \quad (2.6)$$

eingeführt, mit der Masse m_j der Spezies j die angibt, bis zu welcher Frequenz die beteiligten Spezies auf elektrische Felder reagieren können. Damit ergeben sich für eine typische Dichte (siehe Simulationsergebnisse in Kap. 4) in diesem Experiment von $n_i = n_e = 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ die Plasmafrequenzen der Elektronen zu $\omega_{\text{p},\text{e}} = 1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ und die der Ionen zu $\omega_{\text{p},\text{i}} = 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Ein Vergleich mit der verwendeten Hochfrequenz zeigt, dass $\omega_{\text{p},\text{e}} > 2\pi f_{\text{HF}} > \omega_{\text{p},\text{i}}$ ist, wodurch die Elektronen in der Lage sind der HF zu folgen, während die Ionen nur auf die zeitgemittelten Felder reagieren können. Damit spielen die Elektronen in der Dynamik der Randschicht die entscheidende Rolle. Da die Masse m_{p} der Partikel deutlich größer als m_{e} und m_{i} ist, liegt deren Plasmafrequenz deutlich unter-

halb der Ionenplasmafrequenz, d. h. die Partikeldynamik weist eine eigene Zeitskala auf. Daraus folgt, dass sie nur auf die zeitgemittelten Felder der Elektronen und Ionen reagieren können. Im Rahmen dieser Dissertation spielt die Staubplasmafrequenz keine Rolle, da bei der Betrachtung einzelner Partikel die notwendige Staubdichte n_p gegen null geht. In ausgedehnten Staubsystemen, z. B. bei der Untersuchung der Wellenphänomene unter Schwerelosigkeit [43, 44, 83] oder bei Untersuchungen in Nanostaubwolken [84] spielt die Staubplasmafrequenz allerdings eine wichtige Rolle.

Plasmarandschicht

Die Charakteristik der Plasmarandschicht einer HF-Entladung spielt in Laborplasmen eine entscheidende Rolle, da dort der Partikeleinfang stattfindet. Eine Beschreibung der Randschicht und ihrer Dynamik wurde unter anderem von Godyak und Sternberg [85] sowie von Riemann *et al.* [86] vorgestellt, die in Abb. 2.2 skizziert ist. Dominiert wird die Randschicht durch das zeitliche Verhalten der Elektronen, welche aufgrund ihrer Plasmafrequenz der angelegten Wechselspannung auf den Elektroden folgen können. Die Ionen sind wegen ihrer höheren Masse zu träge und reagieren nicht auf die wechselnde HF-Amplitude. Die Entladung kann in den Bereich des Bulks (ungestörtes Plasma) für $z < 0$, in dem die Quasineutralität gilt, und die Randschicht für $z > 0$ unterteilt werden. Die Schichtkante z_s ist nicht lokalisiert, sondern ändert in Abhängigkeit von der Spannung auf der Elektrode ihre Position. Für den Fall der maximalen negativen Spannung auf der Elektrode liegt die Schichtkante z_s bei $z = 0$. Verringert sich die Spannung, wandert z_s in Richtung der Elektrode. Die Elektronendichteverteilung wird in diesem Bild als eine Stufenverteilung angenommen mit $n_e(t) = n_i$ für $z < z_s$ und $n_e(t) = 0$ für $z > z_s$. Die zeitlich gemittelte Elektronendichte $\langle n_e \rangle$ ist geringer als die Ionendichte, was zu einer Ausbildung einer positiv geladenen Raumladungsschicht führt. Neben der zeitlichen Veränderung der Elektronendichte in der Randschicht ist die Abnahme von $\langle n_e \rangle$ auf die Wechselwirkung mit der Elektrode zurückzuführen. Durch die höhere thermische Geschwindigkeit der Elektronen lädt sich diese negativ auf. Die resultierenden starken elektrischen Felder, die sich in dieser Schicht ausbilden, sorgen für eine Abstoßung weiterer Elektronen und damit für eine Verringerung der Elektronendichte $\langle n_e \rangle$ vor den Oberflächen. Gleichzeitig werden die Ionen in Richtung der Oberflächen beschleunigt, wodurch die Ionendichte n_i weniger stark reduziert wird als die Elektronendichte $\langle n_e \rangle$. Die weitere Abnahme der Ionendichte in der Randschicht begründet sich auf der Erfüllung der Kontinuitätsgleichung ($n_i v_i = \text{const.}$). Damit sich die positive Raumladungsschicht mit $\langle n_e \rangle < n_i$ nicht weiter in die Entladung ausdehnt, müssen die Ionen an der Schichtkante die Bohmgeschwindigkeit [87]

$$v_B = \left(\frac{k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

erreichen.

Eine Zusammenfassung der gängigen Modelle für die Schichtdynamik ist in Ref. [88] gegeben. Die vorhandenen Modelle werden dabei stetig weiterentwickelt um die wirkliche Struktur der Randschicht wiedergeben zu können. Eines der neuesten Modelle liefern Douglass *et al.* [89]. Riemann *et al.* [86] haben ebenfalls gezeigt, dass Ionen-Neutralgasstöße in der Randschicht die Dynamik der Randschicht beeinflussen können. Durch die Stöße

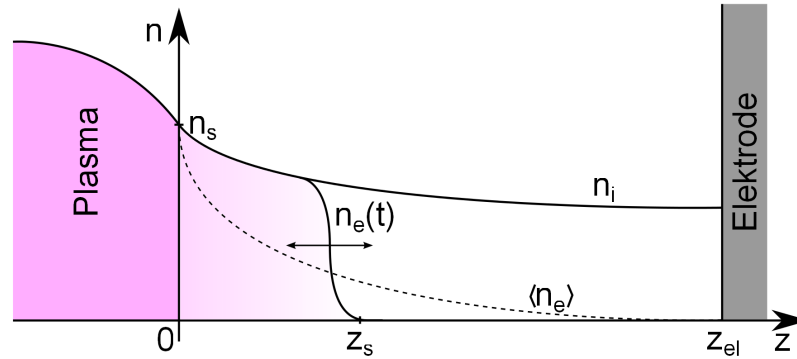


Abbildung 2.2: Verlauf der Ionen- und Elektronendichte in der Randschicht nach der Modellvorstellung von Lieberman und Lichtenberg [90].

verschiebt sich die Randschicht z_s weiter zur Elektrode, da die Ionen die Bohmgeschwindigkeit erst später erreichen.

2.2.2 Das anodische Plasma

Neben der primären HF-Entladung wird für den Einfang von Partikeln in der Randschicht im Rahmen dieser Dissertation teilweise ein sekundäres Plasma verwendet. Bei diesem Plasma handelt es sich um ein anodisches Plasma, das durch Anlegen einer positiven Gleichspannung an die Manipulationselektrode mit der von Annaratone *et al.* [91] benutzten Methode erzeugt wird. In der Abb. 2.3 ist diese sekundäre Entladung deutlich zwischen der primären Entladung und der Manipulationselektrode zu sehen. Daher sollen im Folgenden kurz die Eigenschaften anodischer Plasmen vorgestellt werden. Eine ausführlichere Beschreibung des hier verwendeten experimentellen Aufbaus erfolgt in Kap. 5.

Eine detaillierte Studie von anodischen Plasmen bei niedrigen Drücken wurde von Malter *et al.* [92] in den 50er Jahren veröffentlicht und in den folgenden Jahren in diversen Arbeiten weiter vertieft [93–95]. In diesen Arbeiten wurden die grundlegenden Eigenschaften eines anodischen Plasmas sowie die unterschiedlichen Entladungszustände in Abhängigkeit von der an die Anode angelegten Spannung vorgestellt. Es konnten dabei vier unterschiedliche Zustände identifiziert werden.

Der Zustand bei geringen Spannungen wird als *anode glow mode* (AGM) bezeichnet. Dabei findet eine Ionisierung der Neutralgasatome nur in der *Debye*-Schicht vor der Anode statt, da nur dort die elektrischen Felder stark genug sind um die Elektronen auf die notwendige kinetische Energie zu beschleunigen. Im Experiment wird für diesen Zustand eine schwache Leuchterscheinung dicht vor der Anode beobachtet [92].

Bei höheren Spannungen wird der *ball-of-fire mode* (BFM) erreicht. Dieser zeichnet sich durch eine sphärische Leuchterscheinung oberhalb der Anode aus. Dies ist verbunden mit einer Verlagerung der Ionisierung der Neutralgasatome von der *Debye*-Schicht in das

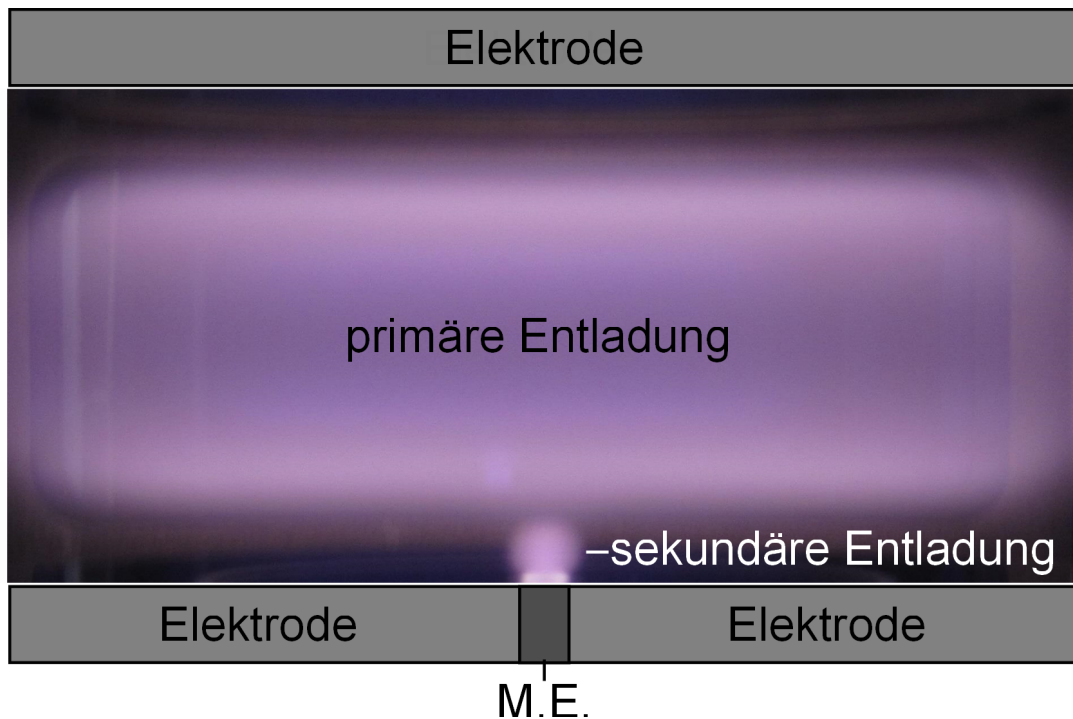


Abbildung 2.3: Foto der Leuchterscheinungen, hervorgerufen durch die primäre Parallelplatten-HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 100 \text{ V}_{\text{pp}}$ bei $p = 10 \text{ Pa}$ und der sekundären, anodischen Entladung durch Anlegen einer positiven Gleichspannung von $U_{\text{M}} = 200 \text{ V}$ an der in der unteren Elektrode integrierten Manipulationselektrode (M.E.).

Volumen vor der Anode. Der Übergang vom AGM in den BFM erfolgt dabei schlagartig beim Überschreiten eines kritischen Spannungswertes [92].

Wird die Spannung weiter erhöht, dehnt sich die sphärische Leuchterscheinung weiter aus, bis sie fast das gesamte Entladungsvolumen zwischen Anode und Kathode ausfüllt. Es verbleibt nur ein kleiner Bereich vor der Kathode, in dem keine Ionisierung stattfindet. Dieser Zustand wird als *Langmuir mode* bezeichnet und ist recht instabil.

Bei sehr hohen Spannungen erstreckt sich das anodische Plasma über den gesamten Entladungsbereich. Dieser Zustand wird als *temperature-limited mode* (TLM) bezeichnet und ist charakterisiert durch einen konstanten Anodenstrom für eine zunehmende Anodenspannung. Die Begrenzung des Anodenstroms ist dabei in dem Experiment von Malter, Johnson und Webster [92] durch den Emissionsstrom aus der Kathode gegeben.

Eine detaillierte Studie des Überganges vom AGM in den BFM für das hier verwendete Experiment wurde von S. Lepper im Rahmen ihrer Diplomarbeit [96] untersucht und deckt sich mit den früheren Untersuchungen von Malter *et al.* [92].

Eine weitere Besonderheit anodischer Plasmen ist die Ausbildung einer Doppelschicht aufgrund lokalisierter, hoher Potentialgradienten, die erstmals von Langmuir [97] beobachtet worden sind. Diese Doppelschichten entstehen durch eine entgegengesetzte Strömungsrichtung der Ionen und Elektronen und treten im Randbereich eines Plasmas auf. Für anodische Plasmen wurde die Ausbildung von Doppelschichten in diversen Arbeiten untersucht [98–100]. Barkan *et al.* [101] zeigten 1995, dass sich in einer solchen Doppel-

schicht Partikel einfangen lassen. Die Ausbildung einer Doppelschicht in der Nähe einer sekundären, anodischen Entladung und dem möglichen Partikeleinschluss wurde in der Arbeit von Annaratone *et al.* [91] vorgestellt.

2.3 Partikelaufladung

Wird ein Fremdkörper in ein Plasma eingebracht, finden unterschiedliche Aufladeprozesse statt. Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen der Aufladung von Staub in astrophysikalischen Plasmen und der Aufladung von Partikeln in Niedertemperaturplasmen in einem Labor. In astrophysikalischen Plasmen [22] dominieren die Prozesse der Photo-emission [102] und sekundären Elektronenemission [103], die beide tendenziell zu positiven Staubladungen führen [104].

In Laborplasmen wird die Aufladung der Partikel durch die Elektronen- und Ionenströme auf die Oberfläche dominiert. Für die Beschreibung der Aufladung hat sich das *Orbital-Motion-Limited* (OML) Modell [105] bewährt, das ursprünglich zur Bestimmung des Oberflächenpotentials von Kugel- oder Zylindersonden in stoßfreien, stationär strömenden Plasmen entwickelt wurde. Im Folgendem wird das einfache OML-Modell vorgestellt und anschließend die Erweiterungen durch die Wechselwirkung der Ionen mit den Neutralgasatomen diskutiert. Da die später untersuchten Partikel nicht im Bulk, sondern in der Randschicht der Entladung levitieren (siehe Kap. 2.5.6), wird im nächsten Schritt die Aufladung in der Randschicht diskutiert. Abschließend wird die zeitliche Endwicklung der Partikelladung untersucht.

2.3.1 Das OML-Modell

Das OML-Modell wurde von Mott-Smith und Langmuir [105] für die Berechnung von Strömen auf Sonden in einem Plasma entwickelt. Das Plasma wird hierbei als ruhend angesehen, d. h. eventuelle gerichtete Strömungen von Ladungsträgern werden nicht berücksichtigt. Betrachtet man nun ein Partikel als eine stromlose Kugelsonde, auf dessen Oberfläche sich ein Potential ϕ_{fl} einstellt, so kann das OML-Modell auch für die Berechnung der Ströme auf die Partikeloberfläche und damit für dessen Aufladung verwendet werden. Voraussetzung für die Anwendung des Modells ist, dass der Radius des Partikels r_p kleiner als die Abschirmlänge λ_D ist. Für die Elektronen bzw. Ionen wird jeweils eine *Maxwellsche* Geschwindigkeitsverteilung angenommen und mögliche Stöße, z. B. mit Neutralgasatomen, werden ausgeschlossen.

Durch Wechselwirkung der Ladungsträger mit der Oberfläche des Partikels lädt sich diese auf ein bestimmtes Potential auf. Das führt anschließend zu einer attraktiven bzw. repulsiven Wechselwirkung mit den weiteren Ladungsträgern. Für ein Partikel mit Radius r_p und einem Oberflächenpotential ϕ_{fl} lässt sich die effektive Fläche für den Einfang abhängig von der Geschwindigkeit $v_{i,e}$ der Ladungsträger durch den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_c = \pi b_c^2 = \pi r_p \left(1 - \frac{2q\phi_{\text{fl}}}{m_{i,e}v_{i,e}^2} \right) \quad (2.8)$$

mit b_c als Stoßparameter beschreiben. Aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen lädt sich die Partikeloberfläche in Laborplasmen negativ auf. Dadurch

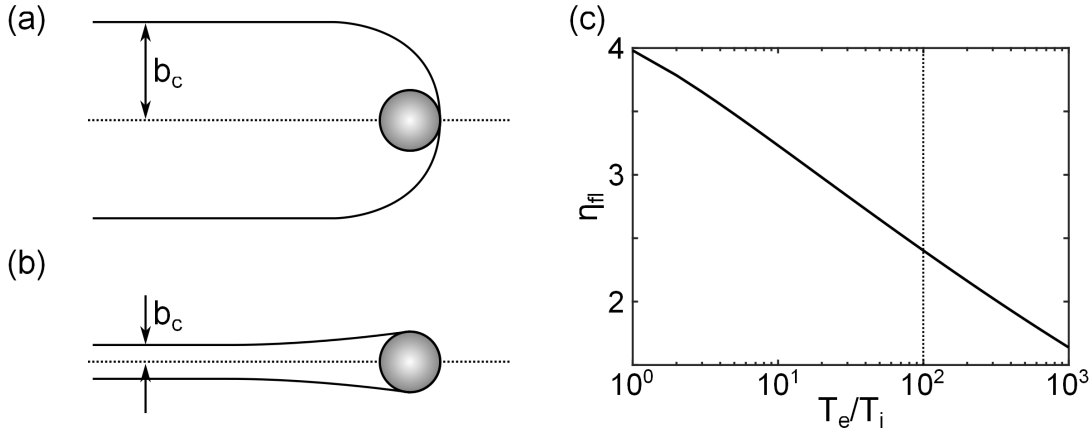


Abbildung 2.4: (a) Vergrößerung des effektiven Stoßparameters b_c durch den OML-Faktor für ein attraktives Potential ϕ_{fl} und (b) Verkleinerung von b_c für ein repulsives Potential ϕ_{fl} (nach dem Vorbild von Ref. [75]). (c) Vom Temperaturverhältnis T_e/T_i abhängiger Verlauf des normierten Floatingpotentials η_{fl} in einem Argonplasma nach dem OML-Modell mit $n_i/n_e = 1$.

stellt sich für Ionen mit $q_i = e$ ein attraktives Potential mit $q\phi_{fl} < 0$ ein. Dies wiederum führt zu einer Vergrößerung der effektiven Fläche für deren Einfang. Für Elektronen mit $q = -e$ hingegen wirkt es repulsiv und führt somit zu einer effektiven Verkleinerung der Einfangfläche. In Abb. 2.4 (a) und (b) sind die beiden Situation skizziert.

Der Gesamtstrom I_e^{OML} der Elektronen auf die Oberfläche des Partikels wird durch Integration über alle ihre Geschwindigkeiten v_e berechnet:

$$I_e^{OML} = en_e \int_{v_{e,0}}^{\infty} v_e \sigma_c f_M(v_e) dv_e = -en_e \pi r_p^2 \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{e\phi_{fl}}{k_B T_e} \right). \quad (2.9)$$

Dabei ist $v_0 = (2q\phi/m_e)^{1/2}$ die minimale Grenzgeschwindigkeit, die notwendig ist um das repulsive Potential ($\sigma_c \geq 0$) überwinden zu können.

Der Ionenstrom I_i^{OML} kann analog zum Elektronenstrom I_e berechnet werden. Durch das für Ionen attraktiv wirkende Potential entfällt die Voraussetzung einer Minimalgeschwindigkeit, so dass die untere Grenze der Integration auf 0 gesetzt werden kann. Damit ergibt sich der Ionenstrom zu

$$I_i^{OML} = en_i \int_0^{\infty} v_i \sigma_c f_M(v_i) dv_i = en_i \pi r_p^2 \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{e\phi_{fl}}{k_B T_i} \right]. \quad (2.10)$$

Der in eckigen Klammern stehende Term wird auch als OML-Faktor bezeichnet und zeigt die in Abb. 2.4 (a) dargestellte Vergrößerung des effektiven Einfangbereichs an.

Nach dem OML-Modell stellt sich für den stationären Ladungszustand ein Gleichgewicht zwischen Elektronen- und Ionenstrom ein. Das sich daraus ergebende Potential wird als Floatingpotential ϕ_{fl} bezeichnet. Daraus folgt, dass der Stromfluss auf dessen Oberfläche verschwinden muss und somit

$$0 = I_e^{OML}(\phi_{fl}) + I_i^{OML}(\phi_{fl}) \quad (2.11)$$

gilt. Das Floatingpotential kann numerisch aus der transzendenten Gleichung

$$0 = - \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{e\phi_{\text{fl}}}{k_B T_e} \right) + \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{e\phi_{\text{fl}}}{k_B T_i} \right] \quad (2.12)$$

berechnet werden. Es zeigt sich, dass ϕ_{fl} für $n_i = n_e$ und $m_e/m_i = \text{const.}$ nur noch eine Abhängigkeit von den Temperaturen der Elektronen und der Ionen aufweist. In Abb. 2.4 (c) ist das Potential, normiert auf die Elektronentemperatur $\eta_{\text{fl}} = -e\phi_{\text{fl}}/k_B T_e$, für unterschiedliche Temperaturverhältnisse T_e/T_i in einem Argonplasma dargestellt. Mit Hilfe des Massenverhältnisses $\mu = m_i/m_e$, des Temperaturverhältnisses $\tau_T = T_e/T_i$ und $\eta_{\text{fl}} = -e\phi_{\text{fl}}/k_B T_e$ kann Gl. (2.12) in die Form

$$\exp(\eta_{\text{fl}}) = (\mu\tau_T)^{1/2} (1 + \tau_T \eta_{\text{fl}}) \quad (2.13)$$

gebracht werden. Ausgehend von $\phi_{\text{fl}} \approx 4T_e/eV$ für ein isothermes ($T_e = T_i$) Argonplasma nimmt ϕ_{fl} für ein zunehmendes Verhältnis von T_e/T_i ab. In Niedertemperaturplasmen wird für die Iontemperatur meist die Raumtemperatur ($T_i \approx 0,03 \text{ eV}$) und für die Elektronentemperatur $T_e \approx 3 \text{ eV}$ angenommen. Daraus ergibt sich $T_e/T_i \approx 100$ [gepunktete Linie in Abb. 2.4 (c)] und damit für das Floatingpotential $\phi_{\text{fl}} \approx 2,4T_e/eV$.

Dabei ist zu beachten, dass das hier vorgestellte Modell nur für den Fall einfach ionisierter Ionen mit der Ladung $q_i = e$ gilt. Eine weitere Einschränkung des Modells tritt bei hohen Staumdichten auf. Für diesen Fall findet aufgrund der Quasineutralitätsbedingung [Gl. (2.5)] eine Reduktion der freien Elektronendichte statt, wodurch die Annahme von $n_i = n_e$ nicht mehr gegeben ist. Mit abnehmender Elektronendichte verringert sich I_e und damit nimmt nach Havnes *et al.* [106] das Floatingpotential ab.

Aus dem berechneten Potential ϕ_{fl} kann anschließend die Ladung eines Partikels ermittelt werden. Dazu wird das Partikel als Kugelkondensator mit der Kapazität

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_p \left(1 + \frac{r_p}{\lambda_D} \right) \quad (2.14)$$

betrachtet mit dem inneren Radius r_p und dem äußeren Radius λ_D . Für $r_p \ll \lambda_D$ vereinfacht sich dieser Ausdruck, da der letzte Term vernachlässigt werden kann. Die Ladung auf dem Partikel kann dann mit

$$q_p = C\phi_{\text{fl}} \quad (2.15)$$

bestimmt werden. Dadurch ergibt sich für $\eta_{\text{fl}} = 2,4$, $T_e = 3 \text{ eV}$ und $r_p = 1 \mu\text{m}$ eine Partikelladung von $q_p \approx -4.700e$ und für $r_p = 4 \mu\text{m}$ $q_p \approx -19.000e$.

Für die experimentelle Bestimmung der Partikelladung wurden diverse Methoden entwickelt. So kann die Ladung z. B. durch externe Anregung der Partikel (Resonanzmethode) [45, 47, 107, 108], durch Auswertung der Stöße zwischen Partikeln [109], durch die Auswertung von Wellenphänomenen [110] oder durch den Interpartikelabstand bei Rotation in einer Falle [32] gewonnen werden. Ein Resultat dieser Experimente ist die Erkenntnis, dass die durch das OML-Modell berechnete Partikelladung als eine obere Abschätzung der tatsächlichen Partikelladung fungieren kann. Dies wird auch durch Simulationen von Zobnin *et al.* [111] bestätigt. Eine Ursache für die zu hohe Abschätzung der Ladung nach dem OML-Modell ist z. B. die Vernachlässigung von Stößen bei der Berechnung des Elektronen- und Ionenstromes. Des Weiteren ist die Annahme eines ruhenden Plasmas meist nicht erfüllt, da Partikel in der Randschicht levitieren, wo eine

gerichtete Ionenströmung vorherrscht [76]. Barnes *et al.* [112] haben in ihrem Modell eine solche Strömung der Ionen berücksichtigt, indem sie die thermische Geschwindigkeit im Ionenstrom durch eine Geschwindigkeit ersetzt haben, die sich aus der thermischen Bewegung und einer überlagerten Driftgeschwindigkeit der Ionen zusammensetzt. Eine weitere Fehlerquelle im OML-Modell ist die Annahme einer einfachen *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger. In Simulationen [113, 114] und Sondenmessungen [115, 116] wurde gezeigt, dass in Niedertemperaturplasmen bei Drücken unterhalb von 10 Pa die einfache *Maxwellsche*-Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in eine *Bi-Maxwellsche*-Geschwindigkeitsverteilung übergeht.

Im Folgenden werden die Auswirkungen von Stößen auf die Aufladung und die Betrachtung der Aufladung in der Randschicht durch Erweiterung des OML-Modells genauer vorgestellt.

2.3.2 Einfluss von schwachen Stößen im Bulk der Entladung

Durch die Annahme, dass die mittlere freie Weglänge der Ionen deutlich größer als die Abschirmlänge ist, wurde der Einfluss von Stößen auf den Ionenstrom in dem OML-Modell von Mott-Smith und Langumir [105] vernachlässigt. In späteren Studien [34, 35, 117] wurde allerdings nachgewiesen, dass auch eine geringe Anzahl an Stößen den Ionenstrom maßgeblich beeinflussen kann. Dabei kann es durch Ion-Neutralgasstöße zu einem Ladungsaustausch zwischen den beiden Stoßpartnern kommen, aber nicht zu einem Impulsübertrag. Findet ein solcher Stoß in dem Einflussbereich des elektrischen Feldes eines Partikels statt, kann es passieren, dass dieses neue Ion zum Ionenstrom und damit zur Partikelaufladung beiträgt. Damit würde sich der positive Ionenstrom auf die Partikeloberfläche erhöhen und es findet gegenüber dem OML-Modell netto eine Entladung statt.

Für den Fall eines schwach stoßbestimmten Plasmas, bei dem für die mittlere freie Weglänge der Ionen $l_i > r_p$ gilt, konnte mit Hilfe eines analytischen Ansatzes ein Korrekturterm für den OML-Ionenstrom I_i^{OML} ermittelt werden [34, 35]. Das elektrostatische Potential eines Staubpartikels kann durch ein *Yukawa*-Potential (isotropes *Debye-Hückel*-Potential) beschrieben werden und führt zusammen mit der kinetischen Energie des Ions zu der Einfangbedingung

$$k_B T_i + \frac{e q_p}{4\pi\epsilon_0 r_0} \exp(-r_0/\lambda_D) = 0 \quad (2.16)$$

mit r_0 als Einfangradius. Nur wenn sich das Ion außerhalb dieser Kugel ($r > r_0$) befindet, kann es der Anziehung entkommen. Befindet es sich aber innerhalb, trägt es zu Ladung bei. Der thermische Strom von Ionen auf eine Kugel mit dem Radius r_0 kann über

$$I_{\text{th},i} = \pi r_0^2 n_i e \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

berechnet werden. Unter der Annahme von unabhängigen Stößen ($r < \lambda_D$) ergibt sich eine um r_0/l_i abgeschwächte Stoßwahrscheinlichkeit. Damit ergibt sich der durch Stöße beeinflusste Ionenstrom I_i^c aus dem Produkt des thermischen Ionenstromes $I_{\text{th},i}$ und der Stoßwahrscheinlichkeit r_0/l_i

$$I_i^c = \pi r_0^2 n_i e \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \frac{r_0}{l_i} \quad (2.18)$$

Entsprechend muss sich der OML-Ionenstrom I_i^{OML} aus Gl. (2.10) um die Wahrscheinlichkeit, dass kein Stoß auftritt, reduzieren:

$$I_i^{\text{OML,c}} = I_i^{\text{OML}} \left(1 - \frac{r_0}{l_i} \right). \quad (2.19)$$

Der Elektronenstrom I_e^{OML} kann weiterhin als stoßfrei betrachtet werden, da der Wirkungsquerschnitt von Elektron-Neutralgasstößen bei Argon deutlich kleiner als der Wirkungsquerschnitt von Ionen-Neutralgasstößen ist und somit auch die Stoßwahrscheinlichkeit stark abnimmt. Damit kann der unkorrigierte Elektronenstrom aus dem OML-Modell aus Gl. (2.9) verwendet werden um das Floatingpotential über $I_i^{\text{OML,c}} + I_i^c + I_e^{\text{OML}} = 0$ numerisch zu bestimmen. Wie in Ref. [50] gezeigt wurde, führt die Berücksichtigung von Stößen zu einer Reduzierung des Floatingpotentials und damit effektiv zu kleineren negativen Partikelladungen. Der experimentelle Nachweis der Reduzierung der Partikelladung durch Ionen-Neutralgasstößen erfolgte durch Khrapak *et al.* [35] in einer DC-Entladung.

2.3.3 Aufladung in der Plasmarandschicht

Da sich die später untersuchten Partikel nicht im Bulk der Entladung befinden, für die das OML-Modell entwickelt wurde, sondern in der Randschicht der Entladung, wird im Folgenden das Modell von Nitter [76] vorgestellt. Dieses Modell berücksichtigt den Einfluss von strömenden Ionen, vernachlässigt aber wie das OML-Modell die Ionen-Neutralgasstöße. Die Änderung der Aufladepotential durch diese Stöße und Berücksichtigung der Veränderung der Energieverteilungsfunktion der Elektronen wird abschließend nach dem Vorbild aus Ref. [50] vorgestellt.

Randschicht ohne Stöße

Nitter [76] erweiterte Mitte der 90er Jahre das OML-Modell [105, 118], um den Einfluss von strömenden Ionen in der Randschicht eines Plasmas zu berücksichtigen. Dabei fand er für den Ionenstrom in der Schicht folgenden Ausdruck:

$$I_i^N = en_{\text{is}} v_B \pi r_p^2 \left(1 + \frac{2e |\phi_s|}{m_i v_i^2} \right), \quad (2.20)$$

wobei v_i die Ionengeschwindigkeit, n_{is} die Ionendichte an der Schichtkante und ϕ_s das Floatingpotential in der Randschicht ist. Um das Floatingpotential aus dem Verschwinden des Stromflusses auf der Partikeloberfläche durch $I_i^N + I_e^{\text{OML}} = 0$ bestimmen zu können, müssen folgende Bedingungen berücksichtigt werden: Erstens, in DC-Entladungen wie auch in HF-Entladungen weicht in der Randschicht die Ionendichte von der zeitgemittelten Elektronendichte ab und es gilt nun $n_i \neq n_e$, abweichend von der Situation im Bulk der Entladung (siehe Abb. 2.2). Zweitens, die Elektronendichte am Levitationsort eines Partikels ist in einer DC-Entladung um einen weiteren *Boltzmann*-Faktor verdünnt. Dieser hängt vom lokalen Potential am Levitationsort ϕ_0 ab, so dass sich folgender Zusammenhang ergibt: $n_e = n_{\text{is}} \exp(e\phi_0/k_B T_e)$. In einer HF-Randschicht muss ebenfalls die Schwankung der Elektronendichte während einer HF-Periode am Levitationsort berücksichtigt werden. Der Hauptanteil des Elektronenstromes erreicht die Partikeloberfläche, wenn die

Schicht am Levitationsort kollabiert und es sich wie im OML-Modell in einer quasineutralen Umgebung befindet. Während der restlichen Zeit ist der Elektronenstrom wie für die DC-Entladung reduziert.

Damit ergibt sich für $I_i^N + I_e^{\text{OML}} = 0$ nach Ref. [50] die transzendente Gleichung

$$\epsilon \cdot \exp(\eta_s) = \left(\frac{8\mu}{\pi}\right)^{-1/2} \left(1 + \frac{2\eta_s}{M^2}\right) \quad (2.21)$$

mit dem Tastverhältnis $\epsilon = \bar{n}_e/n_i$ und $M = v_i/v_B$, aus der numerisch das normierte Floatingpotential η_s berechnet werden kann. Dabei zeigt sich, dass für kleine Verhältnisse von ϵ sich die Beziehung $\eta_s \leq \eta_{\text{fl}}$ einstellt, was effektiv zu einer Entladung der Partikel in der Randschicht führen kann.

Randschicht mit Ionen-Neutralgasstößen

Wie von uns in Ref. [50] gezeigt wurde, konnten die niedrigen experimentell beobachteten Floatingpotentiale nicht durch das von Nitter [76] vorgestellte Modell erklärt werden. Daher wurde ein neues stoßbehaftetes Randschichtmodell, im englischen als *collisional sheath*-Modell (cs) bezeichnet, entwickelt, welches den Einfluss von Ionen-Neutralgasstößen berücksichtigt.

Das Oberflächenpotential η_s^c wird, wie bei den vorherigen Modellen, durch die Betrachtung der Elektronen- und Ionenströme berechnet. Da hier analog zum Abschnitt 2.3.2 der Elektronenstrom als stoßfrei betrachtet wird, kann der unmodifizierte Elektronenstrom aus dem OML-Modell [siehe Gl. (2.9)] ermittelt werden. Der Ionenstrom unterteilt sich wieder in einen Anteil I_i^s , hervorgerufen durch die auf die Oberfläche strömenden Ionen, und I_i^{cs} , hervorgerufen durch direkte Ladungsaustauschstöße zwischen Neutralgasatomen und Ionen:

$$I_i^s = \pi r_p^2 e n_{is} v_B \left(1 + \frac{2\eta_s}{M^2}\right) \left(1 - \frac{Z^*(\phi_s)}{l_i}\right), \quad (2.22)$$

$$I_i^{cs} = \pi r_p^2 e n_{is} v_B \frac{R^*(\phi_s) Z^*(\phi_s)}{r_p^2 l_i}. \quad (2.23)$$

Dabei wird die Fläche, in der die Ionen vom Partikel eingefangen werden können, durch eine Ellipse mit der großen Halbachse Z^* und der kleinen Halbachse R^* beschrieben. Diese Ellipse ergibt sich aus der Forderung, dass nur Ionen mit einem um die thermische Energie reduzierten Betrag vom attraktiven Potential des Partikels angezogen werden können. Für eine genauere Studium sei hier auf Ref. [50] verwiesen.

Das Oberflächenpotential η_s^c ergibt sich wieder durch die Forderung eines verschwindenden Gesamtstromes auf die Partikeloberfläche mit $I_i^s + I_i^{cs} + I_e^{\text{OML}} = 0$. Daraus folgt nach Ref. [50] die transzendente Gleichung

$$\epsilon \left(\frac{8m_i}{\pi m_e}\right)^{1/2} \exp(-\eta_s^c) = \left(1 + \frac{2\eta_s^c}{M^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{Z^*(\eta_{s0})\eta_s^c}{l_i\eta_{s0}}\right) + \frac{[R^*(\eta_{s0})]^2 Z^*(\eta_{s0})}{r_p^2 l_i} \left(\frac{\eta_s^c}{\eta_{s0}}\right)^3 \quad (2.24)$$

aus der η_s^c numerisch berechnet werden kann. $\eta_{s0} = -3,42 \frac{eV}{k_B T_e}$ steht dabei für das normierte Oberflächenpotential eines $r_p = 2,5 \mu\text{m}$ Partikels mit $Z_p = 5.940e$, das zur Ermittlung der Gesetzmäßigkeiten von Z^* und R^* verwendet wurde.

Im Grenzfall für einen Druck von $p \rightarrow 0$ und $\epsilon = 1$ wird für $\eta_s^c = 3.9$ ermittelt, welches dem Wert aus dem OML Modell für eine stoßfreie Schicht entspricht [50]. Im Allgemeinen führen die Stöße allerdings analog zu Abschnitt 2.3.2 zu einer Reduzierung von η_s^c auf $\approx 1,5$ bei $p = 10$ Pa und $\epsilon = 0,5$.

Einfluss der Verteilungsfunktion

Mit dem zuvor vorgestellten stoßbehafteten Randschichtmodell konnte zwar eine Annäherung der berechneten an die experimentell gemessenen Floatingpotentiale für Partikel in Argonentladungen bei Drücken von $p = 0,66$ Pa bis $p = 2,5$ Pa beobachtet werden, allerdings zeigt sich noch immer eine Abweichung [50]. Als mögliche Ursache hierfür wurde ein Übergang der Elektronenverteilungsfunktion von einfach *Maxwell*-verteilten Elektronen hin zu Bi-*Maxwell*-verteilten Elektronen diskutiert. Ein solcher Übergang ist für Argonentladungen bei Drücken unterhalb von $p = 10$ Pa durch Sondenmessungen von Godyak *et al.*[115, 116] und Simulationen von Vahedi *et al.*[113, 114] beobachtet worden. Vereinfacht dargestellt, unterteilt sich damit die Gesamtpopulation der Elektronen in eine Population kalter Elektronen bei $T_{e,1}$ mit $n_{e,1}$ und einer heißen Elektronen bei $T_{e,2} > T_{e,1}$ mit $n_{e,2} \ll n_{e,1}$. Somit gilt für die Dichten an der Schichtkante $n_{is} = n_{e,ges} = n_{e,1} + n_{e,2}$. Gleichzeitig dringen Ionen an der Schichtkante mit v_B in die Randschicht ein. Für den Fall einer Bi-*Maxwell*-Verteilung (bm) wird jedoch eine modifizierte Bohm-Geschwindigkeit $v_B^* = (k_B T_s / m_i)^{1/2}$ mit $T_s = (n_{e,1} + n_{e,2})T_{e,1}T_{e,2} / (n_{e,2}T_{e,1} + n_{e,1}T_{e,2})$ benötigt [119].

Für den Elektronenstrom auf die Partikeloberfläche müssen sowohl die kalte als auch die heiße Elektronenpopulation mit den zugehörigen *Boltzmann*-Faktoren berücksichtigt werden, da sich beide im Laufe der Schichtexpansion bzw. -kontraktion im Einflussbereich des Partikels befinden [120]. Damit kann I_e^{bm} nach Ref. [50] über

$$I_e^{bm} = \pi r_p^2 e \epsilon \left[n_{e,1} v_{e,1} \exp\left(\frac{e\Phi_s}{k_B T_{e,1}}\right) + n_{e,2} v_{e,2} \exp\left(\frac{e\Phi_s}{k_B T_{e,2}}\right) \right] \quad (2.25)$$

berechnet werden, wobei $v_{e,1}$ bzw. $v_{e,2}$ die thermischen Geschwindigkeiten der jeweiligen Elektronenpopulation sind. ϵ steht hier für das Tastverhältnis $\epsilon = (n_e)/n_i$, wobei n_i die zeitgemittelte Ionendichte an der Schichtkante ist.

Im Gegensatz zu I_e^{bm} ist die Situation für die Ionen zum vorherigen Fall unverändert und damit können für die beiden Beiträge des Ionenstromes [Gl. (2.22) bzw. Gl. (2.23)] verwendet werden. Einzig v_B muss durch v_B^* ersetzt werden. Das Floatingpotential kann anschließend über $I_i^s + I_i^{cs} + I_e^{bm} = 0$ numerisch berechnet werden.

Ein Vergleich des um die Bi-*Maxwell*-verteilten Elektronen erweiterten stoßbehafteten Randschichtmodells mit den vorherigen Modellen führt zu niedrigeren Floatingpotentialen, die den experimentell gemessenen Potentialen eher entsprechen, wie in Ref. [50] ausführlich dargestellt wurde. Damit beschreibt dieses neue Modell die Aufladung eines Partikels in der Randschicht deutlich besser als z. B. das OML-Modell [105] oder das Modell von Nitter [76]. Dieses Modell wurde im Rahmen dieser Dissertation entwickelt um für das in Kap. 3.3 vorgestellte Modell der Heizung eines Partikels durch stochastischen Ladungsfluktuationen den Ionenstrom möglichst exakt bestimmen zu können.

2.4 Zeitliche Entwicklung der Partikelladung

Die Zeitskala für die Aufladung kann allgemein durch $dq/dt = I_i + I_e$ bestimmt werden [75, 81]. Damit können für beide Ströme die Zeitkonstanten bestimmt werden. Unter Verwendung des OML-Ionenstromes I_i^{OML} aus Gl. (2.10) und Ersetzen des Partikelpotentials ϕ_{fl} durch $\phi_{\text{fl}} = Q/(4\pi\epsilon_0 r_p)$ nach dem Kapazitätsmodell ergibt sich die Gleichung

$$\frac{dq}{dt} = \pi r_p^2 n_i e \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{qe}{4\pi\epsilon_0 r_p k_B T_i} \right) \quad (2.26)$$

mit der Lösung $q(t) = q_0 \exp(-t/\tau_i) + (4\pi\epsilon_0 r_p k_B T_i)/e$ für Ionen. Dabei ist

$$\tau_i = 4\pi\epsilon_0 r_p \frac{k_B T_i}{e} \frac{1}{\pi r_p^2 e n_i v_{\text{th},i}} \quad (2.27)$$

die Zeitkonstante mit $v_{\text{th},i}$ als thermische Geschwindigkeit der Ionen. Analog kann ebenfalls die Zeitkonstante der Elektronen berechnet werden. Sie ergibt sich mit dem OML-Elektronenstrom aus Gl. (2.9) zu

$$\tau_e = 4\pi\epsilon_0 r_p \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{\pi r_p^2 e n_e v_{\text{th},e}}. \quad (2.28)$$

Da $\tau_e \ll \tau_i$ ist, lädt sich das Partikel zunächst negativ. Erst nachdem die Zeitspanne τ_i vergangen ist, wird ein Gleichgewicht am Floatingpotential erreicht. Beim Floatingpotential gilt $I_i + I_e = 0$ und somit ist die Relaxationszeit um das Floatingpotential durch die Ionenzeitskala dominiert. Auffällig ist ebenfalls die Abhängigkeit vom Partikelradius mit $\tau_{i,e} \approx r_p^{-1}$. Daraus folgt, dass die Relaxationszeit für größere Partikel geringer ist als für kleinere. In den Modellen zur Beschreibung der Heizung eines Partikels durch Ladungsfuktuationen wird allerdings nicht die Aufladezeit¹ τ_{ch} , sondern ihr Kehrwert $\gamma_{\text{ch}} = \tau_{\text{ch}}^{-1}$ als Ladungsrelaxationsrate verwendet.

Im nächsten Schritt wird untersucht, wie sich die eingestellte Gleichgewichtsladung q_p eines Partikels auf eine kleine Störung δq_d zum Zeitpunkt $t = 0$ reagiert. Analog zu dem vorherigen Fall wird durch die Ladeströme I_e^{OML} und I_i^{OML} wieder das Gleichgewicht angestrebt, was durch

$$\frac{d}{dt} \delta q_p = \frac{d}{dq_p} (I_i^{\text{OML}} + I_e^{\text{OML}}) |_{\bar{q}_p} \delta q_p \quad (2.29)$$

mit der Lösung $q_p(t) = \bar{q}_p + \delta q_p(0) \exp(-\gamma_{\text{ch}} t)$ dargestellt werden kann. γ_{ch} wird dann über

$$\gamma_{\text{ch}} = - \left[\frac{dI_i^{\text{OML}}}{dq_p} + \frac{dI_e^{\text{OML}}}{dq_p} \right]_{\bar{q}_p}. \quad (2.30)$$

berechnet. Um aus den jeweiligen Ladeströmen aus Kap. 2.3 γ_{ch} zu bestimmen, wird die Beziehung $-d/(dq_p) = e/(Ck_B T_e) d/(d\eta)$ verwendet.

Für den Fall des OML-Modells nach Mott-Smith und Langmuir [105] wird der Elektronenstrom aus Gl. (2.9) und der Ionenstrom aus Gl. (2.10) zusammen mit der Beziehung $\eta_s = -e\phi_s/k_B T_e$ in Gl. (2.30) eingesetzt. Daraus folgt für die Ladungsrelaxationsrate:

$$\gamma_{\text{ch}}^{\text{OML}} = \frac{eI_i^{\text{OML}}}{Ck_B T_e} \left[1 + \frac{\tau_{\Gamma}}{1 + \tau_{\Gamma}\eta_{\text{fl}}} \right]. \quad (2.31)$$

¹im englischen als *charging rate* bezeichnet

Modell	η_s	$\gamma_{\text{ch}}(s^{-1})$
OML	2.41	
s	3	$8.9 \cdot 10^4$
cs	2.0	$1.6 \cdot 10^5$
bm	1.8	$6 \cdot 10^4$

Tabelle 2.1: Vergleich des OML-Modells mit dem Modell in einer stoßfreien Randschicht (s), stoßbehafteten Randschicht (cs) und stoßbehafteten Randschicht mit einer Bi-*Maxwell*-Elektronenverteilung (bm). Die Werte der Modelle stammen aus Ref. [50] für ein Partikel mit $r_p = 4 \mu\text{m}$.

Da sich die zu untersuchenden Partikel in der Randschicht der Entladung aufhalten, ist es nützlicher, γ_{ch} aus den Ladeströmen der Modelle für die Randschicht zu bestimmen. Für den Fall einer stoßfreien Randschicht wird der Ionenstrom aus Gl. (2.20) und der unbeeinflusste OML-Elektronenstrom aus Gl. (2.9) in Gl. (2.30) eingesetzt, woraus sich nach Ref. [50]

$$\gamma_{\text{ch}}^{\text{s}} = \frac{eI_{\text{i}}^{\text{N}}}{Ck_{\text{B}}T_{\text{e}}} \left[1 + \frac{2}{M^2 + 2\eta_s} \right] \quad (2.32)$$

mit $M = v_{\text{i}}/v_{\text{B}}$ ergibt. Unter Berücksichtigung von schwachen Stößen im Ionenladestrom (siehe Gl. 2.23) und $I_{\text{i}}^{\text{OML}} \ll I_{\text{i}}^{\text{cs}}$ wird $\gamma_{\text{ch}}^{\text{cs}}$ zu

$$\gamma_{\text{ch}}^{\text{cs}} = \frac{eI_{\text{i}}^{\text{cs}}}{Ck_{\text{B}}T_{\text{e}}} \left[1 + \frac{3}{\eta_s} \right]. \quad (2.33)$$

Wird auch die Verteilungsfunktion der Elektronen berücksichtigt, die bei niedrigen Drücken von einer *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung in eine Bi-*Maxwell*-Verteilung übergeht [113–116], folgt für

$$\gamma_{\text{ch}}^{\text{bm}} = \frac{eI_{\text{i}}^{\text{cs}}}{Ck_{\text{B}}T_{\text{e}}} \left[1 + \frac{3}{\eta_s} \right]. \quad (2.34)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Population der Elektronen mit der niedrigeren thermischen Energie nicht zur Aufladung des Partikels beitragen, wodurch in Gl. (2.34) die reduzierte Bohmgeschwindigkeit v_{B}^* an Stelle der von v_{B} im Ionenstrom I_{i}^{cs} verwendet wird.

Zum Vergleich der Ladungsrelaxationsrate der unterschiedlichen Modelle sind diese mit den normierten Oberflächenpotentialen nach dem Beispiel aus Ref. [50] in der Tabelle 2.1 zusammengestellt. Es zeigt sich, dass das Oberflächenpotential η in der Randschicht vergleichbar ist, wenn Stöße vernachlässigt werden. Werden Ionen-Neutralgasstöße berücksichtigt, nimmt η ab und gleichzeitig steigt γ_{ch} an. Für Bi-*Maxwell*-verteilte Elektronen sinkt η weiter ab, aber auch γ_{ch} , wodurch nach $\tau = \gamma_{\text{ch}}^{-1}$ die Lebensdauer der Ladungsstörung erhöht wird. Wie in Ref. [50] diskutiert wurde, lassen sich die experimentell bestimmten Werte für $\eta = 0,97 - 1,69$ am besten durch das Randschichtmodell unter Berücksichtigung von Stößen und einer Bi-*Maxwell*-Verteilung der Elektronen beschreiben.

Ladungsfluktuationen durch HF-Betrieb

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden die Ionen- und Elektronenströme für die Partikelaufladung als zeitlich konstant angesehen. Da die Partikel aber in der HF-Randschicht

der Entladung levitieren, muss die Variation der Elektronendichte mit der Hochfrequenz berücksichtigt werden (siehe Kap. 2.2.1). Die Änderung der Dichte führt zu einer Veränderung des Elektronenladestromes und damit zu einer veränderten Gesamtladung des Partikels. Dieser Einfluss wurde theoretisch in diversen Arbeiten untersucht [76, 121, 122]. Bacharis *et al.* [122] führten eine ausführliche Untersuchung des Einflusses der HF-Frequenz und der HF-Amplitude auf die Aufladeparameter eines Partikels durch, wobei ebenfalls die Ionenströmung in der Randschicht berücksichtigt wurde. Diese Strömung mit hohen Geschwindigkeiten führt zu einer Verringerung des Ionenladestromes und damit zu einer effektiven Erhöhung der Partikelladung. Diesem Prozess entgegen steht die zeitliche Variation der Elektronendichte in der Randschicht. Für den Fall, dass die Randschicht kollabiert ist, trägt der Elektronenstrom zur Gesamtladung bei und erhöht die Partikelladung. Im Fall der maximalen Schichtausdehnung befinden sich hingegen keine Elektronen mehr im Bereich des Partikels. Daher entfällt der Elektronenladestrom und die Gesamtladung des Partikels nimmt ab, da der Ionenladestrom zeitlich unabhängig ist. Diese beiden Prozesse führen daher zu einer prozentualen Schwankung der Partikelladung synchron mit der angelegten Hochfrequenz [76, 122]. Da die Partikelladung auch von deren Größe abhängt, kann es z. B. für Partikel im Nanometerbereich zu einem Vorzeichenwechsel kommen.

Ladungsfluktuationen durch stochastische Prozesse

Die Variation des Elektronenstromes durch die angelegte Hochfrequenz und damit der Partikelladung ist aber nicht der einzige Effekt, der zu einem Abweichen von der zeitlich mittleren Ladung sorgt. Aufgrund der Diskretheit der Ladungsträger kommt es durch stochastische Fluktuationen ebenfalls zu einem Einfluss auf die Gesamtladung, wie Cui und Goree [123] durch Simulationen zeigen konnten. Dabei wurden die Ladeströme durch die Wahrscheinlichkeiten der Ladungsaufnahme ersetzt, die proportional zu den Ladeströmen sind. Die Aufnahme der Elektronen bzw. Ionen wird dabei als nichtlinearer stochastischer Prozess betrachtet. Ausführliche Studien [123] zeigten, dass die Schwankung um den sich einstellenden Mittelwert mit $\delta Z_p = 0,5 |\langle Z_p \rangle|^{1/2}$ beschrieben werden können. Daraus folgt, dass die relative Fluktuation der Partikelladung mit zunehmendem Partikelradius abnimmt. Die numerischen Studien von Cui und Goree [123] wurden durch ein analytisches Modell auf der Basis der Fokker-Planck Gleichung von Matsoukas und Russell [31] bestätigt. Für sehr kleine Partikel im Nanometer-Bereich mit geringen Ladungen können diese Ladungsfluktuationen große Auswirkungen haben, da sich durch diesen Effekt das Vorzeichen der Partikelladung ändern kann.

Der Einfluss der Ladungsfluktuation als zusätzliche Heizung von mikrometergroßen Partikeln wird in Kap. 3.3 eingehend studiert.

2.5 Kräfte auf Staubpartikel

In der Randschicht einer Entladung wirken auf die eingebrachten Partikel diverse Kräfte, die alle unterschiedlich stark mit dem Partikelradius skalieren. Diese beeinflussen nicht nur die Bewegung der einzelnen Partikel, sondern bestimmen auch die Gleichgewichtsposition, d. h., die Levitationshöhe oberhalb der Elektrode in der Randschicht. Die für diese Dissertation wichtigsten Kräfte werden im Folgenden diskutiert und abschließend die gängigen Methoden für den Einfang von kleinen Partikelsystemen in HF-Entladungen vorgestellt.

2.5.1 Die Gravitationskraft

Die Gravitationskraft hängt von der Masse m_p der verwendeten Partikel ab und lässt sich durch

$$\vec{F}_g = m_p \cdot \vec{g} = \frac{4}{3}\pi\rho_p r_p^3 \cdot \vec{g} \quad (2.35)$$

beschreiben. Dabei steht \vec{g} für die Erdbeschleunigung und ρ_p für die Massendichte des verwendeten Materials. Im Rahmen dieser Arbeit werden Partikel aus zwei unterschiedlichen Materialien verwendet: Melaminformaldehyd (MF) mit $\rho_p = 1514 \text{ kg/m}^3$ und Siliziumdioxid $\rho_p = 1850 \text{ kg/m}^3$. Durch $\vec{F}_g \propto r_p^3$ spielt diese Kraft für Partikel im Mikrometerbereich eine dominante Rolle, während sie für Partikel im Nanometerbereich vernachlässigt werden kann.

2.5.2 Die elektrische Feldkraft

Durch die Ausbildung elektrischer Felder in der Entladung und der Aufladung der Partikel wirkt auf ein Partikel eine elektrische Feldkraft, die sich durch

$$\vec{F}_{el} = q_p \cdot \vec{E} \quad (2.36)$$

beschreiben lässt. Da die Partikelladung q_p nach Gl. (2.15) proportional zu r_p ist, ist auch die elektrische Feldkraft einfach proportional zu r_p . Durch die negative Aufladung der Partikel ist diese Kraft auch antiparallel zu dem elektrischen Feld ausgerichtet. Aufgrund der sehr starken Felder in der Randschicht kann diese die Gravitation für mikrometergroße Partikel kompensieren.

2.5.3 Die Neutralgasreibung

Die relative Bewegung des Partikels gegenüber den es umgebenden Neutralgasatomen sorgt für einen der Partikelbewegung entgegengerichteten Reibungseffekt, der Neutralgasreibung. Diese kann nach Epstein [124] durch

$$\vec{F}_N = -\beta m_p \vec{v}_p \quad (2.37)$$

dargestellt werden, wobei \vec{v}_p die Driftgeschwindigkeit des Partikels und β der *Epstein*-Reibungskoeffizient ist. Dieser kann durch

$$\beta = \frac{8\delta p}{\pi\rho_p r_p v_{th,n}} \quad (2.38)$$

mit dem Reflexionsparameter δ , dem Neutralgasdruck p und der thermischen Geschwindigkeit der Neutralgasatome $v_{th,n} = [(8k_B T_n)/(\pi m_n)]^{1/2}$ beschrieben werden. Der Reflexionsparameter δ liegt dabei zwischen 1, für spiegelnde Reflexion, und 1,44, für diffuse Reflexion. In Experimenten [45, 47] wurde ein verlässlicher Wert von $\delta = 1,44$ für unterschiedliche Betriebsparameter einer HF-Entladung bestimmt. Für Argon als Neutralgas mit $m_n = 6,47 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ und für eine Raumtemperatur von $T_n = 300 \text{ K}$ ergibt sich eine thermische Geschwindigkeit von $v_{th,n} = 398,56 \text{ ms}^{-1}$.

Die Neutralgasreibung skaliert dabei mit r_p^2 , da die Partikelmasse $m_p \propto r_p^3$ und der *Epstein*-Reibungskoeffizient $\beta \propto r_p^{-1}$ ist.

2.5.4 Die Ionenwindkraft

Die im Bulk einer Entladung durch Ionisierung erzeugten, positiv geladenen Ionen führen zu einer radial auswärts gerichteten Strömung. Durch die Wechselwirkung dieser Strömung mit den Partikeln in der Randschicht kommt es zu einer weiteren Kraftwirkung, der Ionenwindkraft F_i . Diese Kraft setzt sich dabei aus dem Anteil der direkten Wechselwirkung durch Stöße der Ionen mit der Partikeloberfläche F_c und dem Anteil der am Coulomb-Potential des Partikels gestreuten Ionen F_o zusammen [112, 125]. Wie im Kap. 2.3 diskutiert, wird der effektive Querschnitt für direkte Stöße durch den Stoßparameter b_c [siehe Gl. (2.9)] angegeben. Die verwendete Ionengeschwindigkeit $v_i = (v_d^2 + v_{th}^2)^{1/2}$ setzt sich dabei aus der thermischen Geschwindigkeit der Ionen v_{th} und der Driftgeschwindigkeit v_d zusammen, wobei $v_d < v_{th}$ gelten muss. Nur Ionen mit einem Stoßparameter $b \leq b_c$ können direkt mit dem Partikel stoßen und einen Beitrag zu F_c liefern. Ist deren Stoßparameter größer, so werden die Ionen gestreut und tragen zu F_o bei.

Durch Integration aller Impulsüberträge über die Verteilungsfunktion der Ionen kann die Ionenwindkraft über

$$F_i = F_c + F_o = n_i m_i v_d v_i (\pi b_c^2 + 4\pi r_{c,i}^2 \ln \Lambda) \quad (2.39)$$

berechnet werden [112], wobei $r_{c,i} = q_p e / (4\pi \epsilon_0 m_i v_i^2)$ für den Coulomb-Radius mit einem Stoßparameter bei 90° -Stößen und $\ln \Lambda = \ln((r_c^2 + b_{\max}^2) / (r_c^2 + b_{\min}^2))^{1/2}$ für den Coulomb-Logarithmus steht. Dabei hängt $\ln \Lambda$ entscheidend von den gewählten Integrationsgrenzen ab. Als obere Grenze für die Integration wurde von Barnes *et al.* [112] die linearisierte Debyelänge λ_D gewählt und angenommen, dass Ionen außerhalb von λ_D keinen wesentlichen Beitrag mehr zu F_o liefern. Die untere Grenze bildet der effektive Partikelradius. Khrapak *et al.* [125] argumentierten jedoch, dass für große Partikel oder kleine Ionen-driftgeschwindigkeiten die von Barnes *et al.* [112] festgelegte obere Integrationsgrenze zu einer Unterschätzung der Ionenwindkraft führt. Daher wurde der Stoßparameter für die obere Integrationsgrenze auf $b_{\max} = \lambda_D(1 + 2r_{c,i}/\lambda_D)$ erweitert, wodurch sich für den Coulomb-Logarithmus

$$\ln \Lambda = \frac{r_{c,i} + \lambda_D}{r_{c,i} + r_p} \quad (2.40)$$

ergibt [125]. In experimentellen Untersuchungen für stoßfreie Entladungen konnte von Hirt *et al.* [126, 127] nachgewiesen werden, dass das Modell von Barnes *et al.* [112] für hohe Ionenenergien eine gute Abschätzung ergibt, während das Modell von Khrapak *et al.* [125] für strömende Ionen bei niedrigen Energien bessere Ergebnisse liefert. Ein weiteres und detaillierteres Modell für die Ionenwindkraft auf ein Partikel wurde in Form eines analytischen Ausdrucks von Hutchinson [128] auf Grundlage einer *Particle-in-Cell* Simulationen vorgestellt. Diese Modellvorstellung basiert auf den Vorstellungen von Chandrasekhar [129], der den Impulstransfer von Sternen im Gravitationsfeld eines anderen Sternes untersuchte. Eine ausführliche Diskussion der Modelle wurde von Bockwoldt im Rahmen seiner Dissertation [83] durchgeführt, wobei sich zeigte, dass zur Beschreibung von Trends und Abhängigkeiten sich das Modell von Barnes *et al.* [112] eignet, während für eine quantitative Darstellung der Ionenwindkraft die Modelle von Khrapak *et al.* [125] und Hutchinson [128] verwendet werden sollten.

2.5.5 Weitere Kräfte

Neben den zuvor genannten Kräften existiert eine Vielzahl weiterer Kräfte, z. B. Thermophorese oder Strahlungsdruck, die auf ein Partikel wirken können. Bei der Thermophorese erfährt ein Partikel aufgrund eines Temperaturgradienten im Neutralgas eine Kraftwirkung in Richtung der kühleren Region. Diese kann in Laborplasmen z. B. für die Kompensation der Gravitation für mikrometergroße Partikel verwendet werden [130, 131], um damit dreidimensionale, ausgedehnte Partikelwolken zu untersuchen. Solche ausgedehnten Wolken werden sonst nur unter Schwerelosigkeit, wie z. B. auf Parabelflügen [44, 132] beobachtet. Da im Rahmen dieser Dissertation weder die Elektroden noch die Vakuumkammer extern aktiv geheizt oder gekühlt werden, stellen sich keine signifikanten Temperaturunterschiede ein, die zu einer nennenswerten Kraftwirkung führen.

Eine weitere Kraftwirkung auf die Partikel kann durch den Strahlungsdruck eines fokussierten Lasers hervorgerufen werden. So können Partikel nicht nur verschoben werden [133], sondern auch durch Manipulation des Laserstrahls optisch eingefangen werden, wie Ashkin [134] in den 70er Jahren vorstellte. Diese Falle wird auch als *optical tweezer* bezeichnet und im Bereich der *staubigen* Plasmen in verschiedenen Experimenten für die gezielte Manipulation einzelner Partikel verwendet [46, 135]. Die *optical tweezer* bilden aber auch einen eigenen Forschungsbereich, der sich mit der detaillierten Untersuchung der *brownischen* Bewegung einzelner Partikel in dieser Falle beschäftigt [8–14, 16, 17]. Aufgrund der hohen Laserleistungen werden zusätzlich die Partikeloberflächen geheizt, wodurch neue Effekte wie die *hot Brownian motion* [12, 13, 16] auftreten können. Dies ist ein interessanter Fall einer Nichtgleichgewichtsdynamik, bei dem ein Partikel in Kontakt mit zwei Wärmebädern steht, die sich aus den kalten, auf die Partikeloberfläche zuströmenden, und den heißen, von der Oberfläche wegströmenden, Neutralgasatomen zusammensetzt.

Für eine ausführlichere Beschreibung der Thermophorese oder des Strahlungsdruckes sowie weiterer hier vernachlässigbarer Kräfte sei hier auf diverse Lehrbücher [72–75] verwiesen.

2.5.6 Partikeleinfang in der Randschicht

Die Levitation von Partikeln in der Randschicht einer HF-Entladung wurde erstmals in diversen Prozessplasmen berichtet [136, 137]. Mitte der 90er Jahre wurde dann in gezielten Experimenten die Anordnung von Partikeln in einem Monolayer realisiert [28–30]. Für einen stabilen Einfang müssen sich die auf die Partikel wirkenden Kräfte, die zuvor diskutiert worden sind, kompensieren. In Abb. 2.5 (a) sind die Kräfte in Abhängigkeit vom Partikelradius dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Skalierung mit r_p ergibt sich für typische Entladungsbedingungen ein geteiltes Bild über die Dominanz der Kräfte: Im Bereich $r_p < 1 \mu\text{m}$ ist die elektrische Feldkraft stärker als die Ionenwindkraft und die Gravitation. D. h., für Partikel im Nanometer-Bereich spielt die Gravitation eine untergeordnete Rolle und es können daher dreidimensionale ausgedehnte Staubwolken im Bulk der Entladung eingefangen werden [84, 138]. Wenn aber $r_p > 1 \mu\text{m}$ ist, dominiert die Gravitation, so dass die Partikel nur in der Randschicht aufgrund der dort erhöhten elektrischen Felder levitiert werden können.

Die Richtung, in der die einzelnen Kräfte in der Randschicht wirken, sind in Abb. 2.5 (b) skizziert. Die Gravitation wirkt senkrecht zur Elektrode nach unten, während die elektrische Feldkraft antiparallel zur Gravitation ist. Dabei zeigt sich ein linearer Verlauf der

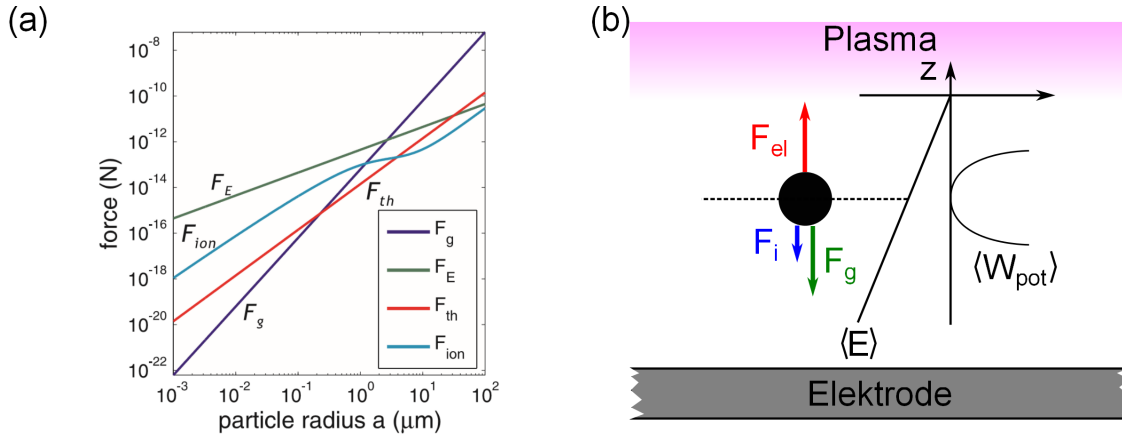


Abbildung 2.5: (a) Kräfte auf ein Partikel in Abhängigkeit vom Partikelradius. Die einzelnen Kräfte wurden für $T_e = 2 \text{ eV}$, $\phi_{fl} = -4 \text{ V}$, $E = 1000 \text{ V/m}$, $n_{i,e} = 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $v_i = v_{th,i} = 400 \text{ m/s}$ und $\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$ berechnet. (Grafik aus Ref. [81]) (b) Mikrometergroße Partikel levitieren in der unteren Randschicht einer Parallelplatten-HF-Entladung dort, wo $\vec{F}_{el} + \vec{F}_i + \vec{F}_g = 0$ erfüllt ist. Die Linearität des zeitgemittelten elektrischen Feldes $\langle E \rangle$ sowie das daraus resultierende parabolische Potential in vertikaler Richtung ist nach dem Vorbild von Ref. [75] skizziert.

elektrischen Feldkraft zwischen Schichtkante und Elektrode. Die Ionenwindkraft wirkt in Richtung der Ionenströmungsrichtung vom Zentrum der Entladung radial nach außen, wodurch sie in der hier vereinfachten Darstellung parallel zur Gravitation wirkt. Wenn sich diese drei Kräfte kompensieren ($\vec{F}_{el} + \vec{F}_i + \vec{F}_g = 0$) befindet sich das Partikel in einer stabilen vertikalen Levitationsposition, d. h. die elektrische Feldkraft muss die Kraft aus Gravitation und Ionenwindkraft ausgleichen. Entfernt sich das Partikel aus dieser Position weiter von der Elektrode, so nimmt \vec{F}_{el} ab und es wirkt eine entgegengesetzte Nettokraft. Wenn das Partikel hingegen ausgehend von der Levitationsposition dichter an die Elektrode driftet, so wird \vec{F}_{el} stärker und eine Kraftwirkung nach oben setzt ein. Dabei nimmt das Einschlusspotential aufgrund des näherungsweise linearen Verlaufs des elektrischen Feldes in diesem Bereich eine parabolische Form an [139]. Somit kann das Potential in vertikaler Richtung als harmonisch betrachtet werden.

Für den horizontalen Einfang muss die Fallengeometrie berücksichtigt werden. In einer reinen Parallelplattenentladung ist der seitliche Einschluss aufgrund der sich kaum ändernden Potentialstruktur sehr gering, so dass sich ein Partikel in dieser Richtung nahezu frei bewegen kann. Um den Staub auch horizontal einzufangen, haben sich unterschiedliche Methoden etabliert, die in der Abb. 2.6 schematisch dargestellt sind.

Bei der ersten Methode wird der horizontale Einfang durch eine Vertiefung in der unteren Elektrode [28, 45, 47, 140, 141] oder die Verwendung einer ringförmigen Erhöhung realisiert [108], dargestellt in Abb. 2.6 (a) bzw. (b). Dabei wird der elektrische Feldverlauf in der Randschicht so verformt, dass eine nach innen gerichtete Kraft auf das Partikel wirkt, die ins Zentrum der Vertiefung bzw. der ringförmigen Erhebung zeigt. Die Stärke des horizontalen Einfangs kann hier nur indirekt über die Änderung des Neutralgasdruckes oder der HF-Amplitude gesteuert werden.

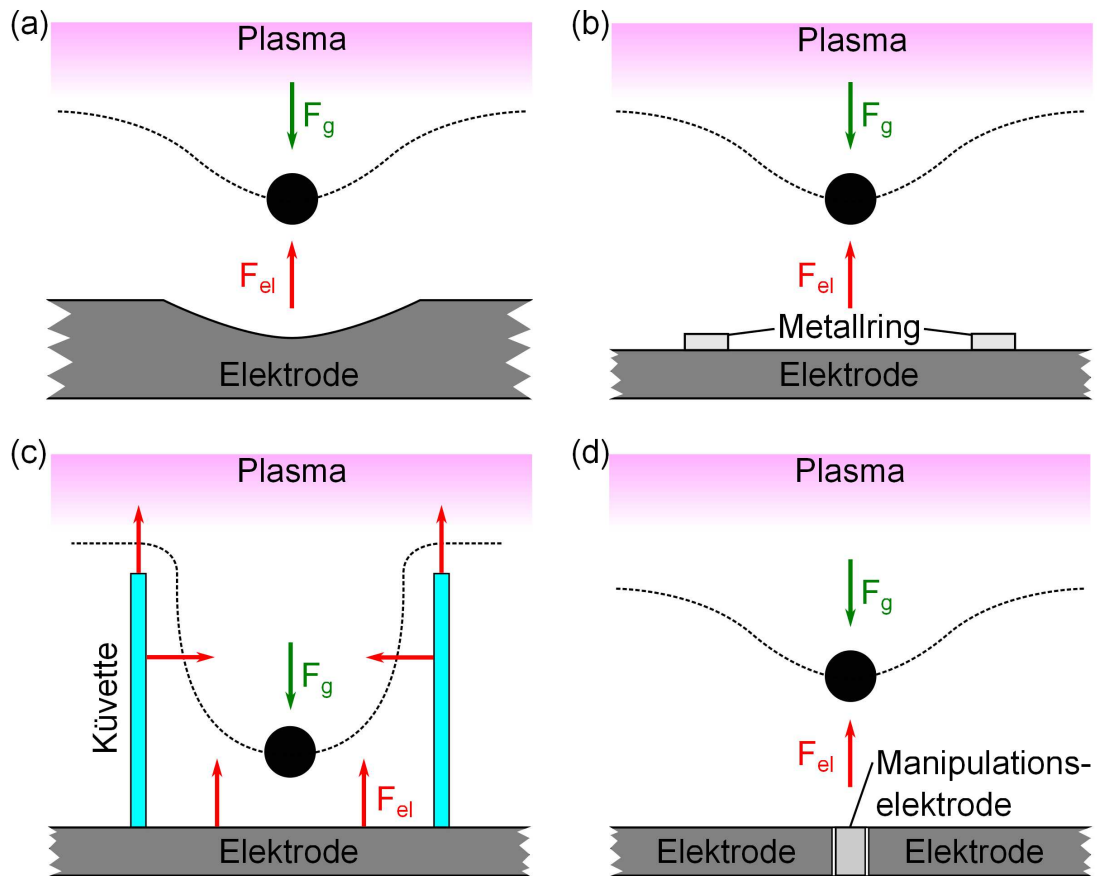


Abbildung 2.6: Einschlussbedingung für ein Partikel in der unteren Randschicht einer Parallelplatten-HF-Entladung bei Verwendung einer Vertiefung in der unteren Elektrode (a), eines zusätzlichen Metallringes (b), einer Glasküvette (c) und einer zusätzlichen Manipulations-elektrode (d). Für eine bessere Übersichtlichkeit ist nur der untere Teil einer Parallelplatten-HF-Entladung gezeigt. Die verformte Potentialstruktur in der unteren Randschicht ist durch eine gestrichelte Linie skizziert. Die Position eines Partikels ist hier durch einen schwarzen Kreis dargestellt.

Durch die Verwendung einer Glasküvette kann ein wesentlich stärkerer horizontaler Einfang realisiert werden, der die Beobachtung von vertikal angeordneten Partikelketten [40, 142, 143] oder von dreidimensionalen Staubclustern [144], auch als *Coulomb-Balls* oder *Yukawa-Cluster* bezeichnet, ermöglicht. In Abb. 2.6 (c) ist dieser Aufbau skizziert. Dabei hat die Verwendung der Glasküvette aber auch einige Nachteile: Zum einen kann die optische Beobachtung der Partikel mit Kameras beeinträchtigt sein, z. B. durch Verunreinigungen der Glaswände oder durch Reflexionen des Beleuchtungslasers auf den Wänden. Zum anderen können die Glaswände lokal durch den Beleuchtungslaser aufgeheizt werden, wodurch zunächst das Neutralgas und anschließend die Partikel in Rotation versetzt werden können [145]. Wie zuvor kann auch bei dieser Methode die Stärke des horizontalen Einfangs nur indirekt beeinflusst werden.

Eine weitere Methode, den elektrischen Feldverlauf in der Randschicht zu manipulieren, bietet eine Segmentierung der Elektrode in einzelne Bereiche [91, 146]. Annaratone *et al.* [91] studierten den Einfluss einer positiven wie negativen Gleichspannung an einer zusätzlichen Elektrode im zentralen Bereich ihrer segmentierten Elektrode auf die Struktur einer Partikelwolke in der HF-Randschicht. Es konnte gezeigt werden, dass durch Anlegen einer positiven Gleichspannung die Randschicht analog zu den vorherig diskutierten Methoden verformt wird [siehe Abb. 2.6 (d)]. Der Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit durch Änderung der Gleichspannung an der zusätzlichen Elektrode die Stärke des horizontalen Partikeleinfangs unabhängig von einer Änderung des Neutralgasdruckes oder der HF-Amplitude steuern zu können.

Im Rahmen dieser Dissertation wird hauptsächlich die zuletzt genannte Methode für den horizontalen Partikeleinfang verwendet. Eine ausführliche Darstellung des experimentellen Aufbaus erfolgt in Kap. 5.

3 | *Brownsche* Partikelbewegung

1827 beobachtete der Botaniker Brown mit Hilfe eines Mikroskops die ruckartige und unregelmäßige Bewegung von in Wasser gelöstem Blütenstaub [1]. Zunächst schrieb er dieses Verhalten einer in dem Blütenstaub befindlichen *Lebenskraft* zu, die in der biologischen Materie ruht. Jedoch konnte er dieses Verhalten ebenfalls an kleinen mineralischen Partikeln nachweisen. Ausgehend von diesen Beobachtungen wird die ruckartige und unregelmäßige Bewegung eines Partikels, resultierend aus dem Impulsübertrag durch Kollisionen mit den umgebenden Atomen bzw. Molekülen, deren Massen deutlich geringer als die Partikelmasse sind, als *brownsche* Bewegung bezeichnet. Tatsächlich wurde jedoch bereits 1784 von Ingenhousz ein ähnliches Verhalten von Rußteilchen auf Alkohol beobachtet, welches er aber nur am Rande seiner Untersuchung von Mikroben erwähnte [147].

Die mathematische Beschreibung der *brownschen* Bewegung als ein zufälliger Prozess erfolgte unabhängig voneinander durch Thiele um 1880 [148] und durch Bachelier [149] um 1900. Bachelier verwendete die stochastische Analyse für die Beschreibung von Finanzgeschäften, welche auch heutzutage noch in der Finanzmathematik weit verbreitet ist. Der zugrundeliegende stochastische Prozess wurde von Wiener intensiv studiert [150] und wird daher zu seinen Ehren in der Mathematik als *Wiener*-Prozess bezeichnet.

Eine erste theoretische Beschreibung der beobachteten *brownschen* Bewegung wurde zu Beginn des 20. Jahrhunderts von Einstein [2] und Smoluchowski [3], unabhängig voneinander, veröffentlicht. Damit lieferten sie einen indirekten Nachweis für die Existenz von Atomen bzw. Molekülen, die zu diesem Zeitpunkt noch unbekannt waren. Der experimentelle Nachweis der Theorie von Einstein erfolgte 1908 durch Perrin [151] und legte den Grundstein für den Fachbereich der Atomphysik. Zeitgleich erweiterte Langevin [4] das Modell von Einstein, indem er die Massenträgheit des Partikels berücksichtigte. Die Bewegung eines Partikels kann dann durch die nach ihm benannte *Langevin*-Gleichung beschrieben werden. Eine ausführliche Aufarbeitung des Bereiches der theoretische Beschreibung der *brownschen* Bewegung erfolgte Mitte des 20. Jahrhunderts durch Wang, Uhlenbeck und Ornstein [5, 6]. Dabei betrachteten sie nicht nur die freie *brownsche* Bewegung eines Partikels, sondern auch den Einfluss, beispielsweise von einem harmonischen Potentialtopf auf die Bewegungsgleichung. Heutzutage ist die theoretische Erklärung der *brownschen* Bewegung in zahlreichen Büchern der statistischen Physik ausführlich dokumentiert [152–154].

Im Folgenden wird zunächst die *brownsche* Bewegung eines freien Partikels vorgestellt, basierend auf dem *Langevin*-Modell. Anschließend wird die Bewegungsgleichung um den Einfluss eines harmonischen Potentialtopfes erweitert, da eine solche Gleichung die im Rahmen dieser Dissertation beobachtete Bewegung eines Partikels in der Randschicht

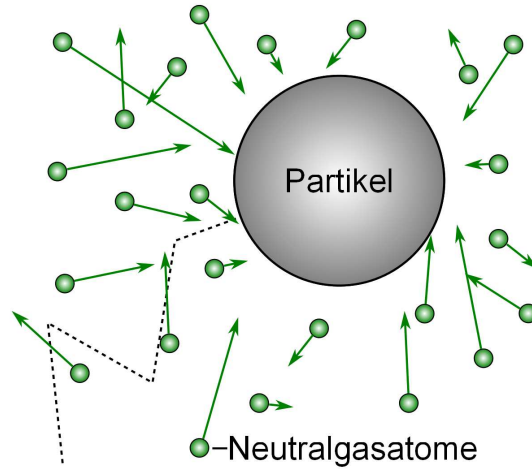


Abbildung 3.1: Makroskopisches *brownsches* Partikel umgeben von kleineren und leichteren Neutralgasatomen.

beschreibt. Abschließend wird unser Modell für stochastische Ladungsfluktuationen [50] nach dem Vorbild des Modells von Vaulina *et al.* [49] diskutiert.

3.1 Freie *brownsche* Bewegung

Auf Grundlage der Vorarbeit von Einstein [2] formulierte Langevin [4] ein Gleichungssystem für die mathematische Beschreibung der *brownschen* Bewegung eines freien Partikels. Diese Wechselwirkung zwischen einem Partikel mit den umgebenden Atomen (siehe Abbildung 3.1) kann für eine Raumrichtung durch

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}x(t) &= v(t) \\ \frac{d}{dt}v(t) &= -\frac{\gamma}{m}v(t) + \frac{1}{m}\xi(t) \end{aligned} \tag{3.1}$$

mit m als Masse und $v(t)$ der Geschwindigkeit des *brownschen* Partikels dargestellt werden. Die Bewegungsgleichung setzt sich aus einem Reibungsterm $-\frac{\gamma}{m}v(t)$ mit dem Reibungskoeffizienten γ und einem fluktuierenden Beschleunigungsterm $\frac{1}{m}\xi(t)$ zusammen. Der Beschleunigungsterm sorgt in Gl. (3.1) für den Erhalt eines korrekten Gleichgewichtes. Damit dieses erfüllt ist, zeichnet er sich durch sein erstes Moment mit $\langle \xi(t_1) \rangle = 0$ und sein zweites Moment mit $\langle \xi(t_1)\xi(t_2) \rangle = S\delta(t_1 - t_2)$ aus, wobei t_1 für den Startzeitpunkt, $t_2 = t_1 + \tau$ für einen um τ verschobenen Zeitpunkt und S für die Skalierung der fluktuierenden Kraft steht. Der Mittelwert der fluktuierenden Kraft verschwindet und die umgebenden Atome bzw. Moleküle üben deltaförmige Stöße auf das Partikel aus. Somit führen die Stöße zwar zu einem Impulsübertrag, da dieser jedoch ungerichtet ist, verschwindet er im Mittel. Damit sind die Bedingungen erfüllt, dass $\frac{1}{m}\xi(t)$ durch *Gauß'sches* weißes Rauschen¹ dargestellt werden kann.

¹Bei weißem Rauschen findet eine Anregung über alle Frequenzen mit gleicher Amplitude statt.

Bei der Betrachtung der *brownschen* Bewegung zeigt sich in Gl. (3.1), dass die beteiligten Prozesse auf unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen. Während der fluktuierende Term $\frac{1}{m}\xi(t)$ nur eine sehr kurze Zeitskala aufweist und den Nettoimpulsübertrag auf das Partikel beschreibt, unterliegen die Prozesse der Trägheit $\frac{d}{dt}v(t)$ und Reibung $-\frac{\gamma}{m}v(t)$ längeren Zeitskalen.

Die stochastische Differentialgleichung (3.1) lässt sich integrieren, wobei sich

$$v(t) = v(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{BM}}}\right) + \frac{1}{m} \int_0^t \xi(s)\exp\left(-\frac{t-s}{\tau_{\text{BM}}}\right) ds \quad (3.2)$$

mit $\tau_{\text{BM}} = m/\gamma$ als Lösung für die Partikelgeschwindigkeit $v(t)$ ergibt. Der Beitrag der fluktuierenden Kraft $\frac{1}{m}\xi(t)$ kann durch die Integration dargestellt werden. Dabei zeigt sich, dass diese Kraft durch einen *Wiener*-Prozess mit dem Impulszuwachs $dW(t) = \xi(t)dt$ beschrieben werden kann, wobei $\xi(t)$ gaussverteilt und zeitlich unkorreliert ist. Als ein *Wiener*-Prozess wird ein stochastischer Prozess bezeichnet, der unabhängig von vorherigen Werten und der mittelwertfrei ist. Des Weiteren werden multivariate *Gauss*-Verteilungen vorausgesetzt, welches ein Merkmal für die Gruppe der stochastischen *Gauss*-Prozesse darstellt. Die Unabhängigkeit von früheren Werten ist hingegen ein Merkmal für die Gruppe der *Markov*-Prozesse. Damit lässt sich der *Wiener*-Prozess als ein Sonderfall der *Gauss*-Prozesse beschreiben, der gleichzeitig auch die Voraussetzung für einen *Markov*-Prozess erfüllt.

Der Beitrag $\exp(-[t-s]/\tau_{\text{BM}})$ in Gl. (3.2) hingegen beschreibt die Reibungsvermichtung zurückliegender Impulseinträge.

3.1.1 *Ornstein-Uhlenbeck*-Prozess

Ausgehend von der allgemeinen Beschreibung der *brownschen* Bewegung als stochastischen Prozess im vorherigen Kapitel formulierten Wang, Uhlenbeck und Ornstein diesen Sachverhalt für den physikalischen Hintergrund. Dabei stellten sie die theoretischen Beschreibung der zufälligen Bewegung eines makroskopischen Partikels umgeben von mikroskopischen Atomen bzw. Molekülen auf [5, 6]. Basierend auf diesen grundlegenden Arbeiten wird in der statistischen Physik dieser Prozess als *Ornstein-Uhlenbeck*-Prozess bezeichnet. Hier wird ebenfalls nur eine Dimension betrachtet, aber das Ergebnis kann ohne Einschränkungen auf mehrere Dimensionen übertragen werden. Im Folgenden wird eine moderne Herleitung nach Ref. [155] skizziert. Die Bewegungsgleichung kann entweder durch die allgemeine Gl. (3.1) oder durch

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \int_0^t v(s)ds, \\ v(t) &= v_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{BM}}}\right) + \frac{1}{m} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-s}{\tau_{\text{BM}}}\right) dW(s) \end{aligned} \quad (3.3)$$

mit $x_0 = x(0)$ bzw. $v_0 = v(0)$ beschrieben werden. Unter der Voraussetzung, dass es sich bei dW um einen *Wiener*-Prozess handelt, gilt dies ebenfalls für $x(t)$ bzw. $v(t)$. Damit kann die jeweilige Verteilungsfunktion über die Kenntnis des ersten und zweiten Momentes ermittelt werden.

Zunächst wird die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeit $f(v)$ bestimmt, wobei $f(v)$ eine Gaussverteilung mit noch unbekanntem Mittelwert und Varianz ist. Das erste Moment μ_v von $f(v)$ kann über die Mittelung von Gl. (3.3) durch

$$\mu_v(t) = \langle v(t) \rangle = v_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{BM}}}\right) \quad (3.4)$$

angegeben werden.

Für das zweite Moment von $f(v)$ finden sowohl Sjögren [155] als auch Uhlenbeck und Ornstein [5]

$$\sigma_v^2(t) = \frac{k_{\text{B}}T}{m} \left[1 - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_{\text{BM}}}\right)\right]. \quad (3.5)$$

Damit kann nun $f(v)$ über

$$f(v) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_v^2(t)}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(v - \mu_v(t))^2}{2\sigma_v^2(t)}\right] \quad (3.6)$$

mit $\sigma_v^2(t)$ aus Gl. (3.5) und $\mu_v(t)$ aus Gl. (3.4) beschrieben werden.

Die Berechnung der Ortsverteilung $f(x)$, die ebenfalls infolge der Prämisse eines *Wiener*-Prozesses gaussverteilt ist, geschieht wiederum durch Berechnung des ersten und zweiten Momentes, was aber recht mühsam ist. Beide Autoren [6, 155] erhalten:

$$f(x(t)) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_x^2(t)}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(x(t) - \mu_x(t))^2}{2\sigma_x^2(t)}\right]. \quad (3.7)$$

Bei der Betrachtung der *brownschen* Bewegung ist meist nicht die einfache Verschiebung von Interesse, sondern die mittlere quadratische Verschiebung¹ $\langle [x(t) - x_0]^2 \rangle$. Diese ergibt sich als

$$\begin{aligned} \langle [x(t) - x_0]^2 \rangle &= \tau_{\text{BM}}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{BM}}}\right)\right]^2 \left[v_0^2 - \frac{g}{2m\gamma}\right] \\ &+ \frac{g}{\gamma^2} \left\{t - \tau_{\text{BM}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{BM}}}\right)\right]\right\}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Im Fall eines Gleichgewichtszustandes verschwindet der erste Term, da $g = 2\gamma k_{\text{B}}T$ und $v_0^2 = (k_{\text{B}}T/m)$ ist. Bei Betrachtung des zweiten Terms folgt nach Ref. [155] für das Verhalten für kleine bzw. große Zeitschritte:

$$\langle (x(t) - x_0)^2 \rangle = \begin{cases} \frac{k_{\text{B}}T}{m} t^2, & t \rightarrow 0 \\ \frac{2k_{\text{B}}T}{\gamma} t, & t \rightarrow \infty \end{cases} \quad (3.9)$$

Im Fall kleinerer Zeitschritte ergibt sich damit $x(t) - x(0) = v_0 t$. Für große Zeitschritte führt ein Vergleich mit der Diffusionskonstante D zu dem Ergebnis von Stokes-Einstein mit

$$D = \frac{k_{\text{B}}T}{\gamma} = \frac{k_{\text{B}}T}{6\pi\eta r_{\text{p}}}, \quad (3.10)$$

wobei η die dynamische Viskosität der umgebenden Atome bzw. Moleküle ist.

¹Im englischen als *mean squared displacement* (MSD) bezeichnet.

3.2 Harmonischer Potentialtopf

In diesem Abschnitt wird die theoretische Beschreibung der *brownschen* Bewegung aus Gl. (3.1) bzw. Gl. (3.3) um den Einfluss einer harmonischen Falle mit $V(x) = kx^2/2$ erweitert, wobei $k = \omega_0^2 m$ die Federkonstante des Systems und ω_0 die Eigenfrequenz der Falle ist. Die daraus resultierende Kraft auf einen makroskopischen Körper, z. B. ein Partikel mit der Masse m , kann durch $F = -kx$ beschrieben werden. Dabei wird hier im Folgenden, wie im vorherigen Abschnitt, ebenfalls nur eine Dimension betrachtet. Die *Langevin*-Gleichungen für die Bewegung eines Partikels in einem harmonischen Potentialtopf können dann durch

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}x(t) &= v(t) \\ \frac{d}{dt}v(t) &= -\frac{\gamma}{m}v(t) - \omega_0^2 x(t) + \frac{1}{m}\xi(t) \end{aligned} \quad (3.11)$$

umschrieben werden. Für die fluktuierende Kraft $\xi(t)$ wird, wie zuvor, wieder *Gauß'sches* weißes Rauschen mit den Momenten $\langle \xi(t_1) \rangle = 0$, d. h., der Mittelwert verschwindet, und $\langle \xi(t_1)\xi(t_2) \rangle = 2\gamma k_B T \delta(t_1 - t_2)$, d. h., die umgebenden Atome bzw. Moleküle üben deltaförmige Stöße auf das Partikel aus. Daraus folgt, dass die Stöße zwar eine Kraft ausüben, da diese jedoch ungerichtet ist, verschwindet diese im Mittel.

Die zeitabhängige Korrelationsfunktion kann nach Ref. [155] über die spektrale Dichte, die sich hier aus einem konstanten Beitrag durch weißes Rauschen und der Responsefunktion des gedämpften harmonischen Oszillators zusammensetzt, zu

$$C_x(t) = \frac{k_B T}{m\omega_0^2} \exp\left(-\frac{\gamma t}{2m}\right) \left[\cos(\omega_1 t) + \frac{\gamma}{2m\omega_1} \sin(\omega_1 t) \right] \quad (3.12)$$

mit $\omega_1 = (\omega_0^2 - \gamma^2/4m^2)^{1/2}$ berechnet werden. Dazu wird Gl. (3.11) zunächst Fourier transformiert und anschließend die Proportionalität von $|x(\omega)|^2$ zu der spektralen Dichte ausgenutzt. Auffällig ist, dass Gl. (3.12) für $t = 0$, d. h., $C_x(0) = \langle x_0^2 \rangle = k_B T / (m\omega_0^2)$, das Äquipartitionstheorem mit $\frac{1}{2}\omega_0^2 \langle x_0^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T$ ergibt.

Für die Betrachtung der *brownschen* Bewegung wird jedoch nicht die Korrelationsfunktion verwendet, sondern die mittlere quadratische Verschiebung $\langle [\Delta x(t)]^2 \rangle$. Nach Li und Raizen [9] kann diese aus $C_x(t) = \langle x(t_1)x(t_2) \rangle$ über $\langle [\Delta x(t)]^2 \rangle = 2\langle x^2 \rangle - 2\langle x(t_1)x(t_2) \rangle$ berechnet werden. Somit ergibt sich

$$\langle [\Delta x(t)]^2 \rangle = \frac{k_B T}{m\omega_0^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\beta t}{2}\right) \left[\cos(\omega_1 t) + \frac{\beta}{2\omega_1} \sin(\omega_1 t) \right] \right\}, \quad (3.13)$$

wobei $\beta = \gamma/m$ entspricht. Mit dieser Notation ist der Reibungskoeffizient β durch Gl. (2.38) gegeben. Analog zu der Betrachtung eines harmonischen Oszillators lassen sich in Abhängigkeit von ω_0 drei Fälle für $\omega_1 = (\omega_0^2 - \beta^2/4)^{1/2}$ beschreiben: Erstens, der Schwingfall für $\omega_0^2 > \beta^2/4$, der sich durch ein reelles ω_1 und eine langsame, über mehrere Perioden abnehmende Schwingungsamplitude hin zum Gleichgewicht auszeichnet. Zweitens, den aperiodischen Grenzfall für $\omega_0^2 = \beta^2/4$, bei dem $\omega_1 = 0$ ist und die Schwingungsamplitude ohne Überschwinger dem Gleichgewicht zustrebt. Drittens, den überdämpften Fall mit $\omega_0^2 < \beta^2/4$, wodurch ω_1 imaginär wird.

Die Korrelationsfunktion der Geschwindigkeiten $C_v(t)$ kann analog zur Korrelationsfunktion der Positionen $C_x(t)$ aus Gl. (3.11) bestimmt werden. Mit der Notation von Wang und Uhlenbeck [6] kann diese durch

$$\langle v(t_1)v(t_2) \rangle = \frac{k_B T}{m} \exp\left(-\frac{\beta\tau}{2}\right) \left[\cos(\omega_1\tau) + \frac{\beta}{2\omega_1} \sin(\omega_1\tau) \right] \quad (3.14)$$

beschrieben werden.

Sowohl Gl. (3.13) als auch Gl. (3.14) werden im Rahmen dieser Dissertation für die Studie der *brownschen* Bewegung der Partikel in der Randschicht verwendet, welches in Kap. 6.1 eingehender diskutiert wird.

3.3 Stochastische Ladungsfluktuationen

Im Unterschied zur bisher betrachteten *brownschen* Bewegung eines Partikels in einer Flüssigkeit oder einem Gas spielt zusätzlich die Ladung q_p des Partikels in einer Plasmarandschicht eine entscheidende Rolle. Wie in Kap. 2.3 diskutiert, lädt sich ein Partikel durch die Elektronen- und Ionenströme auf dessen Oberfläche elektrisch negativ auf. Für mikrometergroße Partikel kann diese einige tausend Elementarladungen betragen, wobei diese abhängig von der Partikelgröße und den Entladungsbedingungen ist.

Die Berücksichtigung von Ladungsfluktuationen für die Beobachtung von Partikeln wurde erstmals 1980 von Morfill *et al.* [156] diskutiert. Demnach schwankt die Ladung eines Partikels mit $\delta Z_p = |\langle Z_p \rangle|^{1/2}$ um die zeitgemittelte Gleichgewichtsladung $\langle Z_p \rangle$. Mitte der 90er Jahre konnten Cui und Goree [123] diese Schwankung mit $\delta Z_p = 0,5 |\langle Z_p \rangle|^{1/2}$, ausgehend von numerischen Simulationen, beschreiben. Mit Hilfe eines analytischen Modells untersuchten Matsoukas und Russell [31] die Partikelaufladung und konnten damit auch die Schwankung der Ladung bestimmen. Dabei wurde in diesen Arbeiten allerdings nicht der Einfluss auf die Dynamik der Partikel studiert. Dies erfolgte erstmals 1999 durch ein Modell von Vaulina *et al.* [49], wobei Molekulardynamik-Simulationen unter bestimmten Bedingungen einen Anstieg der Partikeltemperatur vorhersagten. Durch eine detaillierte Studie der Aufladeströme in der Randschicht einer Entladung konnten wir ein Modell für die hier vorliegende Situation entwickeln [50].

Durch die Diskretheit der Ladeströme auf die Partikeloberfläche, die sich aus einzelnen Ionen bzw. Elektronen zusammensetzen, fluktuiert die Partikelladung um ein Gleichgewicht, welches durch einen *Markov*-Prozess beschrieben werden kann [123, 157]. Für ein Partikel in einer Randschicht entsteht durch diese Ladungsfluktuation δq zusammen mit dem elektrischen Feld \bar{E}_0 eine zusätzliche stochastische Kraft $F = \delta q \bar{E}_0$, die in der Bewegungsgleichung des Partikels mit berücksichtigt werden muss. Da die Lebensdauer τ_{ch} einer solchen Fluktuation nach Ref. [52] deutlich größer als die Variation der angelegten HF ist, kann für F das zeitgemittelte elektrische Feld \bar{E}_0 verwendet werden. Nach dem Modell von Vaulina *et al.* [49] nimmt die Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen für höhere τ_{ch} zu. Nach Ref. [50] konnte für $\tau_{ch} = \gamma_{ch}^{-1}$ die generelle Beschreibung mit

$$\gamma_{ch} = \frac{eI_i}{4\pi\epsilon_0 r_p} f(v_i, \eta_s) \quad (3.15)$$

identifiziert werden. I_i repräsentiert den jeweiligen Ionenstrom auf die Partikeloberfläche und die Funktion $f(v_i, \eta_s)$ die Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit v_i und dem normalisierten Oberflächenpotential η_s .

Wird dieser zusätzliche Kraftbeitrag $F = \delta q \bar{E}_0$ in der Bewegungsgleichung des Partikels in einer harmonischen Falle nun berücksichtigt, kann nach Ref. [52] die *brownsche* Bewegung durch eine stationäre *Klein-Kramers-Gleichung* [154]

$$0 = \beta \frac{\partial}{\partial v} (v f(v)) + (D_v^A + D_v^Q) \frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2} \quad (3.16)$$

für eine Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ dargestellt werden. Der Term D_v^A beschreibt den Diffusionskoeffizienten im Geschwindigkeitsraum, hervorgerufen durch atomare Stöße, während D_v^Q für den Diffusionskoeffizienten im Geschwindigkeitsraum durch Ladungsfluktuationen steht. Beide Terme können addiert werden, da es sich um unkorrelierte Prozesse handelt. Wie zuvor gezeigt wurde, ist die Lösung der *brownschen* Bewegungsgleichung eine *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung. Damit kann die Lösung von Gl. (3.16) durch eine *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung mit der kinetischen Temperatur

$$T_{\text{kin}} = \frac{m_p}{\beta k_B} (D_v^A + D_v^Q) \quad (3.17)$$

dargestellt werden. Nach Ref. [154] lässt sich D_v^A durch die Temperatur des Gases oder der Flüssigkeit T_n , die das *brownsche* Partikel umgibt, mit $D_v^A = (\beta/m_p) k_B T_n$ berechnen. Des Weiteren ergibt sich für $D_v^Q = D_Q \bar{E}_0^2 / (m_p^2 \gamma_{\text{ch}}^2)$, wobei $D_Q = \gamma_{\text{ch}} \sigma_Q^2$ nach Matsoukas und Russell [158] der Diffusionskoeffizient im Ladungsraum mit der Ladungsschwankung $\sigma_Q^2 \approx 0,5 Z_p$ [31, 123] ist. Durch Einsetzen von $D_v^A = (\beta/m_p) k_B T_n$ und $D_v^Q = D_Q \bar{E}_0^2 / (m_p^2 \gamma_{\text{ch}}^2)$ in Gl. (3.17) folgt

$$T_{\text{kin}} = T_n + \frac{m_p \sigma_Q^2 g^2}{k_B \beta \gamma_{\text{ch}} q_p^2} \quad (3.18)$$

unter Verwendung von $Z_p = e |q_p|$ und der *Millikan*-Bedingung $m_p g = |q_p| \bar{E}_0$. Damit kann der kinetische Temperaturanstieg aufgrund von Ladungsfluktuationen durch

$$\Delta T_{\text{kin}} = \frac{\sigma_Q^2 m_p g^2}{k_B \beta \gamma_{\text{ch}} q_p^2} \quad (3.19)$$

beschrieben werden. Dies liefert eine analoge Beschreibung zu dem Modell von Vaulina *et al.* [49], welche auf der Auswertung der *Langevin*-Gleichung beruht, und eine differenziertere Beschreibung des Temperaturanstieges als z. B. das Modell von Quinn und Goree *et al.* [55], welches für die fluktuierende Kraft ein in der Bandbreite begrenztes weißes Rauschen verwendet.

Abschließend wird der Einfluss der stochastischen Heizung nach Gl. (3.19) durch Ladungsfluktuationen auf die kinetische Temperatur eines Partikels für unterschiedliche Bedingungen, wie z. B. veränderte Entladungsbedingungen oder Partikelgrößen, diskutiert. Bei der Betrachtung von Gl. (3.19) zeigt sich, dass eine erwartete Veränderung der kinetischen Temperatur mit $\Delta T_{\text{kin}} \propto m_p / (|q_p| \beta \gamma_{\text{ch}})$ skaliert, da $(\sigma_Q^2 g^2) / |q_p|$ als konstant angesehen werden kann. Somit müssen die Abhängigkeiten der verbleibenden Größen m_p ,

q_p , β und γ_{ch} auf veränderte Entladungsbedingungen bzw. Partikelgrößen untersucht werden.

Die Partikelmasse m_p kann über $m_p = \frac{4}{3}\pi\rho r_p^3$ berechnet werden, d. h., sie zeigt eine Abhängigkeit von der Partikelgröße, ist aber unabhängig von den Entladungsparametern, wie z. B. dem Potential oder den Ladungsträgerdichten. Dies gilt analog auch für die Partikelladung, die mit $q_p \propto r_p$ skaliert. Der Reibungskoeffizient β hingegen hängt nach Gl. (2.38) sowohl von der Partikelgröße mit $\beta \propto r_p^{-1}$ als auch über $\beta \propto p$ vom Druck ab. Der Zusammenhang zwischen dem Neutralgasdruck p und den Ladungsträgerdichten n_i bzw. n_e wird nach Sondenmessungen in Ref. [116] als $n_i \propto p$ angesehen. Eine detaillierte Studie dieses Zusammenhanges erfolgt später in Kap. 4.2.8. Für γ_{ch} lassen sich mit Gl. (3.15) und $I_i \propto n_i r_p$ neben einer Größenabhängigkeit ebenfalls mit $\gamma_{\text{ch}} \propto n_i$ eine Abhängigkeit von den Entladungsparametern nachweisen.

Werden diese Abhängigkeiten der einzelnen Parameter nun kombiniert, ergeben sich zwei theoretische Vorhersagen für den Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen: Zum Einen zeigt sich durch den Zusammenhang zwischen p und n_i eine Skalierung mit $\Delta T_{\text{kin}} \propto p^{-2}$. Damit sollte der Effekt für abnehmende Ladungsträgerdichten bzw. Neutralgasdrücke an Einfluss gewinnen. Zweitens weisen alle Parameter eine Abhängigkeit von r_p auf, die in grober Näherung zu einer Skalierung mit $\Delta T_{\text{kin}} \propto r_p^2$ führt. D. h., bei größeren Partikeln wird ein stärkerer Einfluss des Effektes und damit eine höhere kinetische Partikeltemperatur erwartet.

Die starke Abhängigkeit der durch die Ladungsfluktuation hervorgerufenen zusätzlichen Kraft vom elektrischen Feld auf die *brownsche* Bewegung eines Partikels sollte zudem zu einem anisotropen Heizeffekt führen, der hauptsächlich parallel zum elektrischen Feld in der Randschicht wirkt. Damit sollte bei dem im Rahmen dieser Dissertation verwendeten experimentellen Aufbau einer Parallelplatten-HF-Entladung der Effekt vertikal deutlich stärker ausfallen als horizontal (siehe Kap. 5).

Um neben den vom Modell der kinetischen Temperaturzunahme durch stochastische Ladungsfluktuationen vorgestellten Charakteristika auch einen belastbaren Zahlenwert für die zu erwartende Temperaturzunahme zu erhalten, ist eine genaue Kenntnis des Ionenladestromes notwendig. Wie in Kap. 2.3 gezeigt, hängt dieser von der Position des Partikels in der Entladung sowie von den Eigenschaften der Entladung ab. Für den hier vorliegenden Fall der Partikellevitation in der Randschicht haben wir ein Modell für den Ionenladestrom identifiziert, das neben der Berücksichtigung von Ion-Neutralgasstößen auch eine Veränderung der Energieverteilungsfunktion der Elektronen berücksichtigt [50]. Mit der dadurch erzielten Reduktion des Ionenladestromes konnten die niedrigen Oberflächenpotentiale in diversen Experimenten nachvollzogen werden [50]. Gleichzeitig führt die Reduktion des Ionenladestromes zu einer Erhöhung der Lebensdauer von stochastischen Ladungsstörungen (siehe Kap. 2.4). Dies wiederum führt zu einer Erhöhung des Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuationen. Somit ist nur mit einer genauen Kenntnis des Ionenladestromes eine Abschätzung des Heizeffektes möglich.

4 | Simulation der HF-Entladung

Für eine detaillierte Studie der Einfangbedingung eines Partikels in der Randschicht und der stochastischen Heizung eines Partikels durch Ladungsfluktuationen ist die Kenntnis der Entladungscharakteristik notwendig. In Plasmen haben sich für die Diagnostik der Plasmaparameter Sondenmessungen etabliert, die z. B. in einer Plasmakammer mit ähnlichen Abmessungen durchgeführt wurden [159, 160]. Die von Lepper [96] für das hier verwendete Experiment durchgeführten Sondenmessungen beschränken sich aber nur auf den zentralen Bereich der Entladung und liefern somit keine Ortsauflösung. Des Weiteren eignen sich Sondenmessungen nicht für die Studie von kleinen Strukturen, wie z. B. der sekundären Entladung in diesem Experiment. Aufgrund dieser eingeschränkten diagnostischen Möglichkeiten zur Ermittlung der Plasmaparameter wie Elektronen- und Iondichten, Plasmapotential oder Elektronentemperaturen, werden im vorliegenden Fall Simulationen für deren Bestimmung verwendet. Der Einfluss von Partikeln auf die Simulation einer HF-Entladung wurde ebenfalls eingehend untersucht [161–163], spielen für die hier durchgeführten Untersuchungen einzelner Partikel jedoch keine Rolle.

Für die Beschreibung der Potentialfalle wird der Fluid-Code *Siglo-2D* [164] von Boeuf und Pitchford [165] verwendet, der für kleine Entladungen und kleine Entladungsspannungen belastbare Daten liefert [159, 160]. Durch die Annahme einer *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung der Elektronen ist dieser Simulationscode für Drücke unterhalb von 10 Pa nicht mehr anwendbar, da Simulationen von Vahedi *et al.* [113, 114] und Sondenmessungen von Godyak *et al.* [115, 116] bei solch niedrigen Drücken einen Übergang auf eine *Bi-Maxwell*-Verteilung der Elektronen beobachteten, die in *Siglo-2D* nicht berücksichtigt werden kann. Daher wird für $p < 10$ Pa der eindimensionale *Particle in Cell* (PIC) Code *XPDP-1* [166] verwendet.

Die Ergebnisse der Simulationen werden im Folgenden vorgestellt und abschließend die Auswirkungen auf das Modell für die Heizung durch Ladungsfluktuationen diskutiert.

4.1 Eigenschaften von *Siglo-2D* und *XPDP-1*

Im Folgenden werden kurz die jeweiligen Eigenschaften von beiden Simulationssoftwares vorgestellt zusammen mit deren Vor- und Nachteilen.

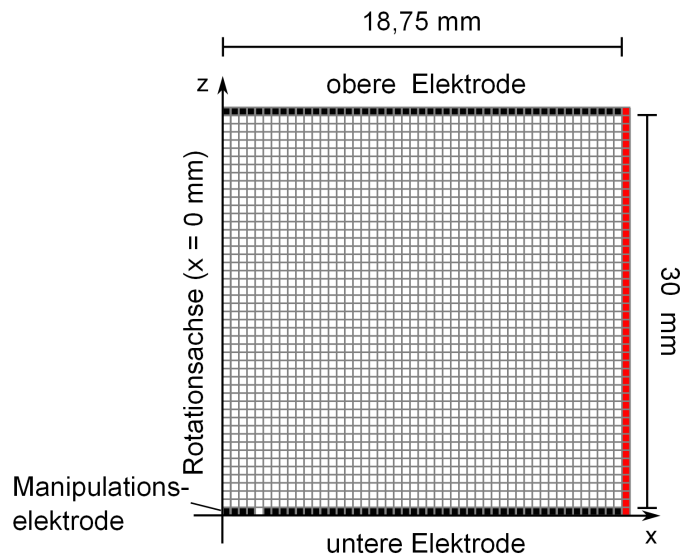


Abbildung 4.1: Darstellung der Simulationsgeometrie in dem 50×50 Raster. Die z -Achse ist hier die Rotationsachse. Die äußere Begrenzung des simulierten Elektrodenzwischenraumes wird durch ein Dielektrikum (rot) gewährleistet.

4.1.1 Entladungscharakteristik mit *Siglo-2D*

Wie in Kap. 2.5.6 diskutiert, wird im Rahmen dieser Dissertation zur Manipulation des elektrischen Feldes in der HF-Randschicht eine zusätzliche Manipulationselektrode verwendet. Eine detaillierte Darstellung des Aufbaus befindet sich in Kap. 5.

Bei *Siglo-2D* handelt es sich um eine kommerzielle zweidimensionale Simulationssoftware, die für HF- und DC-Entladungen Mitte der 90er Jahre entwickelt wurde [165]. Für HF-Entladungen kann zusätzlich zwischen einer kapazitiven oder direkten Kopplung zum antreibenden HF-Signal gewählt werden, wobei die Frequenz und die HF-Amplitude frei einstellbar sind. Des Weiteren können das verwendete Neutralgas, hier Argon, mit seiner Temperatur, hier auf Raumtemperatur mit $T = 300 \text{ K}$ gesetzt, und der Druck vorgegeben werden. Auf einem 50×50 Raster kann anschließend die zu simulierende Geometrie programmiert werden. Dabei ist zu beachten, dass *Siglo-2D* nur rotationssymmetrische Geometrien berechnen kann und die z -Achse als Rotationsachse vorgegeben wird. Das Programm kann zwischen Elektroden, Dielektrika und freien Raum unterscheiden. Die Skalierung der x - und z -Achse des Rasters erfolgt unabhängig voneinander über die Angabe der Gesamtlänge in x - und z -Richtung. In der Abb. 4.1 ist die verwendete Geometrie für die Simulation skizziert. Ausgehend von einer vorgegebenen Plasmadichte und kinetischen Temperatur der Elektronen kann die Simulation gestartet werden. Die Ergebnisse der Simulation, z. B. die kinetische Energie der Elektronen, das Plasmapotential, die Elektronen- und die Ionendichte, können entweder für jeden Zeitschritt oder gemittelt über mehrere Zeitschritte gespeichert werden. Damit die Simulation einen stabilen Entladungszustand erreicht, werden zwischen 4.000 und 7.000 HF-Zyklen simuliert.

Das *Siglo-2D* zugrundeliegende Gleichungssystem umfasst die Kontinuitätsgleichungen und die Bewegungsgleichungen beider Spezies sowie die Energiegleichung der Elektronen. Diese Gleichungen werden anschließend über die Poissonsgleichung aneinander gekoppelt

und das komplette Gleichungssystem zur Bestimmung der Plasmaparameter numerisch gelöst. Für eine zeitliche Optimierung des Fluid-Codes werden einige Vereinfachungen vorgenommen, die hier kurz erläutert werden.

Zunächst werden die zeitabhängigen Terme in den Bewegungsgleichungen für die Elektronen und die Ionen vernachlässigt [165], was bei Drücken im Bereich von (10 – 50) Pa gerechtfertigt ist. Darüber hinaus wird der Diffusionskoeffizient der Elektronen als ortonabhängig betrachtet, wodurch sich der Diffusionsterm der Elektronen vereinfachen lässt. Für die Energieverteilung der Elektronen wird ebenfalls angenommen, dass der Drucktensor isotrop und diagonal, die Driftenergie im Vergleich zur thermischen Geschwindigkeit vernachlässigbar und der Wärmefluss proportional zum Elektronentemperaturgradienten ist. Für die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Elektroden wird angenommen, dass ein Viertel der auf die Oberfläche auftreffenden Elektronen reflektiert wird. Des Weiteren wird die Ionendichte aufgrund ihrer zu erwartenden geringen Dichte auf den Elektroden als vernachlässigbar angesehen.

In Abb. 4.2 sind die aus *Siglo-2D* resultierenden zeitgemittelten Simulationsergebnisse beispielhaft für eine HF-Amplitude von $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}$ und einer positiven Spannung von $U_{\text{M}} = 0 \text{ V}$ an der Manipulationselektrode bei einem Gasdruck von $p = 10 \text{ Pa}$ dargestellt. Der simulierte Bereich beträgt in vertikaler Richtung 30 mm, was dem Elektrodenabstand entspricht (siehe Kap. 5), und in horizontaler Richtung 18,75 mm, was etwas weniger als die Hälfte des Radius der verwendeten Elektroden entspricht. Aufgrund der Radialsymmetrie der Entladung kann das Simulationsergebnis an der z-Achse gespiegelt werden. In Abb. 4.2 ist für eine bessere Übersicht nur der horizontale Bereich von $\pm 15 \text{ mm}$ dargestellt. Die Elektronen- und Ionendichte weisen beide im Zentrum eine maximale Dichte von ca. $5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und einen radialen Abfall zu den Rändern hin auf. Die kinetische Temperatur der Elektronen in Abb. 4.2 (c) fällt ebenfalls, ausgehend von einem zentralen Maximum von ca. 4 eV radial nach außen hin ab sowie auch das Potential mit einem maximalen Wert von 47 V in Abb. 4.2 (d).

In den Arbeiten von Klindworth *et al.* [159, 160] wurde eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der *Siglo-2D*-Simulationen und den Sondenmessungen beobachtet. Die ebenfalls im Rahmen der Diplomarbeit von Lepper [96] durchgeführten Vergleiche zwischen Simulation und Sondenmessung für die hier verwendete experimentelle Geometrie lieferten eine gute Übereinstimmung bei den ermittelten Elektronen- und Ionendichten, aber eine konstante Differenz beim Potential. Diese Differenz, die in der Höhe von der angelegten HF-Amplitude war, wurde darauf zurückgeführt, dass die sich im Experiment aufgebaute Biasspannung an den Elektroden von *Siglo-2D* nicht nachempfunden werden kann, da dort die Elektroden nicht als frei *floatend*¹ eingestellt werden können. Es konnte gezeigt werden, dass sich der simulierte Bereich für eine höhere Ortsauflösung auf den Bereich vor der Manipulationselektrode einschränken lässt ohne große Änderungen in den ermittelten Plasmaparametern zu erhalten. Dies beschränkt sich aber nur auf den zentralen Bereich der Simulation, da es durch die Verwendung eines Dielektrikums als Begrenzung am Rand der Simulation zu einem stärkeren Abfall der Dichten und des Plasmopotentials am Rand kommt. Um eine hohe Ortsauflösung ohne einen störenden Einfluss durch eine Reduzierung des simulierten Bereiches zu erhalten, empfiehlt sich die Verwendung einer neueren Software, wie z. B. der kommerziellen Software COMSOL [167].

¹Englischer Begriff, der aussagt, dass sich die Elektroden ohne äußere Randbedingungen aufladen können.

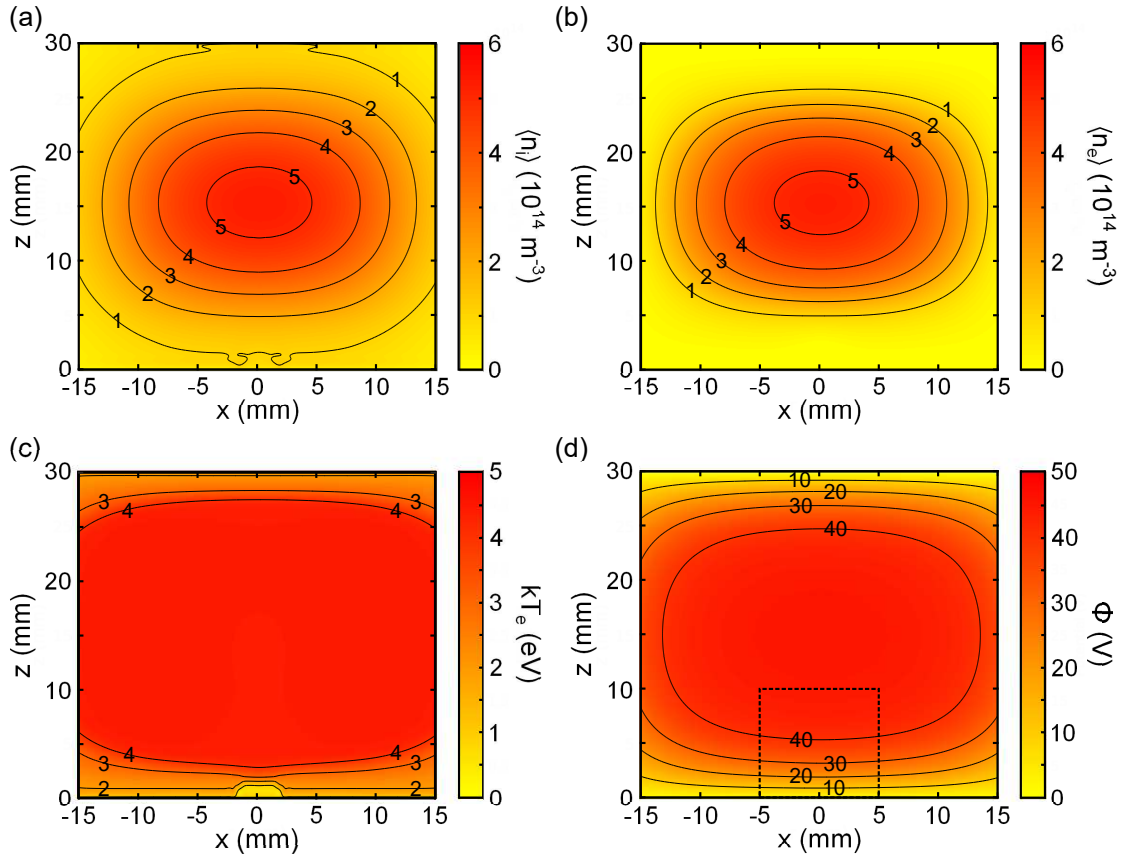


Abbildung 4.2: Zeitgemittelte Simulationsergebnisse, (a) Ionendichte, (b) Elektronendichte, (c) kinetische Temperatur der Elektronen und (d) Plasmapotential, für eine Entladung mit $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}$, $U_{\text{M}} = 0 \text{ V}$ und $p = 10 \text{ Pa}$. Die gestrichelte Box zeigt den in Abschnitt 4.2.1 verwendeten Bereich für die Untersuchung der Potentialstruktur.

4.1.2 XPDP-1-Simulation

Aufgrund der Begrenzung der *Siglo-2D*-Software auf Drücke $p > 10 \text{ Pa}$ wird zur Analyse niedriger Drücke die eindimensionale PIC-Software *XPDP-1* [166] verwendet, die z. B. in den Veröffentlichungen von Vahedi *et al.* [113, 114] verwendet wurde. Aufgrund der besseren Leistungsfähigkeit moderner Rechnersysteme sind die rechenintensiven PIC-Simulationen heute weit verbreitet, z. B. in der Simulation der HF-Randschicht [168] oder für die Untersuchung von Partikelaufladungen in *komplexen* Plasmen [169–171].

XPDP-1 wurde zu Beginn der 90er Jahre in der Gruppe von Birdsall und Berkeley entwickelt, wobei hier die weiterentwickelte Version 4.11, veröffentlicht im März 2002 als freie Software [172], verwendet wird. Das zugrundeliegende Verfahren zur Berechnung der Entladungsparameter, wie z. B. der Potentialverlauf, die Elektronen- und Ionendichten, wird im Folgenden kurz skizziert.

Für jede der bis zu maximal vier einstellbaren Teilchensorten wird für jedes einzelne Teilchen die Bewegung in einer eindimensionalen, planaren Geometrie (aber mit drei Geschwindigkeitskomponenten) für einen festen Zeitschritt δt auf einem vorgegebenen Gitter berechnet. Um die maximale Anzahl der zu berechnenden Teilchen zu reduzieren, werden

mehrere Elektronen bzw. Ionen zu sogenannten Superteilchen zusammengefasst. Im ersten Schritt werden diese dann auf einem Gitter über ein PIC-Verfahren abgebildet. Durch Integration der Kreisgleichung [173] kann die Poissongleichung gelöst werden. Damit kann der Verlauf des elektrischen Feldes und somit die wirkenden Kräfte auf die Superteilchen an deren Positionen im Gitter ermittelt werden. Mit Hilfe der Kräfte können anschließend deren Bewegungen berechnet werden. Liegen die neuen Positionen der Superpartikel außerhalb des Simulationsgebietes, so werden diese entfernt. Wie bei der *Siglo-2D*-Software kann es durch ionisierende Stöße zwischen Elektronen bzw. Ionen mit Neutralgasatomen zur Bildung neuer Superteilchen kommen. Abschließend werden diese wieder auf das Gitter abgebildet und der Zeitschritt ist beendet. Eine ausführlichere Beschreibung der zugrundeliegenden Gleichungen, die im Rahmen dieser Software verwendet werden, erfolgt in Ref. [166] bzw. in der Dissertation von Greiner [173].

Die Parameter für die *XPDP-1*-Simulationen werden in einer Steuerdatei eingestellt und von dort an die Software übergeben. Bei den Parametern handelt es sich nicht nur um die elektrische Beschaltung, den Neutralgasdruck, Definition der Charakteristika der Elektronen und Ionen, sondern auch um den gewählten Zeitschritt sowie die Länge und Anzahl der Gitterzellen des simulierten Bereiches. Der Kopplungsparameter zwischen der Anzahl der Superteilchen und der tatsächlichen Anzahl an Elektronen bzw. Ionen kann ebenfalls eingestellt werden. Damit wird für eine feste Dichte die maximale Anzahl der simulierten Superteilchen N_s festgelegt. Nach ca. 10^6 Zeitschritten wird für $N_s \approx 50.000$ ein Gleichgewicht erreicht. Bei höheren Teilchenzahlen kann es zu unerwünschten Instabilitäten in der Entladung kommen.

Das Auftreten solcher numerischer Instabilitäten ist ein generelles Problem von PIC-Simulationen und kann zur Ausbildung von „unphysikalischen“ Effekten führen. Eine zentrale Rolle spielt dabei das *Nyquist*-Kriterium, denn eine unzureichende Diskretisierung kann die Grundlage für numerische Instabilitäten sein. Nach Vahedi *et al.* [113] sowie dem Buch von Hockney und Eastwood [174] können für die Diskretisierung in PIC-Simulation folgende vier Kriterien angegeben werden: Erstens darf die Breite Δx_{PIC} einer Gitterzelle nicht größer als Debyelänge $\lambda_{\text{D,e}}$ sein. Zweitens muss das Produkt aus der Elektronenplasmafrequenz $\omega_{\text{pl,e}}$ und dem gewählten Zeitschritt δt kleiner als zwei sein. Drittens muss die simulierte Entladungslänge l_{sim} deutlich größer als $\lambda_{\text{D,e}}$ sein und viertens deutlich kleiner als das Produkt aus $\lambda_{\text{D,e}}$ und der Anzahl der Superteilchen N_s . Die Erfüllung dieser vier Diskretisierungsbedingungen wird durch die Anpassung von Δx_{PIC} und δt für die jeweiligen simulierten Entladungsbedingungen gewährleistet.

4.2 Simulationsergebnisse

Nach der Vorstellung der einzelnen Simulationssoftwares werden nun deren Ergebnisse studiert. Im ersten Schritt wird mit Hilfe der *Siglo-2D*-Simulationen die Verformung der Potentialstruktur oberhalb der Manipulationselektrode untersucht. Dafür werden die Entladungsparameter der HF-Amplitude (U_{HF}) und des Neutralgasdruckes (p) konstant gehalten und gleichzeitig die angelegte Spannung an der Manipulationselektrode (U_{M}) sukzessive erhöht. Anschließend werden die Auswirkungen für eine Variation der HF-Amplitude (U_{HF}), des Druckes (p) und das zeitliche Verhalten der simulierten HF-Entladung vorgestellt. Anschließend werden die Simulationsergebnisse aus *Siglo-2D* [165] und *XPDP-1*

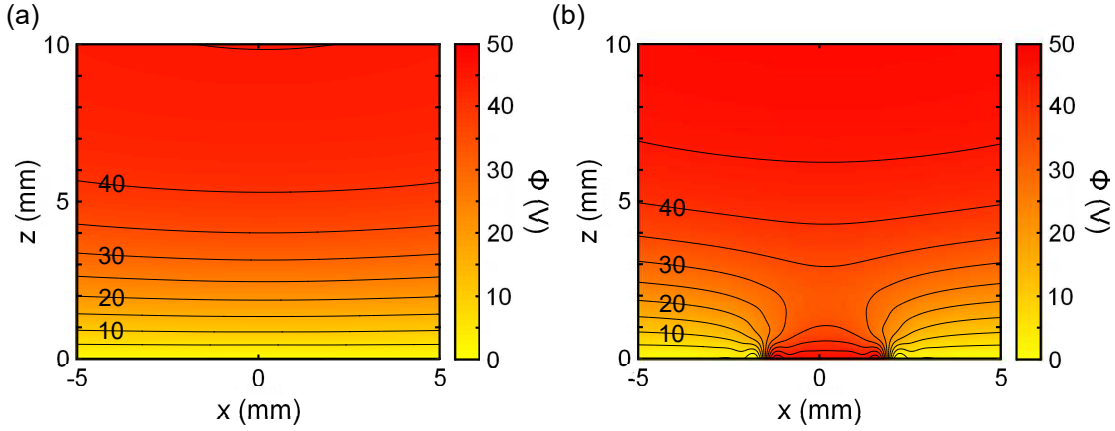


Abbildung 4.3: Potentialverlauf oberhalb der Manipulationselektrode mit (a) $U_M = 0V$, $U_{HF} = 70V$ und $p = 10Pa$ und (b) $U_M = 50V$, $U_{HF} = 70V$ und $p = 10Pa$.

[166] im Übergangsbereich bei $p = 10Pa$ miteinander verglichen und mögliche Unterschiede diskutiert. Danach wird durch schrittweise Verringerung von p untersucht, ob ein Übergang der Elektronenenergieverteilung von einer einfachen *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung hin zu einer *Bi-Maxwellschen*-Verteilung erfolgt, wie sie von Vahedi *et al.* [113, 114] in Simulationen und von Godyak *et al.* [115, 116] in Experimenten beobachtet wurde. Anschließend werden die Simulationsergebnisse in Abhängigkeit von p für die drei unterschiedlichen experimentellen Aufbauten (siehe Kap. 5) dargestellt und diskutiert. Der Einfluss der Dichteabnahme für eine Reduktion des Druckes auf das Modell für die Heizung eines Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen wird abschließend studiert.

4.2.1 Deformation der Potentialstruktur

Annaratone *et al.* [91] haben gezeigt, dass durch Anlegen einer positiven Gleichspannung an eine zusätzliche Elektrode ein lokalisierter Einfang der negativ geladenen Partikel erfolgt. Um ein besseres Verständnis von diesem Vorgang zu erhalten, werden *Siglo-2D*-Simulationen durchgeführt, bei denen die angelegte Spannung an der Manipulationselektrode schrittweise erhöht wird.

In Abb. 4.3 sind für $U_{HF} = 70V_{pp}$ und $p = 10Pa$ die Potentiale für $U_M = 0V$ und $U_M = 50V$ dargestellt. Dabei wird nur ein ausgewählter Bereich [siehe gestrichelter Kasten in Abb. 4.2(d)] vor der Manipulationselektrode für eine detaillierte Darstellung verwendet. Im Fall von $U_M = 0V$ ist keine Beeinflussung der Potentialcharakteristik ersichtlich. Erhöht sich aber U_M auf $50V$, wird eine deutliche Verkrümmung der Äquipotentiallinien vor der Manipulationselektrode beobachtet. Diese Verkrümmung führt zusätzlich zu der vertikalen Ausrichtung des elektrischen Feldes zur Ausbildung einer horizontalen Komponente. Für negativ geladene Partikel führt dies zu einer ins Zentrum gerichteten elektrischen Feldkraft [siehe Abb. 2.6(c)].

Um die Entwicklung besser studieren zu können, sind die Dichte- bzw. Potentialprofile für unterschiedliche Werte von U_M abhängig von z im Zentrum der Entladung in Abb. 4.4 dargestellt. Dabei wird ersichtlich, dass für $U_M = 0V$ das Potential in den ersten Millimetern vor den Elektroden stark ansteigt und dann im Zentrum nahezu konstant verläuft.

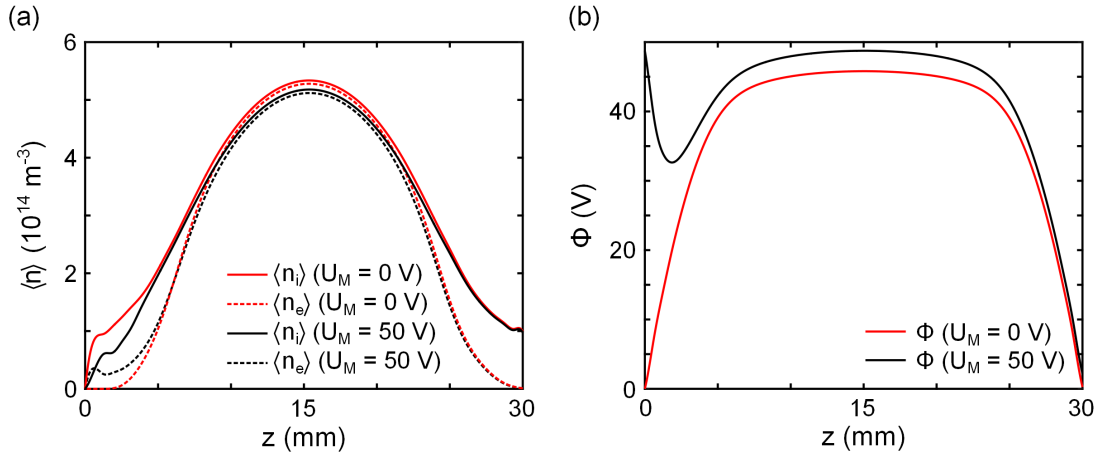


Abbildung 4.4: (a) Zeitgemittelte Dichteprofile der Ionen (durchgezogene Linie) bzw. Elektronen (gestrichelte Linie) für $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}$, $p = 10 \text{ Pa}$ und $U_{\text{M}} = 0 \text{ V}$ (rot) bzw. $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ (schwarz). (b) Zugehörige Potentialprofile für $U_{\text{M}} = 0 \text{ V}$ (rot) bzw. $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ (schwarz).

Erhöht sich U_{M} , verändert sich das Potentialprofil nur im Bereich der Manipulationselektrode. Es findet nun kein monotoner Anstieg in diesem Bereich mehr statt, sondern es bildet sich wenige Millimeter oberhalb der Manipulationselektrode ein Minimum aus, das sich mit zunehmender U_{M} in Richtung Zentrum der Entladung verschiebt. Diese Potentialprofile sind vergleichbar mit den in Ref. [91] dargestellten Profilen, sowie mit den Profilen einer anodischen Doppelschicht, vorgestellt von Baalrud *et al.* [175].

Bei den in Abb. 4.4 (b) dargestellten zeitgemittelten Dichteprofilen $\langle n_{\text{e}} \rangle$ und $\langle n_{\text{i}} \rangle$ lassen sich zwei Bereiche identifizieren: Im Zentrum ein Bereich, wo $\langle n_{\text{e}} \rangle = \langle n_{\text{i}} \rangle$ ist und am Rand, wo $\langle n_{\text{e}} \rangle < \langle n_{\text{i}} \rangle$ gilt. D. h., die Entladung kann wie nach Kap. 2.2.1 in den Bulk und in die Randschicht eingeteilt werden. Analog zu den Beobachtungen bei den Potentialprofilen unterscheiden sich die Dichteprofile für unterschiedliche Werte von U_{M} nur im Bereich knapp oberhalb der Manipulationselektrode. Mit $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ bildet sich für die Elektronendichte ein kleines zusätzliches Maximum aus. Durch die konstante positive Spannung U_{M} werden die Elektronen dauerhaft in Richtung der Oberfläche der Manipulationselektrode beschleunigt. Dadurch steigt die Stoßwahrscheinlichkeit und somit die Ionisationsrate der Neutralgasatome. Dies führt zu einer beobachtbaren Leuchterscheinung vor der Elektrode. Im Zentrum der Entladung sind die Dichten unabhängig von U_{M} , was sich mit den Ergebnissen und vergleichenden Sondenmessungen in Ref. [96] deckt.

4.2.2 Einfluss der HF-Amplitude

Als nächstes wird der Einfluss der HF-Amplitude U_{HF} mit Hilfe von *Siglo-2D*-Simulationen untersucht. Dabei wird die Spannung an der Manipulationselektrode konstant bei $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ und der Druck bei $p = 10 \text{ Pa}$ gehalten. In Abb. 4.5 sind in (a) die Dichteprofile und in (b) die Potentialprofile analog zum vorherigen Abschnitt dargestellt. Die Potentialprofile zeigen für eine Zunahme von $U_{\text{HF}} = 60 \text{ V}_{\text{pp}}$ auf $U_{\text{HF}} = 110 \text{ V}_{\text{pp}}$ nur eine Veränderung in der Stärke des Potentials, nicht aber in der Kurvencharakteristik. Ein ähnliches Verhalten

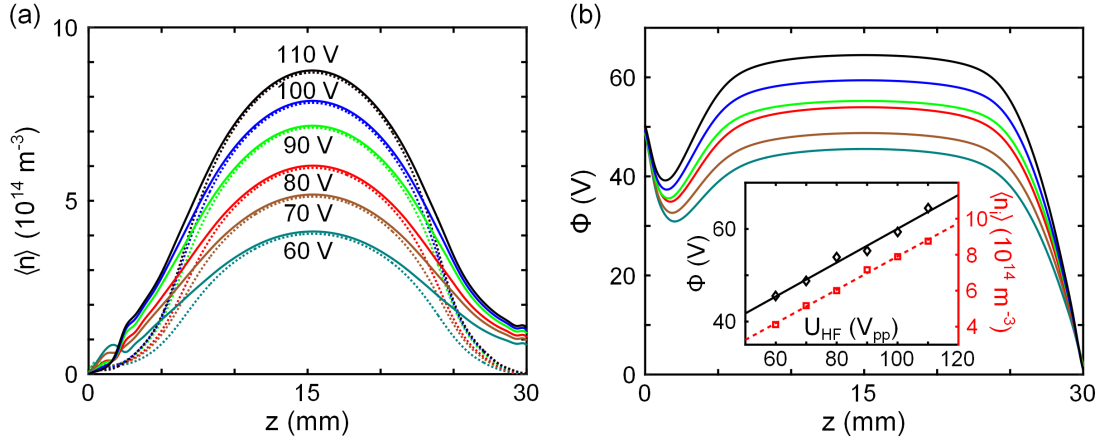


Abbildung 4.5: (a) Simulierte vertikale Elektronendichteprofile (gepunktete Linien) und Ionendichteprofile (durchgezogene Linien) für unterschiedliche HF-Amplituden U_{HF} bei $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ und $p = 10 \text{ Pa}$. (b) Die zugehörigen Potentialprofile. Ebenfalls in (b) eingefügt ist die Entwicklung von $\langle n_i \rangle$ und ϕ bei $z = 15 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von U_{HF} .

ist für die zeitgemittelten Dichten $\langle n_e \rangle$ und $\langle n_i \rangle$ zu erkennen. Ein von der eingekoppelten Leistung abhängiger Dichteanstieg wurde in der Dissertation von Maurer [69] beobachtet.

Die Zunahme des Potentials sowie der Dichten deuten darauf hin, dass sich die in der Entladung dissipierte Energie erhöht hat. Eingebettet in Abb. 4.5 (b) ist der beobachtete Anstieg von ϕ bzw. $\langle n_i \rangle$ in Abhängigkeit von U_{HF} dargestellt. Dabei zeigt sich sowohl für ϕ als auch für $\langle n_i \rangle$ ein linearer Anstieg. Eine ähnliche Beobachtung wurde in Experimenten zur Untersuchung der Abhängigkeit der Neutralgastemperatur von der dissipierten Leistung berichtet [68, 146].

4.2.3 Druckvariation

Wie aus Kap. 3 hervorgeht, kann durch eine Reduktion des Druckes der Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfuktuation erhöht werden. Daher werden nun die *Siglo-2D*-Simulationsergebnisse für einen variablen Druck und bei konstanter Spannung $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}_{\text{pp}}$ sowie $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ untersucht. Dabei wird p schrittweise von 10 Pa auf 40 Pa erhöht. Die daraus resultierenden Potential- und Dichteprofile sind in Abb. 4.6 dargestellt. Anders als bei der Variation von U_{HF} ist hier nur ein leichter Anstieg des Potentials zu beobachten, während die Dichte im Zentrum näherungsweise linear ansteigt. Diese Zunahme ist auf die erhöhte Stoßwahrscheinlichkeit bei höheren Drücken zwischen Elektronen und Neutralgasatomen, die für den Ionisierungsprozess verantwortlich sind, zurückzuführen. Auffällig ist ebenfalls der Dichteanstieg knapp oberhalb der Manipulationselektrode. Dieser beruht auf der Abstoßung der Ionen durch eine positive Spannung an der Manipulationselektrode. Eine allgemeine Dichtezunahme für steigenden Neutralgasdruck wurde experimentell durch Sondenmessungen nachgewiesen [69, 116, 176].

Für *Siglo-2D*-Simulationen liegt die untere Grenze des beobachtbaren Druckes, wie zuvor diskutiert, bei $p = 10 \text{ Pa}$.

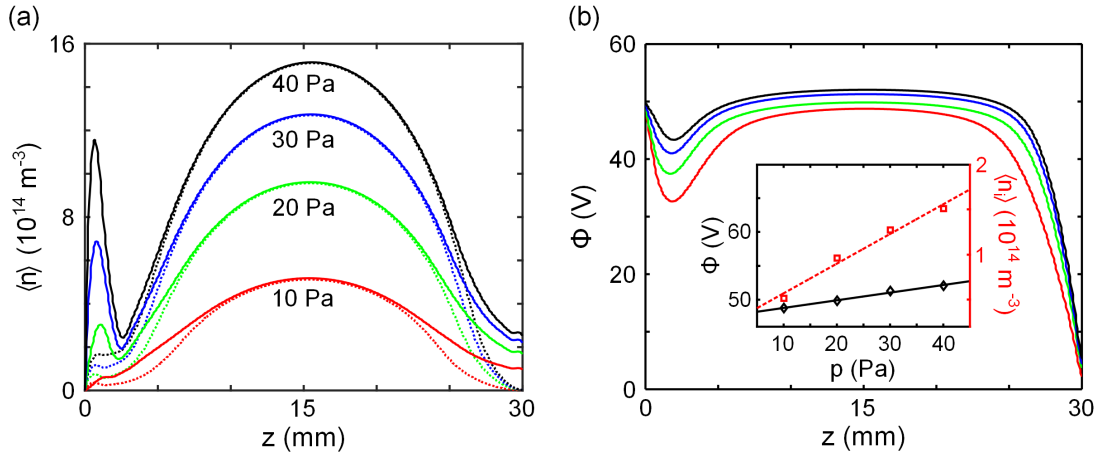


Abbildung 4.6: (a) Simulierte vertikale Elektronendichteprofile (gepunktete Linien) und Ionendichteprofile (durchgezogene Linien) mit $U_{\text{HF}} = 70 V_{\text{pp}}$ und $U_{\text{M}} = 50 V$ bei einem Druck von $p = 40 \text{ Pa}$ (schwarz), $p = 30 \text{ Pa}$ (blau), $p = 20 \text{ Pa}$ (grün) und $p = 10 \text{ Pa}$ (rot). (b) Die zugehörigen vertikalen Potentialverläufe. Ebenfalls in (b) eingefügt ist die Entwicklung von $\langle n_i \rangle$ und ϕ bei $z = 15 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von p .

4.2.4 Zeitliche Verhalten der Entladungsparameter

Abschließend wird das zeitliche Verhalten der Dichten und des Potentials mit Hilfe von *Siglo-2D*-Simulationen während einer HF-Periode untersucht. Für die verwendete HF von 13,56 MHz ergibt sich eine Periodendauer von $t_{\text{HF}} = 73,75 \text{ ns}$ und die Simulationsergebnisse werden alle 2 ns gespeichert.

In Abb. 4.7 (a) sind die Dichteprofile für $U_{\text{HF}} = 70 V_{\text{pp}}$, $U_{\text{M}} = 50 V$ und $p = 20 \text{ Pa}$ dargestellt. Da die Ionendichte n_i über die gesamte Periode t_{HF} nicht maßgeblich variiert, wird hier nur die zeitgemittelte Ionendichte $\langle n_i \rangle$ gezeigt. Dies deckt sich mit der Diskussion der Plasmafrequenzen in Kap. 2.2.1. Für die Elektronen werden die Dichteprofile zu unterschiedlichen Zeiten der Periode sowie die zeitgemittelte Elektronendichte $\langle n_e \rangle$ präsentiert. Wie in Kap. 2.2.1 diskutiert, variiert n_e in den Randbereichen in Abhängigkeit der HF (grauer Bereich). Für die zeitgemittelten Dichten gilt $\langle n_i \rangle > \langle n_e \rangle$. Dabei schwankt n_e in den beiden Randschichten entgegengesetzt. Dies ist auf den Betrieb der Kammer im *Push-Pull-Modus* zurückzuführen, wobei die eingekoppelte HF an den beiden Elektroden um 180° gegeneinander verschoben ist (siehe Kap. 5).

Die Variation des zentralen Potentialprofils wird mit Hilfe eines Raumzeitdiagramms untersucht [siehe Abb. 4.7 (b)]. Dabei lassen sich drei Bereiche mit unterschiedlicher Charakteristik erkennen: Bei $z = 30 \text{ mm}$, d. h., auf der oberen Elektrode schwankt ϕ mit der Frequenz der angelegten HF zwischen $\pm 35 V$, was der angelegten HF-Amplitude $U_{\text{HF}} = 70 V_{\text{pp}}$ entspricht. Im zentralen Bereich ($5 \text{ mm} < z < 25 \text{ mm}$) hingegen wird nur eine kleine Schwankung von ϕ mit der doppelten Frequenz der HF beobachtet. Im Bereich oberhalb der Manipulationselektrode zwischen $z = (0-5) \text{ mm}$ schwankt das Potential nur leicht mit der Frequenz der angelegten HF aufgrund der angelegten Gleichspannung von $U_{\text{M}} = 50 V$.

In den später vorgestellten Experimenten levitieren die einzelnen Partikel im Bereich von $l = (5-8) \text{ mm}$ oberhalb der Manipulationselektrode. Wie in Abb. 4.7 (b) ersichtlich

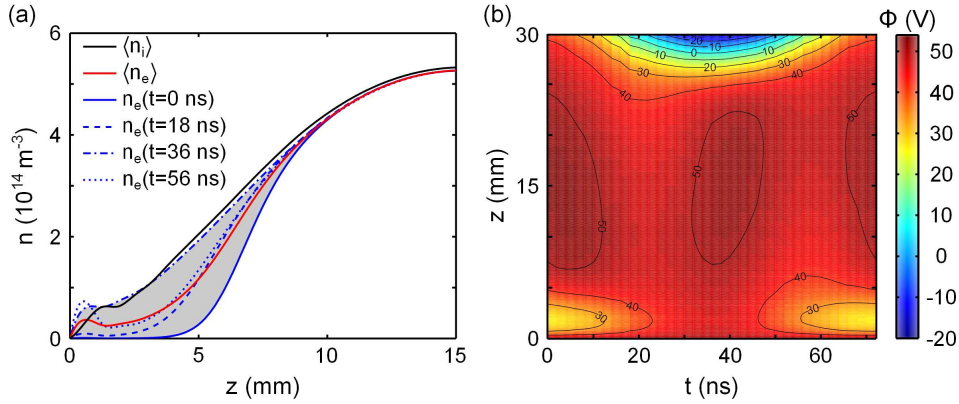


Abbildung 4.7: (a) Variation des vertikalen Elektronendichteprofiles oberhalb der Manipulationselektrode während eines HF-Zyklus ($t_{\text{HF}} = 73,75 \text{ ns}$) in Abhängigkeit von z für eine Entladung mit $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_M = 50 \text{ V}$ und $p = 20 \text{ Pa}$. Für eine bessere Sichtbarkeit ist hier nur die untere Hälfte der Simulation dargestellt. (b) Raumzeitdiagramm des zentralen Potentialprofils.

wird, befinden sich die Partikel damit außerhalb des Einflussbereiches der Manipulationselektrode. Damit kann vereinfacht angenommen werden, dass das Partikel in einer reinen HF-Randschicht lokalisiert ist.

4.2.5 Vergleich zwischen *XPDP-1* und *Siglo-2D*

Für den Vergleich zwischen der eindimensionalen PIC-Software *XPDP-1* und der zweidimensionalen Fluid-Software *Siglo-2D* werden bei beiden eine HF-Amplitude von $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ bei $p = 10 \text{ Pa}$ verwendet. Zusätzlich wird in *Siglo-2D* ein $U_M = 50 \text{ V}$ an der Manipulationselektrode vorgegeben, welches bei *XPDP-1* nicht möglich ist.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 4.8 in Form der Dichte- und Potentialprofile dargestellt. Die Dichteprofile in Abb. 4.8 (a) zeigen für beide Simulationen einen analogen Verlauf von $\langle n_i \rangle$ und $\langle n_e \rangle$ mit der Erfüllung der Quasineutralitätsbedingung $\langle n_i \rangle = \langle n_e \rangle$ im Zentrum der Entladung und $\langle n_i \rangle > \langle n_e \rangle$ in den Randbereichen. Auch hier liegen die von *Siglo-2D* bestimmten Dichten um den Faktor zwei höher.

Das Potentialprofil aus *Siglo-2D* (rote Linie) in Abb. 4.8(b) zeigt den typischen Verlauf mit der Ausbildung einer Doppelschicht vor der Manipulationselektrode bei $z = 0 \text{ mm}$, einem Maximum im Zentrum mit $\phi \approx 52 \text{ V}$ und einem monotonen Abfall gegenüber der oberen HF-Elektrode bei $z = 30 \text{ mm}$, vergleichbar mit den Dichteprofilen aus dem vorherigen Kapitel. Das Potentialprofil aus *XPDP-1* zeigt hingegen nur den monotonen Anstieg bzw. Abfall gegenüber den Elektroden und ein zentrales Maximum mit $\phi \approx 30 \text{ V}$. Für das Potentialmaximum ergibt sich damit ungefähr ein Faktor 2 zwischen den Simulationsergebnissen, wobei *XPDP-1* das niedrigere Potential liefert. Aus einer Studie zwischen *Siglo-2D*-Simulationen und Sondenmessungen wurde gezeigt, dass bei niedrigen HF-Amplituden die simulierten deutlich höher als die gemessenen Potentiale waren [177]. Daher ist das mit *XPDP-1* bestimmte Potentialmaximum für die hier simulierten Parameter verlässlicher. Mit Ausnahme der Doppelschicht vor der Manipulationselektrode bei *Siglo-2D* zeigen beide Simulationen ein vergleichbares Potentialprofil. Wird die spätere Levitationshöhe der

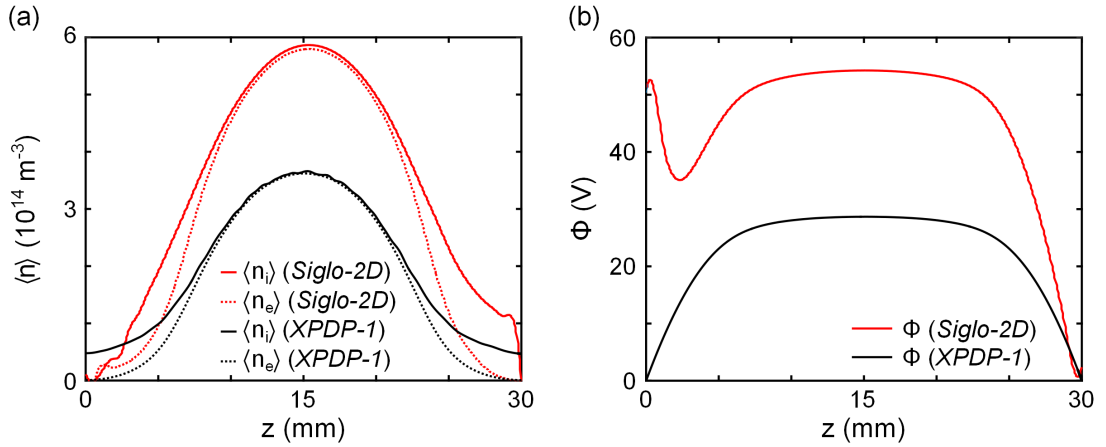


Abbildung 4.8: (a) Simulierte Elektronen- (gepunktete Linien) und Ionendichteprofile (durchgezogene Linien) mit *Siglo-2D* (rot) und *XPDP-1* (schwarz) für $U_{HF} = 80 \text{ V}_{pp}$ und $p = 10 \text{ Pa}$. Bei der Simulation mit *Siglo-2D* wurde ebenfalls $U_M = 50 \text{ V}$ an der Manipulationselektrode vorgegeben. (b) Zugehörige Potentialprofile.

Partikel im Bereich von (5 – 8) mm berücksichtigt, zeigt sich, dass diese oberhalb der Doppelschicht in dem monoton ansteigenden Teil des Profils liegt. Dieses ist vergleichbar mit dem Profilverlauf vor der oberen Elektrode. Daraus folgt, dass die fehlende Möglichkeit in der *XPDP-1* Software eine positive Gleichspannung zu berücksichtigen, keinen großen Einfluss hat.

Aus dem Vergleich der Simulationen mit *Siglo-2D* und *XPDP-1* ergibt sich eine gute qualitative Übereinstimmung der Potential- und Dichteprofile. Die Abweichung der Absolutwerte ist auf die jeweiligen Eigenschaften der Simulationssoftware zurückzuführen. So konnte in Ref. [177] gezeigt werden, dass das maximale Potential einer Entladung in *Siglo-2D*-Simulationen bei niedrigen HF-Amplituden deutlich von den Sondenmessungen abweichen können. Dies ist auf die vereinfachte Geometrie der Simulation gegenüber dem realen experimentellen Aufbau zurückzuführen.

4.2.6 Verteilungsfunktion der Elektronen

Wie in Simulationen von Vahedi *et al.* [113, 114] und Sondenmessungen von Godyak *et al.* [115, 116] beobachtet wurde, tritt eine Veränderung der Elektronenenergieverteilung bei Drücken unterhalb von $p = 10 \text{ Pa}$ auf. Im Folgenden wird mit Hilfe der *XPDP-1*-Simulationen überprüft, ob in dem hier verwendeten Experiment eine solche Änderung ebenfalls zu beobachten ist. Die Verteilungsfunktion der Elektronen kann mittels einer Diagnostik direkt aus *XPDP-1* ausgelesen werden. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass sich für die Angabe der Elektronenverteilungsfunktion in Abhängigkeit der Energie in der Literatur zwei unterschiedliche Betrachtungsweisen durchgesetzt haben, die oft auch verwechselt werden. Die *Electron-Energy-Distribution-Function* (EEDF) ergibt sich direkt aus der Verteilungsfunktion, während die *Electron-Energy-Probability-Function* (EEPF) aus der EEDF geteilt durch die Energie berechnet wird. Der Vorteil der EEPF ist, dass im Falle einer *Maxwellschen*-Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen die Steigung in

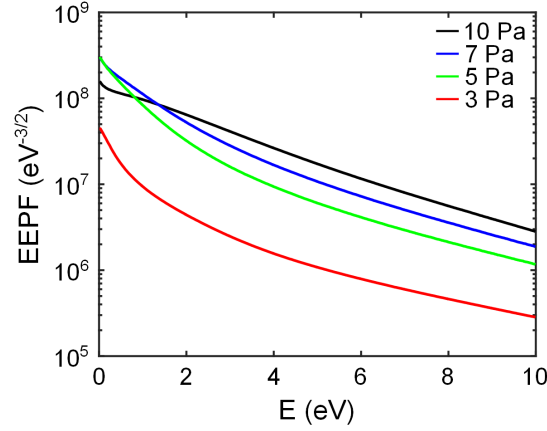


Abbildung 4.9: Die EVPF für eine simulierte Entladung mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ bei unterschiedlichen Drücken.

einer halb-logarithmischen Darstellung einen linearen Zusammenhang mit der Elektronentemperatur aufweist, wodurch sich die Elektronentemperatur direkt aus der Grafik ablesen lässt. Aus diesem Grund wird die EVPF meist in der Literatur verwendet.

Die sich für unterschiedliche Drücke im Bereich von $p = (2 - 10) \text{ Pa}$ ergebenden EVPF mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ sind in Abb. 4.9 dargestellt. Für $p = 10 \text{ Pa}$ zeigt sich die erwartete lineare Zusammenhang. Bei Reduzierung von p findet eine horizontale Verschiebung der EVPF hin zu niedrigeren Energien statt. Des Weiteren weicht der Kurvenverlauf immer deutlicher bei niedrigen Energien vom Verlauf der Gerade ab, die für einfach *Maxwell*-verteilte Elektronen den erwarteten Verlauf der EVPF wiedergibt. Dies deutet auf die Ausbildung einer zusätzlichen Elektronenpopulation hin. Vergleichbare Resultate sind aus Sondenmessungen [115, 116] bekannt.

Durch die Veränderung der Energieverteilungsfunktion der Elektronen wird deutlich, dass sich die *Siglo-2D*-Software mit der Vorgabe einer *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung der Elektronen für Simulationen der Entladung bei Drücken von $p < 10 \text{ Pa}$ nicht eignet.

4.2.7 Einfluss der vertikalen Entladungsgröße

In diesem Abschnitt werden nun die Simulationen mit *XPDP-1* für unterschiedliche vertikale Entladungsgrößen, d. h. für unterschiedliche Elektrodenabstände l , und variierende Drücke p untersucht. Teile der Ergebnisse sind in Ref. [51] veröffentlicht. Der simulierte Bereich orientiert sich dabei an den experimentellen Aufbauten, die in dieser Arbeit verwendet wurden (siehe Kap. 5).

Zunächst werden die Dichteprofile $\langle n_i \rangle$ und $\langle n_e \rangle$ mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ und $l = 30 \text{ mm}$ für Drücke im Bereich von $p = (3 - 10) \text{ Pa}$ studiert. In der Abb. 4.10 sind diese Profile dargestellt. Dabei wird auch hier der Trend einer Reduktion der Dichte für sinkenden Druck erkennbar, analog zu den Ergebnissen der *Siglo-2D*-Simulation. Für $p \geq 5 \text{ Pa}$ lassen sich wieder die beiden Bereiche der Randschicht mit $\langle n_i \rangle > \langle n_e \rangle$ und des Bulks mit $\langle n_i \rangle = \langle n_e \rangle$ identifizieren. Dabei dehnt sich die Randschicht mit abnehmendem Druck aus, bis bei $p = 5 \text{ Pa}$ der Bulk-Bereich nur noch wenige Millimeter beträgt und damit die Ent-

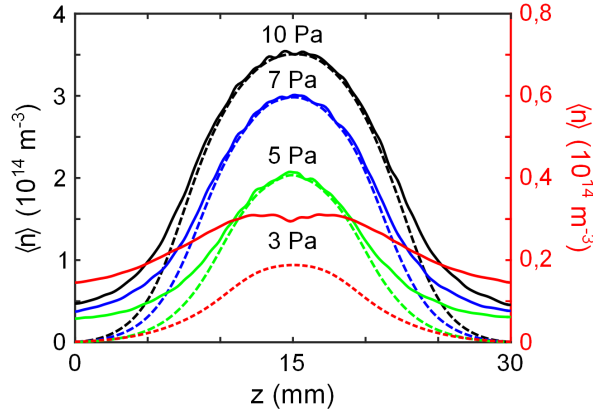


Abbildung 4.10: Verlauf der zeitgemittelten simulierten Werte von $\langle n_e \rangle$ (gestrichelte Linien) und $\langle n_i \rangle$ (durchgezogene Linien) für eine HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ in Abhängigkeit von z bei einem Druck von $p = 10 \text{ Pa}$ (schwarz), $p = 7 \text{ Pa}$ (blau), $p = 5 \text{ Pa}$ (grün) und $p = 3 \text{ Pa}$ (rot). Für eine bessere Darstellung sind n_i und n_e für $p = 3 \text{ Pa}$ entsprechend der Skalierung auf der rechten Seite vergrößert dargestellt. (Adaptiert von Ref. [51])

ladung durch die Randschichten dominiert wird. Für $p = 3 \text{ Pa}$ ergibt sich ein vollständig verändertes Bild für die Dichteprofile. Eine Einteilung in einen zentralen Bulk und angrenzende Randschichten ist nicht mehr möglich.

Die Ursache einer solchen Veränderung könnte in der bei niedrigen Drücken schwächer werdenden Wechselwirkung der Elektronen mit den Neutralgasatomen liegen und damit intuitiv zu einer deutlich niedrigeren Ionisierung führen. Da die mittlere freie Weglänge der Elektronen antiproportional zum Druck ist, steigt diese für abnehmende Drücke an. Dies kann bei sehr kleinen Drücken zu der Situation führen, dass ein Elektron die Distanz zwischen den Elektroden ohne einen Stoß mit dem Neutralgas zurücklegen kann. Wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen allerdings größer als die Ausdehnung des Bulks der Entladung ist, kann es zum sogenannten *electron bounce resonance heating* (BRH) kommen. Dabei können die Elektronen durch Wechselwirkung mit der Randschicht zusätzlich an Energie gewinnen [178, 179]. Dieser Prozess wird durch die Abmessung der Entladung, der verwendeten HF-Amplitude und des Druckes beeinflusst und führt zu einer Änderung der Elektronen- und Ionendichten.

Um eine Veränderung der Entladungscharakteristik bei Veränderung des Neutralgasdruckes zu vermeiden, wurde die vertikale Ausdehnung der Entladung vergrößert. Dadurch wird vermieden, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen auch bei niedrigen Drücken in den Bereich der Entladungsgröße kommt. Durch den Ausbau der oberen Elektrode, siehe Kap. 5, konnte der Abstand auf $l = 69 \text{ mm}$ erhöht werden. Die Verwendung der Manipulationselektrode für den Partikeleinschluss bietet aber nicht nur Vorteile. Durch die angelegte Gleichspannung kann es zu störenden Feldfluktuationen kommen. Um später in den Experimenten einen solchen Einfluss ausschließen zu können, wurde die untere, segmentierte Elektrode durch eine zusätzlich eingebrachte Edelstahlplatte vereinheitlicht (siehe Kap. 5). Dies führt zu einer Reduktion der Entladungsgröße auf $l = 65 \text{ mm}$. Für

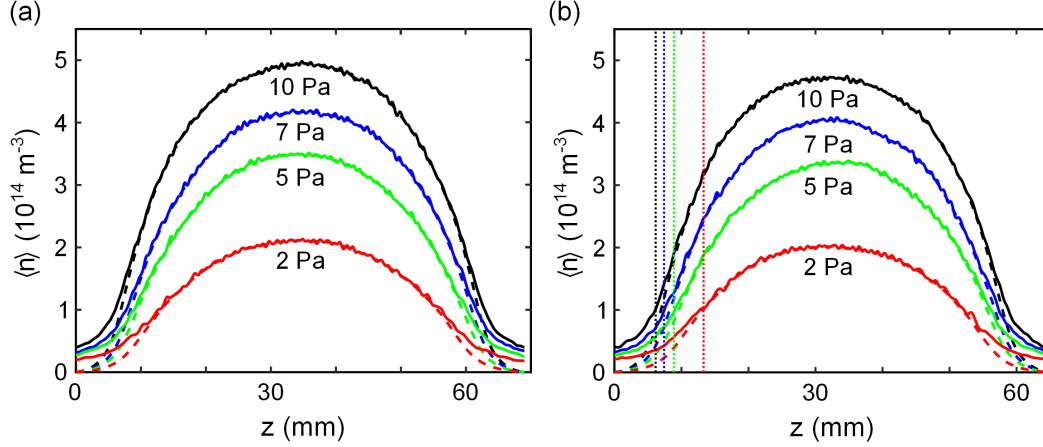


Abbildung 4.11: (a) Verlauf der simulierten Werte von $\langle n_i \rangle$ (durchgezogene Linie) und $\langle n_e \rangle$ (gestrichelte Linie) für eine HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ mit $l = 69 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von z bei einem Druck von $p = 10 \text{ Pa}$ (schwarz), $p = 7 \text{ Pa}$ (blau), $p = 5 \text{ Pa}$ (grün) und $p = 2 \text{ Pa}$ (rot). (b) Analoge Untersuchung für $l = 65 \text{ mm}$. Die gepunkteten senkrechten Linien markieren die Position an denen die Ionen v_B erreichen. (Adaptiert von Ref. [51])

beide Situationen wurden, analog zum vorherigen Abschnitt, Simulationen mit *XPDP-1* für diverse Drücke durchgeführt.

Die Dichteprofile $\langle n_i \rangle$ und $\langle n_e \rangle$ mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$ für eine Entladungsgröße von $l = 65 \text{ mm}$ und $l = 69 \text{ mm}$ bei verschiedenen Drücken sind in Abb. 4.11 dargestellt. Dabei zeigt sich sowohl für $l = 65 \text{ mm}$ als auch für $l = 69 \text{ mm}$ eine Abnahme der Dichten mit abnehmenden Druck, wie dies auch schon für $l = 30 \text{ mm}$ beobachtet wurde. Des Weiteren können mit Hilfe der Dichteprofile die simulierten Entladungen wieder in die Bereiche Randschicht und Bulk unterteilt werden. Dabei fällt auf, dass hier, anders als für $l = 30 \text{ mm}$ in Abb. 4.10, bei niedrigen Drücken die Unterteilung in Randschicht und Bulk weiterhin vorgenommen werden kann. Eine geänderte Entladungscharakteristik kann bei $p < 5 \text{ Pa}$ für $l = 65 \text{ mm}$ und $l = 69 \text{ mm}$ ausgeschlossen werden.

Die Randschicht zeigt auch für die vergrößerten Entladungen eine Vergrößerung bei abnehmenden Druck. Für eine genauere Studie der Entwicklung der Schichtkante in Abhängigkeit von p und um einen späteren Vergleich mit experimentellen Ergebnissen zu ermöglichen (siehe Kap. 6), wird die Position der Schichtkante so definiert, dass dort die Ionen die Bohmgeschwindigkeit v_B erreichen [72, 86, 87, 89]. Die Ionengeschwindigkeiten können ebenfalls mit *XPDP-1* orts aufgelöst ermittelt werden, so dass ein Vergleich mit den berechneten Bohmgeschwindigkeiten die Position der Schichtkante liefert. In Abb. 4.11(b) sind diese durch senkrechte Linien gekennzeichnet und zeigen eine zunehmende Schichtausdehnung für abnehmenden Druck an. Für $p = 2 \text{ Pa}$ fällt die über die Bohmgeschwindigkeit ermittelte Schichtkante mit dem Einsetzen der Divergenz zwischen $\langle n_i \rangle$ und $\langle n_e \rangle$ zusammen. Bei höheren Drücken verschiebt sich die Schichtkante hingegen in den Bereich der Raumladungsschicht von $\langle n_i \rangle > \langle n_e \rangle$, da erst dort die Bohmgeschwindigkeit erreicht wird. Die elektrischen Felder sind hier allerdings stark genug um zu einer vergleichbar hohen mobilitätsbegrenzten Geschwindigkeit führen zu können. Eine ausführliche Studie

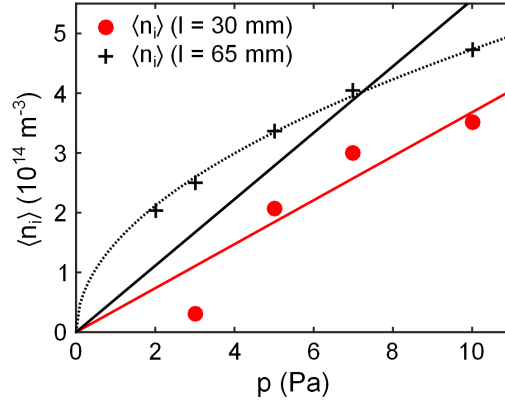


Abbildung 4.12: Entwicklung von $\langle n_i \rangle$ für die Simulationen mit $l = 30 \text{ mm}$ aus Abb. 4.10 (rot) und $l = 65 \text{ mm}$ aus Abb. 4.11(b) (schwarz) in Abhängigkeit von p . Ein linearer Zusammenhang zwischen $\langle n_i \rangle$ und p ist jeweils durch die durchgezogene Linie und für $l = 65 \text{ mm}$ zusätzlich $\langle n_i \rangle \propto p^{1/2}$ durch eine gepunktete Linie skizziert. (Adaptiert von Ref. [51])

dieses Vorganges und der notwendigen Anpassung der Definition der Schichtkante wurde von Riemann [86] diskutiert.

4.2.8 Einfluss auf das Heizmodell durch stochastische Ladungsfluktuationen

Nachdem die allgemeine Entwicklung der Dichteprofile im vorherigen Kapitel untersucht wurde, soll nun der Einfluss der beobachteten Dichteabnahme bei Druckreduktion auf das in Kap. 3 vorgestellte Heizmodell eines Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen studiert werden.

Dort wurde gezeigt, dass der erwartete druckabhängige Temperaturanstieg für ein Mikropartikel von der druckabhängigen Lebensdauer der Fluktuationen τ_{ch} als auch von der druckabhängigen Kühlung durch das Neutralgas β abhängt [51, 52]. τ_{ch} ist dabei der Kehrwert der Ladungsrelaxationsrate γ_{ch} , die proportional zur Ionendichte $\langle n_i \rangle$ ist (siehe Kap. 2.4). Wie in den vorherigen Kapiteln beobachtet, nimmt die Dichte mit sinkendem Neutralgasdruck ab. In der Abb. 4.12) ist dieser Zusammenhang eine Entladungsgröße von $l = 30 \text{ mm}$ und $l = 65 \text{ mm}$ dargestellt. Für eine Entladungsgröße von $l = 30 \text{ mm}$ lässt sich annähernd ein proportionaler Zusammenhang zwischen $\langle n_i \rangle$ und p erkennen, der durch die rote Linie dargestellt ist. Für $l = 65 \text{ mm}$ hingegen kann kein proportionaler Zusammenhang zwischen $\langle n_i \rangle$ und p (durchgezogene Linie) gefunden werden. Eine bessere Beschreibung liefert der Anstieg von $\langle n_i \rangle$ mit $\langle n_i \rangle \propto p^{1/2}$, skizziert durch die gepunktete Linie. Daraus ergibt sich für $\tau_{\text{ch}} \propto \langle n_i^{-1} \rangle$ eine Druckabhängigkeit von p^{-1} im Falle von $l = 30 \text{ mm}$ und $p^{-1/2}$ für $l = 65 \text{ mm}$.

Die Kühlung durch das Neutralgas β ist nach Epstein [124] [Gl. (2.38)] proportional zu p . Da nach Gl. (3.19) $\Delta T_{\text{kin}} \propto \tau_{\text{ch}}/\beta^{-1}$ ist, folgt daraus $\Delta T_{\text{kin}} \propto p^{-2}$ für $l = 30 \text{ mm}$ und $\Delta T_{\text{kin}} \propto p^{-3/2}$ für $l = 65 \text{ mm}$. Damit wird für den Anstieg der kinetischen Temperatur durch stochastische Ladungsfluktuationen ein Anstieg bei abnehmendem Druck zwischen

$p^{-3/2}$ und p^{-2} erwartet. Der allgemeine Anstieg der Dichte mit zunehmendem Druck wurde experimentell durch Sondenmessungen beobachtet [69, 116, 176]. In Kap. 7.2.3 wird dieser Befund mit den experimentell gemessenen kinetischen Temperaturen eines Mikropartikels verglichen.

5 | Experimenteller Aufbau

Die Bewegungen einzelner Mikropartikel werden in der Randschicht einer HF-Entladung beobachtet. Zunächst werden die verwendeten experimentellen Aufbauten und die Betriebsparameter vorgestellt. Anschließend werden die verwendeten Diagnostiken beschrieben, wobei die Hochgeschwindigkeitsvideomikroskopie die Hauptdiagnostik darstellt. Abschließend wird der Einfluss der Manipulationselektrode auf Einschlussbedingungen von Partikeln in der Randschicht vorgestellt.

5.1 Die Entladungskammer

Die verwendete Entladungskammer *Secondary Plasma EXperiment* (SPEX) wurde von Lepper im Rahmen ihrer Diplomarbeit [96] nach dem Vorbild des IMPF¹-Kammerdesigns [159] aufgebaut. Im Folgenden wird zunächst der ursprüngliche Aufbau der Parallelplatten-HF-Entladungskammer SPEX mit der Manipulationselektrode analog zum experimentellen Aufbau von Annaratone *et al.* [91] vorgestellt, dargestellt in Abb. 5.1 (b).

Bei dem ursprünglichen Aufbau von SPEX handelt es sich um eine kapazitiv gekoppelte Parallelplatten-HF-Entladung, die radialsymmetrisch aufgebaut ist [siehe Abb. 5.1 (a)]. Dieser Aufbau wird in dieser Arbeit als Setup A bezeichnet und ist in Abb. 5.1 (b) schematisch dargestellt. Die Kammer hat einen Innendurchmesser von $d_K = 155$ mm und eine Höhe von $l_K = 108$ mm. Die beiden Elektroden haben einen Durchmesser von $d_{E1} = 80$ mm mit einem Plattenabstand von $l = 30$ mm und sind radial durch ein geerdetes Schild begrenzt. Der Aufbau der Elektroden unterscheidet sich jedoch: Die obere Elektrode besteht aus Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichtetem Glas. Dadurch ist die elektrische Leitfähigkeit für die Einkopplung der HF gewährleistet und aufgrund der optischen Transparenz des verwendeten Materials gleichzeitig eine Beobachtung des Elektrodenzwischenraumes von oben möglich, was in Ref. [180] für die stereoskopische Beobachtung kleiner Partikelsysteme verwendet wurde. Die untere Elektrode ist unterteilt in einen äußeren Ring für die HF-Einkopplung und eine zentrale Manipulationselektrode mit einem Durchmesser von $d_M = 3$ mm. Durch Anlegen einer positiven Gleichspannung kann an dieser Elektrode ein anodisches Plasma gezündet werden. Da die Manipulationselektrode nur ca. 4 % der Elektrodenfläche ausmacht, ist der Einfluss auf die primäre HF-Entladung gering. An dem geerdeten Schild der unteren Elektrode ist ein PT-100 Messwiderstand verbaut, der die Messung der Temperatur im Kammerinneren ermöglicht.

¹*International Microgravity Plasma Facility*

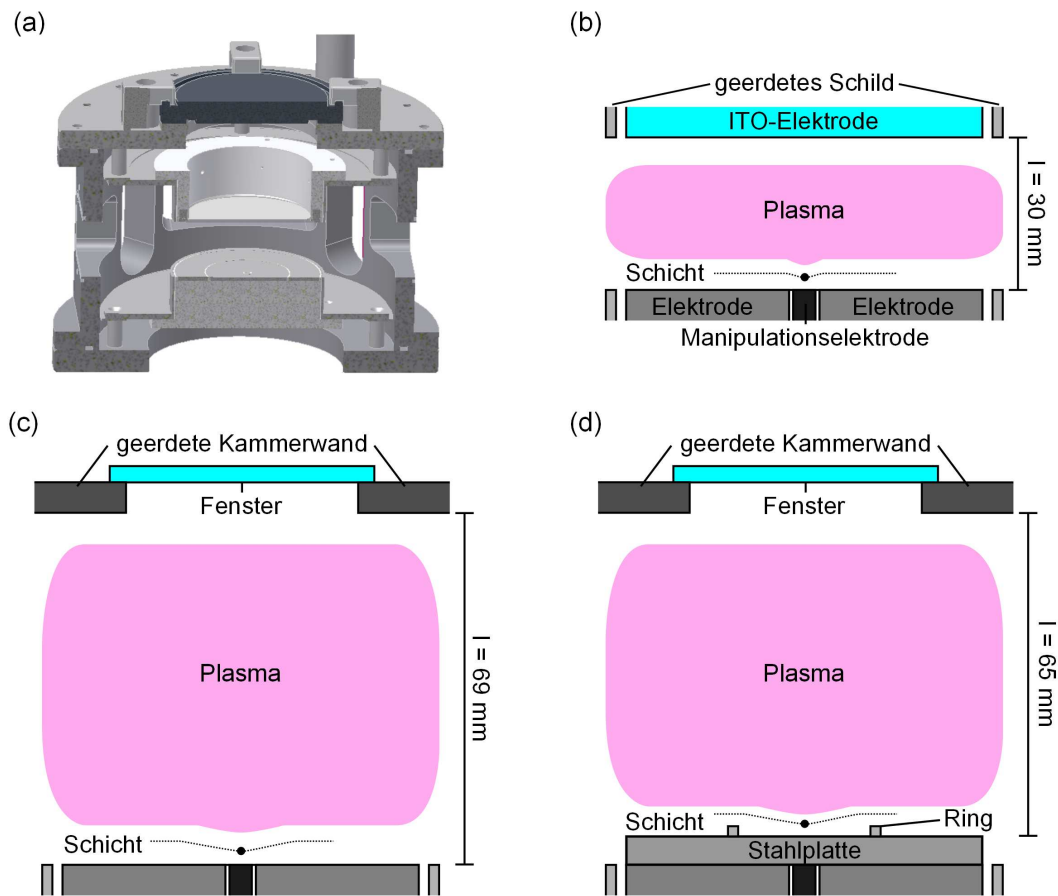


Abbildung 5.1: (a) Technische Zeichnung des experimentellen Aufbaus. (b) Zweidimensionale seitliche Ansicht der Parallelplatten-Entladung mit einem Elektrodenabstand von $l = 30 \text{ mm}$ (Setup A). Darstellung der modifizierten experimentellen Aufbauten mit $l = 69 \text{ mm}$ (Setup B) in (c) und mit $l = 65 \text{ mm}$ (Setup C) in (d).

Die elektrische Kontaktierung der oberen Elektrode und den Anschluss eines Baratron für die Druckmessung erfolgt durch zwei Flansche, die an dem Kammerdeckel angebracht sind. Für die optische Beobachtung von oben ist zentral ein Fenster aus Plexiglas in dem Kammerdeckel integriert. Die seitliche Beobachtung wird durch vier Fenster in der Kammerwand ermöglicht. In den Ecken zwischen den Fenstern befinden sich vier Flansche, die z. B. für Sondendiagnostik [96], als elektrische Durchleitung für die Temperaturmessung oder für die Einbringung von Staub verwendet werden. Mit Hilfe eines PT-100 Widerstandes auf der äußeren Seite der Kammerwand kann die Kammertemperatur bestimmt werden. Im Boden der Kammer befindet sich neben dem Gas- und Vakuumananschluss ein zweites Baratron für die Druckmessung und die elektrische Kontaktierung der unteren Elektrode sowie der Manipulationselektrode. Durch die Verwendung können mögliche störende Druckunterschiede im Experiment erfasst werden. Zum Schutz von externen Vibrationen sind die Kammer und die Diagnostiken auf einem aktiv gedämpften Tisch montiert.

Um mögliche Störungen, z. B. durch eine veränderte Charakteristik des zentralen Bulks der Entladung, wie es sich in Kap. 4.2.7 abzeichnet oder Fluktuationen der Entladung

an der Manipulationselektrode ausschließen zu können, wurde der experimentelle Aufbau modifiziert [siehe Abb. 5.1 (c) und (d)]. Durch Entfernen der oberen Elektrode wurde die vertikale Entladungsgröße auf $l = 69$ mm vergrößert. Dadurch wird die Entladung nun zwischen der unteren Elektrode und der geerdeten Kammer betrieben. Dieser Aufbau wird im Folgenden als Setup B bezeichnet und ist in Abb. 5.1 (c) skizziert.

Für eine glaubwürdige Interpretation, dass die später gemessenen Anstiege der kinetischen Temperatur der Mikropartikel bei Reduktion des Druckes auf den Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zurückzuführen sind, ist die Stabilität des Partikeleinschlusses entscheidend. Da anodische Plasmen im BFM zu periodischen Potential-Relaxationsoszillationen führen können [70, 71], wurde in Setup C ein möglicher Einfluss der Manipulationselektrode durch das Einbringen einer zusätzlichen Edelstahlplatte mit einem Durchmesser von $d_{P1} = 80$ mm und einer Höhe von $h_{P1} = 4$ mm unterbunden [siehe Abb. 5.1 (d)]. Dadurch reduziert sich die Entladungsgröße auf $l = 65$ mm. In diesem Setup wird der horizontale Partikeleinschluss durch einen zusätzlichen Edelstahlring gewährleistet, der auf die untere Elektrode gelegt wird.

5.2 Betriebsparameter

Alle drei zuvor diskutierten experimentellen Aufbauten werden unter ähnlichen äußeren Entladungsbedingungen betrieben. Dabei wird zunächst der elektrische Betrieb für die Erzeugung der primären HF-Entladung und der sekundären anodischen Entladung vorgestellt. Anschließend werden das Vakuumsystem und die verwendeten Mikropartikel vorgestellt.

HF-System In dem Setup A wird zwischen den beiden parallelen Elektroden die primäre HF-Entladung bei 13,56 MHz im *Push-Pull-Mode* betrieben, d. h., zwischen den an den Elektroden angelegten Spannungen existiert eine Phasenverschiebung von 180° . Die verwendeten HF-Amplituden betragen $U_{\text{HF}} = 60 - 110$ V_{pp}. Diese werden von einem HF-Generator erzeugt und kapazitiv über eine Matchbox an die Elektroden angekoppelt. Zusätzlich wird das HF-Signal in der Matchbox symmetrisiert und durch Impedanzanpassung zwischen HF-Generator und Kammer die Reflexion der eingekoppelten Leistung minimiert. Im Betrieb stellt sich dabei eine mittlere Gleichspannung, die auch als *self bias* bezeichnet wird, zwischen den Elektroden und der geerdeten Kammer ein. Durch ein zusätzliches Einkopplungsnetzwerk an der unteren Elektrode kann dieser *self bias* durch ein niederfrequentes Signal moduliert werden, welches später in der phasenaufgelösten Resonanzmethode für die Partikelmanipulation benutzt wird (siehe Kap. 6.1.3).

Neben der primären HF-Entladung kann durch das Anlegen einer positiven Gleichspannung $U_M = (0 - 300)$ V an der Manipulationselektrode ein sekundäres anodisches Plasma gezündet werden. Die Spannung wird dabei über einen Tiefpass vom Netzteil an die Manipulationselektrode angekoppelt um eine Reflexion des HF-Signals in das Spannungsnetzgerät ausschließen zu können. Zusätzlich wurde ein Messwiderstand von $R = 100 \Omega$ für die Messung von Strom und Spannung verwendet. Für eine Darstellung der elektrischen Beschaltung und der Studie der Strom-Spannungscharakteristiken der anodischen Entladung sei hier auf Ref. [96] verwiesen.

Wie in Kap. 2.5.6 vorgestellt, erlaubt diese zusätzliche Entladung den Einschluss kleiner Staubsysteme durch die Modifikation der Randschicht (siehe Kap. 4.2.1). In Setup B und C wird die primäre HF-Entladung zwischen der unteren Elektrode und der geerdeten Kammer gezündet. Dabei werden die gleichen Entladungsbedingungen wie für Setup A realisiert. Zudem wird in Setup C keine Spannung an der Manipulationselektrode angelegt.

Vakuumsystem Für die Experimente wird Argon als Arbeitsgas bei einem Neutralgasdruck zwischen $p = 2 \text{ Pa}$ und $p = 40 \text{ Pa}$ verwendet. Um die nötigen Arbeitsdrücke zu erreichen, wird ein Pumpstand bestehend aus einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe und einer Turbopumpe verwendet. Der Enddruck beträgt $p = 10^{-2} \text{ Pa}$, wodurch eine möglichst reine Argonentladung realisiert werden kann. Der Druck wird über eine Kombination aus einem Butterflyventil an der Turbopumpe und einem Nadelventil am Gaszufluss eingestellt. Um mögliche Neutralgasströmungen in der Kammer zu minimieren, befinden sich die Gaszufuhr und die Zuleitung zur Turbopumpe am selben Flansch unterhalb der Kammer. Der Druck in der Kammer wird mit Hilfe von zwei Baratronen gemessen. Eines befindet sich ebenfalls am Flansch des Kammerbodens und das andere an einem Flansch am Deckel. Damit können mögliche Druckunterschiede zwischen Kammer und Gaszu- und Abfluss detektiert werden.

Mikropartikel Es wurden zwei Arten von Mikropartikeln verwendet. Einmal sphärische, monodisperse Partikel aus Melaminharz (MF) [181] mit Radien zwischen $r_p = (0,8 \pm 0,02) \mu\text{m}$ und $r_p = (5,28 \pm 0,07) \mu\text{m}$ mit einer Massendichte von $\rho_p = 1510 \text{ kg m}^{-3}$ und zum Anderen wurden sphärische, monodisperse Partikel aus Silica (SiO_2) [181] mit Radien zwischen $r_p = (1,6 \pm 0,04) \mu\text{m}$ und $r_p = (3,69 \pm 0,14) \mu\text{m}$ mit einer Massendichten von $\rho_p = 1850 \text{ kg m}^{-3}$ benutzt. Die Massendichte für beide Partikel werden vom Hersteller mit einem Fehler von ca. 5% angegeben. Dabei spielt die Konstanz der Partikelmasse der verwendeten Materialien in der Entladung eine entscheidende Rolle für die späteren Experimente, wie in Kap. 7.1.1 diskutiert wird.

Durch eine mögliche Kontaminationen der Partikeloberfläche mit Wasser kann insgesamt die Partikelmasse zunehmen und somit von der Herstellerangabe abweichen. Um dies ausschließen zu können, werden die Partikel vor Befüllen des Partikelvorratsbehälters ausgebacken. Dabei wird für MF eine Temperatur von 130°C und für SiO_2 von 230°C verwendet. Der Unterschied resultiert aus der deutlich geringeren Temperaturstabilität von MF-Partikeln. Die Partikel werden durch vorsichtiges Rütteln über einen Vorratsbehälter, der manuell horizontal in der Kammer verfahren werden kann, einzeln oder in kleinen Stückzahlen in die Entladung eingebracht. Die Position dieses Behälters ist in Abb. 5.2 (b) skizziert.

Um möglichst gleichbleibende Entladungsbedingungen während der Beobachtung der einzelnen Partikel zu gewährleisten, wurde die Entladung bei den später verwendeten Parametern von U_{HF} , U_{M} und p zunächst ca. vier Stunden betrieben, bevor das zu untersuchende Partikel in die Entladung eingebracht wurde. Nach dem Einschluss des Partikels in der unteren Randschicht der Entladung wurde weitere 30 Minuten gewartet, bis die Trajektorie des Partikels aufgezeichnet wurde, damit mögliche Vibrationen oder Neutralgasbewegungen durch das Verfahren des Staubsbehälters abgeklungen sind und sich ein Gleichgewicht der Entladungscharakteristiken eingestellt hat.

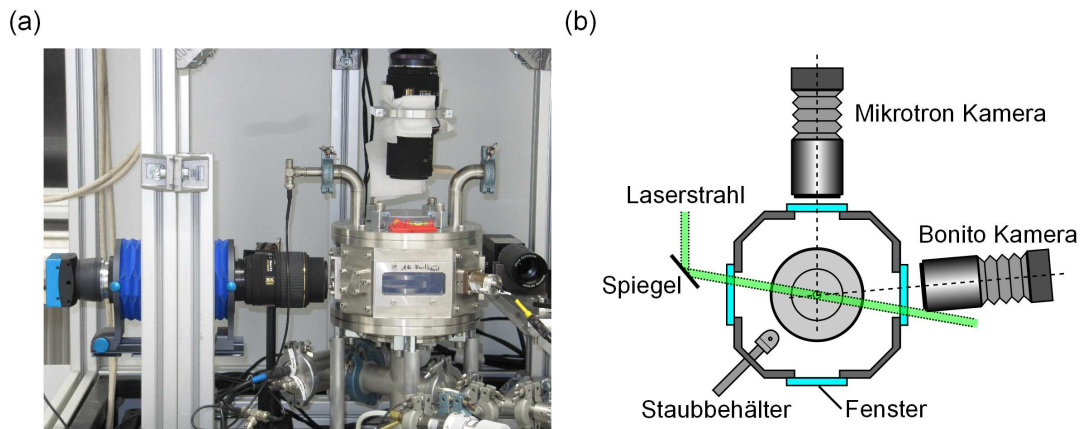


Abbildung 5.2: (a) Bild des Experimentes und der Diagnostiken. (b) Draufsicht auf die untere, segmentierte Elektrode mit der Manipulationselektrode im Zentrum. Der Verlauf des aufgeweiteten Laserstrahls ist in grün dargestellt sowie die Positionen der beiden Hochgeschwindigkeitskameras Mikrotron EoSens MC 1362 und AVT Bonito 400-CL.

5.3 Diagnostik

Für die Untersuchung der Partikel in der HF-Randschicht werden unterschiedliche Diagnostiken verwendet. Dabei handelt es sich um die Hochgeschwindigkeitsvideomikroskopie, für die hauptsächlich die Kamera EoSens 1362 der Firma Mikrotron verwendet wird. Des Weiteren wurde für vergleichende Messungen die Hochgeschwindigkeitskamera Bonito 400-CL genutzt [182]. Eine Kamera mit geringerer Zeitauflösung (Prosilica GE 680) wird zusammen mit einer Biasmodulation an der unteren Elektrode für vergleichende Messungen zur Bestimmung der Partikeleigenfrequenzen und der Neutralgasreibungskoeffizienten genutzt (siehe Kap. 6.1.3). In der Abb. 5.2 (b) sind die Aufbauten der Kamerasysteme skizziert, wobei neben der primären Hochgeschwindigkeitsvideomikroskopie (Mikrotron EoSens MC 1362) entweder die zweite Hochgeschwindigkeitskamera (AVT Bonito 400-CL) oder die Prosilica GE 680 simultan betrieben werden kann. Für die Beobachtung von kleinen Partikelwolken bzw. Partikelketten [180] verfügt dieses Experiment über einen stereoskopischen Kameraaufbau aus drei Prosilica GE 680, der hier aufgrund seiner geringen Bildwiederholraten und damit zu geringen zeitlichen Auflösung aber keine Verwendung findet.

Für die Beleuchtung der einzelnen Partikel wird ein Laser verwendet und das Streulicht der Partikel aufgezeichnet. Dabei handelt es sich um einen Laser mit einer maximalen Leistung von 250 mW und einer Wellenlänge von 532 nm. Der Strahldurchmesser wird durch einen Beamexpander um einen Faktor 5 von 1,2 mm auf ca. 6 mm vergrößert, um eine möglichst gleichmäßige Raumausleuchtung zu gewährleisten. Um das störende Licht des Argonleuchtens zu unterdrücken, wird bei allen Kamerasystemen ein auf die Wellenlänge des Lasers abgestimmter Interferenzfilter verwendet. Wie aus Abb. 5.2 ersichtlich wird, betrachtet das primäre Kamerasystem das Streulicht unter ca. 90°, während das weitere Kamerasystem die Vorwärtsstreuung ausnutzt. Bei geringeren Bildwiederholraten von ca. 400 fps ($\tau = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$) können beide Kamerasysteme parallel verwendet werden. Aufgrund der Abstrahlcharakteristik der verwendeten Partikel, die in Vorwärtsstreuung

deutlich stärker als unter 90° ist [183], eignet sich bei sehr hohen Bildwiederholraten von 4000 fps, d. h. kurze Belichtungszeiten mit $\tau = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$, der Hochgeschwindigkeitskameras nur die Anordnung mit der Vorwärtsstreuung. Um dies für beide Kamerasysteme zu realisieren, kann das Lasersystem variabel positioniert werden.

Hochgeschwindigkeitsvideomikroskopie Als Voraussetzung für die Beobachtung der *brownschen* Bewegung eines Mikropartikels und damit verbunden der Trajektorie des Partikels (siehe Kap. 7.1.2) muss sowohl die örtliche als auch die zeitliche Auflösung des Kamerasystems hoch sein. Eine hohe zeitliche Auflösung wird hier durch die Verwendung von zwei unterschiedlichen Hochgeschwindigkeitskameras realisiert. Die hohe örtliche Auflösung bei beiden Kamerasystemen ist durch die Verwendung eines Balengerätes in Kombination mit einem Makroobjektiv mit einer Festbrennweite von 105 mm gewährleistet, wobei ein vergrößernder Abbildungsmaßstab von ca. 2:1 erreicht wird.

Das primäre Kamerasystem, das im Rahmen dieser Dissertation verwendet wurde, ist die CMOS-Kamera Mikrotron EoSens MC 1362. Diese hat einen Sensor mit 1280×1024 Pixeln mit 8 bit bei einer maximalen Bildrate von 506 fps. Durch eine Reduktion der verwendeten Zeilen bis hin zur Verwendung von nur einer Zeile kann die Bildrate aber auf maximal 120000 fps deutlich erhöht werden. Aufgrund der Intensität der beleuchteten Partikel und der notwendigen Auflösung für die Beobachtungen sind hier Aufnahmen mit 4000 – 6000 fps möglich. Die Ortsauflösung, die hier idealisiert betrachtet wird und somit ein mögliches Übersprechen zu Nachbarpixeln ignoriert wird, für dieses System mit einer Pixelgröße von $(14 \times 14) \mu\text{m}$ bei einem Abbildungsmaßstab von ungefähr 2:1 beträgt ca. $6,5 \mu\text{m}/\text{Pixel}$.

Durch die Verwendung der CMOS-Kamera AVT Bonito 400-CL lässt sich die Ortsauflösung gegenüber der zuvor vorgestellten Kamera ungefähr verdoppeln. Bei einem Abbildungsmaßstab von ungefähr 2:1 wird durch die kleinere Pixelgröße mit $(7 \times 7) \mu\text{m}$ des Kamarachips gegenüber der Mikrotron EoSens MC 1362 ein Auflösungsvermögen von ungefähr $3,6 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ erreicht. Die maximale Auflösung beträgt 2320×1726 Pixel mit 8 bit bei einer Bildrate von 385 fps. Durch eine Reduktion des betrachteten Bildbereiches kann hier ebenfalls die Bildrate deutlich erhöht werden.

Durch die hohe zeitliche und räumliche Auflösung beider Kamerasysteme kann die Beobachtung der Trajektorie der *brownschen* Bewegung eines Partikels sichergestellt werden (siehe Kap. 7.1.2). Dabei zeigt sich, dass eine Bildrate von 400 fps für die hier verwendeten Mikropartikel ausreichend ist. Aufgrund der hohen Ortsauflösung sind beide Kamerasysteme sehr anfällig für externe Vibrationen. Um deren Einfluss zu unterdrücken, ist das Experiment auf einen aktiv gedämpften Tisch montiert.

Um eine gute Grundlage für eine statistische Auswertung aus der Trajektorie eines Mikropartikels (siehe Abb. 5.3) mit den in Kap. 6.1 vorgestellten Methoden zu erhalten, werden jeweils Videos mit ca. $N = 10^5$ Bildern aufgenommen. In jedem Bild wird anschließend die Partikelposition mit einem etablierten Algorithmus von Ivanov und Melzer [184] bestimmt, eingebettet in einem von Himpel *et al.* [185] entwickeltem Programm zur Rekonstruktion von Partikeltrajektorien. Dabei wird sichergestellt, dass ein Partikel mindestens eine Fläche von 4×4 Pixel ausleuchtet, wodurch eine Positionsbestimmung im *subpixel*-Bereich ermöglicht wird [184, 186]. Durch den Abzug eines Dunkelbildes, d. h. ein Bild ohne aktivierten Laser, können weitere Störungen und Artefakte z. B. durch Pixelrauschen reduziert werden.

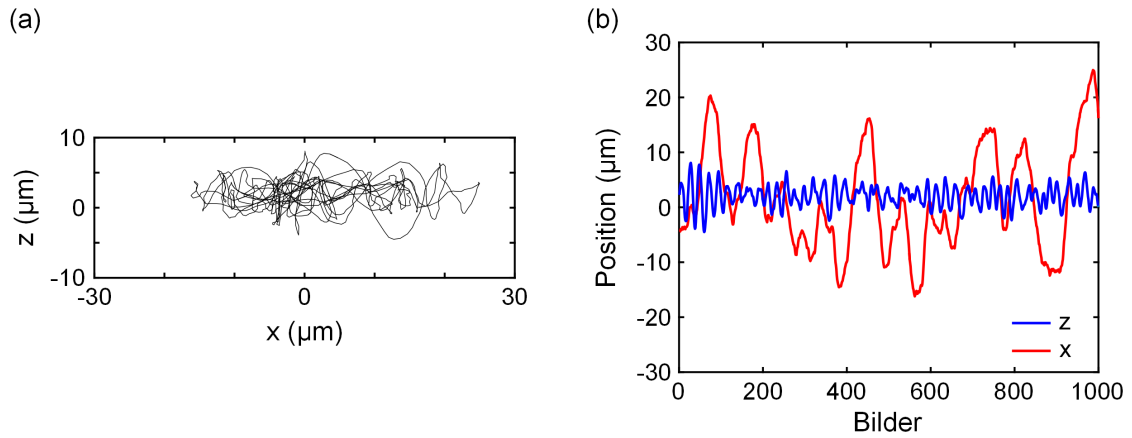


Abbildung 5.3: (a) Ausschnitt aus der Trajektorie eines MF-Partikels mit $r_p = 3,42 \mu\text{m}$ für $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ und $p = 10 \text{ Pa}$. (b) Beobachtete Trajektorie zerlegt in die vertikalen und horizontalen Positionen für die ersten 1000 Bilder.

Aufgrund der radialen Symmetrie der verwendeten experimentellen Aufbauten wird angenommen, dass die Entladung und der Partikeleinschluss ebenfalls radialsymmetrisch sind. Daher sind die Eigenfrequenzen, Reibungskoeffizienten und Partikelgeschwindigkeiten in der horizontalen x - und y -Richtung identisch [180]. Aus diesem Grund beschränken sich die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit auf die horizontale x -Richtung und vertikale z -Richtung.

Aufbau für PRRM-Messung Für die Ermittlung der Partikeleigenfrequenzen und der Neutralgaskoeffizienten mit Hilfe der PRRM-Methode wird keine hohe Bildwiederholungsrate benötigt. Daher wird hier eine CCD-Kamera vom Typ Prosilica GE 680 mit einer Auflösung von 640×480 Pixel mit 12 bit verwendet. Wie zuvor bei den Hochgeschwindigkeitskameras wird ein Balgengerät verwendet, um einen vergrößernden Abbildungsmaßstab von ca. 2:1 zu erreichen. Dadurch kann die benötigte Amplitude der Biasmodulation möglichst klein gehalten werden. Die Kamerasteuerung und Datenerfassung erfolgt über ein LabVIEW-Programm [187], welches von Carstensen *et al.* [45] entwickelt wurde und ebenfalls in aktuellen Arbeiten verwendet wird [47]. Eine ausführlichere Darstellung der Methode für die Datenerfassung erfolgt in Kap. 6.1.3.

5.4 Einfluss der Manipulationselektrode

Abschließend wird der Einfluss der Manipulationselektrode auf die Einschlussbedingungen von Partikeln in der Randschicht untersucht. Durch die Verwendung einer segmentierten Elektrode haben Annaratone *et al.* [91] gezeigt, dass sich die Randschicht und damit der Partikeleinschluss beeinflussen lässt. In den Simulationen in Kap. 4.2.1 konnte dies durch eine zusätzliche positive Gleichspannung an der Manipulationselektrode nachempfunden werden.

Für den hier verwendeten experimentellen Aufbau Setup A wurde der Einfluss einer positiven Gleichspannung auf eine Partikelwolke untersucht [180]. Dabei wurden zunächst

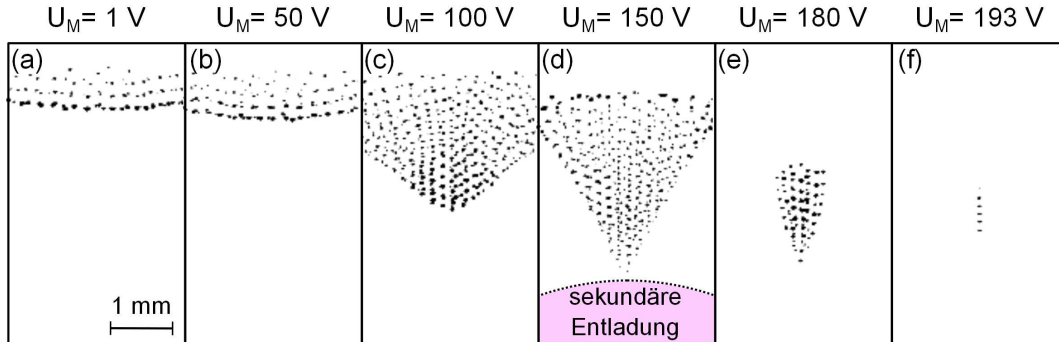


Abbildung 5.4: Beobachtete Partikelposition oberhalb der Manipulationselektrode mit $U_{\text{HF}} = 100 \text{ V}_{\text{pp}}$ und $p = 10 \text{ Pa}$ für unterschiedliche, an der Manipulationselektrode angelegte, positive Gleichspannungen U_{M} . Der Abbildungsmaßstab der invertierten Bilder ist in (a) und die obere Grenze der Leuchterscheinung der sekundären Entladung bei hohen Werten von U_{M} ist in (d) gezeigt. (Grafik nach Ref. [180])

MF-Partikel mit $r_{\text{p}} = 3,4 \mu\text{m}$ in einer reinen HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 100 \text{ V}_{\text{pp}}$ und $p = 10 \text{ Pa}$ eingefangen, d. h. mit $U_{\text{M}} = 0 \text{ V}$ und somit ohne eine sekundäre Entladung. In Abb. 5.4(a) ist die beobachtete typische Partikelanordnung in einer Parallelplatten-HF-Entladungen in mehreren Schichten, ca. 5,5 mm oberhalb der unteren Elektrode zu sehen. Für eine bessere Visualisierung wird nur ein ausgewählter Ausschnitt betrachtet und das Kamerabild ist invertiert dargestellt. Auch bei $U_{\text{M}} = 1 \text{ V}$ ist eine leichte Wölbung in Richtung der Oberfläche der Manipulationselektrode zu erkennen. Diese ist darauf zurückzuführen, dass sich die umliegende HF-Elektrode durch den *self bias* negativ auflädt und somit die Manipulationselektrode auch bei niedrigen positiven Spannungen schon attraktiv auf die negativ geladenen Partikel wirkt. Anschließend wird U_{M} schrittweise auf bis zu 193 V erhöht. Dies ist in Abb. 5.4 dargestellt. Zunächst wird die Ausbildung einer trichterförmigen Partikelanordnung beobachtet, wobei sich die Levitationshöhe der Partikel reduziert. Gleichzeitig ordnen sich die Partikel in kettenartigen Strukturen an, die mit zunehmenden U_{M} dominanter werden. Ab $U_{\text{M}} > 100 \text{ V}$ gehen einzelne Partikel von der Spitze der Wolke in Richtung der Oberfläche der Manipulationselektrode verloren. Bei $U_{\text{M}} = 193 \text{ V}$ reduziert sich die Partikelanzahl auf eine einzelne Kette, deren unteres Ende in ca. 3,4 mm Höhe levitiert. Wie in der Diplomarbeit von Lepper [96] ausführlich untersucht wurde, ändert sich dabei auch die Charakteristik der anodischen Entladung, die durch die angelegte positive Gleichspannung erzeugt wird. Bei $U_{\text{M}} > 80 \text{ V}$ geht diese von einer Leuchterscheinung an der Oberfläche der Manipulationselektrode (AGM) in eine ausgedehnte sphärische Leuchterscheinung (BFM) über, dessen Ausdehnung in Abb. 5.4(d) skizziert ist.

Diese Beobachtungen stimmen mit denen von Annaratone *et al.* [91] überein. Die Ausbildung der trichterförmigen Partikelanordnung kann durch die in den Simulationen ermittelte Deformation (siehe Kap. 4.2.1) der Randschicht erklärt werden. Um den Einfluss von möglichen Potential-Relaxationsoszillationen, die in DC-Entladungen auftreten können

[70, 71], zu minimieren, wird U_M auf $U_M = 50 \text{ V}$ begrenzt. Diese reicht aus, um den horizontalen Partikeleinschluss zu gewährleisten.

6 | Partikeleigenschaften und Entladungscharakteristik

Im Rahmen dieser Dissertation sollen die kinetischen Temperaturen von einzelnen Mikropartikeln in der Randschicht einer HF-Entladung präzise bestimmt werden und letztendlich der Temperaturanstieg der stochastischen Heizung durch Ladungsfluktuationen experimentell nachgewiesen werden. Aus diesem Grund müssen mögliche störende Einflüsse durch andere Mechanismen, die zu einer unerwünschten Veränderung des Systems oder zu einer Erhöhung der kinetischen Temperatur führen können, im Vorwege ausgeschlossen werden. So wird für dieses Experiment ein schwacher und aufgeweiteter Laser für die Beleuchtung verwendet (siehe Kap. 5) um eine Veränderung der Oberflächentemperatur der Partikel und dadurch bedingten Massen- und Größenänderung von Polymerpartikeln durch den Laser zu ausschließen zu können, wie es z. B. von Schablinski *et al.* [141] diskutiert wurde. Einen weiteren Effekt könnten mögliche Feldfluktuationen in der Randschicht darstellen, die analog zur Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zu einer Erhöhung der kinetischen Temperatur der Partikel führen können [48].

Im Folgenden wird untersucht, wie sich die Charakteristik der Entladung durch Variation der angelegten Spannung an der Manipulationselektrode, der HF-Amplitude, des Neutralgasdruckes und der vertikalen Entladungsgröße verhält. Dazu werden die Eigenschaften von einzelnen Partikeln verwendet, z.B. durch Bestimmung von charakteristischen Eigenfrequenzen und Reibungskoeffizienten. Die Methoden für deren Bestimmung werden als erstes vorgestellt und die Ergebnisse miteinander verglichen. Anschließend werden die Einflüsse der Parametervariation studiert und abschließend die Entwicklung der Neutralgastemperatur untersucht.

6.1 Methoden zur Bestimmung der Partikeleigenschaften

Diverse Methoden werden hier für die Ermittlung der Eigenfrequenzen ω_α , des Reibungskoeffizienten β_α und der kinetischen Temperatur $T_{\text{kin},\alpha}$ verwendet. α steht hierbei für die vertikale ($\alpha = z$) oder horizontale ($\alpha = x$) Richtung. Zu diesem Zweck wird hier ein MF-Partikel beobachtet für welches die Herstellerangaben mit einem Radius von $r_p = 3,4 \mu\text{m}$ und einer Massendichte von $\rho_p = 1510 \text{kgm}^{-3}$ für die einzelnen Berechnungen verwendet werden. Aus der in Kap. 3 vorgestellten Theorie von Wang *et al.* [6] entwickelten Li *et al.* [8] eine Modellfunktion, die durch Anpassung an die gemittelten quadratischen Ortsverschiebungen eine gleichzeitige Bestimmung der Eigenfrequenzen, Reibungskoeffizienten

und kinetischen Temperaturen erlaubt. Dieses Verfahren wird als *mean squared displacement* (MSD) Methode bezeichnet. Ebenfalls aus der Theorie von Wang *et al.* [6] abgeleitet kann die *velocity autocorrelation function* (VAF) Methode benutzt werden, um ω und β zu ermitteln. Diese Methode zeichnet sich durch eine höhere Präzision gegenüber der MSD-Methode aus und wird daher für die späteren Untersuchungen verwendet.

Ein verlässlichere Überprüfung der Werte für ω_α und β_α findet aber im Rahmen eines Vergleiches mit der *phase resolved resonance method* (PRRM) [45, 47, 188] statt, die für ihre hohe Genauigkeit bei der Bestimmung von ω_z und β_z bekannt ist. Ein weiterer Vergleich erfolgt mit den Werten bestimmt mit Hilfe der *fast Fourier transformation* (FFT) Methode über die Geschwindigkeiten.

Mit Hilfe der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion kann ebenfalls die kinetische Temperatur bestimmt und mit dem Ergebnis aus der MSD-Methode verglichen werden. Durch die Vorgabe eines harmonischen Potentials für den Einschluss eines Partikels in der Randschicht, kann aus der Ortsverteilungsfunktion auch die kinetische Temperatur und die Eigenfrequenz ermittelt werden. Im Folgenden werden die einzelnen Methoden kurz vorgestellt.

6.1.1 MSD-Methode

Für die Untersuchung der *brownschen* Bewegung eines in einer optischen Falle eingeschlossenen Partikels hat sich die MSD als Analysemethode etabliert [7–17]. Diese Methode wird z. B. für die Studie des Überganges von ballistischer zu diffusiver Bewegung [8–10], von superdiffusiver Bewegung [11] oder *hot Brownian motion* [12, 13] eingesetzt. Im Bereich der *komplexen* Plasmen wurde von Vaulina *et al.* [189, 190] die Ableitung der MSD für die Analyse in zweidimensionalen Staubsystemen verwendet. In aktuellen Arbeiten wird diese Methode nun ebenfalls für einzelne Partikel in einer HF-Entladung eingesetzt [51, 52, 191].

Bei der MSD-Methode werden die zeitgemittelten quadratischen Ortsverschiebungen $\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle$ gegen Zeitdifferenzen $\tau = N/\text{fps}$ in einer doppeltlogarithmischen Darstellung betrachtet. Ausgehend von der maximalen Bildrate ($N = 1$) wird diese künstlich durch Überspringen von einzelnen Bildern ($N > 1$) reduziert und damit τ erhöht. Der sich daraus ergebende charakteristische Verlauf ist in Abb. 6.1 (a) für ein MF-Partikel mit $r_p = 3,4 \mu\text{m}$ gezeigt. Dabei kann der Verlauf in einen ballistischen und einen diffusiven Bereich untergliedert werden. Ausgehend von der theoretischen Beschreibung von Wang *et al.* [6] wurde von Li *et al.* [8] eine Modellfunktion [Gl. (3.13)] aufgestellt, mit deren Hilfe aus dem Verlauf der Messdaten die kinetische Temperatur $T_{\text{kin},\alpha,\text{M}}$, die Eigenfrequenz $\omega_{\alpha,\text{M}}$ und der Reibungskoeffizient $\beta_{\alpha,\text{M}}$ für die vertikale ($\alpha = z$) und horizontale ($\alpha = x$) Richtung ermittelt werden können. Die Eigenfrequenz kann anschaulich aus der Position des ersten Minimums und der Reibungskoeffizient aus der abnehmenden Amplitude der Schwingung im oszillatorischen Bereich ermittelt werden. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und der Modellfunktion wird für die vertikale Richtung mit $T_{\text{kin},z,\text{M}} = (484,27 \pm 10,08) \text{ K}$, $\omega_{z,\text{M}} = (87,82 \pm 0,40) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{z,\text{M}} = (23,87 \pm 0,44) \text{ s}^{-1}$ bzw. für die horizontale Richtung mit $T_{\text{kin},x,\text{M}} = (417,63 \pm 10,62) \text{ K}$, $\omega_{x,\text{M}} = (56,00 \pm 35,78) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{x,\text{M}} = (19,74 \pm 0,61) \text{ s}^{-1}$ erreicht. Die kinetischen Temperaturen $T_{\text{kin},z,\text{M}}$ bzw. $T_{\text{kin},x,\text{M}}$ liegen oberhalb der gemessenen Raumtemperatur von $T_{\text{R}} = 290 \text{ K}$ und weichen leicht voneinander ab, wobei $T_{\text{kin},z,\text{M}} > T_{\text{kin},x,\text{M}}$ ist. Die Reibungskoeffizienten $\beta_{z,\text{M}}$ bzw. $\beta_{x,\text{M}}$ zeigen ein analoges Verhalten. Die Eigenfrequenzen hingegen unterscheiden sich deutlich voneinander.

ander mit $\omega_{z,M} > \omega_{x,M}$. Da für eine harmonische Falle die Eigenfrequenz proportional zur Einschlussstärke ist, folgt daraus, dass die Einschlussstärke in horizontaler Richtung stets kleiner als in vertikaler Richtung ist.

Des Weiteren ist in der vertikalen Richtung die Oszillation im diffusiven Bereich der MSD-Kurve deutlich ausgeprägter. Die geringe Amplitude der Oszillation in horizontaler Richtung erschwert nicht nur die Bestimmung von $\omega_{x,M}$ und $\beta_{x,M}$, sondern kann auch zu deutlich höheren Fehlern führen.

Die Fehler der kinetischen Temperaturen, der Eigenfrequenzen und der Reibungskoeffizienten werden mit Hilfe der *bootstrapping*-Methode [192] bestimmt. Dabei verwendet diese Methode das Residuum der Messwerte bezüglich der Modellfunktion [Gl. (3.13)] als Schätzwert für den statistischen Fehler. Anschließend werden die Konfidenzintervalle bestimmt, indem Permutationen dieser Residuen zur Modellfunktion addiert werden und die Anpassung an der Modellfunktion wiederholt wird. Daraus ergeben sich zumeist sehr kleine Fehler für die betrachteten Parameter $T_{\text{kin},\alpha,M}$, $\omega_{\alpha,M}$, $\beta_{\alpha,M}$. Bei der Eigenfrequenz in horizontaler Richtung ($\omega_{x,M}$) zeigt sich eine sehr große Unsicherheit. Diese ist auf die schwach ausgeprägte Oszillation im diffusiven Bereich der MSD zurückzuführen.

Im Folgenden soll kurz der Einfluss der einzelnen Parameter $T_{\text{kin},\alpha,\text{MSD}}$, $\omega_{\alpha,M}$ und $\beta_{\alpha,M}$ auf den Verlauf der Modellfunktion [Gl. (3.13)] skizziert werden. Ausgehend von den ermittelten Parametern der MSD-Modellfunktion in z-Richtung [Abb. 6.1 (a)] wird je einer dieser Parameter variiert und der Einfluss auf den Verlauf der Modellfunktion untersucht. Eine Änderung des Wertes von $T_{\text{kin},z,M}$ sorgt für eine vertikale Verschiebung der Modellkurve, wobei ein höheres $T_{\text{kin},z,M}$ zu einer Verschiebung hin zu höheren Werten von $\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle$ führt [siehe Abb. 6.1 (b)]. Dies ist nachvollziehbar, da die kinetische Geschwindigkeit über Gl. (7.1) aus den Geschwindigkeitsquadraten berechnet werden kann, die sich im ballistischen Bereich der MSD über $v^2 = \langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle / \tau^2$ ausdrücken lassen. Gleichzeitig steht $T_{\text{kin},z,M}$ nur im Vorfaktor der Modellfunktion, so dass deren Erhöhung bzw. Erniedrigung nur zu der beobachteten vertikalen Verschiebung hin zu höheren bzw. niedrigeren $\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle$ -Werten führt.

Bei einer Variation der Eigenfrequenz $\omega_{z,M}$ um $\pm 10 \text{ s}^{-1}$ hingegen zeigt sich ebenfalls ein Einfluss auf die Modellfunktion. Nicht nur die erwartete Verschiebung auf der τ -Achse, sondern auch eine vertikale Verschiebung im diffusiven Bereich ist zu beobachten. Für größeren Eigenfrequenzen verschiebt sich die Oszillation der Kurve zu größeren Werten von τ und $\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle$. Der ballistische Bereich der MSD wird bei einer Variation von $\omega_{z,M}$ hingegen nicht beeinflusst.

Wird der Wert der Reibungskoeffizienten $\beta_{z,M}$ um $\pm 10 \text{ s}^{-1}$ modifiziert, zeigt sich, ähnlich wie für eine Variation von $\omega_{z,M}$, nur eine Veränderung des Verlaufs der Modellfunktion im diffusiven Bereich der MSD. Wie erwartet, sind die Oszillationen für einen niedrigeren Reibungskoeffizienten und damit einer reduzierten Dämpfung der Partikelbewegung ausgeprägter, während diese für einen höheren Wert von $\beta_{z,M}$ abnehmen.

Damit bietet die MSD-Methode ein verlässliches Werkzeug für die Analyse der *brownischen* Bewegung eines Mikropartikels in der Randschicht einer HF-Entladung. Diese Bewegung kann, entsprechend der Theorie von Wang *et al.* [6], durch die Partikelbewegung in einer harmonischen Falle beschrieben werden.

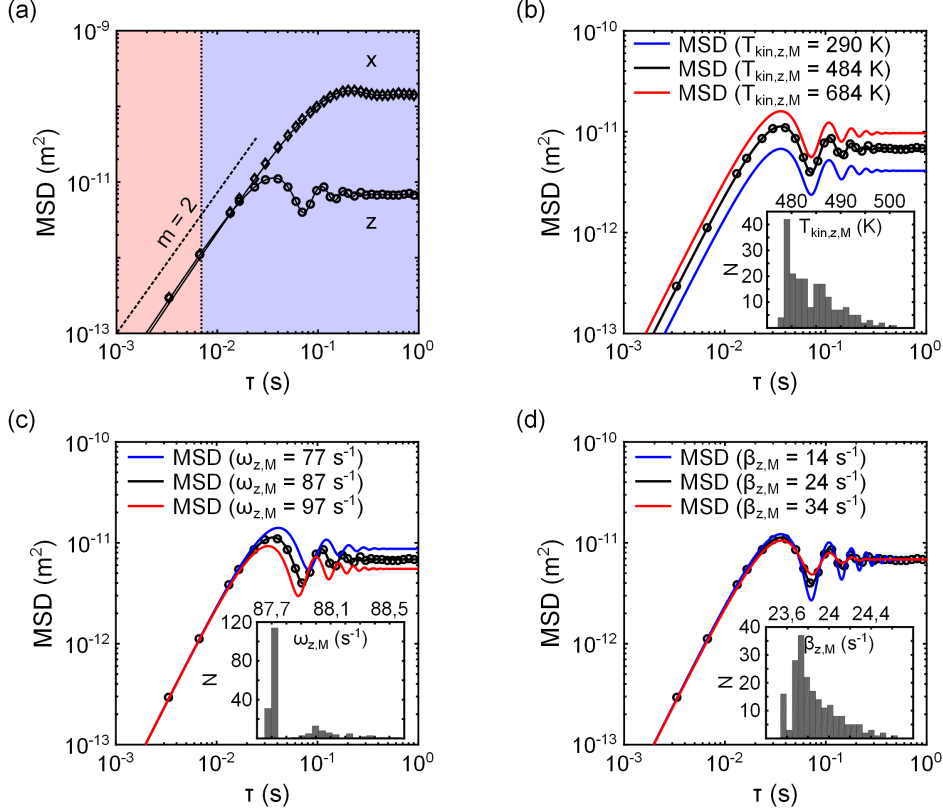


Abbildung 6.1: (a) MSD in vertikaler und horizontaler Richtung für ein MF-Partikel mit $U_{\text{HF}} = 80 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_{\text{M}} = 50 \text{ V}$ und $p = 10 \text{ Pa}$ in Abhängigkeit von τ . Der Kurvenverlauf kann in einen ballistischen Bereich (rot) und einen diffusiven Bereich (blau) unterteilt werden. Zum Vergleich sind die Kurvenverläufe durch die durchgezogenen Linien nach Gl. (3.13) dargestellt. (b) Einfluss der kinetischen Temperatur auf den Verlauf der Modellfunktion, sowie eingebettet das Ergebnis der *bootstrapping*-Methode für $T_{\text{kin},z,M}$. Analoge Untersuchung der Abhängigkeit der Modellfunktion von $\omega_{z,M}$ in (c) und $\beta_{z,M}$ in (d).

6.1.2 VAF-Methode

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Eigenfrequenz und des Reibungskoeffizienten stellt die VAF dar, welche ebenfalls auf die theoretische Beschreibung von Wang *et al.* [6] zurückzuführen ist. Im Bereich der Studie der *brownschen* Bewegung von Partikeln ist diese Methode ein gängiges Verfahren [193–196].

Bei der VAF wird eine Autokorrelation der beobachteten Geschwindigkeit gegen τ aufgetragen. In der Abb. 6.2 ist die VAF für das im vorherigen Kapitel untersuchte Partikel dargestellt. Nach Ref. [6] kann diese durch die Modellfunktion aus Gl. (3.14) (schwarze Linie) beschrieben werden. Durch die normierte Betrachtung der VAF ist eine Bestimmung von $T_{\text{kin},\alpha,V}$ nicht mehr möglich. Für $\omega_{z,V} = (87,55 \pm 0,004) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{z,V} = (25,03 \pm 0,01) \text{ s}^{-1}$ bzw. $\omega_{x,V} = (17,92 \pm 0,02) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{x,V} = (21,72 \pm 0,02) \text{ s}^{-1}$ kann der beobachtete Kurvenverlauf in vertikaler bzw. horizontaler Richtung durch die Modellfunktion

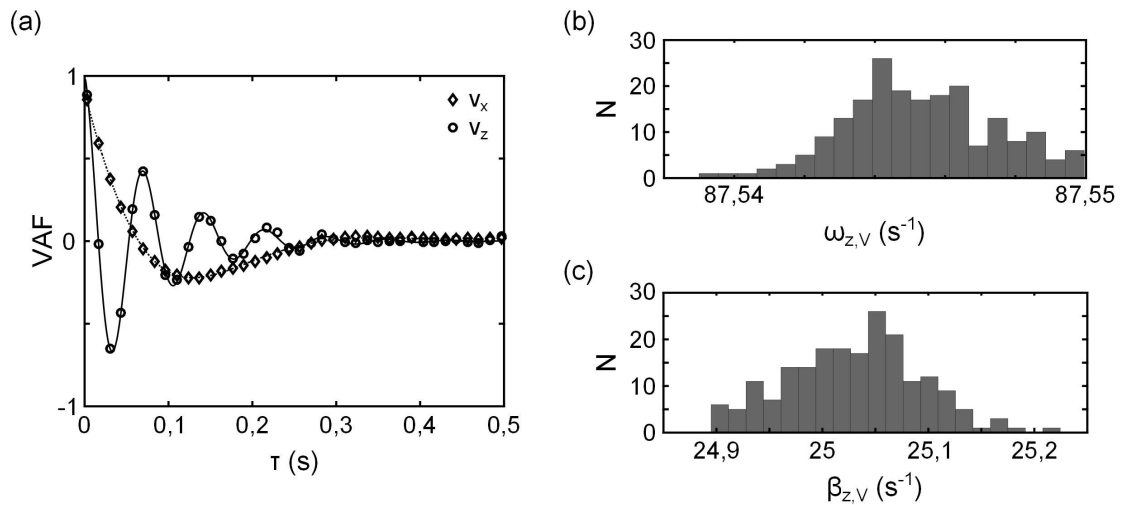


Abbildung 6.2: (a) VAF für die horizontale und vertikale Raumrichtung im Vergleich mit dem nach Gl. (3.14) ermittelten Verlauf für das in Abb. 6.1 vorgestellte Partikel. Ergebnisse der Fehleranalyse nach der *bootstrapping*-Methode [192] für $\omega_{z,V}$ (b) und für $\beta_{z,V}$ (c).

mit einer sehr guten Übereinstimmung nachgebildet werden. Dabei stimmen die nach der VAF ermittelten Werte ebenfalls gut mit den aus der MSD gewonnenen Werten überein. Ein Vergleich der MSD [Abb. 6.1 (a)] mit der zugehörigen VAF in Abb. 6.2 zeigt, dass mit der VAF eine deutlich präzisere Bestimmung von ω_α und β_α möglich ist. Daher wird diese Methode primär für deren Ermittlung angewandt. Da aufgrund des gedämpfteren Kurvenverlaufes in horizontaler Richtung die Bestimmung von $\beta_{x,V}$ sehr fehlerbehaftet und der Reibungskoeffizient für ein Partikel unabhängig von der Raumrichtung ist, wird für die weitere Berechnung in beiden Raumrichtungen der Wert von $\beta_{z,V}$ verwendet. Dieser Wert wird ebenfalls in Kap. 7.1.1 für die Berechnung des tatsächlichen Partikelradius genutzt.

Die Fehler für die Eigenfrequenzen bzw. den Reibungskoeffizienten werden mit der *bootstrapping*-Methode [192] ermittelt. In Abb. 6.2 (b) und (c) sind die Ergebnisse beispielhaft für die vertikale Richtung ($\omega_{z,V}$ und $\beta_{z,V}$) dargestellt. Bei beiden Größen zeigt sich nur eine geringe Schwankung um den Mittelwert, wie zuvor bei der MSD-Methode beobachtet.

6.1.3 PRRM-Methode

Für die Bestimmung der Eigenfrequenzen ω_α und Reibungskoeffizienten β_α wurde in den 90er Jahren die Resonanz-Methode entwickelt [107, 108, 197]. Die Partikel werden durch eine externe sinusförmige Anregung gezielt in Schwingung versetzt und ihre Bewegung analysiert. Da das Einschlusspotential eines Partikels in der Randschicht einer HF-Randschicht als harmonisch angesehen werden kann [siehe Kap. 2.5.6], lässt sich dessen Bewegung durch die Gleichung für einen getriebenen, gedämpften harmonischen Oszillator beschreiben. Der Betrag der Oszillationsamplitude kann mit Hilfe eines komplexen Exponentialansatzes aus der Bewegungsgleichung zu

$$|A(\omega)| = H(\omega) \frac{K}{\sqrt{(\omega_\alpha^2 - \omega^2)^2 + \beta_\alpha^2 \omega^2}} \quad (6.1)$$

r_p (μm)	U_{HF} (V_{pp})	p (Pa)	$\omega_{z,V}$ (s^{-1})	$\beta_{z,V}$ (s^{-1})	$\omega_{z,P}$ (s^{-1})	$\beta_{z,P}$ (s^{-1})
3,34	80	5	118,41	8,02	119,46	8,71
3,34	80	8	126,34	13,73	126,64	14,42
3,69	80	10	90,23	13,67	90,57	13,58
3,69	82	10	97,93	15,37	98,70	14,49
3,69	80	3	90,92	4,81	90,94	5,02

Tabelle 6.1: Vergleich der vertikalen Eigenfrequenzen bzw. Reibungskoeffizienten aus der VAF-Methode ($\omega_{z,V}$ und $\beta_{z,V}$) und PRRM-Methode ($\omega_{z,P}$ und $\beta_{z,P}$) für unterschiedliche Partikel und Entladungscharakteristika.

ermittelt werden. Dabei bezeichnen ω die Anregungsfrequenz, $H(\omega)$ die Filterfunktion und K die auf die Partikelmasse normalisierte Amplitude der Anregungsfrequenz. Im wesentlichen besteht die Methode daraus, dass die dynamische Antwort des Partikels in der harmonischen Falle als Funktion der Anregungsfrequenz ω beobachtet wird. Carstensen *et al.* [45] modifizierten diese Methode durch den Ansatz einer komplexen Amplitude in der PRRM, wodurch eine sehr präzise Bestimmung von ω_α und β_α ermöglicht wurde. Für eine ausführliche Beschreibung von Resonanzmethoden zur Bestimmung von Partikeleigenschaften sei auf Ref. [188] verwiesen.

Die PRRM wird zur Überprüfung der ermittelten Eigenfrequenzen und Reibungskoeffizienten aus der VAF verwendet. Da aufgrund des experimentellen Setups eine externe sinusförmige Anregung nur in vertikaler Richtung realisiert werden kann, beschränkt sich die Auswertung durch die PRRM auch nur auf diese. Zunächst werden die Trajektorien der ungestörten *brownschen* Bewegung eines Partikels aufgezeichnet und diese Daten mit der VAF ausgewertet. Anschließend erfolgt die PRRM-Messung mit dem in Kap. 5.3 vorgestellten Aufbau. In Tab. 6.1 sind für beide Methoden die resultierenden Werte für $\omega_{z,P}$ und $\beta_{z,P}$ für unterschiedliche Partikelgrößen, HF-Amplituden und Drücke vorgestellt. Dabei ergeben sich für die unterschiedlichen Situationen gute Übereinstimmungen zwischen beiden Methoden mit geringen Abweichungen voneinander. Damit kann die VAF ähnlich wie die PRRM als ein präzises Instrument zur Bestimmung der Partikeleigenschaften angesehen werden.

In aktuellen Untersuchungen von Kong *et al.* [191] zeigte sich, dass eine externe sinusförmige Anregung zwar eine Bestimmung der Eigenfrequenz und des Reibungskoeffizienten erlaubt, gleichzeitig zu einer Erhöhung der beobachteten kinetischen Temperatur führt. Um ein Partikel im Gleichgewicht mit dem ihm umgebenden Neutralgas zu studieren ist diese Methode nicht geeignet.

6.1.4 FFT-Methode

Neben der im vorherigen Abschnitt diskutierten externen sinusförmigen Anregung erfolgt ebenfalls eine Anregung des Partikels durch Wechselwirkung mit dem Neutralgas, welche zur *brownschen* Bewegung führt. Dabei übernimmt der stochastische Kraftterm aus der *Langevin*-Gleichung [siehe Gl. (3.11)] die Rolle der Partikelanregung, die nach Kap. 3 einer Anregung mit weißem Rauschen entspricht, d. h., es werden alle Frequenzen mit gleicher Amplitude angeregt. Damit kann das resultierende Spektrum aus der Partikelbewegung

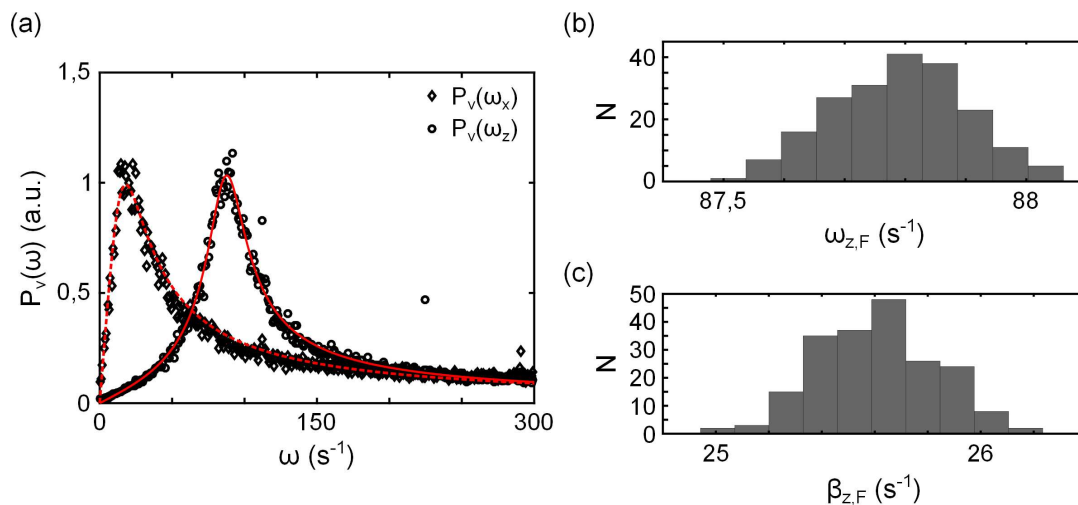


Abbildung 6.3: (a) FFT der horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitsverteilung für das in Abb. 6.1 vorgestellte Partikel. Ergebnisse der Fehleranalyse nach der *bootstrapping*-Methode [192] für ω_z (b) und für β_z (c).

als Resonanz auf diese Anregung aufgefasst werden. Mit der FFT-Methode kann dieses Spektrum analysiert werden und liefert die Maximale Amplitude bei der Eigenfrequenz.

Wird das Partikel extern, wie beispielsweise bei der PRRM, angetrieben, liefert die FFT-Methode die zugehörige Amplitude zu dieser Anregung. Bei der Betrachtung der Resonanz bezüglich der Partikelposition wirkt sich der stets vorhandene Versatz störend bei der Betrachtung niedriger Frequenzen aus. Durch den Übergang auf die Betrachtung der Resonanz bezüglich der Partikelgeschwindigkeit kann dieser Einfluss ausgeräumt werden. Dadurch muss die zugrunde liegende Bewegungsgleichung eines getriebenen, gedämpften harmonischen Oszillators umgeschrieben werden, lässt sich aber analog zum vorher diskutierten Fall durch einen Exponentialansatz lösen.

In Abb. 6.3 ist ein repräsentatives Spektrum für die Geschwindigkeit in vertikaler und horizontaler Richtung dargestellt. Die Eigenfrequenzen ω_α ergeben sich aus der zur maximalen Amplitude gehörenden Anregungsfrequenz. Wie in den vorherigen Kapiteln bereits beobachtet, ist $\omega_{x,F}$ mit $(18,03 \pm 0,32) s^{-1}$ deutlich kleiner als $\omega_{z,F}$ mit $(87,79 \pm 0,22) s^{-1}$. Die Werte sind allerdings vergleichbar. Die Reibungskoeffizienten $\beta_{x,F} = (27,41 \pm 0,60) s^{-1}$ und $\beta_{z,F} = (25,61 \pm 0,46) s^{-1}$ können aus der Breite des Maximums ermittelt werden und zeigen ebenfalls eine Übereinstimmung mit den aus der MSD- und VAF-Methode bestimmten Werten.

Der Vorteil der FFT-Methode gegenüber den anderen Methoden ist die Möglichkeit, diese auch für die Detektion von Störungen verwenden zu können. Sollten sich externe Vibrationen auf das Kamerasystem oder auf die Kammer übertragen haben, werden diese als zusätzliche scharfe Maxima bei ihrer charakteristischen Frequenz in der FFT sichtbar. So führt Trittschall bei nicht ausreichender Dämpfung des experimentellen Aufbaus zu einem weiteren Maximum, neben dem Maximum bei der Eigenfrequenz ω_α .

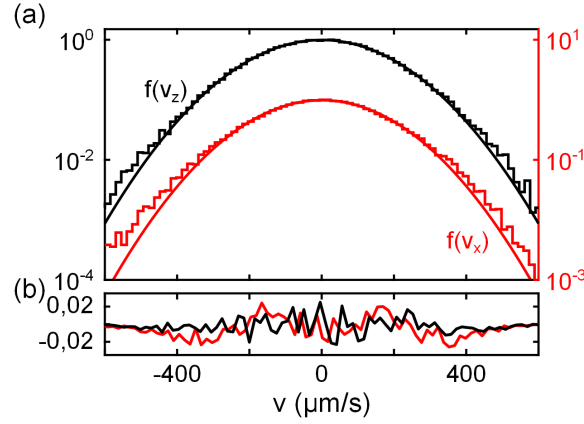


Abbildung 6.4: (a) Normierte vertikale und horizontale Geschwindigkeitsverteilungsfunktion im Vergleich zur angepassten *Maxwell*-Verteilung. (b) Absolutwerte zwischen der Verteilungsfunktion und der angepassten *Maxwell*-Verteilung.

6.1.5 Verteilungsfunktionen

Für den Fall eines Gleichgewichtszustandes zwischen der kinetischen Temperatur eines in einem harmonischen Potential eingeschlossenen Partikels mit der Temperatur des ihn umgebenden Neutralgases wird für die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(v)$ eine *Maxwellsche* Verteilung erwartet. Für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $f(x, v) = P(x)f(v)$ ergibt sich hingegen eine *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung mit $f(x, v) = \exp(-E_{\text{ges}}/k_{\text{B}}T_{\text{kin}})$.

In Abb. 6.4 (a) sind die vertikale und horizontale Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, gewonnen aus dem Histogramm der einzelnen Geschwindigkeiten, für das zuvor betrachtete MF-Partikel bei $\tau = 3,3 \cdot 10^{-3}$ s dargestellt. Dabei zeigt sich für $f(v_z)$ und $f(v_x)$ eine gute Übereinstimmung mit einer *Maxwell*-Verteilung mit nur geringen Abweichungen [siehe Abb. 6.4 (b)]. Die *Maxwell*-Verteilung kann durch $f(v_\alpha) = a \cdot \exp(-(v_\alpha - \mu_\alpha)^2/(2\sigma_\alpha^2))$ beschrieben werden mit a als die Höhe der Verteilungsfunktion, μ der Verschiebung gegenüber 0 und σ als Standardabweichung von $f(v_\alpha)$. Somit ist durch Anpassen dieser Funktion an die Verteilungsfunktion eine Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit über $\langle v_\alpha \rangle = \sigma_\alpha$ möglich. Die Geschwindigkeiten ergeben sich zu $\sigma_z = 163,13 \mu\text{m/s}$ und $\sigma_x = 162,47 \mu\text{m/s}$. Der Vorteil gegenüber der MSD ist die unabhängige Bestimmung von v_α . Daher wird diese Methode für die Bestimmung von v_α verwendet. Über Gl. (7.1) kann letztlich die kinetische Temperatur ermittelt werden, die sich hier zu $T_{\text{kin},z,f(v)} = 461$ K bzw. $T_{\text{kin},x,f(v)} = 445$ K ergibt. Damit liegen $T_{\text{kin},z,f(v)}$ und $T_{\text{kin},x,f(v)}$ im Bereich der Temperaturen, die mit Hilfe der MSD-Methode in Kap. 6.1.1 bestimmt wurden. Damit sind die gemessenen Temperaturen konsistent. Wie in Ref. [52] dargestellt, wird für die Ermittlung des statistischen Fehlers von $T_{\text{kin},z,f(v)}$ und $T_{\text{kin},x,f(v)}$ analog zu den vorherigen Abschnitten die *bootstraping*-Methode [192] verwendet. Damit ergibt sich ein Fehler von ± 5 K.

Auch bei der Betrachtung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Partikels in der harmonischen Potentialfalle in Abb. 6.5 zeigt sich für beide Raumrichtungen eine gute Übereinstimmung mit einer *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung. Die Verteilungsfunktion ist durch $P(\alpha) = \exp[-(m_p \omega_\alpha^2 \alpha^2)/(2k_{\text{B}}T_{\text{kin},\alpha,f(x)})]$ gegeben. Unter Verwendung der Eigenfrequenzen, die mit der VAF-Methode ermittelt wurden, lassen sich die Temperaturen zu $T_{\text{kin},z,f(x)} =$

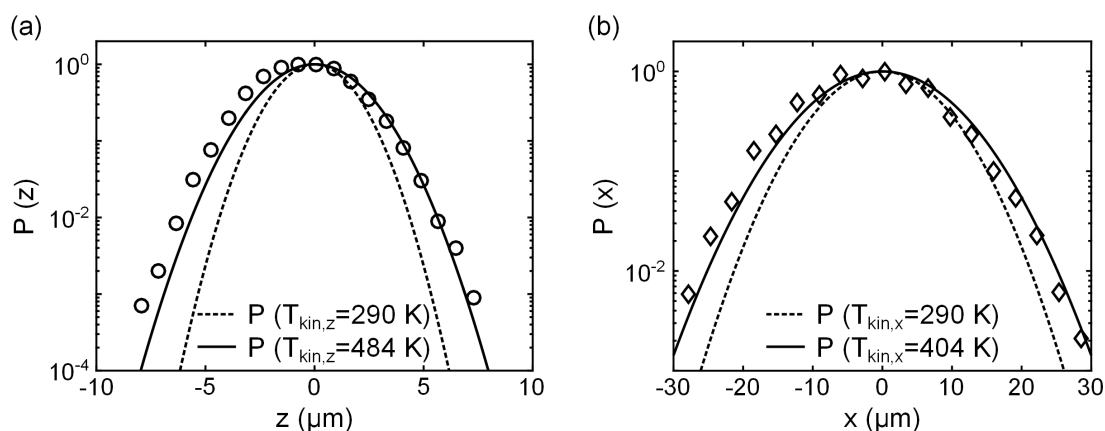


Abbildung 6.5: Vertikale (a) und horizontale Ortsverteilungsfunktion (b) im Vergleich mit einer angepassten *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung (durchgezogene Linie) und einer Verteilung bei Raumtemperatur (gestrichelte Linie).

484 K und $T_{\text{kin},x,f(x)} = 404 \text{ K}$ bestimmen. Diese stimmen mit den kinetischen Temperaturen aus der MSD-Methode gut überein (siehe Kap. 6.1.1).

Ein Vergleich zwischen den Verteilungsfunktionen und einer *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung mit einer Temperatur von $T_R = 290 \text{ K}$ (gestrichelte Linien in Abb. 6.5), die der Temperatur des umgebenden Neutralgases entspricht, zeigt hingegen keine gute Übereinstimmung. Somit deuten die Verteilungsfunktionen durch ihren Verlauf zwar auf einen Gleichgewichtszustand hin, der allerdings nicht dem thermischen Gleichgewicht mit dem Neutralgas entspricht.

Nachdem die einzelnen Methoden vorgestellt wurden, werden nun die Ergebnisse miteinander verglichen. Unter der Annahme der Herstellerangaben für den Partikelradius r_p und der Massendichte ρ_p zeigt sich, dass sowohl bei der MSD-Methode als auch bei den Methoden auf Grundlage der Verteilungsfunktionen kinetische Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur ergeben (siehe Tab. 6.2). Für die vertikale Richtung liegen die ermittelten kinetischen Temperaturen aus der MSD-Methode und aus den Verteilungsfunktionen nahe beieinander, wobei der Wert aus der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion etwas niedriger ist. In der horizontalen Richtung liegen die Werte aus der MSD-Methode und der Ortsverteilungsfunktion ebenfalls in der gleichen Größenordnung, während der aus der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion bestimmte Wert größer ist. Für die kinetischen Temperaturen ergibt sich damit eine Übereinstimmung zwischen den einzelnen Methoden.

Ein Vergleich der vertikalen Eigenfrequenzen aus der MSD-, der VAF- und der FFT-Methode zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (siehe Tab. 6.2). Bei den horizontalen Eigenfrequenzen weicht der aus der MSD-Methode stammende Wert deutlich von den Werten aus der VAF-Methode und der FFT-Methode ab. Daraus folgt, dass die vertikale Eigenfrequenz, unabhängig von der Methode, sehr gut ermittelt werden kann. In der horizontalen Richtung hingegen zeigt sich die Schwäche der MSD-Methode. Für eine zu

Methode	$T_{\text{kin},z}$ (K)	$T_{\text{kin},x}$ (K)	ω_z (s ⁻¹)	ω_x (s ⁻¹)	β_z (s ⁻¹)	β_x (s ⁻¹)
MSD	484,27	417,63	87,82	56,00	19,74	23,87
VAF	-	-	87,55	17,92	21,72	25,03
FFT	-	-	87,79	18,03	25,61	27,41
f(v)	484	461	-	-	-	-
P(x)	484	404	-	-	-	-

Tabelle 6.2: Vergleich der bestimmten vertikalen und horizontalen kinetischen Temperaturen bzw. Eigenfrequenzen aus der MSD-, VAF- und FFT-Methode sowie aus der Geschwindigkeits- und Ortsverteilungsfunktion.

geringe Eigenfrequenz fällt die Oszillation der MSD im diffusiven Bereich zu gering aus, wodurch die von Li *et al.* [8] stammende Modellfunktion keine verlässlichen Werte liefert. Damit ist die VAF-Methode für die Ermittlung der Eigenfrequenzen besser geeignet als die MSD-Methode.

Für den Reibungskoeffizienten zeigt sich ein zu den Eigenfrequenzen analoges Bild (siehe Tab. 6.2). Die Werte in horizontaler und vertikaler Richtung aus der MSD-Methode sind vergleichbar mit denen aus der VAF- und FFT-Methode, wobei die Übereinstimmung in der vertikalen Richtung deutlich besser als in der horizontalen Richtung ist. Bei allen drei Methoden zeigt sich, dass die Bestimmung von β_x schwieriger als von β_z ist.

Da die VAF-Methode deutlich verlässlichere Werte für die Eigenfrequenzen und Reibungskoeffizienten liefert als die übrigen Methoden, stammen die nachfolgenden angegebenen Werte für ω_α und β_α stets aus der VAF-Methode. Der Vergleich zwischen der VAF-Methode und der PRRM zeigt dabei eine vergleichbare Präzision in der Bestimmung der Eigenfrequenzen und Reibungskoeffizienten. Für den Reibungskoeffizient sollte der Wert in der horizontalen und vertikalen Richtung identisch sein. Da sich der vertikale Reibungskoeffizient präziser bestimmen lässt, wird dieser im Rahmen dieser Arbeit für beide Raumrichtungen verwendet.

6.2 Experimentelle Untersuchungen der Entladungscharakteristik

Für eine aussagekräftige Untersuchung der kinetischen Temperatur eines Partikels und insbesondere für dessen Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen ist eine Studie der Entladungscharakteristik notwendig. Diese wird für unterschiedliche HF-Amplituden U_{HF} , Neutralgasdrücke p und vertikalen Entladungsgrößen l studiert.

6.2.1 Variation der HF-Amplitude

Als nächstes wird der Einfluss der in die Entladung eingekoppelten Leistung auf die Eigenschaften eines Partikels untersucht, indem U_{HF} von 60 V_{pp} bis 110 V_{pp} variiert wird, während $U_{\text{M}} = 50$ V und $p = 10$ Pa konstant gehalten werden. Es wird hier Setup A (siehe Kap. 5) verwendet. Diese Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit N. Kohlmann durchgeführt und die Ergebnisse analoger Untersuchungen teilweise in seiner Bachelorarbeit [182] veröffentlicht. In Abb. 6.6 (a) sind die Eigenfrequenzen ω_α für MF-Partikel mit

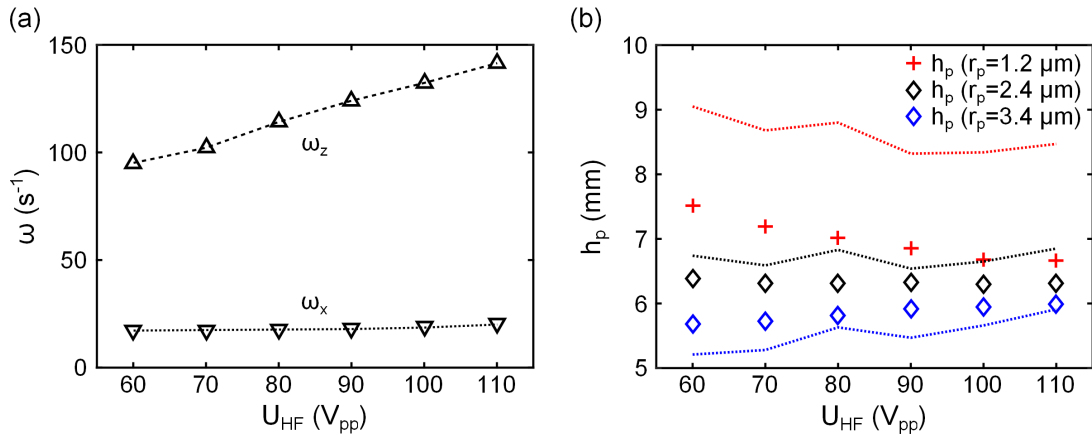


Abbildung 6.6: (a) Beobachtete vertikale und horizontale Eigenfrequenzen eines Partikels mit $r_p = 3,4 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von U_{HF} . (b) Beobachtete Levitationshöhen für ein einzelnes Partikel mit $r_p = 1,2 \mu\text{m}$ (rot), $r_p = 2,4 \mu\text{m}$ (schwarz) und $r_p = 3,4 \mu\text{m}$ (blau) in Abhängigkeit von U_{HF} . Die gepunkteten Linien stellen die aus *Siglo-2D*-Simulationen gewonnenen Levitationspositionen dar.

$r_p = 3,4 \mu\text{m}$ dargestellt. Dabei zeigt sich, dass ω_x im gesamten Bereich deutlich kleiner als ω_z ist und konstant bleibt. ω_z hingegen zeigt einen Anstieg mit zunehmenden U_{HF} .

Aus diesen Beobachtungen von ω_x und ω_z folgt, dass sich bei einer Variation von U_{HF} nur der vertikale Partikeleinschluss ändert und das Fallenpotential für größere eingekoppelte Leistungen stärker wird. In den Simulationen in Kap. 4.2.1 wurde gezeigt, dass für größere HF-Amplituden das Potential der Entladung ansteigt. Dies führt zu einem steileren Potentialanstieg in der Randschicht, der wiederum zu einem steileren Anstieg des elektrischen Feldes führt. Damit wird bei einer Auslenkung des Partikels aus seiner Gleichgewichtsposition die rückstellende Kraft stärker, wodurch die Fallenfrequenz ansteigt. Dieser Anstieg wird im Experiment beobachtet, womit eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Beobachtungen und den Simulationsergebnissen vorliegt.

Abschließend werden die Veränderung der Levitationshöhe von MF-Partikeln mit unterschiedlichen r_p in Abhängigkeit von U_{HF} untersucht. Zusätzlich wird das für die Levitation der Partikel notwendige Kraftgleichgewicht (*Millikan-Bedingung*) mit Hilfe von *Siglo-2D*-Simulationen berechnet und mit den experimentellen Beobachtungen verglichen. In Abb. 6.6 (b) sind die Levitationshöhen dargestellt. In allen drei Fällen wird ein vergleichbares Verhalten zwischen Simulation und Experiment beobachtet: Partikel mit $r_p = 3,4 \mu\text{m}$ weisen einen Anstieg ihrer Levitationshöhe auf, während sich diese für Partikel mit $r_p = 2,4 \mu\text{m}$ nicht merklich ändert. Für kleine Partikel hingegen nimmt die Levitationshöhe sogar ab. Diese Beobachtungen stimmen mit der erwarteten Ausdehnung des Bulk der Entladung für höhere eingekoppelte Leistungen überein, die zu einer Stauchung der Randschicht führen. Dadurch erhöht sich der Gradient des elektrischen Feldes, so dass die Gleichgewichtspositionen von Partikeln mit unterschiedlichen Radien näher zusammenrücken.

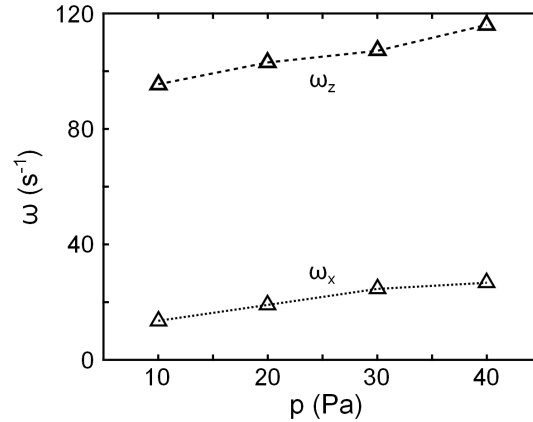


Abbildung 6.7: Beobachtete vertikale und horizontale Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von p .

6.2.2 Druckabhängigkeit

Ein Hauptaugenmerk dieser Dissertation liegt in der Beobachtung des Heizeffektes eines einzelnen Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen, wie in Kap. 3 diskutiert wurde. Dabei zeigte sich, dass dieser Effekt neben der Abhängigkeit vom Partikelradius auch eine starke Abhängigkeit vom Neutralgasdruck p aufweist. Aus diesem Grund werden die Eigenschaften eines Partikels für einen variablen Druck untersucht, wobei zunächst der Bereich von $p = (10 - 40)$ Pa und anschließend ausführlicher von $p = (3 - 10)$ Pa untersucht wird. Diese Untersuchungen wurden ebenfalls in Ref. [51] veröffentlicht.

In der Abb. 6.7 sind die Eigenfrequenzen (ω_x und ω_z) bei unterschiedlichen Drücken aber konstanten $U_{HF} = 70 V_{pp}$ und $U_M = 50 V$ für ein MF-Partikel mit $r_p = 2,4 \mu m$ unter Verwendung von Setup A (siehe Kap. 5) dargestellt. Analog zum vorherigen Abschnitt wird deutlich, dass ω_x kleiner als ω_z . Des Weiteren zeigt sich bei beiden ein Einfluss durch die Druckvariation in Form eines Anstieges bei steigenden Druck.

Die Bewegung eines *brownschen* Partikels wird nach Gl. (3.3) maßgeblich durch den Reibungskoeffizienten beeinflusst, der effektiv zu einer Reduktion der Bewegung führt. Dieser Reibungskoeffizient hängt im hier vorliegenden Fall vom Druck ab [siehe Gl. (2.38)]. Somit sollten zusätzliche schwache Krafteinflüsse, z. B. durch stochastische Ladungsfluktuationen, auf die Bewegung eines Partikels bei niedrigeren Drücken deutlicher in Erscheinung treten. Daher wird der Druckbereich von $p = (3 - 10)$ Pa eingehender studiert. Dabei können für Setup A Partikel nur bis zu einem minimalen Druck von $p = 3$ Pa eingefangen werden. Für Setup B und C liegt reduziert sich der minimale Druck auf $p = 2$ Pa, wodurch ein größerer Druckbereich untersucht werden kann.

Aufgrund der besseren Langzeitstabilität von SiO_2 -Partikeln gegenüber der MF-Partikel (siehe Kap. 7.1.1), werden für die folgenden detaillierteren Studien die SiO_2 -Partikel verwendet. Für ein solches Partikel mit $r_p = 3,69 \mu m$ werden die Eigenfrequenzen und Levitationshöhen bei $U_{HF} = 80 V_{pp}$ und $U_M = 50 V$ in Abhängigkeit vom Druck in zwei Messserien untersucht (dargestellt in Abb. 6.8). Wie zuvor zeigt sich, dass $\omega_{z,A}$ stets deutlich größer als $\omega_{x,A}$ ist. Bei der Kurvencharakteristik ergibt sich allerdings bei beiden ein zweigeteiltes Bild. Für $p > 5$ Pa verläuft $\omega_{z,A}$ nahezu konstant und $\omega_{x,A}$ zeigt nur einen sehr

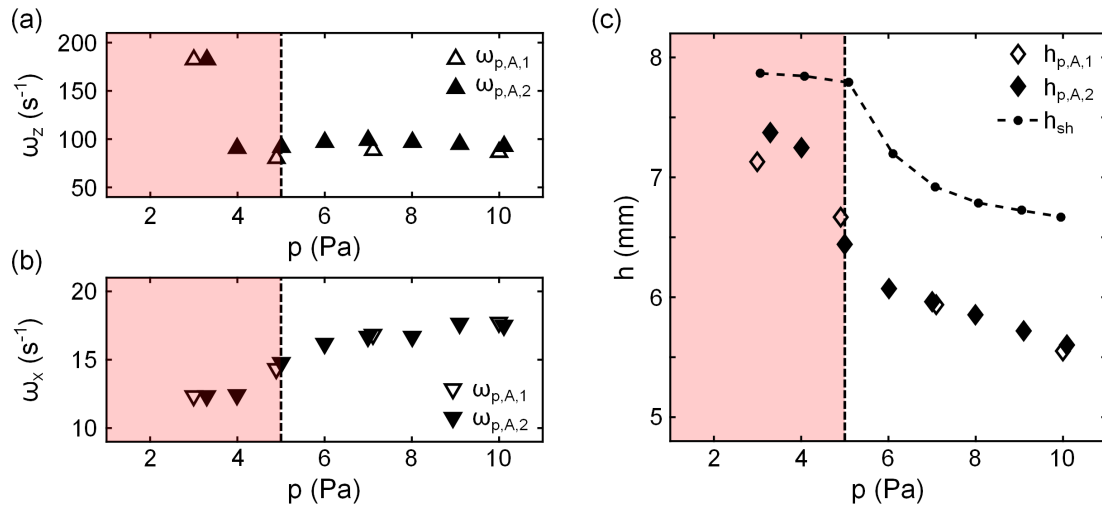


Abbildung 6.8: Beobachtete vertikale (a) und horizontale (b) Eigenfrequenz in Abhängigkeit von p für zwei Messreihen. (c) Zugehörige Levitationshöhen der Partikel, sowie die experimentell bestimmte Schichtkante. Der rot markierte Bereich symbolisiert den Bereich einer gestörten Entladung. (Grafik nach Ref. [51])

schwachen Anstieg mit zunehmenden Druck. Unterhalb von $p = 5$ Pa hingegen steigt $\omega_{z,A}$ sprunghaft um einen Faktor zwei an, während $\omega_{x,A}$ abnimmt. In der Abb. 6.8(c) sind die Levitationshöhen $h_{p,A}$ der Partikel in Abhängigkeit vom Druck dargestellt. Diese zeigen eine Abnahme von $h_{p,A}$ für steigenden Druck. Für eine bessere Einordnung der Levitationshöhe wird der Übergang von der Randschicht in den Bulk der Entladung durch kleine MF-Partikel mit $r_p = 0,8 \mu\text{m}$ markiert, welches eine erprobte Technik ist [159]. Dabei wird auch hier eine Besonderheit offensichtlich: Bei Drücken unterhalb von 5 Pa zeigt sich die Schichtkante auf einer konstanten Höhe von ca. 7,8 mm und erst für $p > 5$ Pa die erwartete Stauchung der Randschicht durch Abnahme der Schichtkante bei steigenden Druck.

Aus den Untersuchungen in Setup A ergeben sich folgende Ergebnisse: Es konnte für $p > 5$ Pa in dem hier verwendeten experimentellen Aufbau die Stauchung der Randschicht durch eine Abnahme der Levitationshöhe der Partikel nachgewiesen werden. Dieses Verhalten wird auch durch die in Kap. 4.2.7 durchgeführten Simulationen bestätigt, die ebenfalls für eine Druckzunahme eine Abnahme der Randschicht prognostizierten. Die Besonderheiten des unerwarteten Anstieges der vertikalen Eigenfrequenz ω_z und der konstanten Schichtausdehnung unterhalb von 5 Pa deuten auf eine signifikante Veränderung in der Entladung hin. Dieses Verhalten konnte in einer wiederholenden Messung reproduziert werden. Dieser experimentelle Befund wird ebenfalls durch die *XPDP-1*-Simulationsergebnisse in Kap. 4.2.7 gestützt, die auf ein gestörtes zentrales Bulk der Entladung hindeuteten, da dort für die zeitgemittelten Dichten die Quasineutralitätsbedingung nicht mehr erfüllt ist. Damit kann in dem Bereich von $p < 5$ Pa nicht ausgeschlossen werden, dass aufgrund der gestörten Entladung weitere bislang nicht identifizierte Mechanismen die Bewegung der beobachteten Partikel beeinflussen können, wodurch die Aussagekraft dieser Messpunkte nicht belastbar erscheint.

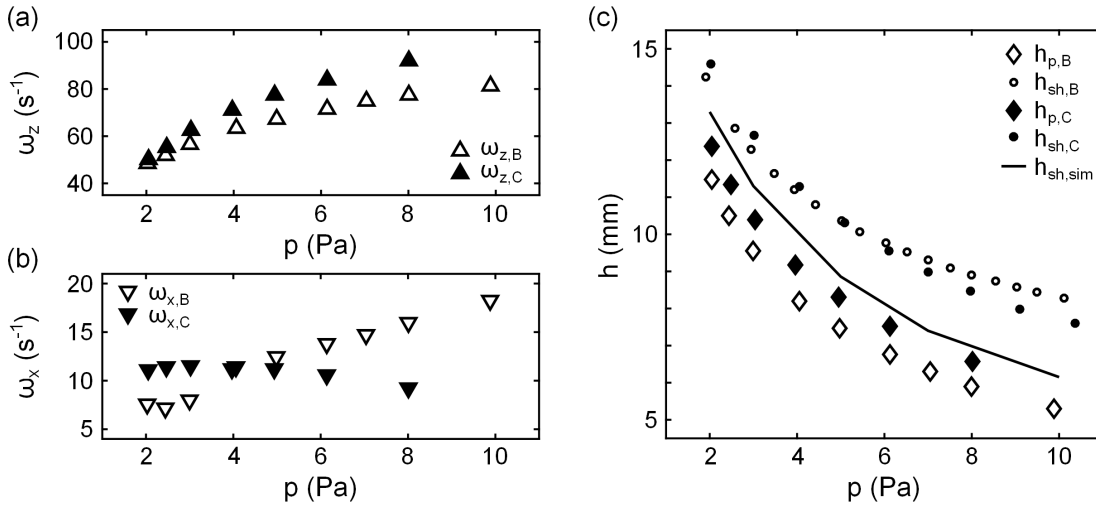


Abbildung 6.9: (a) Beobachtete vertikale und (b) horizontale Eigenfrequenz für Setup B (offene Symbole) bzw. Setup C (gefüllte Symbole) in Abhängigkeit von p . (c) Zugehörige Levitationshöhen der Partikel, sowie die experimentell bestimmten Schichtkanten. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Schichtkante auf Grundlage der Simulationen aus Kap. 4.2.7. (Grafik nach Ref. [51])

6.2.3 Einfluss der Entladungsgröße

Aufgrund der Auffälligkeiten in den Simulationsergebnissen (siehe Kap. 4.2.7) und den experimentellen Beobachtungen im vorherigen Abschnitt wird das Experiment dahingehend modifiziert, dass sich der vertikale Entladungsspalt um den Faktor zwei auf $l = 69 \text{ mm}$ vergrößert (siehe Setup B in Kap. 5.1). Um zusätzlich auch mögliche Störungen durch die Manipulationselektrode, z. B. durch Potential-Relaxationsozillationen [70, 71], werden die Experimente für die Druckabhängigkeit unterhalb von 10 Pa in Setup C, d. h., ohne den Einsatz der Manipulationselektrode, wiederholt.

In Abb. 6.9 sind die Eigenfrequenzen und Levitationshöhen für Experimente in Setup B (offene Symbole) und Setup C (geschlossene Symbole) unter Verwendung der gleichen Entladungsbedingungen und Partikel, wie im vorherigen Abschnitt dargestellt. Da bei Setup C der Partikeleinschluss nicht mit Hilfe der Manipulationselektrode erfolgt, kann dort die Einstellung von U_M vernachlässigt werden. Ein positiver Nebeneffekt der Erweiterung der vertikalen Entladungsgröße ist die Erweiterung des beobachtbaren Druckbereichs auf einen neuen minimalen Druck von $p = 2 \text{ Pa}$. Analog zu den Beobachtungen in Setup A zeigt sich für Setup B und Setup C, dass $\omega_{x,B}$ bzw. $\omega_{x,C}$ deutlich kleiner als $\omega_{z,B}$ bzw. $\omega_{z,C}$ ist. Des Weiteren nimmt bei beiden die vertikale Eigenfrequenz mit steigendem Druck zu. Für die horizontalen Eigenfrequenzen wird hingegen ein unterschiedliches Verhalten beobachtet. Während $\omega_{x,B}$ wie $\omega_{x,A}$ mit zunehmendem Druck leicht ansteigt, weist $\omega_{x,C}$ eher einen leichten Abfall auf.

Die beobachteten Levitationshöhen ($h_{p,B}$ und $h_{p,C}$) und Schichtkanten ($h_{sh,B}$ und $h_{sh,C}$) sind in Abb. 6.9 (c) dargestellt. Es zeigt sich sowohl für die Levitationshöhen als auch für die Schichtkanten eine Zunahme mit sinkendem Druck. Für einen Vergleich mit den aus den Simulationen bestimmten Schichtkanten, definiert über die Bohmgeschwindig-

keit aus Kap. 4.2.7, sind diese als durchgezogene Linie in Abb. 6.9 (c) dargestellt. Wie dort bereits diskutiert wurde, verlagert sich der Punkt bei dem die Ionen die Bohmgeschwindigkeit erreichen bei zunehmenden Druck tiefer in die Raumladungsschicht. Dies führt zu einer zunehmenden Diskrepanz zwischen der tatsächlichen und der über die Bohmgeschwindigkeit ermittelten Schichtkante. Da die im Experiment verwendeten kleinen MF-Partikel zur Markierung der Schichtkante nahe der tatsächlichen Schichtkante levitieren [159], besteht kein Widerspruch zwischen den beiden Definitionen der Schichtkante.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass eine gute Übereinstimmung bei dem beobachteten Verhalten der Eigenfrequenzen, Levitationshöhen und Schichtausdehnung zwischen den drei experimentellen Aufbauten besteht. Die horizontale Eigenfrequenz ist stets kleiner als die zugehörige vertikale Eigenfrequenz. Die Eigenfrequenz eines Partikels in einer harmonischen Falle entspricht dabei der Fallenfrequenz. Für eine harmonische Falle ist die Fallenfrequenz proportional zur Einschlussstärke. Daraus folgt, dass die Einschlussstärke in horizontaler Richtung stets kleiner als in vertikaler Richtung ist.

Bei Drücken unterhalb von $p = 5$ Pa zeigt sich für Setup A durch einen plötzlichen sprunghaften Anstieg der vertikalen Eigenfrequenz $\omega_{z,A}$ und einem Abknicken der Schichtausdehnung ein anderes Verhalten, verglichen mit den Beobachtungen in Setup B und C. Daraus folgt, dass durch die Erweiterung der vertikalen Entladungsgröße, anders als bei Setup A, auch für $p < 5$ Pa eine ungestörte zentrale Entladung vorliegen muss. Dies ist in Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen aus Kap. 4.2.7, bei denen ebenfalls bei $p = 2$ Pa für $l = 65$ mm bzw. $l = 69$ mm ein Bereich, in dem die Quasineutralitätsbedingung erfüllt ist, identifiziert werden konnte. Aus diesem Grund sollten keine negativen Einflüsse auf die Bewegung eines Partikels und damit auf die Beobachtung des Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuationen bei niedrigen Drücken in Setup B und C vorliegen.

Darüber hinaus konnte durch den Vergleich zwischen Setup B und C nachgewiesen werden, dass ein Einfluss durch die Manipulationselektrode bei den hier vorliegenden Betriebsparametern überwiegend vernachlässigt werden kann. Damit können auch mögliche Potential-Relaxationsozillationen [70, 71] durch die Manipulationselektrode ausgeschlossen werden. Einzig das abweichende Verhalten von $\omega_{x,C}$ gegenüber $\omega_{x,B}$ deutet auf einen schwachen Einfluss hin. Dies kann auf die horizontale Dichteabhängigkeit der anodischen Entladung in Setup B für den Partikeleinschluss zurückgeführt werden, welche mit zunehmenden Druck abnimmt. Im Fall des passiven horizontalen Partikeleinschlusses in Setup C scheint die Dichteänderung keinen Einfluss auf den Einschluss des Partikels zu haben.

6.3 Neutralgastemperatur

Im Zusammenhang mit der Beobachtung der *brownschen* Bewegung und der daraus bestimmten kinetischen Temperatur eines Mikropartikels ist die Kenntnis der im Experiment vorherrschenden Temperatur von zentraler Bedeutung. In diversen Experimenten wurden kinetische Partikeltemperaturen im Bereich von mehreren hundert bis einigen tausend Kelvin ermittelt [53–57, 59, 60]. Gleichzeitig wurde mit Hilfe der Emissionsspektroskopie die Neutralgastemperatur in HF-Entladungen nachgewiesen, dass diese leicht oberhalb der Raumtemperatur mit $T_R \approx 290$ K liegt [68, 69]. Dabei zeigte sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen der in die Entladung eingebrachten Leistung und der gemessenen Neutralgastemperatur, die mit Zunahme der Leistung anstieg. Im Vergleich zu diesen Un-

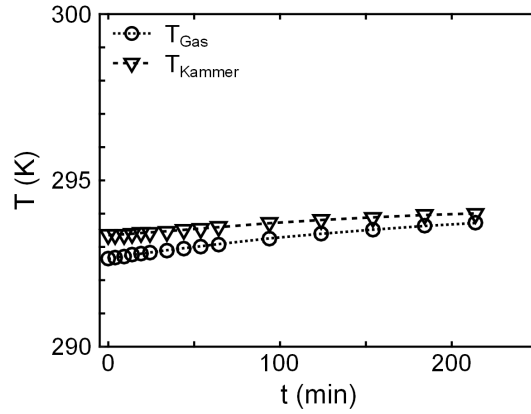


Abbildung 6.10: Zeitliche Entwicklung der Kammertemperatur (rot) und Neutralgastemperatur (blau).

tersuchungen werden im Rahmen dieser Dissertation deutlich geringere Leistungen für den Betrieb der Entladung verwendet, wodurch hier die Annahme, dass die Neutralgastemperatur der Raumtemperatur entspricht, gerechtfertigt ist.

Um diese Annahme zu untermauern, wird die Temperatur des Neutralgases durch einen Temperatursensor am geerdeten Schild der unteren Elektrode (siehe Kap. 5.1) gemessen. Zum Vergleich wird ebenfalls die Kammertemperatur mit einem weiteren Temperatursensor aufgezeichnet um eine mögliche Erwärmung der Kammer im laufenden Betrieb aufzuzeigen. In der Abb. 6.10 sind die Ergebnisse der beiden Sensoren für eine Entladung mit $U_{HF} = 80 V_{pp}$, $U_M = 0 V$ und $p = 10 Pa$ dargestellt. Über einen Zeitraum von ca. dreieinhalb Stunden zeigte sich nur ein sehr moderater Anstieg der Kammertemperatur von 293,35 K auf 293,95 K und des Neutralgases von 292,65 K auf 293,75 K. Parallel wurde mit einem dritten Sensor eine Raumtemperatur von $T_R = 293 K$ gemessen. Damit kann in Übereinstimmung mit den Messungen von Swinkels *et al.* [68] hier für die Neutralgastemperatur der Wert der Raumtemperatur angenommen werden.

7 | Kinetische Temperaturen

Im vorherigen Kapitel wurde der Einfluss von unterschiedlichen Entladungsbedingungen und unterschiedlichen experimentellen Aufbauten auf die Partikeleigenschaften wie Eigenfrequenz, Reibungskoeffizient und Levitationshöhe untersucht. Dabei konnte mit Setup C ein experimenteller Aufbau identifiziert werden, der frei von störenden Einflüssen ist, wie z. B. durch ein gestörtes zentrales Bulk der Entladung bei niedrigen Drücken oder durch mögliche Feldfluktuationen aufgrund der Verwendung der Manipulationselektrode für den Partikeleinschluss. Dies schafft die Grundlage für die Beobachtungen des schwachen Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuationen und der damit verbundenen Erhöhung der kinetischen Partikeltemperatur.

In diesem Kapitel wird zunächst die Methode zur Bestimmung einer verlässlichen kinetischen Temperatur vorgestellt, die in Ref. [51] und Ref. [52] veröffentlicht wurde. Anschließend werden die beobachteten kinetischen Temperaturen für diverse Entladungsbedingungen vorgestellt. Ein Schwerpunkt bildet dabei der Vergleich zwischen den experimentellen Befunden und Vorhersagen aus dem Modell für die Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen (siehe Kap. 3).

7.1 Bestimmung der kinetischen Temperatur

Die Bestimmung der kinetischen Temperaturen $T_{\text{kin},\alpha}$ für die horizontale ($\alpha = x$) und vertikale Richtung ($\alpha = z$) erfolgt im Rahmen dieser Arbeit über die Partikelgeschwindigkeiten v_α . Die Geschwindigkeiten werden aus der Verschiebung der Partikelposition $\Delta\alpha$ zwischen den einzelnen Bildern dividiert durch die verwendete Bildrate τ berechnet. Durch Gleichsetzen der kinetischen Energie $E_{\text{kin},\alpha} = \frac{1}{2}m_p\langle v_\alpha^2 \rangle$ mit dem Äquipartitionstheorem $E_\alpha = \frac{1}{2}k_B T_{\text{kin},\alpha}$ können die kinetischen Temperaturen $T_{\text{kin},\alpha}$ schließlich über

$$T_{\text{kin},\alpha} = \frac{m_p}{k_B} \langle v_\alpha^2 \rangle \quad (7.1)$$

ermittelt werden.

Für eine möglichst exakte Bestimmung von $T_{\text{kin},\alpha}$, müssen daher sowohl die Partikelmasse m_p sowie die Partikelgeschwindigkeit $\langle v_\alpha^2 \rangle$ mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Die verwendete Vorgehensweise wird im Folgenden vorgestellt.

7.1.1 Massenbestimmung

Für ein Partikel, bestehend aus einem homogenen Material, kann dessen Masse m_p bei Kenntnis der Massendichte ρ_p und des Radius r_p über $m_p = \frac{4}{3}\pi\rho_p r_p^3$ berechnet werden.

Die Werte für ρ_p und r_p werden vom Hersteller mit Toleranzen angegeben (siehe 5.2). Allerdings wurde in diversen Experimenten eine zeitliche Veränderung der Partikelmasse in einer HF-Entladung beobachtet [45, 47, 198]. Dabei wird der Massenverlust bei Cartensen *et al.* [45] auf eine Änderung von ρ_p durch das Ausgasen von Wasser und eine Abnahme von r_p durch Ätzprozesse zurückgeführt. Das Ausgasen von Wasser geschieht dabei in den ersten Minuten, wenn das Partikel in die Entladung eingebracht wird. Die langfristige Massenabnahme wird dem Ätzprozess zugesprochen. In einer ausgedehnten Staubwolke haben Killer *et al.* [198] die zeitliche Änderung von r_p nachweisen können und dies ebenfalls einem Ätzprozess zugeschrieben. Der Effekt des Massenverlustes durch Ätzprozesse und deren Auswirkungen wurden auch von Jung *et al.* [47] untersucht. Durch die beobachtete zeitliche Veränderung der der Partikelmasse in einer HF-Entladung eignen sich die Herstellerangaben des Partikelradius und der Massendichte nicht für die Ermittlung der kinetischen Temperaturen eines Mikropartikels. Aus diesem Grund ist eine individualisierte Massenbestimmung im laufenden Betrieb notwendig.

Zunächst wird das Verfahren zur Bestimmung des Partikelradius r_p vorgestellt. Anschließend wird der Einfluss eines möglichen Ausgasens von Wasser durch Ausbacken der Partikel auf r_p und ρ_p für die beiden verwendeten Partikelmaterialien (MF bzw. SiO₂) studiert, bevor abschließend die Langzeitentwicklung der Partikelmasse untersucht wird.

Bestimmung des Partikelradius Unter Vorgabe einer sphärischen Form eines Partikels kann dessen Reibungskoeffizient β nach Epstein [124] über Gl. (2.38) bestimmt werden. Durch Auflösen nach

$$r_p = \frac{8\delta p}{\pi\beta\rho_p v_{th,n}} \quad (7.2)$$

lässt sich daraus der Partikelradius direkt aus den Messdaten für bekannte Werte von p und $v_{th,n}$ ermitteln. Der Reibungskoeffizient β wird mit Hilfe der VAF (siehe Kap. 6.1.2) berechnet, da dieses Verfahren in der vertikalen Richtung zu den belastbarsten Werten führt. Als Massendichte ρ_p für die SiO₂-Partikel wird die Herstellerangabe (siehe Kap. 5.2) genutzt, während für die MF-Partikel eine reduzierte Massendichte von $\rho_p = 1440 \text{ kg m}^{-3}$ angenommen wird. Die Gründe für diese Annahme werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

Mit dieser Methode zur Bestimmung von r_p kann die Partikelmasse individuell für jedes einzelne beobachtete Partikel berechnet werden und ermöglicht damit eine genauere Bestimmung der kinetischen Partikeltemperatur nach Gl. (7.1) als mit den Herstellerangaben.

Ausgasen von Wasser Die hier verwendeten MF- bzw. SiO₂-Partikel werden in einem Substrat, bestehend aus dem Partikelmaterial und einem Lösungsmittel, durch Schichtwachstum hergestellt [181]. Durch die zeitliche Steuerung des Schichtwachstums können sphärische, monodisperse Partikel erzeugt werden. Standardmäßig werden diese in wässriger Dispersion geliefert, sind aber nach einem zusätzlichen Trocknungsprozess auch als Pulver erhältlich. Durch die Herstellung und Beschaffenheit der MF-Partikel, die aus einzelnen Kohlenstoffketten bestehen, können dabei Lösungsmittelrückstände im Partikel eingelagert sein. Zusätzlich kann es bei beiden Partikelmaterialien durch deren hydrophilen Eigenschaften zur Anlagerung von Wassermolekülen auf der Partikeloberfläche kommen,

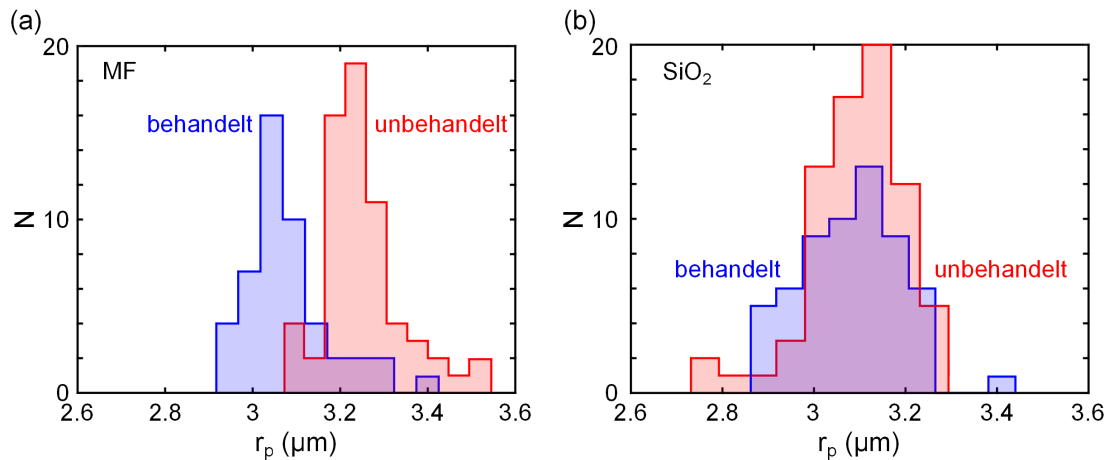


Abbildung 7.1: (a) Histogramm der beobachteten Partikelradien r_p , bestehend aus MF, vor und nach der Behandlung durch Ausbacken bei $130\text{ }^\circ\text{C}$ über zwei Stunden. (b) Analoge Untersuchung für SiO_2 vor und nach der Behandlung durch Ausbacken bei $230\text{ }^\circ\text{C}$ über zwei Stunden.

wenn diese der Raumluft ausgesetzt sind. Werden die Partikel anschließend in eine HF-Entladung eingebracht, so werden diese Rückstände in die Entladung abgegeben. Dies wurde von Cartensen *et al.* [45] als Ausgasprozess von Wasser bezeichnet. Dieser Prozess des Ausgasens von Wasserrückständen wird im Folgenden durch einen erneuten Trocknungsprozess der Partikel untersucht.

Als Erstes werden die Partikel ohne weitere Vorbehandlung durch Lichtmikroskopaufnahmen bezüglich ihrer Größe und deren Verteilung untersucht. Für die MF-Partikel ergibt sich eine mittlere Partikelgröße von $r_p = (3,22 \pm 0,09)\ \mu\text{m}$, die unterhalb der Herstellerangaben $r_p = (3,42 \pm 0,04)\ \mu\text{m}$ liegt. Auch die SiO_2 -Partikel mit $r_p = (3,07 \pm 0,11)\ \mu\text{m}$ liegen leicht unterhalb der Herstellerangabe von $r_p = (3,14 \pm 0,12)\ \mu\text{m}$. Die beiden gemessenen Größenverteilungen sind in Abb. 7.1 durch die blauen Kurven dargestellt.

Anschließend wurden die Partikel durch das Ausbacken in einem Ofen erneut getrocknet um mögliche Wasserrückstände zu entfernen. Dabei wurden die MF-Partikel über zwei Stunden bei ca. $130\text{ }^\circ\text{C}$ und die SiO_2 -Partikel bei ca. $230\text{ }^\circ\text{C}$ behandelt. Dieser Temperaturunterschied ergibt aus der für MF deutlich niedrigeren Temperaturstabilität des Materials gegenüber SiO_2 . Die aus Mikroskopaufnahmen ausgewerteten resultierenden Größenverteilungen nach der Behandlung sind in Abb. 7.1 durch die roten Kurven dargestellt. Dabei zeigt sich bei MF nun eine mittlere Partikelgröße von $r_p = (3,06 \pm 0,10)\ \mu\text{m}$, die damit um $\delta r_p = -0,16\ \mu\text{m}$ im Vergleich zum unbehandelten Fall abgenommen hat. Bei SiO_2 hingegen wird eine mittlere Partikelgröße von $r_p = (3,05 \pm 0,11)\ \mu\text{m}$ beobachtet, die mit $\delta r_p = -0,02\ \mu\text{m}$ nur unwesentlich vom unbehandelten Fall abweicht.

Damit wird offensichtlich, dass der Verlust von Wasser durch Trocknen der Partikel bei MF nicht nur zu einer Änderung der Massendichte, wie bei Carstensen *et al.* [45] vermutet, führt, sondern auch zu einer Reduktion von r_p . Da die Partikel hier keiner HF-Entladung ausgesetzt waren, kann ein Ätzprozess und eine damit verbundene Abnahme von r_p nach dem Vorbild von Killer *et al.* [198] ausgeschlossen werden. Eine mögliche Veränderung der sphärischen Oberflächenbeschaffenheit ist wegen des begrenzten Auflösungsvermögens des

verwendeten Lichtmikroskopes nicht beobachtbar. Da bei SiO_2 nur eine vernachlässigbare Abnahme von r_p beobachtet wird, kann ein eventueller Massenverlust nur durch eine Änderung der Massendichte ρ_p erfolgen.

Einfluss der HF-Entladung Im nächsten Schritt wird überprüft, ob die hier verwendeten Partikel aus MF bzw. SiO_2 ebenfalls durch einen Ätzprozess in einer HF-Entladung einen Massenverlust aufweisen [47, 198]. Dafür wird ein einzelnes Partikel in die Entladung eingebracht und dessen Eigenschaften über einen längeren Zeitraum beobachtet. Eine Änderung der Masse führt in erster Linie zu einer vertikalen Verschiebung der Gleichgewichtsposition des Partikels in der Randschicht (siehe Kap. 2.5.6). Daher beschränkt sich die Untersuchung der Partikel im Folgenden nur auf die vertikale Richtung.

In Abb. 7.2 sind in (a) die zeitliche Entwicklung der Eigenfrequenzen nach der VAF-Methode für ein MF- bzw. ein SiO_2 -Partikel bei konstanten Entladungsbedingungen dargestellt. Für MF zeigt ω_z einen linearen Anstieg mit zunehmenden t , während SiO_2 keine zeitliche Abhängigkeit aufweist. Unter der Annahme eines parabolischen Einschlusses des Partikels in der Randschicht ergibt sich eine rückstellende Kraft mit $F_{r,\alpha} = -m_p \omega_\alpha^2 \xi_\alpha$, wobei ξ_α für die Auslenkung steht. Die Eigenfrequenz ω_α ist durch $\omega_\alpha^2 \propto q_p/m_p$ gegeben [45]. Da für die Partikelmasse $m_p \propto \rho_p r_p^3$ und für $q_p \propto r_p$ gilt, ergibt sich für die Eigenfrequenz ω_α eine Abhängigkeit von $\omega_\alpha \propto 1/(\rho_p r_p^2)^{1/2}$. Um die beobachtete Zunahme der Eigenfrequenz nachvollziehen zu können, muss sich daher die Massendichte ρ_p und/oder der Partikelradius r_p reduzieren. Daraus folgt in jedem Fall eine Massenabnahme des Partikels.

Auch das beobachtete Geschwindigkeitsquadrat $\langle v_z^2 \rangle$ ändert sich nur für das MF-Partikel [siehe Abb. 7.2(b)]. Wird berücksichtigt, dass sich die Neutralgastemperatur bei den hier verwendeten niedrigen eingekoppelten Leistungen nicht ändert und auch eine Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen nicht langfristig zu einer Temperaturannahme führt, kann die Geschwindigkeitszunahme nur durch eine Reduktion der Partikelmasse hervorgerufen werden. Denn unter der Annahme einer konstanten kinetischen Partikeltemperatur muss nach Gl. (7.1) für größere $\langle v_z^2 \rangle$ die Masse entsprechend sinken.

Bei dem SiO_2 -Partikel zeigt sich hingegen keine zeitliche Abhängigkeit in den beobachteten Größen und somit keine Veränderung in der Partikelmasse bei dem hier verwendeten experimentellen Aufbau und Entladungsparametern. Dies deckt sich mit dem Ergebnis aus dem vorherigen Abschnitt, bei dem ebenfalls nur bei MF eine Änderung von r_p durch Trocknung der Partikel beobachtet wurde. Die zuvor diskutierte mögliche Abnahme der Massendichte bei SiO_2 kann hier ebenfalls ausgeschlossen werden.

Zusammenfassend mit den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt zeigt sich, dass MF-Partikel für die detaillierte Untersuchung der kinetischen Temperaturen aufgrund ihrer Masseninstabilität für längere Messungen in einer HF-Entladung nicht so geeignet sind wie SiO_2 -Partikel. In kurze Messungen können MF-Partikel aber verwendet werden, wenn für die Auswertung die ermittelte Masse und nicht die Herstellerangabe verwendet wird. Auf Grundlage von Ref. [45] wird für die ausgebackenen Partikel durch Ausgasen von Wasser eine reduzierte Massendichte von $\rho_p = 1440 \text{ kg m}^{-3}$ verwendet, gegenüber der vom Hersteller angegebenen Massendichte von $\rho_p = 1510 \text{ kg m}^{-3}$ [181]. Für die Untersuchung der kinetischen Partikeltemperaturen eignen sich daher die in ihrer Masse zeitlich stabilen SiO_2 -Partikel besser. Damit kann ein möglicher Einfluss durch eine Massenänderung auf den Heizprozess durch stochastische Ladungsfluktuationen ausgeschlossen werden. Eine

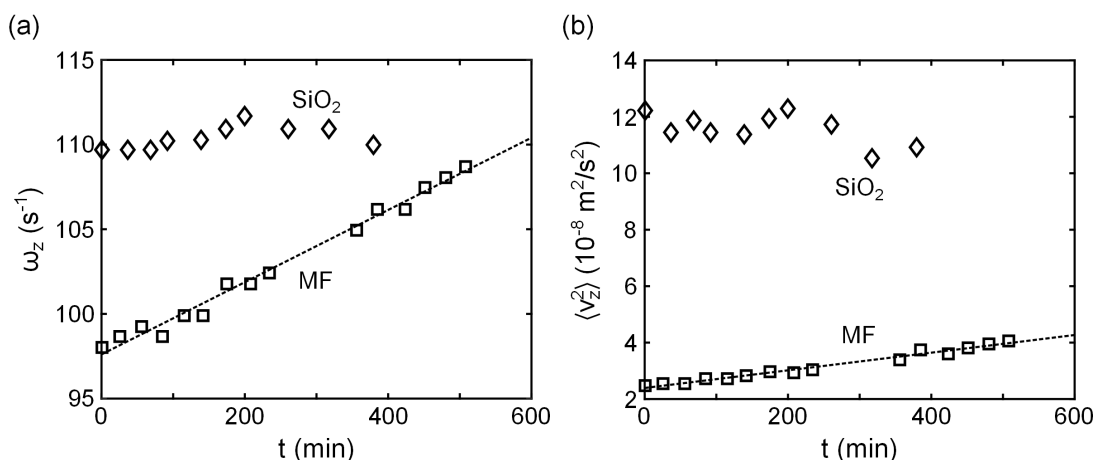


Abbildung 7.2: (a) Beobachtete vertikale Eigenfrequenzen eines MF-Partikels mit $r_p = 3,42 \mu\text{m}$ bzw. eines SiO_2 -Partikels mit $r_p = 2,50 \mu\text{m}$ in einer HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}_{\text{pp}}$, $U_M = 50 \text{ V}$ und $p = 10 \text{ Pa}$ in Abhängigkeit von t . (b) Zugehörige quadrierte vertikale Geschwindigkeiten $\langle v_z^2 \rangle$.

mögliche Massenänderung während der Messung kann durch Überwachung des Reibungskoeffizienten überwacht werden. Ob der Massenverlust der Partikel durch ein Ausgasen von Wasser, d. h. einer Änderung der Massendichte ρ_p , oder auf einen Ätzprozess, der zu einer Reduktion des Partikelradius r_p führt [198], hervorgerufen wird, kann hier nicht abschließend geklärt werden. Das liegt daran, dass alle hier beobachteten Größen jeweils von einer Kombination aus ρ_p und r_p abhängen.

7.1.2 Geschwindigkeitsbestimmung

Nach der Methode zur Bestimmung einer aussagekräftigen Partikelmasse wird nun das Verfahren zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit v_α vorgestellt. Dabei ist die mittlere Geschwindigkeit definiert über $v_\alpha = \Delta s / \Delta t$, wobei Δs die in der Zeitspanne Δt zurückgelegte Strecke ist. Nur im Grenzfall für $\Delta t \rightarrow 0$ strebt die ermittelte Geschwindigkeit gegen die tatsächlichen Momentangeschwindigkeit. Daraus folgt, dass für eine zunehmende Zeitspanne Δt die Diskrepanz zwischen der berechneten Geschwindigkeit und der tatsächliche Momentangeschwindigkeit zunimmt. Übertragen auf eine fiktive Partikeltrajektorie heißt das, dass diese nur mit einer ausreichend hohen Bildrate originalgetreu rekonstruiert werden kann. In Abb. 7.3 ist dies für eine zu niedrige und eine ausreichend hohe Bildrate skizziert. Aus diesem Grund kam Einstein zu der Überzeugung, dass es nicht möglich sei, die Momentangeschwindigkeit der *brownsche* Bewegung experimentell zu messen [199, 200]. Durch die Verwendung von Hochgeschwindigkeitskameras konnte dies jedoch in Experimenten zur Beobachtung der *brownschen* Bewegung einzelner Partikel in einer optischen Falle [8–10] widerlegt werden.

Um eine ausreichend hohe Bildrate zu erhalten, wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls mit einer Hochgeschwindigkeitskamera gearbeitet. Dabei wird zunächst überprüft, ob die Bildrate für eine Ermittlung der Momentangeschwindigkeit der *brownschen* Bewegung eines Partikels in der HF-Randschicht ausreicht. Durch die hohe zeitliche Auflösung wird

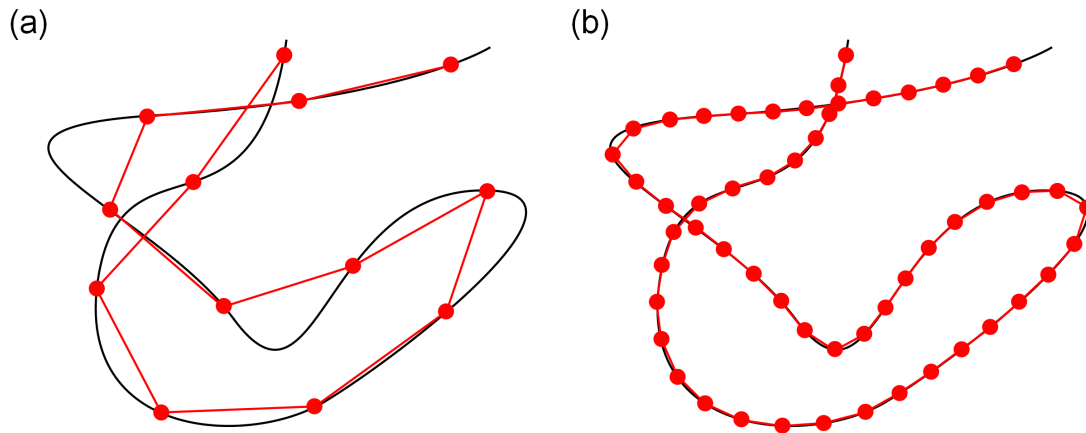


Abbildung 7.3: Fiktive 2D Trajektorie der *brownischen* Bewegung eines Partikels. Der schwarze Kurvenverlauf symbolisiert die tatsächliche Trajektorie des Partikels. Aus den gemessenen Partikelpositionen (rote Kreise) kann die gemessene Trajektorie (roter Kurvenverlauf) rekonstruiert werden. Die Bildrate in (a) ist um einen Faktor fünf größer als in (b). (Grafik nach Ref. [9])

auch eine erhöhte Anforderung an die Ortsauflösung gestellt. Dabei werden mögliche Fehlerquellen, die zu einer Verfälschung der bestimmten Geschwindigkeiten führen können, diskutiert.

Zeit- und Ortsauflösung Zur Ermittlung einer ausreichend hohen Bildrate für eine glaubwürdige Geschwindigkeitsbestimmung wird die *brownische* Bewegung eines MF-Partikels mit $r_p = 3,42 \mu\text{m}$ mit einer Bildrate von $f_s = 4000 \text{ fps}$ ($\tau = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$) aufgezeichnet und mit Hilfe der MSD-Methode aus Kap. 6.1.1 analysiert. Das Ergebnis ist zusammen mit einem Ausschnitt der gemessenen Trajektorie in Abb. 7.4 (a) dargestellt. Dabei wird der charakteristische Verlauf der MSD für ein Partikel, welches sich in einer harmonischen Potentialfalle bewegt, ersichtlich, der sich in einen ballistischen Bereich ($\tau < 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$) und einen diffusiven Bereich ($\tau > 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$) untergliedert. Die durchgezogene rote Linie repräsentiert den an die Messdaten angepassten Verlauf der nach Li *et al.* [8] aufgestellten Modellfunktion [siehe Gl. (3.13)], basierend auf der Theorie von Wang *et al.* [6]. Wie in Kap. 6.1.1 bereits beobachtet, zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen der Modellfunktion und den Messdaten. Wie zuvor diskutiert muss für eine korrekte Bestimmung der Geschwindigkeit im ballistischen Bereich gemessen werden, wodurch sich für den hier vorliegenden Fall eine minimal notwendige Bildrate von ca. $f_s = 143 \text{ fps}$ ($\tau = 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$) ergibt.

Eine weitere Auffälligkeit ist die beobachtete Abweichung zwischen der Modellfunktion und den Messdaten in Abb. 7.4 (a) unterhalb von $\tau < 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Ein solches Phänomen der beobachteten Abweichung bei hohen Bildraten unter Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera wurde bereits von Feng *et al.* [201] untersucht. Dabei wurde die zunehmende Abweichung der Unsicherheit in der Positionsbestimmung σ_r im *subpixel*-Bereich zugeschrieben. Mögliche Ursache für σ_r werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Für eine bessere Studie sind in Abb. 7.4 (b) die mittleren Geschwindigkeitsquadrate $\langle v_z^2 \rangle$ über τ für

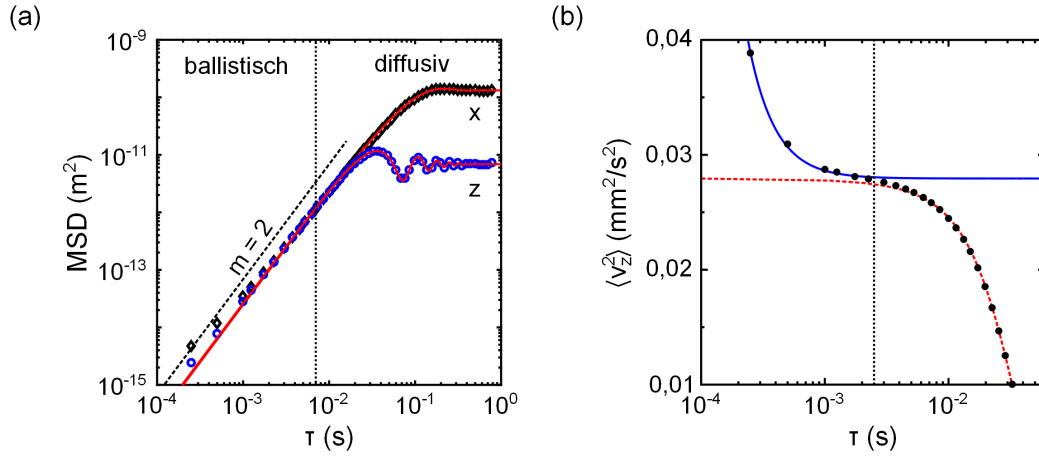


Abbildung 7.4: (a) MSD der horizontalen und vertikalen Bewegung eines Partikels (MF mit $r_p = 3,4 \mu\text{m}$) in einer HF-Entladung mit $U_{\text{HF}} = 70 \text{ V}_{\text{pp}}$ und $p = 10 \text{ Pa}$ bei einer Abtastrate von $f_s = 4000 \text{ fps}$ in Abhängigkeit von τ . Der Übergang vom ballistischen zum diffusiven Bereich ist durch die gepunktete senkrechte Linie bei $\tau = 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ skizziert. (b) Zugehörige Darstellung von $\langle v_z^2 \rangle$ in Abhängigkeit von τ . Die rote Linie repräsentiert die angepasste Modellfunktion nach Gl. (3.13) und die blaue Linie den Geschwindigkeitsanstieg aufgrund des in Gl. (7.3) diskutierten Fehlers in der Positionsbestimmung. Die senkrechte gepunktete Linie zeigt die optimale Abtastrate von $f_s = 400 \text{ fps}$ an. (Grafik (b) nach Ref. [52])

die Messwerte in z -Richtung aus (a) dargestellt. Die Masse der Partikel wird dabei nach dem in Kap. 7.1.1 vorgestellten Verfahren berechnet. Analog zu Ref. [201] zeigt sich ein S-förmiger Kurvenverlauf. Oberhalb des Wendepunkts fällt $\langle v_z^2 \rangle$ dem Modell von Wang *et al.* [6] folgend für zunehmende τ ab. Dies wird in Abb. 7.4 (b) durch die gestrichelte Linie dargestellt, wobei diese auf Gl. (3.13) mit der kinetischen Temperatur $T_{\text{kin},\alpha}$ für $\tau \rightarrow 0$ basiert, die über Gl. (7.1) mit der Partikelgeschwindigkeit $\langle v_{z,t}^2 \rangle$ verbunden ist. Unterhalb des Wendepunkts ($\tau < 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$) zeigt sich der nach Ref. [201] erwartete Anstieg von $\langle v_z^2 \rangle$ mit τ^{-2} . Dieser Anstieg der gemessenen Geschwindigkeit kann durch

$$\langle v_z^2(\tau) \rangle = \langle v_{z,t}^2(\tau) \rangle + \frac{2\sigma_r^2}{N_s \tau^2} \quad (7.3)$$

beschrieben werden und ist in Abb. 7.4 (b) als blaue durchgezogene Linie dargestellt. Dabei ist σ_r der Fehler in der Positionsbestimmung und N_s die Anzahl der einzelnen Geschwindigkeitsmessungen, wobei für die individuellen Fehler der Geschwindigkeiten angenommen wird, dass diese der *Poisson*-Statistik folgen. Durch Anpassen der Gl. (7.3) an die Messdaten unterhalb des Wendepunktes (blaue Linie) kann der Fehler in der Positionsbestimmung zu $\sigma_r = 1,9 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Verglichen mit der in Kap. 5.3 vorgestellten effektiven Pixelgröße von ca. $(6,5 \times 6,5) \mu\text{m}^2$ für die CMOS-Kamera Mikrotron EoSens MC 1362 ergibt sich daraus eine untere Auflösungsgrenze für die Positionsbestimmung eines Partikels von ca. 1/3 Pixel. Somit wird hier eine örtliche Auflösung im Subpixel-Bereich erreicht.

Damit ergibt sich für die Bestimmung einer optimalen Bildrate zur Ermittlung der Geschwindigkeit eines Partikels, neben der aus Abb. 7.4 (a) beobachteten minimalen Bildrate, eine weitere Einschränkung durch den Einfluss des Fehlers in der Positionsbestimmung, der bei zunehmenden Bildraten an Einfluss gewinnt. Anhand der Position des Wende-

punkts des S-förmigen Kurvenverlaufs in Abb. 7.4 (b) kann die optimale Bildrate bestimmt werden, bei der die Störung durch σ_r noch zu vernachlässigen ist und sich die ermittelte Partikelgeschwindigkeit noch im ballistischen Bereich befindet. Da sich die Position des Wendepunkts nur durch eine aufwändige Analyse ermitteln lässt, ist dieses Verfahren für den experimentellen Betrieb nicht praktikabel. Daher wird eine feste Bildrate mit $f_s = 400$ fps ($\tau = 2,5 \cdot 10^{-3}$ s) verwendet, die sich nahe des Wendepunkts befindet und durch die senkrechte Linie in Abb. 7.4 (b) skizziert ist.

Wie aus dem vorherigen Abschnitt hervorgeht, spielt neben der hohen zeitlichen Auflösung die Ortsauflösung mit einem kleinen σ_r für die Beobachtung der *brownschen* Bewegung eines Partikels eine entscheidende Rolle. Durch eine höhere Ortsauflösung sollte sich der Fehler in der Positionsbestimmung σ_r reduzieren und damit eine bessere Übereinstimmung zwischen der gemessenen Partikelgeschwindigkeit und Partikelgeschwindigkeit ohne überlagerte Störungen erzielen lassen. Im Rahmen der Bachelorarbeit von Kohlmann [182] zeigte sich jedoch, dass eine Verdoppelung der Ortsauflösung durch einen Vergleich der beiden in Kap. 5.3 vorgestellten Hochgeschwindigkeitskameras nicht zu unterschiedlich ermittelten kinetischen Temperaturen außerhalb der Messungenauigkeit führte.

Ursachen für σ_r Nachdem der Einfluss von σ_r im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde, sollen nun die möglichen Ursachen für dessen Auftreten vorgestellt werden.

Durch die hohe Ortsauflösung ist die verwendete Diagnostik anfällig für Vibrationen, die z.B. durch externe Quellen hervorgerufen werden können und den Aufbau in Eigenschwingungen versetzen. Um diesen Effekt zu minimieren wurden Experiment und Diagnostik auf einen aktiv gedämpften Tisch montiert. Bei den zeitlich hochaufgelösten Untersuchungen und den damit verbundenen sehr geringen Partikelbewegungen im *subpixel*-Bereich gewinnen diese Vibrationen allerdings wieder an Einfluss.

Neben der reduzierten Partikelbewegung zwischen den einzelnen Bildern bei sehr hohen Bildraten verringert sich auch die Belichtungszeit. Dadurch nimmt die beobachtete Intensität der Partikel auf den einzelnen Bildern deutlich ab, wodurch sich das Abbild des Partikels verkleinert. Unterschreitet das Abbild dabei eine kritische Größe, so kann das sogenannte *pixel-locking* auftreten [184, 186]. Bei diesem Effekt tritt eine Differenz zwischen der rekonstruierten und tatsächlichen Partikelposition auf. Zur Veranschaulichung und um die Auswirkung auf die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten zu untersuchen, wird dieser Effekt simuliert. Dabei wird die Bewegung einer gaußförmigen Intensitätsverteilung mit $\sigma = b$ über ein Schachbrett mit der Gitterbreite d analysiert, indem die tatsächliche Position mit der rekonstruierten Partikelposition verglichen wird (siehe Abb. 7.5). Die rekonstruierte Partikelposition ergibt sich aus der Schwerpunktsanalyse aller Gitterzellen, deren Intensität oberhalb eines zuvor definierten Schwellwertes liegt. d steht dabei für die Größe eines Pixels der verwendeten Kamera. Die Geschwindigkeitsverteilungen werden anschließend aus den rekonstruierten Partikelpositionen ermittelt.

In Abb. 7.6 (a) und (b) sind die Ergebnisse für unterschiedliche Verhältnisse von b/d skizziert. Dabei zeigt sich für eine ausreichend große Intensitätsverteilung eine gute Übereinstimmung zwischen der in blau dargestellten tatsächlichen und der in rot dargestellten rekonstruierten Partikelposition. Wird die Ausdehnung der Intensitätsverteilung reduziert, wird eine deutliche Diskrepanz zwischen der tatsächlichen und der rekonstruierten Position sichtbar. In den aus den rekonstruierten Positionen ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen $f(v)$, dargestellt in Abb. 7.6 (c) bzw. (d), zeigen sich ebenfalls deutliche Unterschiede.

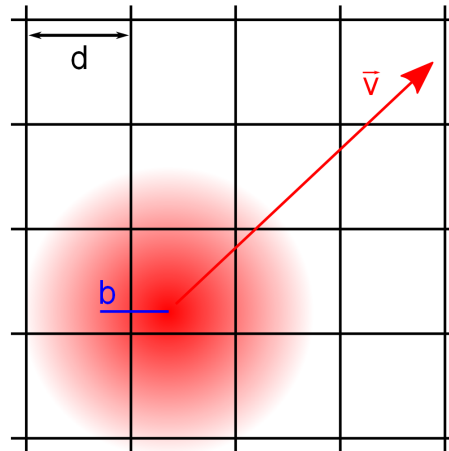


Abbildung 7.5: Bewegung einer gaußförmigen Intensitätsverteilung (roter Kreis) über ein Schachbrettmuster mit der Gitterbreite d . Die Ausdehnung der Intensitätsverteilung wird mit $\sigma = b$ angegeben.

Während im ersten Fall $f(v)$ sehr gut durch eine *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung (schwarze gestrichelte Linie) beschrieben werden kann, zeigt sich im zweiten Fall die Ausbildung einer überlagerten Feinstruktur.

Ein Vergleich der simulierten Geschwindigkeitsverteilungen mit der Geschwindigkeitsverteilung aus der Beobachtung der *brownschen* Bewegung eines Mikropartikels bei $f_s = 4000$ fps in Abb. 7.6 zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer *Maxwellschen* Geschwindigkeitsverteilung. Nur im zentralen Bereich von $f(v)$ wird die Ausbildung einer Feinstruktur beobachtet, die der in Abb. 7.6 (d) vorgestellten Verteilung ähnelt. Für die Geschwindigkeitsverteilungen bei $f_s = 400$ fps wird eine solche Abweichung von einer *Maxwellschen* Geschwindigkeitsverteilung hingegen nicht beobachtet (siehe Kap. 6.1.5). Somit kann *pixel-locking* zumindest für Untersuchungen mit sehr hohen Bildraten nicht gänzlich als mögliche Ursache für σ_r ausgeschlossen werden.

In diesem Abschnitt konnte gezeigt werden, dass sich vertrauenswürdige Partikelgeschwindigkeiten bei einer Bildrate von $f_s = 400$ fps beobachten lassen. Diese festgesetzte Bildrate zeichnet sich sowohl dadurch aus im ballistischen Bereich zu messen als auch durch die Minimierung des Ortsmessfehlers σ_r . σ_r ist dabei eine Kombination der restlichen Vibrationen des Experimentes bzw. der Diagnostik und dem Einfluss durch *pixel-locking* bei sehr hohen Bildraten. Wenn sichergestellt wird, dass im experimentellen Betrieb bei der üblichen Bildrate von $f_s = 400$ fps ein Partikel mindestens eine Fläche von 4×4 Pixel ausleuchtet, kann ein Einfluss durch *pixel-locking* auf die Datenauswertung vernachlässigt werden und eine Positionsbestimmung im *subpixel*-Bereich wird ermöglicht [184, 186].

7.2 Bestimmte kinetische Temperaturen

Nachdem die Vorgehensweise zur Ermittlung vertrauenswürdiger Partikelgeschwindigkeiten und Massen vorgestellt wurde, können die kinetischen Temperaturen $T_{\text{kin},\alpha}$ nun über Gl. (7.1) berechnet werden. Analog zu den in Kap. 6.2 untersuchten Entladungscharakteri-

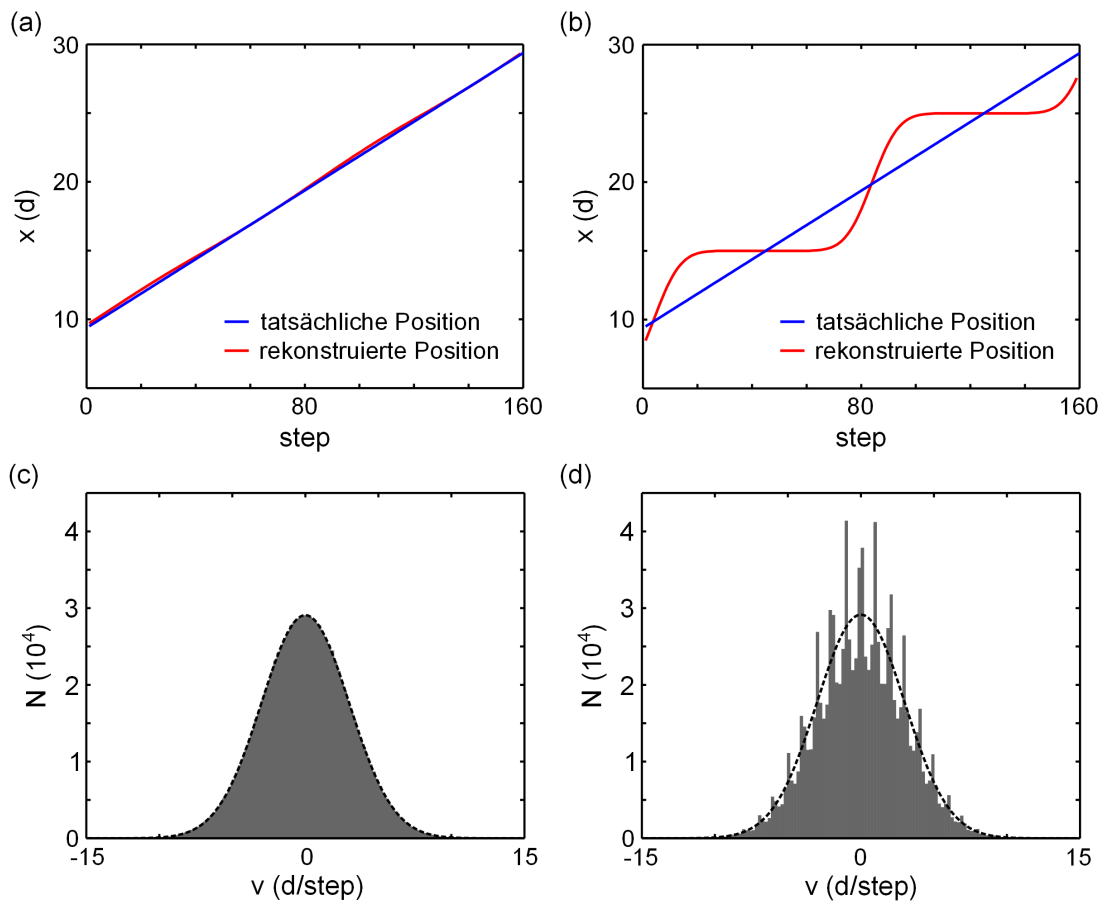


Abbildung 7.6: Tatsächliche (blau) und rekonstruierte (rot) horizontale Position einer gaussförmigen Intensitätsverteilung mit (a) $b/d = 0.4$ und (b) $b/d = 0.2$. Zugehörige Histogramme der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(v)$ für $b/d = 0.4$ in (c) und für $b/d = 0.2$ in (d). Die gestrichelte Linie steht jeweils für eine angepasste Maxwell-Boltzmann-Verteilung an $f(v)$.

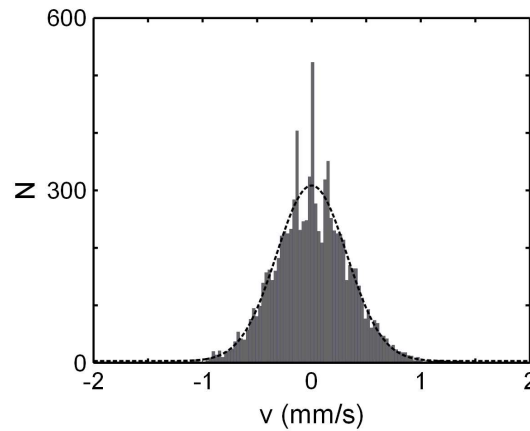


Abbildung 7.7: Gemessene Geschwindigkeitsverteilungsfunktion für ein MF-Partikel mit $r_p = 3.4 \mu\text{m}$, aufgenommen mit einer Bildrate von $f_s = 4000 \text{ fps}$. Die gestrichelte Linie zeigt die an $f(v)$ angepasste Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

stiken werden die ermittelten Temperaturen für unterschiedliche HF-Amplituden, Neutralgasdrücke und vertikale Entladungsgrößen studiert. Ein Hauptaugenmerk liegt dabei auf der experimentellen Identifizierung des in Kap. 3 diskutierten Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuation, der neben der Druckabhängigkeit auch von der Partikelmasse abhängt. Daher werden neben den druckabhängigen Untersuchungen auch Partikel mit unterschiedlicher Masse beobachtet, bevor die Ergebnisse abschließend diskutiert werden. Die Ergebnisse sind in Teilen in Ref. [51] und Ref. [52] veröffentlicht.

7.2.1 Abhängigkeit von der HF-Amplitude

Zunächst wird der Einfluss der in die Entladung eingekoppelten Leistung auf $T_{\text{kin},\alpha}$ untersucht. Dabei werden die kinetischen Temperaturen für die Messdaten der in Kap. 6.2.1 präsentierten Experimente ermittelt und die Ergebnisse in Abb. 7.8 für die vertikale und horizontale Richtung dargestellt. $T_{\text{kin},z}$ liegt leicht oberhalb der Neutralgastemperatur von $T_R \approx 290 \text{ K}$ und zeigt keinen Temperaturanstieg bei Zunahme der HF-Amplitude. Die horizontalen Temperaturen $T_{\text{kin},x}$ fluktuieren um T_R und zeigen ebenfalls keinen Anstieg der kinetischen Temperatur mit zunehmender HF-Amplitude. Gleichzeitig liegen die horizontalen Temperaturen unterhalb der zugehörigen vertikalen Temperaturen. Die starken Schwankungen der ermittelten kinetischen Temperaturen sind dabei auf die Unsicherheit in der Massenbestimmung der hier verwendeten MF-Partikel zurückzuführen. Da hier kein Anstieg der kinetischen Temperatur zu beobachten ist, unterscheidet sich diese Beobachtung von früheren Experimenten [68, 69]. Dies ist allerdings auf die hier verwendeten, deutlich niedrigeren HF-Amplituden zurückzuführen.

In Abb. 7.8 (c) ist der Quotient aus β/p über p dargestellt. Durch den konstanten Verlauf kann eine Änderungen der Partikelmasse während der Messung ausgeschlossen werden, da der Reibungskoeffizient nach Gl. (2.38) vom Partikelradius und von der Massendichte abhängt.

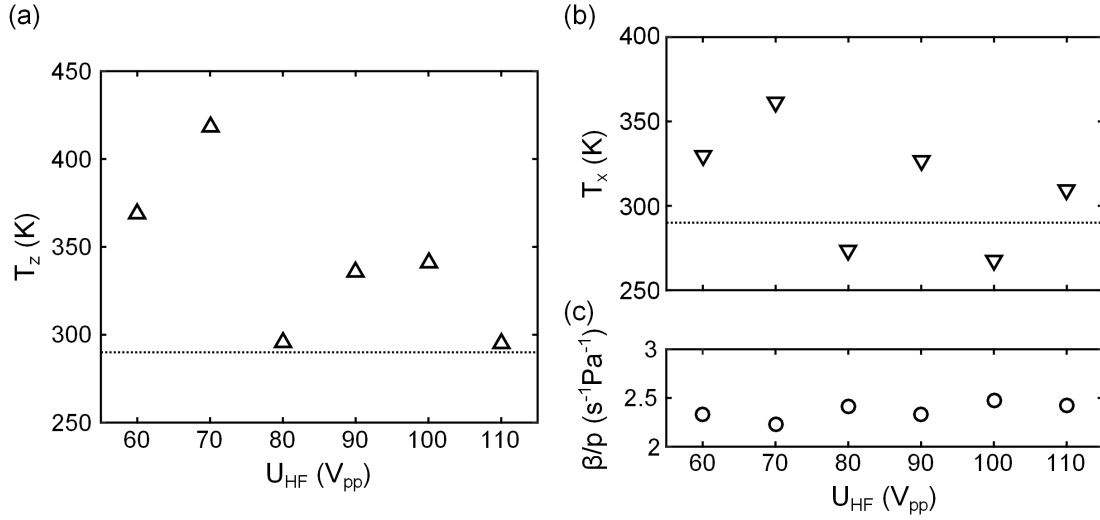


Abbildung 7.8: Kinetische Temperatur in (a) vertikaler und (b) horizontaler Richtung in Abhängigkeit von U_{HF} . Die gepunktete Linie repräsentiert die gemessene Neutralgastemperatur mit $T_R = 290$ K. (c) Zugehörige auf den Druck normierte Reibungskoeffiziente.

7.2.2 Druckvariation

Wie in Kap. 3 diskutiert wurde, zeichnet sich der Heizeffekt durch stochastische Ladungsfluktuationen durch ein druckabhängiges Verhalten aus. Dabei sollte für eine Abnahme von p die kinetische Temperatur in der vertikalen Richtung ansteigen. Analog zur Vorgehensweise in Kap. 6.2 wird zunächst für ein MF-Partikel die Entwicklung der kinetischen Temperaturen im Druckbereich von $p = (10 - 40)$ Pa untersucht, bevor anschließend der Bereich von $p = (3 - 10)$ Pa ausführlicher mit einem SiO_2 -Partikel studiert wird. Die ausführlichen Studien sind in Ref. [51] bereits veröffentlicht worden.

In dem Druckbereich von $p = (10 - 40)$ Pa fluktuieren die kinetischen Temperaturen $T_{kin,z}$ bzw. $T_{kin,x}$ knapp unterhalb der Neutralgastemperatur (siehe Abb. 7.9). Die großen Schwankungen für die bestimmten kinetischen Temperaturen sind auf die hier verwendeten Partikel aus MF zurückzuführen, die wegen ihrer erhöhten Unsicherheit in der Massenbestimmung zu einer höheren Streuung neigen. Die Entladungsparameter stimmen dabei mit denen aus Kap. 6.2.2 überein. Abschließend wird in Abb. 7.9 (c) der Quotient aus β/p über p dargestellt. Durch dessen konstanten Verlauf können Änderungen der Partikelmasse während der Messung ausgeschlossen werden, da der Reibungskoeffizient nach Gl. (2.38) sowohl vom Partikelradius als auch von dessen Massendichte abhängt.

Da es sich bei dem Heizeffekt durch stochastische Ladungsfluktuationen nur um einen schwachen Effekt handelt, sollte dieser erst bei deutlich geringeren Drücken zu beobachten sein, d. h. bei einer geringeren Neutralgasreibung. Ebenfalls werden für diese Messungen SiO_2 -Partikel mit $r_p = 3,69 \mu m$ verwendet, die sich durch einen kleineren Fehler in ihrer Massenbestimmung auszeichnen. Die Entladungsparameter stimmen mit denen aus Kap. 6.2.2 überein. Für den Bereich von $p = (3 - 10)$ Pa sind die kinetischen Temperaturen in Abb. 7.10 (a) und (b) dargestellt. Dabei zeigt sich in der vertikalen Richtung ein Anstieg von $T_{kin,z}$, während $T_{kin,x}$ in horizontaler Richtung nur um die Raumtemperatur (gepunktete Linie) schwankt. In der Messkurve von Messung 1 zeigt sich bei $p = 5$ Pa

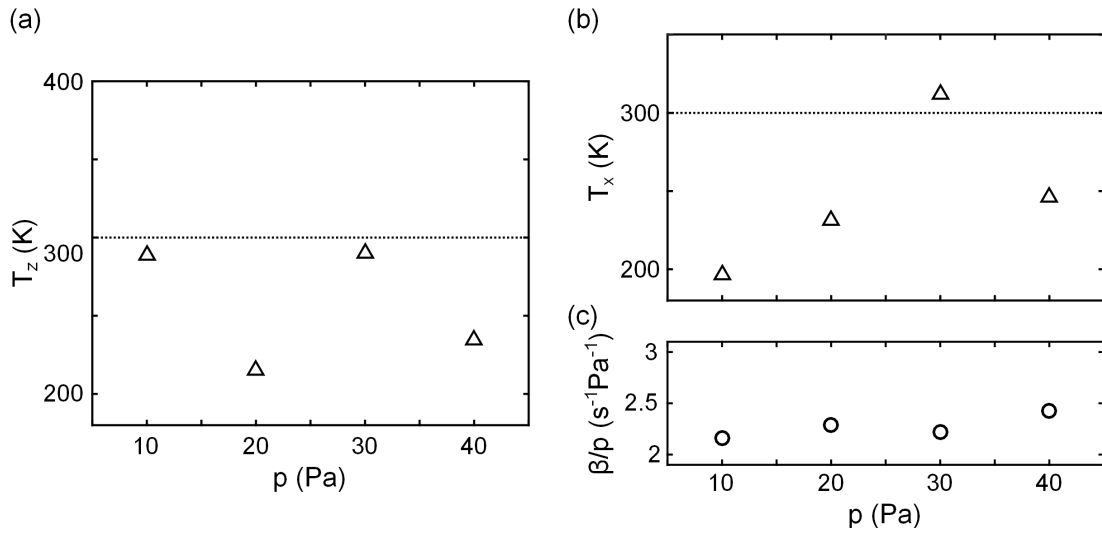


Abbildung 7.9: (a) Beobachtete vertikale und (b) horizontale kinetische Temperatur in Abhängigkeit von p . Die gepunktete Linie repräsentiert die Neutralgastemperatur mit $T_R = 300$ K. (c) Zugehörige auf den Druck normierte Reibungskoeffizienten.

ein sehr geringer Wert für $T_{\text{kin},x}$. Dieser stellt einen nicht erklärbaren Ausreißer dar. In den Absolutwerten liegt $T_{\text{kin},z}$ immer oberhalb der zugehörigen Werte von $T_{\text{kin},x}$. Wie in Abb. 7.9 (c) so ist auch in Abb. 7.10 (c) kein druckabhängiges Verhalten des Quotienten β/p zu beobachten. Wie in Kap. 6.2.2 diskutiert wurde, wird bei $p = 5$ Pa der Übergang von einer gestörten (roter Bereich) hin zu einer ungestörten Entladung beobachtet. Dies liegt an der für niedrige Drücke zu geringen vertikalen Entladungsgröße des verwendeten Setups A zur Ausbildung einer ungestörten Entladung. Daher sind die kinetischen Temperaturen und Quotienten β/p für $p < 5$ Pa nicht als belastbar anzusehen.

Die experimentellen Beobachtungen decken sich dabei mit dem in Kap. 3.3 vorhergesagten Temperaturanstieg bei Reduktion des Druckes, hervorgerufen durch stochastische Ladungsfluktuationen. Ebenfalls konnte die erwartete anisotrope Heizung nur in Richtung des elektrischen Feldes im Experiment beobachtet werden. Dabei tritt dieser schwache Effekt nur bei sehr geringen Drücken auf und ist oberhalb von $p = 10$ Pa nicht mehr nachweisbar, da er dort durch die stärkere Neutralgasreibung unterdrückt wird.

7.2.3 Einfluss der vertikalen Entladungsgröße

Ein Anstieg der kinetischen Temperatur $T_{\text{kin},z}$ konnte in Setup A im vorherigen Abschnitt zwar beobachtet werden, aber ein störender Einfluss durch eine Veränderung der Entladung bei Drücken unterhalb von 5 Pa konnte nicht ausgeschlossen werden. Durch Simulationen in Kap. 4.2.7 und experimentellen Beobachtungen in Kap. 6.2.3 konnte gezeigt werden, dass durch eine vertikale Vergrößerung des Entladungsbereiches eine Veränderung der Entladung ausgeschlossen werden kann. Daher werden die Untersuchungen der kinetischen Temperaturen eines Partikels in Setup B wiederholt. Um ebenfalls einen möglichen Einfluss durch die anodische Entladung, z. B. durch Potential-Relaxationsozillationen [70, 71] auszuschließen, werden analoge Messungen in Setup C mit einem passiven Partikeleinschluss durchgeführt.

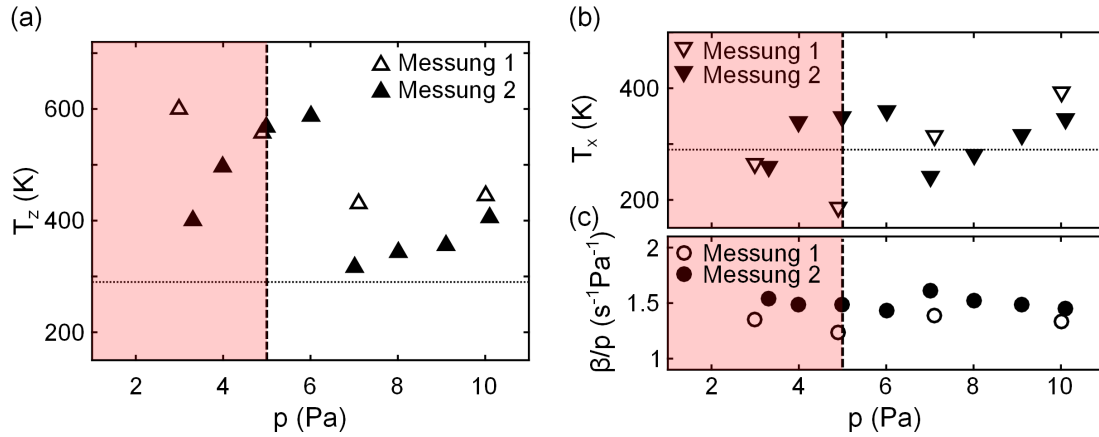


Abbildung 7.10: (a) Beobachtete (a) vertikale und (b) horizontale kinetische Temperatur in Abhängigkeit von p für zwei Messreihen. Die gemessene Neutralgastemperatur ist durch die gepunktet Linie dargestellt, während durch den roten Bereich die in Kap. 6.2.2 diskutierte gestörte Entladung markiert wird. (c) Zugehörige normierte Reibungskoeffizienten. (Grafik nach [51])

In der Abb. 7.11 (a) bzw. (b) sind die vertikalen bzw. horizontalen kinetischen Temperaturen eines SiO_2 -Partikels mit $r_p = 3,69 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit vom Druck für Setup B (offene Symbole) und für Setup C (geschlossene Symbole) dargestellt. Ausgehend von beobachteten kinetischen Temperaturen im Bereich der Raumtemperatur bei $T_R = 290 \text{ K}$ für $p > 6 \text{ Pa}$ steigen in vertikaler Richtung $T_{z,B}$ und $T_{z,C}$ für abnehmenden Druck deutlich an. Die horizontalen Temperaturen $T_{x,B}$ und $T_{x,C}$ liegen analog zu den Beobachtungen in Setup A stets unterhalb der zugehörigen Temperaturen in vertikaler Richtung. Während $T_{x,B}$ ebenfalls einen unerwarteten Temperaturanstieg bei einer Reduktion von p analog zu $T_{z,B}$ aufweist, liegt $T_{x,C}$ bei Raumtemperatur.

Die beobachteten Entwicklungen der kinetischen Temperatur $T_{z,B}$ und $T_{z,C}$ in Abhängigkeit von p bestätigen die Vorhersage aus dem Modell für die Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen aus Kap. 3. Auch die Diskrepanz zwischen $T_{z,B}$ und $T_{x,B}$ bzw. $T_{z,C}$ und $T_{x,C}$ deuten auf die erwartete anisotrope Heizung dieses Effektes hin. Allerdings deutet der unerwartete Anstieg von $T_{x,B}$ auf einen weiteren Heizmechanismus in Setup B hin. Da dieser in Setup C nicht zu beobachten ist, wird eine durch die anodische Entladung hervorgerufene elektrische Feldfluktuation vermutet. Eine solche Feldfluktuation würde nicht nur die kinetische Temperatur in horizontaler, sondern auch in vertikaler Richtung beeinflussen. Die beobachtete Diskrepanz zwischen $T_{z,B}$ und $T_{z,C}$ in Abb. 7.11(a) unterstützt diese Vermutung. Daher wird ein isotroper zusätzlicher Heizmechanismus durch Feldfluktuationen vermutet, der dem Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen überlagert ist.

Durch den konstanten Verlauf des Quotienten β/p in Setup B und C kann ebenfalls eine unerwartete Änderung der Partikelmasse bei niedrigen Drücken ausgeschlossen werden, da sich auch dann der Quotient β/p wegen der Massenabhängigkeit von β verändern müsste.

Um den Temperaturanstieg des unidentifizierten zusätzlichen isotropen Heizmechanismus durch Feldfluktuationen vom Anstieg des anisotropen Heizeffekt durch stochastische Ladungsfluktuationen trennen zu können, werden im Folgenden nur die Temperaturdiffe-

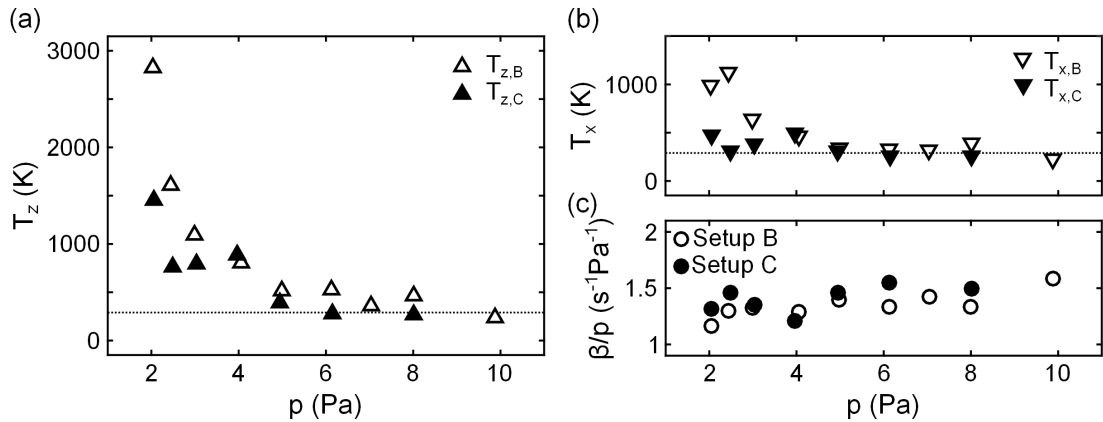


Abbildung 7.11: Beobachtete (a) vertikale und (b) horizontale kinetische Temperaturen für Setup B (offene Symbole) bzw. Setup C (geschlossene Symbole) in Abhängigkeit von p . Zum Vergleich ist die Neutralgastemperatur durch die gepunktete Linie dargestellt. (c) Zugehörige normierte Reibungskoeffizienten. (Grafik nach [51])

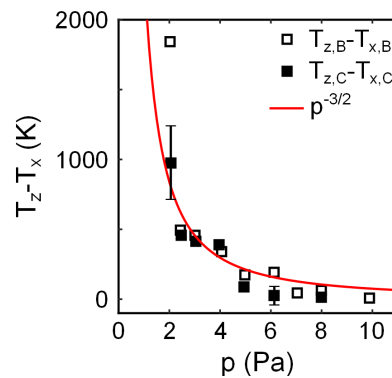


Abbildung 7.12: Ermittelte Temperaturdifferenzen aus den Messungen aus Abb. 7.11 in Abhängigkeit von p . Die rote Linie zeigt eine an die Messpunkte von $T_{z,C} - T_{x,C}$ angepasste Funktion, die mit $p^{-3/2}$ skaliert. (Grafik nach [51])

renzen $T_{z,B} - T_{x,B}$ bzw. $T_{z,C} - T_{x,C}$ betrachtet (siehe Abb. 7.12). Dabei ergibt sich für beide Setups ein geteiltes Bild: Während für $p > 5$ Pa die Differenzen sehr klein ausfallen und nur knapp positiv sind, nehmen diese mit einer Reduktion des Druckes stark zu. Darüber hinaus zeigt sich ebenfalls eine Übereinstimmung in der Höhe der Differenzen zwischen Setup B und C mit Ausnahme bei $p = 2$ Pa.

Durch Simulationen in Kap. 4.2.7 wird ein Anstieg der kinetischen Temperatur durch stochastische Ladungsfluktuationen nach dem Modell aus Kap. 3 erwartet, der mit $\Delta T \propto p^{-3/2}$ skaliert. In Abb. 7.12 ist dieser Anstieg durch die durchgezogene rote Linie dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Temperaturdifferenzen. Die dargestellten Fehlerbalken zeigen die Unsicherheit aufgrund des Fehlers in der Massenbestimmung, die sich aus der Unsicherheit der Massendichte ρ_p und den über β bestimmten Partikelradius r_p zusammensetzt.

Damit liefert der hier beobachtete Anstieg der kinetischen Temperatur einen Hinweis, dass die erhöhten kinetischen Temperaturen dem Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zugeschrieben werden kann. Gestützt wird diese Annahme durch die stets positive beobachtete Temperaturdifferenz, die auf die erwartete anisotrope Heizung nur in vertikaler Richtung nach dem Modell aus Kap. 3 hindeutet. Auffällig ist jedoch, dass dieser Effekt erst bei sehr niedrigen Drücken ($p < 5$ Pa) zu einer merklichen Aufheizung des Partikels führt.

7.2.4 Abhängigkeit von der Partikelgröße

Um die erhöhten Temperaturen dem Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zweifelsfrei zuordnen zu können, wird abschließend noch die aus Kap. 3 erwartete radiale Abhängigkeit untersucht. Die in Kap. 7.1.1 beobachtete zeitliche Veränderung der Partikelmasse eines MF-Partikels in einer HF-Entladung durch Ätzprozesse kann dabei nicht nach dem Vorbild von Jung *et al.* [47] ausgenutzt werden, da der Ätzprozess zu langsam abläuft. Gleichzeitig unterliegen die MF-Partikel einer größeren Unsicherheit bezüglich ihrer vom Hersteller angegebenen Massendichte, die sich durch Ausgasungsprozesse in einer Entladung reduziert, wodurch im Rahmen dieser Dissertation auf SiO₂-Partikel zurückgegriffen wird.

In der Abb. 7.13 (a) sind die horizontalen und vertikalen kinetischen Temperaturen für SiO₂-Partikel mit unterschiedlicher Masse m_p und damit unterschiedlichem Partikelradius r_p in Setup A bei $U_{\text{HF}} = 80$ V_{pp}, $U_{\text{M}} = 50$ V und $p = 10$ Pa dargestellt. Bei kleinen r_p zeigt sich eine Streuung von $T_{\text{kin},z}$ bzw. $T_{\text{kin},x}$ um die gemessene Raumtemperatur $T_{\text{R}} = 290$ K (gepunktete Linie). Für größere r_p steigen $T_{\text{kin},z}$ und $T_{\text{kin},x}$ an. Für die meisten Partikel zeigt sich dabei, dass $T_{\text{kin},z} > T_{\text{kin},x}$ ist. Wie in Ref. [52] vorgestellt, ist der vom Modell erwartete Temperaturanstieg, bestehend aus dem Auflademodell aus Ref. [50], kombiniert mit Ergebnissen aus *XPDP-1*-Simulationen als durchgezogene Linie skizziert.

Durch die Größenbeschränkung der SiO₂-Partikel auf einem maximalen Radius von $r_p = 3,69$ μm aufgrund des Herstellungsprozesses der Partikel, wird die radiale Abhängigkeit des Heizeffektes durch stochastische Ladungsfluktuationen ebenfalls unter Verwendung von MF-Partikeln überprüft. Da die Massendichte von MF unterhalb der von SiO₂ liegt, wird ein analoger Temperaturanstieg nur bei größeren MF-Partikeln erwartet. Die Ergebnisse der kinetischen Temperaturen $T_{\text{kin},z}$ und $T_{\text{kin},x}$ mit unterschiedlichen r_p in Setup A bei $U_{\text{HF}} = 70$ V_{pp}, $U_{\text{M}} = 50$ V und $p = 10$ Pa sind in Abb. 7.13 (b) dargestellt. Wie zuvor zeigt sich auch für kleine MF-Partikel eine Schwankung von $T_{\text{kin},z}$ bzw. $T_{\text{kin},x}$ um T_{R} und deren Anstieg für ein zunehmendes r_p .

Für kleine Partikel zeigt sich unabhängig vom verwendeten Material (MF bzw. SiO₂), dass deren kinetische Temperaturen um die gemessene Raumtemperatur fluktuieren, wobei diese durch die höhere Unsicherheit in der Massenbestimmung für MF-Partikel deutlich stärker ist. Die Fluktuation um T_{R} deutet auf ein thermisches Gleichgewicht zwischen der kinetischen Temperatur des Partikels mit dem ihn umgebenden Neutralgas hin. Mit zunehmenden Partikelradius steigen die kinetischen Temperaturen an und weichen damit vom Gleichgewicht ab. Somit muss ein zusätzlicher Heizeffekt existieren, der den gemessenen Anstieg erklären kann. Ein Vergleich mit dem in Kap. 3 vorgestellten Modell zeigt eine qualitative Übereinstimmung, wobei die experimentellen Untersuchungen besser durch einen ca. doppelt so starken Anstieg beschrieben werden (siehe gestrichelte Linie in Abb. 7.13).

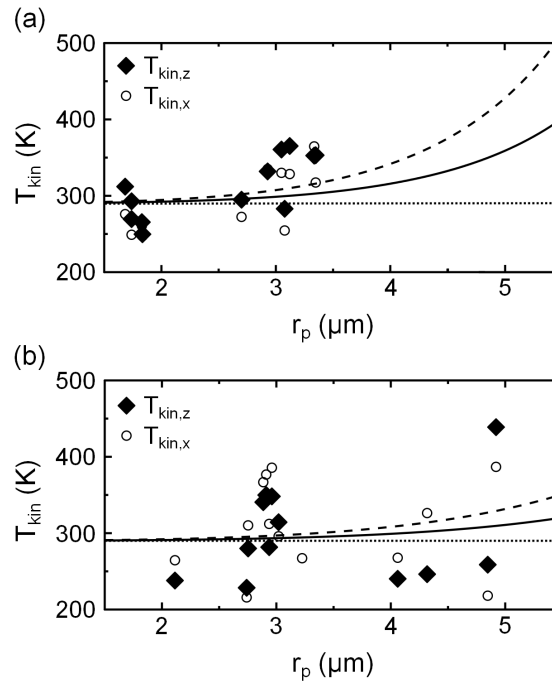


Abbildung 7.13: Gemessene $T_{\text{kin},z}$ (volle Symbole) und $T_{\text{kin},x}$ (offene Symbole) in Abhängigkeit von r_p für (a) SiO_2 -Partikel und für (b) MF-Partikel. Der erwartete Temperaturanstieg durch Ladungsfluktuationen nach Ref. [50] ist als durchgezogene Linie dargestellt, wobei die gestrichelte Linie einen doppelt so starken Anstieg symbolisiert. Die gepunktete Linie steht für die Raumtemperatur von $T_R = 290$ K. (Grafik nach [52])

7.2.5 Diskussion

Die Schwerpunkte dieser Arbeit bilden zum einem die Untersuchung der *brownschen* Bewegung eines Partikels in der Randschicht einer HF-Entladung und die Identifizierung dessen kinetischer Temperatur. Zum anderen wird der von Vaulina *et al.* [49] diskutierte schwache Heizmechanismus, hervorgerufen durch stochastische Ladungsfluktuationen, erstmals experimentell nachgewiesen.

In ausgedehnten Partikelsystemen [44, 53–57, 59], bestehend aus mehreren hundert bis tausend Partikeln, wurden Temperaturen beobachtet, die deutlich oberhalb der Raumtemperatur lagen. Ursache für diese hohen Temperaturen könnte z. B. eine zusätzliche Heizung der Partikel durch die *Schweigert*-Instabilität [61] in mehrlagigen Partikelsystemen oder der *mode-coupling instability* [38, 62–64] in einlagigen Partikelsystemen sein. Für ein Zwei-Partikelsystem beobachteten Mukhopadhyay und Goree [60] hingegen nur eine moderat erhöhte kinetische Partikeltemperatur von $T_{\text{kin}} = 430$ K. Um jegliche Störung die auf Interpartikelwechselwirkungen, wie z. B. der *Schweigert*-Instabilität [61] oder *mode-coupling instability* [38, 62–64] zurückzuführen sind, auszuschließen, werden nur einzelne Partikel untersucht.

Für die Bestimmung der kinetischen Temperatur eines Partikels müssen dessen Geschwindigkeiten v_α und dessen Masse m_p mit hoher Präzision gemessen werden (siehe Kap. 7.1). Durch eine ausführliche Studie konnte gezeigt werden, dass sowohl die Orts-

als auch Zeitauflösung der verwendeten Diagnostik ausreichen um die Geschwindigkeit messen zu können. Die Festlegung der Bildrate auf $f_s = 400$ fps stellt dabei einerseits die Messung im ballistischen Bereich sicher, wodurch die Geschwindigkeit über $v_\alpha = \Delta s / \Delta t$ berechnet werden kann (siehe Kap. 7.1.2). Eine analoge Vorgehensweise zur Bestimmung einer glaubwürdigen Partikelgeschwindigkeit wurde von Li *et al.* [8] im Rahmen von Einzelpartikeluntersuchungen in einer optischen Falle vorgestellt. Andererseits zeigte sich, dass der verbleibende Ortsmessfehler σ_r bei $f_s = 400$ fps vernachlässigt werden kann und nicht – wie von Feng *et al.* [201] vorhergesagt – zu einer Abweichung der beobachteten Geschwindigkeit von der Geschwindigkeit ohne überlagerte Störungen z. B. von σ_r .

Bei der Ermittlung der Masse m_p zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden verwendeten Partikelmaterialien. Bei den MF-Partikeln wurde analog zu Beobachtungen von Cartensen *et al.* [45] und Killer *et al.* [198] eine zeitliche Veränderung von m_p in der Entladung beobachtet. Diese Massenabnahme konnte dabei sowohl auf ein Ausgasen von Wasser und damit einer Reduzierung der Massendichte ρ_p wie in Ref. [45] als auch auf eine Reduktion des Partikelradius durch Ätzprozesse, wie in Ref. [198] diskutiert, zurückgeführt werden. Im Gegensatz zu den MF-Partikeln konnten diese beiden Prozesse, die zu einer Reduzierung von m_p führen, für SiO_2 -Partikel nicht beobachtet werden. Daher eignen sich die SiO_2 -Partikel bei den hier verwendeten Entladungsbedingungen eher als die MF-Partikel und werden daher auch für den experimentellen Nachweis des schwachen Heizmechanismus durch Ladungsfluktuationen verwendet.

Durch die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und Partikelmasse wird eine Bestimmung der kinetischen Partikeltemperatur nach Gl. (7.1) ermöglicht. Für kleine Partikel und bei Drücken von $p > 6$ Pa schwankten die kinetischen Temperaturen dabei für SiO_2 -Partikel um den Wert für die Raumtemperatur. In Kap. 6.3 wurde gezeigt, dass die Neutralgastemperatur in Übereinstimmung mit Beobachtungen von Swinkels *et al.* [68] bei den hier verwendeten eingekoppelten Leistungen in die Entladung nicht von der Raumtemperatur abweicht. Daraus folgt, dass sich die Partikel in diesem Fall in einem thermischen Gleichgewicht mit den sie umgebenden Neutralgas befinden. Untermauert wird diese Annahme durch die in Kap. 6.1.5 beobachtete *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung der Geschwindigkeiten. Die Möglichkeit, die Bewegung der Partikel in der Randschicht durch einen *Ornstein-Uhlenbeck*-Prozess [5, 6] in einem harmonischen Potentialtopf beschreiben zu können, deutet ebenfalls auf einen Gleichgewichtszustand zwischen Partikel und umgebenden Neutralgas hin.

Ein weiterer Schwerpunkt bildet der experimentelle Nachweis des schwachen Heizeffektes eines Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen, der in Modellen von Vaulina *et al.* [49] bzw. Piel und Schmidt [50] vorhergesagt wird. Auf Grundlage dieser Modelle lassen die folgenden drei Eigenschaften herleiten (siehe Kap. 3):

Erstens, für Partikel, bestehend aus einem identischen Material (d. h. konstanter Massendichte), ist mit zunehmendem Partikelradius eine Zunahme der kinetischen Partikeltemperaturen zu beobachten. Dies ist anschaulich auf die stärker werdenden Felder zurückzuführen, die über die *Millikan*-Bedingung für die Levitation von größeren und damit auch schwereren Partikeln in der Randschicht notwendig sind. Wie in Kap. 4 gezeigt wurde, nimmt die Ladungsträgerdichte radial vom Zentrum der Entladung ausgehend ab. Bei einer geringeren Levitationshöhe durch Erhöhung der Partikelmasse nimmt die Ladungsträgerdichte ab. Dadurch erhöht sich die Lebensdauer der Ladungsfluktuation und führt somit zu einer Erhöhung der kinetischen Temperatur. Ein solcher Temperaturan-

stieg konnte experimentell für SiO₂-Partikel nachgewiesen werden. Durch die Limitierung der maximal erhältlichen Partikelgröße konnte ein signifikanter Temperaturanstieg nicht erzielt werden.

Zweitens, bei einer Reduktion des Neutralgasdruckes nimmt die kinetischen Partikeltemperatur mit $\Delta T_{kin} \propto p^{-3/2}$ zu. Dies ist nach Kap. 4.2.8 auf eine verringerte Kühlung des Partikels durch das Neutralgas und Erhöhung der Lebensdauer der Ladungsfluktuation durch Abnahme der Ladungsträgerdichten zurückzuführen. Ein gestörtes zentrales Bulk der Entladung (siehe Kap. 4.2.7) sowie mögliche Feldfluktuationen der anodischen Entladung, z. B. durch Potential-Relaxationsozillationen [70, 71] wurden durch eine Modifikation des experimentellen Aufbaus dabei ausgeschlossen. Mit diesem modifizierten Aufbau konnte experimentell der erwartete Anstieg beobachtet werden.

Drittens, die Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen erfolgt parallel zum elektrischen Feldverlauf in der Randschicht. Da der Gradient des elektrischen Feldes in vertikaler Richtung deutlich stärker als in horizontaler Richtung ist, wird erwartet, dass der Effekt bevorzugt in vertikaler Richtung auftritt. Dadurch sollte eine anisotrope Heizung des Partikels erfolgen. In experimentellen Beobachtungen konnte eine solche anisotrope nachgewiesen werden.

Durch die gute Übereinstimmung der Modellvorhersagen mit den experimentellen Beobachtungen konnte nach dem Ausschluss störender Einflüsse für die erhöhten Partikeltemperaturen oberhalb der Raumtemperatur der Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen identifiziert werden. Dabei stellt sich für die Partikel abweichend vom thermischen Gleichgewichtszustand ein neues Gleichgewicht ein. Dies öffnet das Feld für die Beobachtung der *brownschen* Bewegung eines Partikels in einem Nichtgleichgewichtszustand. Ein Beispiel für eine *brownsche* Partikelbewegung in einen solchen Nichtgleichgewichtszustand stellt die *hot Brownian motion* dar, die bei Partikeln, eingeschlossen in einer optischen Falle, beobachtet wurden [12]. In einer solchen optischen Falle wurde von Millen *et al.* [16] ebenfalls die Bewegung von Nanopartikeln in einem Nichtgleichgewichtszustand untersucht.

8 | Zusammenfassung

Diese Dissertation befasst sich mit der Studie der *brownschen* Bewegung einzelner Mikropartikel in der Randschicht einer HF-Entladung sowie mit dem Nachweis der Heizung eines Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen. Die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera mit einem vergrößernden Abbildungsmaßstab erlaubten nicht nur die Beobachtung der Partikeltrajektorien sondern ermöglichten ebenfalls die Bestimmung der kinetischen Partikeltemperatur. Durch ausführliche und umfassende Experimente sowie Simulationen konnten mögliche Störungen, die das Ergebnis der kinetischen Temperatur verfälschen könnten, identifiziert und ausgeschlossen werden, wie z. B. die Wahl des Partikelmaterials oder der Einfluss einer veränderten Entladung. Neben der Beobachtung eines thermischen Gleichgewichtszustandes unter speziellen Bedingungen konnte durch eine detaillierte Studie die Abweichung von diesem Gleichgewicht dem Effekt der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zugeschrieben werden.

Die Beobachtung der *brownschen* Bewegung von einzelnen Partikeln wurde und wird intensiv in anderen Gebieten der Experimentalphysik, insbesondere dem der *optical tweezers* [7–17], untersucht. Die Studie im Rahmen der *komplexen* Plasmen wurde allerdings erst jetzt durch die technische Weiterentwicklung der Diagnostiken möglich. Im Gegensatz zu den *optical tweezers* erlaubt das *komplexe* Plasma aber auch die Untersuchung von Partikeln, die sich im thermischen Gleichgewicht mit den umgebenden Neutralgasatomen befinden. In einem weiteren Schritt konnte der erstmals von Vaulina *et al.* [49] vorhergesagte Effekt der Partikelheizung durch stochastische Ladungsfluktuationen experimentell nachgewiesen werden. Dabei zeigte sich für den Fall einer ausgeprägten Partikel-Heizung, dass dieses System ein Beispiel für eine *brownsche* Bewegung im Nichtgleichgewicht darstellt, mit einigen Gemeinsamkeiten zur *hot brownian motion* [12, 13]. Die grundlegenden Erkenntnisse, die im Rahmen dieser Dissertation gewonnenen worden sind, sind im Folgenden aufgelistet:

Die beobachtete Partikelbewegung konnte als *brownsche* Bewegung in einer harmonischen Potentialfalle identifiziert werden. Eine ausführliche theoretische Studie der *brownschen* Partikelbewegung ohne externes bzw. mit einem harmonischen Fallenpotential erfolgte durch Wang, Uhlenbeck und Ornstein [5, 6]. Ausgehend von deren Beschreibung eines *brownschen* Partikels in einer harmonischen Falle formulierten Li *et al.* [8] eine Modellfunktion basierend auf der zeitlichen Entwicklung der mittleren quadratischen Abweichungen der Partikelpositionen. Es konnten zwei unterschiedliche Bereiche identifiziert werden: erstens, ein ballistischer Bereich, der sich durch die Skalierung

$\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle \propto \tau^2$ definiert, und zweitens, ein diffusiver Bereich mit $\langle [\Delta x(\tau)]^2 \rangle = D\tau$. Der diffusive Bereich ist dabei maßgeblich von der harmonischen Falle beeinflusst. Ein analoges Verhalten für ein Partikel in der Randschicht eines Plasmas konnte in Kap. 6.1.1 für die vertikale und horizontale Raumrichtung beobachtet werden. Die Ausbildung der harmonischen Potentialfalle in vertikaler Richtung resultiert aus dem linearen Anwachsen der elektrischen Feldkraft. Für die horizontale Richtung konnte die Ausbildung einer solchen Fallenstruktur bei Verwendung einer positiven Gleichspannung an der Manipulationselektrode durch Simulationen nachgewiesen werden (siehe Kap. 4.2.1).

Die Partikelgeschwindigkeit kann ermittelt werden. Nach der Überzeugung von Einstein [199, 200] war die experimentelle Beobachtung der Partikelgeschwindigkeit aufgrund der notwendigen örtlichen wie zeitlichen Auflösung nicht möglich. Diese Aussage konnte jedoch durch die technische Weiterentwicklung schließlich in Experimenten mit *optical tweezers* [8] widerlegt werden, wie sich durch die Beobachtung des ballistischen Bereiches des *mean squared displacement* (MSD) zeigte. Die hier präsentierten Untersuchungen zeigten ebenfalls die Möglichkeit der Identifizierung des ballistischen Bereiches in der MSD durch die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung.

Präzise Berechnung der Partikelmasse wird mit Hilfe des gemessenen Epstein-koeffizienten ermöglicht. Für die Ermittlung der kinetischen Temperaturen ist nach Kap. 7.1 neben der Partikelgeschwindigkeit auch die Bestimmung der exakten Partikelmasse notwendig. Erschwert wird eine solche Bestimmung durch die in diversen Arbeiten beobachtete zeitliche Massenabnahme in einer Entladung [45, 47, 198], so dass eine Verwendung der Herstellerangaben nicht zielführend ist. Mit Hilfe der über die *velocity autocorrelation function* (VAF) bestimmten Reibungskoeffizienten konnten hier die exakten Partikelradien *in-situ*¹ über die Epsteinformel [Gl. (2.38)] aus den Beobachtungen berechnet werden. Des Weiteren zeigte sich, dass die häufig in *komplexen* Plasmen verwendeten MF-Partikel deutlich anfälliger auf das Plasma reagieren als die SiO₂-Partikel. Um die *brownsche* Bewegung ohne eine Überlagerte Massenabnahme des Partikels zu beobachten werden daher SiO₂-Partikel verwendet.

Ein thermisches Gleichgewicht zwischen der kinetischen Temperatur *brownscher* Partikel mit der umgebenden Neutralgastemperatur konnte experimentell nachgewiesen werden. Ein solcher Gleichgewichtszustand konnte durch eine vergleichbare kinetische Partikeltemperatur mit der Neutralgastemperatur für SiO₂-Partikel mit geringer Masse bei hohen Drücken experimentell in Kap. 7.2.3 beobachtet werden. Die gemessene Neutralgastemperatur liegt bei den hier verwendeten niedrigen ins Plasma induzierten Leistungen im Bereich der Raumtemperatur, welches in Übereinstimmung mit vorherigen Untersuchungen der Temperaturentwicklung in Plasmen ist [68, 69]. Die Form der beobachteten Geschwindigkeits- bzw. Ortsverteilungsfunktionen (siehe Kap. 6.1.5) deu-

¹Ein Methode zur Bestimmung der physikalischen Größe ohne das zu beobachtende System zu beeinflussen.

ten auf einen Gleichgewichtszustand der Partikel hin, da diese der erwarteten *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung ähneln. Allerdings zeigen die Verteilungsfunktionen dieses Verhalten auch dann, wenn sich die kinetische Temperatur von der Neutralgastemperatur unterscheidet. Dieser neue Gleichgewichtszustand des Partikels weicht vom thermischen Gleichgewichtszustand durch einen zusätzlichen Heizmechanismus ab. Eine vergleichbare Situation wird auch bei der *hot brownian motion* [12, 13] beobachtet.

Stochastische Prozesse können zu einer Erhöhung der kinetischen Partikeltemperatur führen. Ein zusätzlicher Kraftbeitrag, der zu einer Verschiebung des Gleichgewichtszustandes weg vom thermischen Gleichgewicht führen kann, könnte sich sowohl aus einem fluktuierenden elektrischen Feld [48] als auch aus einer fluktuierenden Partikelladung [49, 50] ergeben. Eine mögliche Fluktuation des elektrischen Feldes in der HF-Entladung konnte durch detaillierte Studien als maßgeblicher Heizmechanismus ausgeschlossen werden. Einzig der nicht identifizierte isotrope Heizeffekt bei Verwendung der Manipulationselektrode in Kap. 7.2.3 könnte auf Feldfluktuationen zurückzuführen sein. Für eine Klärung sind allerdings weitere Untersuchungen notwendig.

Der weitaus größere Anteil der beobachteten kinetischen Temperaturzunahme wird der Heizung durch stochastische Ladungsfluktuationen zugesprochen. Basierend auf dem Modell aus Kap. 3.3 konnten unterschiedliche Charakteristiken für die Entwicklung der kinetischen Temperatur vorhergesagt werden, die anschließend experimentell in Kap. 7 nachgewiesen wurden. Im Folgenden werden diese drei Eigenschaften zusammengefasst.

Eine höhere Partikelmasse sorgt für eine Zunahme der kinetischen Temperatur. Aufgrund des Kraftgleichgewichtes zwischen elektrischer Feldkraft und Gravitation für die Levitation der Partikel in der Randschicht ist für Partikel mit einer höheren Masse ebenso eine höhere elektrische Feldkraft notwendig. Da sich der zusätzliche Kraftterm aus dem Produkt der Ladungsfluktuation mit dem zeitgemittelten elektrischen Feld zusammensetzt [51], vergrößert sich der Effekt der Heizung durch Ladungsfluktuation mit zunehmender Partikelmasse. Im Kap. 7.2.4 konnte diese Erwartung experimentell nachvollzogen werden. Beim Vergleich zwischen der Modellvorstellung und dem tatsächlich gemessenen kinetischen Temperaturanstieg zeigt sich zwar der gleiche Trend, aber experimentell konnte ein deutlich stärkerer Anstieg mit zunehmender Masse beobachtet werden.

Der Effekt der stochastischen Ladungsfluktuationen nimmt bei Reduktion des Neutralgasdruckes zu. Nach den Modellvorstellungen wird eine deutliche Abhängigkeit vom Neutralgasdruck p erwartet [49, 50]. Eine Abnahme von p führt zum Einen zu einer Erhöhung der Lebensdauer der Ladungsfluktuationen und zum Anderen zu einer Reduktion der Kühlrate des Partikels durch das Neutralgas (siehe Kap. 4.2.8). Daraus resultiert eine Temperaturzunahme für das Partikel. Mit Hilfe von Simulationen kann dieser Anstieg zu $\Delta T_{kin} \propto p^{-3/2}$ bestimmt werden. Auch experimentell ist in Kap. 7.2.3 in vertikaler Richtung eine Zunahme der kinetischen Partikeltemperatur zu beobachten. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den erwarteten Modellvorstellungen und den expe-

rimentellen Beobachtungen.

Stochastische Ladungsfluktuationen führen zu einer anisotropen Heizung der Partikel. Nach der Modellvorstellung setzt sich der zusätzliche Kraftterm aus dem Produkt der Ladungsfluktuation mit dem zeitgemittelten elektrischen Feld zusammen [51]. Daher wird dieser Heizeffekt bevorzugt in Richtung des elektrischen Feldes in der Randschicht der Entladung erwartet. Somit sollte sich in dem hier verwendeten Experiment der Effekt nur in der vertikalen Richtung bemerkbar machen und nicht in der horizontalen Richtung. Diese Diskrepanz in den kinetischen Temperaturen konnte in Kap. 7.2.3 experimentell beobachtet werden. Es zeigte sich in den Untersuchungen mit Setup B ebenso ein Anstieg der horizontalen kinetischen Temperatur. Durch die Betrachtung der Temperaturdifferenzen $T_{\text{kin},z} - T_{\text{kin},x}$ konnte dieser Temperaturanstieg auf einen Einfluss eines isotropen, bisher nicht identifizierten Heizeffektes zurückgeführt werden.

Durch die Übereinstimmung der drei Modellvorhersagen für die Heizung eines Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen mit den experimentellen Befunden konnte dieser Effekt als Ursache für die erhöhten, von der Neutralgastemperatur abweichenden, kinetischen Temperaturen identifiziert werden. Damit konnte die Existenz eines solchen Effektes erstmals nachgewiesen werden.

Entladungen mit einer geringen vertikalen Ausdehnung zeigen bei niedrigen Drücken eine veränderte Entladungscharakteristik. Sowohl die Simulationen in Kap. 4.2.7 als auch die experimentellen Beobachtungen in Kap. 6.2.2 weisen für Entladungen in dem ursprünglichen experimentellen Setup mit einem vertikalen Plattenabstand von $l = 30$ mm eine Veränderung der Entladungscharakteristik auf. So konnte anhand der Simulationen bei niedrigen Drücken für die zeitgemittelten Dichten die Quasineutralität im Bulk der Entladung nicht mehr beobachtet werden, während experimentell eine Stagnation der Schichtausdehnung und eine plötzliche Verdopplung der Eigenfrequenzen der Partikel nachgewiesen wurden. Diese Auffälligkeiten konnten jedoch durch eine vertikale Vergrößerung des Entladungsraumes ausgeräumt werden.

Zusammenfassend konnte im Rahmen dieser Dissertation dargelegt werden, dass sich auch in einem Plasma die *brownsche* Bewegung einzelner Partikel detailliert beobachten lässt. Dabei wurde erstmals durch eine ausreichend hohe örtliche wie zeitliche Auflösung der verwendeten Diagnostik die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit ermöglicht. Trotz der ergriffenen umfassenden Maßnahmen zur Unterdrückung von störenden externen Vibrationen zeigte sich, dass die zeitliche Auflösung durch kleine Restvibrationen, die einen Fehler in der Positionsbestimmung hervorrufen, limitiert ist. Um diese noch effektiver unterdrücken zu können, wären sehr große Anstrengungen in der Stabilisierung des experimentellen Aufbaus sowie der Diagnostik notwendig. Des Weiteren könnten die bisherigen zweidimensionalen Untersuchungen z. B. durch einen stereoskopischen Kameraaufbau auf drei Dimensionen erweitert werden, um die angenommene Radialsymmetrie zu verifizieren.

Mit Hilfe einer neuartigen Methode für die *in-situ* Bestimmung der Partikelmasse über die Epsteinreibung konnte somit auch die kinetische Temperatur eines Partikels ermittelt werden. Wie der Vergleich zwischen zwei verschiedenen Partikelmaterialien zeigte, muss neben einer möglichen Änderung des messbaren Partikelradius auch eine Änderung der jeweiligen Massendichte bei der Massenbestimmung berücksichtigt werden. Die Entwicklung eines Messverfahrens für dessen *in-situ* Bestimmung könnte die Massenbestimmung noch weiter präzisieren, besonders für die MF-Partikel.

Für kleine Partikel bei hohen Drücken wurde eine Übereinstimmung zwischen der kinetischen Partikeltemperatur und der Temperatur des umgebenden Neutralgases beobachtet. Daraus folgt, dass für diesen Fall ein thermischer Gleichgewichtszustand vorliegt. Die Bestimmung der exakten Neutralgastemperatur, z. B. mit Hilfe von Messung der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien wie bei Swinkels *et al.* [68] oder Maurer [69], könnte einen weiteren wichtigen Beitrag leisten. Mit Hilfe dieser Beobachtung können die bisher gemessenen Temperaturen, die zum Teil deutlich oberhalb der Raumtemperatur lagen [53–57, 59, 60], auf Mechanismen, hervorgerufen durch Interpartikelwechselwirkungen [38, 61–64], zurückgeführt werden.

Des Weiteren konnte erstmals der Effekt der Partikelheizung durch stochastische Ladungsfluktuationen experimentell nachgewiesen werden. Durch detaillierte Studien wurden mögliche störende Einflüsse durch Instabilitäten oder plötzlich veränderte Entladungsbedingungen identifiziert und durch Modifikation des experimentellen Aufbaus ausgeschlossen. Sowohl die nach dem Modell [49, 50] erwartete Abhängigkeit der kinetischen Temperatur von der Partikelmasse als auch vom Neutralgasdruck konnte beobachtet werden. Während für die Studien mit einer Variation des Neutralgasdruckes eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Modellerwartung und Beobachtung festgestellt werden konnte, zeigte sich für die Studie mit unterschiedlicher Partikelmasse zwar der erwartete Trend, aber eine Abweichung in den Absolutwerten. Hier könnte die Modellvorhersage durch eine präzisere Bestimmung der Entladungscharakteristiken sowohl durch detailgetreuere Simulationen als auch durch eine experimentelle Bestimmung, z. B. mittels Emissionsspektroskopie, verbessert werden.

Die zusätzliche Heizung des Partikels durch stochastische Ladungsfluktuationen führt zu einer Verschiebung der Gleichgewichtsbedingung weg vom thermischen Gleichgewicht. Damit eröffnet sich ein neues Gebiet für die Untersuchung der *brownschen* Bewegung im thermischen Nichtgleichgewicht. Ein Beispiel für einen solchen Zustand stellt z. B. die *hot Brownian motion* [12, 13] dar.

Eine weitere zukünftige Stoßrichtung könnte in der Untersuchung des Einflusses von Interpartikelwechselwirkungen, z. B. in Partikelketten oder kleinen zweidimensionalen Staubclustern, auf die *brownsche* Bewegungen der einzelnen Partikel liegen. Diese könnten zu weiteren bisher noch nicht identifizierten Heizmechanismen führen.

Literaturverzeichnis

- [1] R. BROWN. **A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies.** *Philosophical Magazine*, **Band 4**, 161–173, (1905).
- [2] A. EINSTEIN. **Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen.** *Ann. Phys.*, **17**, 549, (1905).
- [3] M. SMOLUCHOWSKI. **Zur kinetischen Theorie der Brownschen Molekularbewegung und der Suspensionen.** *Annalen der Physik*, **Band 326**, 756–780, (1906).
- [4] P. LANGEVIN. **Sur la théorie du mouvement Brownien.** *Comptes Rendues*, **Band 146**, 530, (1908).
- [5] G. E. UHLENBECK AND L. S. ORNSTEIN. **On the Theory of the Brownian Motion.** *Phys. Rev.*, **36**, 823–841, (1930).
- [6] M. C. WANG AND G. E. UHLENBECK. **On the Theory of the Brownian Motion II.** *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 323–342, (1945).
- [7] B. LUKIĆ, S. JENEY, C. TISCHER, A. J. KULIK, L. FORRÓ, AND E.-L. FLORIN. **Direct Observation of Nondiffusive Motion of a Brownian Particle.** *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 160601, (2005).
- [8] T. LI, S. KHEIFETS, D. MEDELLIN, AND M. G. RAIZEN. **Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle.** *Science*, **328**, 1673–1675, (2010).
- [9] T. LI AND M. G. RAIZEN. **Brownian motion at short time scales.** *Annalen der Physik*, **525**, 281–295, (2013).
- [10] R. X. HUANG, I. CHAVEZ, K. M. TAUTE, B. LUKIĆ, S. JENEY, M. G. RAIZEN, AND E.-L. FLORIN. **Direct observation of the full transition from ballistic to diffusive Brownian motion in a liquid.** *Nature Physics*, **7**, 576–580, (2011).
- [11] J. DUPLAT, S. KHEIFETS, T. LI, M. G. RAIZEN, AND E. VILLERMAUX. **Superdiffusive trajectories in Brownian motion.** *Phys. Rev. E*, **87**, 020105, (2013).

- [12] D. RINGS, R. SCHACHOFF, M. SELMKE, F. CICHOS, AND K. KROY. **Hot Brownian Motion.** *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 090604, (2010).
- [13] G. FALASCO, M. V. GNANN, D. RINGS, AND K. KROY. **Effective temperatures of hot Brownian motion.** *Phys. Rev. E*, **90**, 032131, (2014).
- [14] T. FRANOSCH, M. GRIMM, M. BELUSHKIN, F. M. MOR, G. FOFFI, L. FORRÓ, AND S. JENEY. **Resonance arising from hydrodynamic memory in Brownian motion.** *Nature*, **478**, 85–88, (2011).
- [15] J. BLUM, S. BRUNS, D. RADEMACHER, A. VOSS, B. WILLENBERG, AND M. KRAUSE. **Measurement of the Translational and Rotational Brownian Motion of Individual Particles in a Rarefied Gas.** *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 230601, (2006).
- [16] J. MILLEN, T. DEESUWAN, P. BARKER, AND J. ANDERS. **Nanoscale temperature measurements using non-equilibrium Brownian dynamics of a levitated nanosphere.** *Nature Nanotechnology*, **9**, 425–429, (2014).
- [17] S. KHEIFETS, A. SIMHA, K. MELIN, T. LI, AND M. G. RAIZEN. **Observation of Brownian Motion in Liquids at Short Times: Instantaneous Velocity and Memory Loss.** *Science*, **343**, 1493–1496, (2014).
- [18] H.-R. JIANG, N. YOSHINAGA, AND M. SANO. **Active Motion of a Janus Particle by Self-Thermophoresis in a Defocused Laser Beam.** *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 268302, (2010).
- [19] I. BUTTINONI, G. VOLPE, F. KÜMMEL, G. VOLPE, AND C. BECHINGER. **Active Brownian motion tunable by light.** *Journal of Physics: Condensed Matter*, **24**, 284129, (2012).
- [20] G. E. MORFILL AND A. V. IVLEV. **Complex plasmas: An interdisciplinary research field.** *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1353–1404, (2009).
- [21] M. BONITZ, C. HENNING, AND D. BLOCK. **Complex plasmas: a laboratory for strong correlations.** *Reports on Progress in Physics*, **73**, 066501, (2010).
- [22] C. K. GOERTZ. **Dusty plasmas in the solar system.** *Reviews of Geophysics*, **27**, 271–292, (1989).
- [23] R. MERLINO AND J. GOREE. **Dusty plasmas in the laboratory, industry and space.** *Physics Today*, **57**, 32, (2004).
- [24] B. A. SMITH, L. SODERBLOM, R. BATSON, P. BRIDGES, J. INGE, H. MASURSKY, E. SHOEMAKER, R. BEEBE, J. BOYCE, G. BRIGGS, A. BUNKER, S. A. COLLINS, C. J. HANSEN, T. V. JOHNSON, J. L. MITCHELL, R. J. TERRILE, A. F. COOK, J. CUZZI, J. B. POLLACK, G. E. DANIELSON, A. P. INGERSOLL, M. E. DAVIES, G. E. HUNT, D. MORRISON, T. OWEN, C. SAGAN, J. VEVERKA, R. STROM, AND V. E. SUOMI. **A New Look at the Saturn System: The Voyager 2 Images.** *Science*, **215**, 504–537, (1982).

- [25] P. R. I CABARROCAS, A. F. I MORRAL, AND Y. POISSANT. **Growth and optoelectronic properties of polymorphous silicon thin films.** *Thin Solid Films*, **403–404**, 39 – 46, (2002). Proceedings of Symposium P on Thin Film Materials for Photovoltaics.
- [26] G. S. SELWYN, J. SINGH, AND R. S. BENNETT. **Insitu laser diagnostic studies of plasma generated particulate contamination.** *Journal of Vacuum Science & Technology A*, **7**, 2758–2765, (1989).
- [27] J. WINTER. **Dust: A new challenge in nuclear fusion research?** *Physics of Plasmas*, **7**, 3862–3866, (2000).
- [28] J. H. CHU AND L. I. **Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas.** *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 4009–4012, (1994).
- [29] H. THOMAS, G. E. MORFILL, V. DEMMEL, J. GOREE, B. FEUERBACHER, AND D. MÖHLMANN. **Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma.** *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 652–655, (1994).
- [30] Y. HAYASHI AND K. TACHIBANA. **Observation of Coulomb-Crystal Formation from Carbon Particles Grown in a Methane Plasma.** *Japanese Journal of Applied Physics*, **33**, L804, (1994).
- [31] T. MATSOUKAS AND M. RUSSELL. **Particle charging in low pressure plasmas.** *Journal of Applied Physics*, **77**, 4285–4292, (1995).
- [32] J. CARSTENSEN, F. GREINER, AND A. PIEL. **Determination of dust grain charge and screening lengths in the plasma sheath by means of a controlled cluster rotation.** *Physics of Plasmas*, **17**, 083703, (2010).
- [33] B. LIU, J. GOREE, V. E. FORTOV, A. M. LIPAEV, V. I. MOLOTKOV, O. F. PETROV, G. E. MORFILL, H. M. THOMAS, AND A. V. IVLEV. **Dusty plasma diagnostics methods for charge, electron temperature, and ion density.** *Phys. Plasmas*, **17**, 053701, (2010).
- [34] M. LAMPE, R. GOSWAMI, Z. STERNOVSKY, S. ROBERTSON, V. GAVRISHCHAKA, G. GANGULI, AND G. JOYCE. **Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma.** *Physics of Plasmas*, **10**, 1500–1513, (2003).
- [35] S. A. KHRAPAK, S. V. RATYNSKAIA, A. V. ZOBNIN, A. D. USACHEV, V. V. YAROSHENKO, M. H. THOMA, M. KRETSCHMER, H. HÖFNER, G. E. MORFILL, O. F. PETROV, AND V. E. FORTOV. **Particle charge in the bulk of gas discharges.** *Phys. Rev. E*, **72**, 016406, (2005).
- [36] I. H. HUTCHINSON AND L. PATACCHINI. **Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma.** *Physics of Plasmas*, **14**, 013505, (2007).

- [37] J. WILMS, T. REICHSTEIN, AND A. PIEL. **Experimental observation of crystalline particle flows in toroidal dust clouds.** *Physics of Plasmas*, **22**, 063701, (2015).
- [38] A. MELZER. **Connecting the wakefield instabilities in dusty plasmas.** *Phys. Rev. E*, **90**, 053103, (2014).
- [39] N. RAO, P. SHUKLA, AND M. YU. **Dust-acoustic waves in dusty plasmas.** *Planetary and Space Science*, **38**, 543 – 546, (1990).
- [40] S. PETERS, A. HOMANN, A. MELZER, AND A. PIEL. **Measurement of dust particle shielding in a plasma from oscillations of a linear chain.** *Physics Letters A*, **223**, 389 – 393, (1996).
- [41] S. NUNOMURA, D. SAMSONOV, AND J. GOREE. **Transverse Waves in a Two-Dimensional Screened-Coulomb Crystal (Dusty Plasma).** *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5141–5144, (2000).
- [42] A. PIEL, M. KLINDWORTH, O. ARP, A. MELZER, AND M. WOLTER. **Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam.** *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 205009, (2006).
- [43] K. O. MENZEL, O. ARP, AND A. PIEL. **Spatial Frequency Clustering in Nonlinear Dust-Density Waves.** *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 235002, (2010).
- [44] M. HIMPEL, T. BOCKWOLDT, C. KILLER, K. OLE MENZEL, A. PIEL, AND A. MELZER. **Stereoscopy of dust density waves under microgravity: Velocity distributions and phase-resolved single-particle analysis.** *Physics of Plasmas*, **21**, 033703, (2014).
- [45] J. CARSTENSEN, H. JUNG, F. GREINER, AND A. PIEL. **Mass changes of microparticles in a plasma observed by a phase-resolved resonance method.** *Physics of Plasmas*, **18**, 033701, (2011).
- [46] J. SCHABLINSKI, F. WIEBEN, AND D. BLOCK. **An optical tweezer for complex plasmas.** *Physics of Plasmas*, **22**, 043703, (2015).
- [47] H. JUNG, F. GREINER, O. H. ASNAZ, J. CARSTENSEN, AND A. PIEL. **Exploring the wake of a dust particle by a continuously approaching test grain.** *Physics of Plasmas*, **22**, 053702, (2015).
- [48] K. AVINASH, R. MERLINO, AND P. SHUKLA. **Anomalous dust temperature in dusty plasma experiments.** *Physics Letters A*, **375**, 2854 – 2857, (2011).
- [49] O. S. VAULINA, S. A. KHRAPAK, A. P. NEFEDOV, AND O. F. PETROV. **Charge-fluctuation-induced heating of dust particles in a plasma.** *Phys. Rev. E*, **60**, 5959–5964, (1999).
- [50] A. PIEL AND C. SCHMIDT. **Dust charging and charge fluctuations in a weakly collisional radio-frequency sheath at low pressure.** *Physics of Plasmas*, **22**, 053701, (2015).

-
- [51] C. SCHMIDT AND A. PIEL. **Experimental study of the stochastic heating of a single Brownian particle by charge fluctuations.** *Physics of Plasmas*, **23**, 083704, (2016).
- [52] C. SCHMIDT AND A. PIEL. **Stochastic heating of a single Brownian particle by charge fluctuations in a radio-frequency produced plasma sheath.** *Phys. Rev. E*, **92**, 043106, (2015).
- [53] A. MELZER, A. HOMANN, AND A. PIEL. **Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal.** *Phys. Rev. E*, **53**, 2757–2766, (1996).
- [54] J. B. PIEPER AND J. GOREE. **Dispersion of Plasma Dust Acoustic Waves in the Strong-Coupling Regime.** *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3137–3140, (1996).
- [55] R. A. QUINN AND J. GOREE. **Single-particle Langevin model of particle temperature in dusty plasmas.** *Phys. Rev. E*, **61**, 3033–3041, (2000).
- [56] S. NUNOMURA, J. GOREE, S. HU, X. WANG, AND A. BHATTACHARJEE. **Dispersion relations of longitudinal and transverse waves in two-dimensional screened Coulomb crystals.** *Phys. Rev. E*, **65**, 066402, (2002).
- [57] A. MELZER. **Mode spectra of thermally excited two-dimensional dust Coulomb clusters.** *Phys. Rev. E*, **67**, 016411, (2003).
- [58] S. NUNOMURA, D. SAMSONOV, S. ZHDANOV, AND G. MORFILL. **Heat Transfer in a Two-Dimensional Crystalline Complex (Dusty) Plasma.** *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 025003, (2005).
- [59] J. D. WILLIAMS AND E. THOMAS. **Initial measurement of the kinetic dust temperature of a weakly coupled dusty plasma.** *Physics of Plasmas*, **13**, 063509, (2006).
- [60] A. K. MUKHOPADHYAY AND J. GOREE. **Experimental measurement of velocity correlations for two microparticles in a plasma with ion flow.** *Phys. Rev. E*, **90**, 013102, (2014).
- [61] V. A. SCHWEIGERT, I. V. SCHWEIGERT, A. MELZER, A. HOMANN, AND A. PIEL. **Alignment and instability of dust crystals in plasmas.** *Phys. Rev. E*, **54**, 4155–4166, (1996).
- [62] A. V. IVLEV, U. KONOPKA, AND G. MORFILL. **Influence of charge variation on particle oscillations in the plasma sheath.** *Phys. Rev. E*, **62**, 2739–2744, (2000).
- [63] L. COUËDEL, S. K. ZHDANOV, A. V. IVLEV, V. NOSENKO, H. M. THOMAS, AND G. E. MORFILL. **Wave mode coupling due to plasma wakes in two-dimensional plasma crystals: In-depth view.** *Physics of Plasmas*, **18**, 083707, (2011).

- [64] L. COUËDEL, V. NOSENKO, A. V. IVLEV, S. K. ZHDANOV, H. M. THOMAS, AND G. E. MORFILL. **Direct Observation of Mode-Coupling Instability in Two-Dimensional Plasma Crystals.** *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 195001, (2010).
- [65] A. K. MUKHOPADHYAY AND J. GOREE. **Two-Particle Distribution and Correlation Function for a 1D Dusty Plasma Experiment.** *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 165003, (2012).
- [66] A. K. MUKHOPADHYAY AND J. GOREE. **Erratum: Two-Particle Distribution and Correlation Function for a 1D Dusty Plasma Experiment [Phys. Rev. Lett. **109** , 165003 (2012)].** *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 139902, (2013).
- [67] R. J. VISSER. **Determination of the power and current densities in argon and oxygen plasmas by insitu temperature measurements.** *Journal of Vacuum Science & Technology A*, **7**, 189–194, (1989).
- [68] G. H. P. M. SWINKELS, H. KERSTEN, H. DEUTSCH, AND G. M. W. KROESEN. **Microcalorimetry of dust particles in a radio-frequency plasma.** *Journal of Applied Physics*, **88**, 1747–1755, (2000).
- [69] H. MAURER. **Micro-particles as thermal probes in a low-pressure rf-discharge.** Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2010).
- [70] F. GREINER, T. KLINGER, H. KLOSTERMANN, AND A. PIEL. **Experiments and particle-in-cell simulation on self-oscillations and period doubling in thermionic discharges at low pressure.** *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3071–3074, (1993).
- [71] R. L. MERLINO AND S. L. CARTIER. **Hysteresis in a low-pressure argon discharge.** *Applied Physics Letters*, **44**, 33–34, (1984).
- [72] F. CHEN. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion.** Springer, New York, (chapter 8, 2nd ed. 1984).
- [73] P. SHUKLA AND A. MAMUN. **Introduction to Dusty Plasma Physics.** Institute of Physics Publishing, Bristol, (2000).
- [74] V. FORTOV AND G. MORFILL. **Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space.** Crc Pr Inc, Boca Raton, (2009).
- [75] A. PIEL. **An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas.** Springer, Berlin, (2010).
- [76] T. NITTER. **Levitation of dust in rf and dc glow discharges.** *Plasma Sources Science and Technology*, **5**, 93, (1996).
- [77] A. PIEL AND A. MELZER. **Dynamical processes in complex plasmas.** *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **44**, R1, (2002).
- [78] V. FORTOV, A. IVLEV, S. KHRAPAK, A. KHRAPAK, AND G. MORFILL. **Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives.** *Physics Reports*, **421**, 1 – 103, (2005).

- [79] A. PIEL, O. ARP, D. BLOCK, I. PILCH, T. TROTTENBERG, S. KÄDING, A. MELZER, H. BAUMGARTNER, C. HENNING, AND M. BONITZ. **Complex plasmas: forces and dynamical behaviour.** *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **50**, 124003, (2008).
- [80] P. K. SHUKLA AND B. ELIASSON. **Colloquium : Fundamentals of dust-plasma interactions.** *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 25–44, (2009).
- [81] A. MELZER. **Introduction to Colloidal (Dusty) Plasmas.** Lecture Notes, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, (2012).
- [82] I. LANGMUIR. **Oscillations in Ionized Gases.** *Proceedings of the National Academy of Science*, **14**, 627–637, (1928).
- [83] T. BOCKWOLDT. **Strömungen und nichtlineare Dichtewellen staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit.** Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2014).
- [84] B. TADSEN, F. GREINER, S. GROTH, AND A. PIEL. **Self-excited dust-acoustic waves in an electron-depleted nanodusty plasma.** *Physics of Plasmas*, **22**, 113701, (2015).
- [85] V. A. GODYAK AND N. STERNBERG. **Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges.** *Phys. Rev. A*, **42**, 2299–2312, (1990).
- [86] K. U. RIEMANN. **The Bohm criterion and sheath formation.** *Journal of Physics D: Applied Physics*, **24**, 493, (1991).
- [87] D. BOHM. **The characteristics of electrical Discharges in Magnetic Fields.** MacGraw-Hill, New York, (1949).
- [88] R. N. FRANKLIN. **The plasma–sheath boundary region.** *Journal of Physics D: Applied Physics*, **36**, R309, (2003).
- [89] A. DOUGLASS, V. LAND, K. QIAO, L. MATTHEWS, AND T. HYDE. **Determination of the levitation limits of dust particles within the sheath in complex plasma experiments.** *Physics of Plasmas*, **19**, 013707, (2012).
- [90] M. LIEBERMAN AND A. LICHTENBERG. **Principles of Plasma Discharges and Materials Processing.** John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, (2005).
- [91] B. M. ANNARATONE, M. GLIER, T. STUFFLER, M. RAIF, H. M. THOMAS, AND G. E. MORFILL. **The plasma-sheath boundary near the adaptive electrode as traced by particles.** *New Journal of Physics*, **5**, 92, (2003).
- [92] L. MALTER, E. O. JOHNSON, AND W. M. WEBSTER. **Studies Of Externally Heated Hot Cathode Arcs, Part I. – Modes Of The Discharge.** *RCA Rev.*, **12**, 415, (1951).
- [93] W. M. WEBSTER, E. O. JOHNSON, AND L. MALTER. **Studies Of Externally Heated Hot Cathode Arcs, Part II. – The Anode-Glow Mode.** *RCA Rev.*, **13**, 163, (1952).

- [94] E. O. JOHNSON AND W. M. WEBSTER. **Studies Of Externally Heated Hot Cathode Arcs, Part III. – Plasma Density Distributions In The Anode-Glow Mode.** *RCA Rev.*, **16**, 82, (1955).
- [95] E. O. JOHNSON. **Studies Of Externally Heated Hot Cathode Arcs, Part IV. – The Low-Voltage Form Of The Ball-Of-Fire Mode.** *RCA Rev.*, **16**, 498, (1955).
- [96] S. LEPPER. **Staubeinfall in sekundären Plasmen.** Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2010).
- [97] I. LANGMUIR. **The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths.** *Phys. Rev.*, **33**, 954–989, (1929).
- [98] B. SONG, N. D'ANGELO, AND R. L. MERLINO. **On anode spots, double layers and plasma contactors.** *Journal of Physics D: Applied Physics*, **24**, 1789, (1991).
- [99] T. AN, R. L. MERLINO, AND N. D'ANGELO. **Cylindrical anode double layers ('firerods') produced in a uniform magnetic field.** *Journal of Physics D: Applied Physics*, **27**, 1906, (1994).
- [100] D. G. DIMITRIU, M. AFLORI, L. M. IVAN, C. IONITA, AND R. W. SCHRITTWIESER. **Common physical mechanism for concentric and non-concentric multiple double layers in plasma.** *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **49**, 237, (2007).
- [101] A. BARKAN AND R. L. MERLINO. **Confinement of dust particles in a double layer.** *Physics of Plasmas*, **2**, 3261–3265, (1995).
- [102] E. C. WHIPPLE. **Potentials of surfaces in space.** *Reports on Progress in Physics*, **44**, 1197, (1981).
- [103] E. J. STERNGLASS. **Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions.** *Phys. Rev.*, **108**, 1–12, (1957).
- [104] A. A. SICKAFOOSE, J. E. COLWELL, M. HORÁNYI, AND S. ROBERTSON. **Photoelectric Charging of Dust Particles in Vacuum.** *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6034–6037, (2000).
- [105] H. M. MOTT-SMITH AND I. LANGMUIR. **The Theory of Collectors in Gaseous Discharges.** *Phys. Rev.*, **28**, 727–763, (1926).
- [106] O. HAVNES, G. E. MORFILL, AND C. K. GOERTZ. **Plasma potential and grain charges in a dust cloud embedded in a plasma.** *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **89**, 10999–11003, (1984).
- [107] A. MELZER, T. TROTTEBERG, AND A. PIEL. **Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices.** *Physics Letters A*, **191**, 301 – 308, (1994).

- [108] T. TROTTENBERG, A. MELZER, AND A. PIEL. **Measurement of the electric charge on particulates forming Coulomb crystals in the sheath of a radiofrequency plasma.** *Plasma Sources Science and Technology*, **4**, 450, (1995).
- [109] U. KONOPKA, L. RATKE, AND H. M. THOMAS. **Central Collisions of Charged Dust Particles in a Plasma.** *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1269–1272, (1997).
- [110] S. KHRAPAK, D. SAMSONOV, G. MORFILL, H. THOMAS, V. YAROSHENKO, H. ROTHERMEL, T. HAGL, V. FORTOV, A. NEFEDOV, V. MOLOTKOV, O. PETROV, A. LIPAEV, A. IVANOV, AND Y. BATURIN. **Compressional waves in complex (dusty) plasmas under microgravity conditions.** *Physics of Plasmas*, **10**, 1–4, (2003).
- [111] A. V. ZOBNIN, A. P. NEFEDOV, V. A. SINEL'SHCHIKOV, AND V. E. FORTOV. **On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma.** *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **91**, 483–487, (2000).
- [112] M. S. BARNES, J. H. KELLER, J. C. FORSTER, J. A. O'NEILL, AND D. K. COULTAS. **Transport of dust particles in glow-discharge plasmas.** *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 313–316, (1992).
- [113] V. VAHEDI, G. DIPESO, C. K. BIRDSALL, M. A. LIEBERMANN, G. DIPESO, AND T. D. ROGNLIEN. **Capacitive RF discharges modelled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. II: comparisons with laboratory measurements of electron ebery distribution functions.** *Plasma Sources Sci. Technol.*, **2**, 261–272, (1993).
- [114] V. VAHEDI, C. K. BIRDSALL, M. A. LIEBERMANN, G. DIPESO, AND T. D. ROGNLIEN. **Capacitive RF discharges modelled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. II: comparisons with laboratory measurements of electron ebery distribution functions.** *Plasma Sources Sci. Technol.*, **2**, 273–278, (1993).
- [115] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK, AND B. M. ALEXANDROVICH. **Measurement of electron energy distribution in low-pressure RF discharges.** *Plasma Sources Science and Technology*, **1**, 36, (1992).
- [116] V. A. GODYAK, R. B. PIEJAK, AND B. M. ALEXANDROVICH. **Probe diagnostics of non-Maxwellian plasmas.** *Journal of Applied Physics*, **73**, 3657–3663, (1993).
- [117] S. A. KHRAPAK AND G. E. MORFILL. **An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas.** *Physics of Plasmas*, **15**, 114503, (2008).
- [118] J. E. ALLEN. **Probe theory - the orbital motion approach.** *Physica Scripta*, **45**, 497, (1992).
- [119] F. A. HAAS AND N. S. J. BRAITHWAITE. **Simple analysis of a capacitive discharge with a bi-Maxwellian electron distribution.** *Plasma Sources Science and Technology*, **9**, 77, (2000).

- [120] V. A. GODYAK, V. P. MEYTLIS, AND H. R. STRAUSS. **Tonks-Langmuir problem for a bi-Maxwellian plasma.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **23**, 728–734, (1995).
- [121] T. NITTER, T. K. ASLAKSEN, F. MELANDSO, AND O. HAVNES. **Levitation and dynamics of a collection of dust particles in a fully ionized plasma sheath.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **22**, 159–172, (1994).
- [122] M. BACHARIS, M. COPPINS, AND J. E. ALLEN. **Dust grain charging in RF discharges.** *Plasma Sources Science and Technology*, **19**, 025002, (2010).
- [123] C. CUI AND J. GOREE. **Fluctuations of the charge on a dust grain in a plasma.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **22**, 151–158, (1994).
- [124] P. S. EPSTEIN. **On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases.** *Phys. Rev.*, **23**, 710–733, (1924).
- [125] S. A. KHRAPAK, A. V. IVLEV, G. E. MORFILL, AND H. M. THOMAS. **Ion drag force in complex plasmas.** *Phys. Rev. E*, **66**, 046414, (2002).
- [126] M. HIRT, D. BLOCK, AND A. PIEL. **Measurements of the ion drag force on micrometer sized particles in the double plasma device DODO.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **32**, 582–585, (2004).
- [127] M. HIRT, D. BLOCK, AND A. PIEL. **Measurement of the ion drag force on free falling microspheres in a plasma.** *Physics of Plasmas*, **11**, 5690–5696, (2004).
- [128] I. H. HUTCHINSON. **Collisionless ion drag force on a spherical grain.** *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **48**, 185, (2006).
- [129] S. CHANDRASEKHAR. **Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction.** *Astrophysical Journal*, **97**, 255, (1943).
- [130] H. ROTHERMEL, T. HAGL, G. E. MORFILL, M. H. THOMA, AND H. M. THOMAS. **Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient.** *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 175001, (2002).
- [131] C. SCHMIDT, O. ARP, AND A. PIEL. **Spatially extended void-free dusty plasmas in a laboratory radio-frequency discharge.** *Physics of Plasmas*, **18**, 013704, (2011).
- [132] T. BOCKWOLDT, O. ARP, K. O. MENZEL, AND A. PIEL. **On the origin of dust vortices in complex plasmas under microgravity conditions.** *Physics of Plasmas*, **21**, 103703, (2014).
- [133] A. MELZER. **Laser manipulation of particles in dusty plasmas.** *Plasma Sources Science and Technology*, **10**, 303, (2001).
- [134] A. ASHKIN. **Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure.** *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 156–159, (1970).

- [135] V. SCHNEIDER AND H. KERSTEN. **On the use of optically trapped dust particles as micro-probes in process plasmas.** *Problems of Atomic Science and Technology (PAST)*, **1**, 164–167, (2013).
- [136] G. S. SELWYN, J. E. HEIDENREICH, AND K. L. HALLER. **Particle trapping phenomena in radio frequency plasmas.** *Applied Physics Letters*, **57**, 1876–1878, (1990).
- [137] R. N. CARLILE, S. GEHA, J. F. O’HANLON, AND J. C. STEWART. **Electrostatic trapping of contamination particles in a process plasma environment.** *Applied Physics Letters*, **59**, 1167–1169, (1991).
- [138] Y. WATANABE. **Formation and behaviour of nano/micro-particles in low pressure plasmas.** *Journal of Physics D: Applied Physics*, **39**, R329, (2006).
- [139] A. HOMANN, A. MELZER, AND A. PIEL. **Plasmakristall und Plasmafalle.** *Physik Journal*, **52**, 1227–1231, (1996).
- [140] J. CARSTENSEN, F. GREINER, D. BLOCK, J. SCHABLINSKI, W. J. MILOCH, AND A. PIEL. **Charging and coupling of a vertically aligned particle pair in the plasma sheath.** *Physics of Plasmas*, **19**, 033702, (2012).
- [141] J. SCHABLINSKI, D. BLOCK, A. PIEL, A. MELZER, H. THOMSEN, H. KÄHLERT, AND M. BONITZ. **Laser heating of finite two-dimensional dust clusters: A. Experiments.** *Physics of Plasmas*, **19**, 013705, (2012).
- [142] A. HOMANN, A. MELZER, S. PETERS, AND A. PIEL. **Determination of the dust screening length by laser-excited lattice waves.** *Phys. Rev. E*, **56**, 7138–7141, (1997).
- [143] J. KONG, K. QIAO, L. S. MATTHEWS, AND T. W. HYDE. **Interaction force in a vertical dust chain inside a glass box.** *Phys. Rev. E*, **90**, 013107, (2014).
- [144] O. ARP, D. BLOCK, A. PIEL, AND A. MELZER. **Dust Coulomb Balls: Three-Dimensional Plasma Crystals.** *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 165004, (2004).
- [145] S. MITIC, R. SÜTTERLIN, A. V. I. H. HÖFNER, M. H. THOMA, S. ZHDANOV, AND G. E. MORFILL. **Convective Dust Clouds Driven by Thermal Creep in a Complex Plasma.** *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 235001, (2008).
- [146] H. MAURER, R. BASNER, AND H. KERSTEN. **Measuring the temperature of microparticles in plasmas.** *Review of Scientific Instruments*, **79**, 093508, (2008).
- [147] J. INGENHOUS. **Bemerkungen über den Gebrauch des Vergrößerungsglases.** In: N. C. Molitor (Hrsg.): *Vermischte Schriften von Ingen-Housz*. 2. Auflage, Band II, Wien 1784, S. 123–124, (1784).
- [148] T. THIELE. **Om Anvendelse af mindste Kvadraters Methode i nogle Tilfælde, hvor en Komplikation af visse Slags uensartede tilfældige Fejlkilder giver Fejlene en ‘systematisk’ Karakter.** *Vidensk. Selsk. Skr. 5. Rk., naturvid. og mat. Afd.*, **12**, 381–408, **12**, 381–408, (1880).

- [149] L. BACHELIER. **Théorie de la Spéculation**. Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure. Sér. 3, Bd. 17, 1900, S. 21-86, (1900).
- [150] N. WIENER. **Differential-Space**. *J. Math. and Phys.*, **2**, 131–174, (1923).
- [151] J. PERRIN. **Mouvement brownien et réalité moléculaire**. *Annales de chimie et de physique*, ser. **8**, 5–114, (1909).
- [152] R. KUBO, M. TODA, AND N. HASHITSUME. **Statistical Physics II**. Springer, Berlin, (1978).
- [153] N. VAN KAMPEN. **Stochastic Processes in Physics and Chemistry**. North Holland, New York, (1981).
- [154] H. RISKEN. **The Fokker-Planck Equation**. Springer, Berlin, (1984).
- [155] L. SJÖGREN. **Lecture notes Stochastic processes**. Lecture Notes, Göteborg University. http://physics.gu.se/~frtbm/joomla/index.php?option=com_content&view=article&id=119&Itemid=290, Abgerufen: 2016.
- [156] G. MORFILL, E. GRÜN, AND T. JOHNSON. **Dust in jupiter's magnetosphere: Physical processes**. *Planetary and Space Science*, **28**, 1087 – 1100, (1980).
- [157] T. MATSOUKAS, M. RUSSELL, AND M. SMITH. **Stochastic charge fluctuations in dusty plasmas**. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, **14**, 624–630, (1996).
- [158] T. MATSOUKAS AND M. RUSSELL. **Fokker-Planck description of particle charging in ionized gases**. *Phys. Rev. E*, **55**, 991–994, (1997).
- [159] M. KLINDWORTH, O. ARP, AND A. PIEL. **Langmuir probe diagnostics in the IMPF device and comparison with simulations and tracer particle experiments**. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **39**, 1095, (2006).
- [160] M. KLINDWORTH, O. ARP, AND A. PIEL. **Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity**. *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 033502, (2007).
- [161] V. LAND AND W. J. GOEDHEER. **The plasma inside a dust free void: hotter, denser, or both?** *New Journal of Physics*, **9**, 246, (2007).
- [162] W. J. GOEDHEER AND V. LAND. **Simulation of dust voids in complex plasmas**. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **50**, 124022, (2008).
- [163] W. J. GOEDHEER, V. LAND, AND J. VENEMA. **Hydrodynamic and kinetic modelling of complex radio-frequency plasmas**. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **42**, 194015, (2009).
- [164] KINEMA SOFTWARE. **Siglo-2D**. Version 1.1.
- [165] J. P. BOEUF AND L. C. PITCHFORD. **Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor**. *Phys. Rev. E*, **51**, 1376–1390, (1995).

- [166] J. P. VERBONCOEUR, M. V. ALVES, V. VAHEDI, AND C. K. BIRDSALL. **Simultaneous potential and circuit solution for 1D bounded plasma particle simulation codes.** *Journal of Computational Physics*, **104**, 321–328, (1993).
- [167] COMSOL. **COMSOL Multiphysics®.**
- [168] T. ANTONOVA, C.-R. DU, A. V. IVLEV, B. M. ANNARATONE, L.-J. HOU, R. KOMPANEETS, H. M. THOMAS, AND G. E. MORFILL. **Microparticles deep in the plasma sheath: Coulomb “explosion”.** *Physics of Plasmas*, **19**, 093709, (2012).
- [169] J. GOREE. **Charging of particles in a plasma.** *Plasma Sources Science and Technology*, **3**, 400, (1994).
- [170] I. H. HUTCHINSON. **Nonlinear collisionless plasma wakes of small particles.** *Physics of Plasmas*, **18**, 032111, (2011).
- [171] A. K. ANUAR, F. HONARY, M. HAPGOOD, AND J.-F. ROUSSEL. **Three-dimensional simulation of dust charging and dusty plasma using SPIS.** *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **118**, 6723–6735, (2013).
- [172] P. SOFTWARE. **XPDP-1.** Version 4.11.
- [173] F. GREINER. **Nichtlineare Dynamik von thermionischen Niederdruckentladungen: Teilchensimulationen im Vergleich mit Experimenten.** Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (1994).
- [174] R. HOCKNEY AND J. EASTWOOD. **Computer Simulations Using Particles.** McGraw-Hill, New York, (1981).
- [175] S. D. BAALRUD, B. LONGMIER, AND N. HERSHKOWITZ. **Equilibrium states of anodic double layers.** *Plasma Sources Science and Technology*, **18**, 035002, (2009).
- [176] F. MACKEL. **Zeitaufgelöste Messungen der Elektronendichte und Elektronentemperatur in gepulsten Plasmen mittels elektrostatischer Dreifachsonden.** Dissertation, Bochum, (2009).
- [177] M. KLINDWORTH. **Fundamentals and Applications of Langmuir Probe Diagnostics in Complex Plasmas.** Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2004).
- [178] Y.-X. LIU, Q.-Z. ZHANG, W. JIANG, L.-J. HOU, X.-Z. JIANG, W.-Q. LU, AND Y.-N. WANG. **Collisionless Bounce Resonance Heating in Dual-Frequency Capacitively Coupled Plasmas.** *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 055002, (2011).
- [179] B. P. WOOD, M. A. LIEBERMAN, AND A. J. LICHTENBERG. **Stochastic electron heating in a capacitive RF discharge with non-Maxwellian and time-varying distributions.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **23**, 89–96, (1995).

- [180] C. SCHMIDT, O. ARP, M. HIMPEL, A. MELZER, AND A. PIEL. **Stereoscopic Observations of Dust Clouds in Front of a Pixel Electrode in a Radio Frequency Discharge.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, **41**, 774–778, (2013).
- [181] MICROPARTICLES GMBH. Berlin, Germany.
- [182] N. KOHLMANN. **Untersuchung der Brownschen Bewegung eines Mikropartikels mit hochauflösenden digitalen Videokameras.** Bachelorarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2015).
- [183] C. SCHMIDT. **Wellenvorgänge in ausgedehnten, thermophoretisch levitierten Staubwolken in komplexen Plasmen.** Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, (2010).
- [184] Y. IVANOV AND A. MELZER. **Particle positioning techniques for dusty plasma experiments.** *Review of Scientific Instruments*, **78**, 033506, (2007).
- [185] M. HIMPEL, B. BUTTENSCHÖN, AND A. MELZER. **Three-view stereoscopy in dusty plasmas under microgravity: A calibration and reconstruction approach.** *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, **82**, 053706, (2011).
- [186] Y. FENG, J. GOREE, AND B. LIU. **Accurate particle position measurement from images.** *Review of Scientific Instruments*, **78**, 053704, (2007).
- [187] N. INSTRUMENTS. **LabVIEW.**
- [188] H. JUNG, F. GREINER, O. H. ASNAZ, J. CARSTENSEN, AND A. PIEL. **Resonance methods for the characterization of dust particles in plasmas.** *Journal of Plasma Physics*, **82**, 615820301, (2016).
- [189] O. S. VAULINA, X. G. ADAMOVICH, O. F. PETROV, AND V. E. FORTOV. **Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems. I. Numerical simulation.** *Phys. Rev. E*, **77**, 066403, (2008).
- [190] O. S. VAULINA, X. G. ADAMOVICH, O. F. PETROV, AND V. E. FORTOV. **Evolution of the mass-transfer processes in nonideal dissipative systems II: Experiments in dusty plasma.** *Phys. Rev. E*, **77**, 066404, (2008).
- [191] J. KONG, K. QIAO, L. S. MATTHEWS, AND T. W. HYDE. **Temperature measurement of a dust particle in a RF plasma GEC reference cell.** *Journal of Plasma Physics*, **82**, 905820505, (2016).
- [192] W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY, AND W. T. VETTERLING. **Numerical Recipes.** Cambridge University Press, Cambridge, UK, (3rd revised edition 2007).
- [193] B. CICHOCKI AND B. U. FELDERHOF. **Velocity autocorrelation function of interacting Brownian particles.** *Phys. Rev. E*, **51**, 5549–5555, (1995).
- [194] W. H. SNYDER AND J. L. LUMLEY. **Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow.** *Journal of Fluid Mechanics*, **48**, 41–71, (1971).

-
- [195] B. J. ALDER AND T. E. WAINWRIGHT. **Velocity Autocorrelations for Hard Spheres.** *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 988–990, (1967).
- [196] B. J. ALDER AND T. E. WAINWRIGHT. **Decay of the Velocity Autocorrelation Function.** *Phys. Rev. A*, **1**, 18–21, (1970).
- [197] A. HOMANN, A. MELZER, AND A. PIEL. **Measuring the charge on single particles by laser-excited resonances in plasma crystals.** *Phys. Rev. E*, **59**, R3835–R3838, (1999).
- [198] C. KILLER, M. MULSOW, AND A. MELZER. **Spatio-temporal evolution of the dust particle size distribution in dusty argon rf plasmas.** *Plasma Sources Science and Technology*, **24**, 025029, (2015).
- [199] A. EINSTEIN. **Theoretische Bemerkungen über die Brownsche Bewegung.** *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie*, **13**, 41–42, (1907).
- [200] A. EINSTEIN. **Investigations on the theory of the Brownian movement.** R. Fürth, Ed., A. D. Cowper, Transl., Methuen, London, (1926).
- [201] Y. FENG, J. GOREE, AND B. LIU. **Errors in particle tracking velocimetry with high-speed cameras.** *Review of Scientific Instruments*, **82**, 053707, (2011).

Liste der Publikationen

Einzelne Teile der vorliegenden Dissertation wurden in den folgenden wissenschaftlichen Publikationen veröffentlicht:

Beiträge in wissenschaftlichen Fachzeitschriften

1. C. Schmidt, O. Arp, M. Himpel, A. Melzer und A. Piel,
Stereoscopic Observations of Dust Clouds in Front of a Pixel Electrode in a Radio Frequency Discharge
IEEE Trans. Plasma Sci. **41**, 774 (2013)
2. A. Piel und C. Schmidt,
Dust charging and charge fluctuations in a weakly collisional radio-frequency sheath at low pressure
Phys. Plasmas **22**, 053701 (2015)
3. C. Schmidt und A. Piel,
Stochastic heating of a single Brownian particle by charge fluctuations in a radio-frequency produced plasma sheath
Phys. Rev. E **92**, 043106 (2015)
4. C. Schmidt und A. Piel,
Experimental study of the stochastic heating of a single Brownian particle by charge fluctuations
Phys. Plasmas **23**, 083704 (2016)

Ausgewählte Beiträge auf Internationalen Konferenzen

1. C. Schmidt und A. Piel,
Stereoscopic Observations of Dust Clouds in front of a Pixel-Electrode in a Radio-Frequency Discharge
13th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, Waco, Texas USA (2012)
2. C. Schmidt und A. Piel,
Stereoscopic observation of the Brownian motion of a single dust particle
Bull. Am. Phys. Soc. (55th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics Denver, Colorado USA), **58**, No. 16, UP8.00083 (2013)

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all den Personen bedanken, die durch fachliche und moralische Unterstützung das Zustandekommen dieser Dissertation ermöglicht haben. Als erstes gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Alexander Piel, der mich nicht nur freundlich in die Arbeitsgruppe aufgenommen sondern mir auch die Möglichkeit diese Arbeit unter seiner Anleitung anfertigen zu können gegeben hat. Ohne seine Anregungen und zahlreichen gemeinsamen wissenschaftlichen Diskussionen wäre mir die Bewältigung eines solch komplexen Themas nicht möglich gewesen. Des Weiteren bedanke ich mich für die Möglichkeit, dass ich meine Ergebnisse auf Tagungen präsentieren konnte, sowie bei der Unterstützung beim Anfertigen von wissenschaftlichen Veröffentlichungen.

Für die finanzielle Unterstützung möchte ich mich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Projekts A2 des Sonderforschungsbereichs Transregio 24 (SFB-TR24) danken.

Die nächste Person, bei der ich mich bedanken möchte, ist Dr. Oliver Arp, der mich schon während meiner Diplomarbeit und in den ersten Jahren meiner Promotion bei wissenschaftlichen und technischen Fragen helfend unterstützt hat. Ein weiterer Dank gilt Sonja Lepper, die durch den Aufbau des Experimentes SPEX im Rahmen ihrer Diplomarbeit die Untersuchungen der *brownschen* Bewegung erst ermöglicht hat. Besonders möchte ich mich bei Dr. Torben Reichstein bedanken, der mir mit Rat und Tat seit Beginn des Studiums zur Seite stand. Nils Lukat und Niklas Kohlmann danke ich für die zahlreichen wissenschaftlichen Diskussionen und ihrer experimentellen Unterstützung bei der Bearbeitung des Themas der *brownschen* Bewegung eines einzelnen Partikels. Für die Überprüfung der Arbeit auf Fehler und auf Konsistenz möchte ich mich bei Jochen Wilms, Hendrik Jung, Benjamin Tadsen und Torben Reichstein bedanken, sowie bei meiner Mutter.

Ich will mich außerdem bei allen aktuellen und früheren Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanken, nicht nur für die fachliche Unterstützung sondern auch für die freundliche Atmosphäre und die vielen Kuchen für Geburtstage, verlorene Wetten und für erfolgreiche wissenschaftliche Veröffentlichungen. Bei Prof. Dr. Dietmar Block bedanke ich mich für die ausführlichen Diskussionen bezüglich der Videomikroskopie und bei Dr. Franko Greiner für die Unterstützung bei den *XPDP-1*-Simulationen. Michael Poser, Volker Rohwer und Mario Knüppel gilt mein Dank für die schnelle Hilfe bei der Bewältigung technischer Probleme. Für die tatkräftige Unterstützung bei bürokratischen und organisatorischen Problemen bedanke ich mich bei Frau Thiedemann und Frau Sommer.

Meiner Schwester Mona und ihrem Mann Jürgen danke ich herzlich für ihre uneingeschränkte Unterstützung und Ablenkung vom Wissenschaftsalltag. Abschließend möchte ich meinen Eltern einen ganz besonderen Dank aussprechen, dafür dass sie mir die Möglichkeit für das Physikstudium gaben und mich uneingeschränkt unterstützt haben, auch in schlechten Tagen. Dafür und für alles andere auch: DANKE!

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Christian Schmidt
Geburtsdatum: 29.08.1983
Geburtsort: Kiel
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung

1990 - 1994 Peter-Petersen-Schule Kiel
1994 - 2003 Ernst-Barlach-Gymnasium Kiel
Juni 2003 Abitur mit den Leistungskursen
Mathematik und Erdkunde

Studium

April 2004 Immatrikulation im Fach Physik
an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
April 2006 Vordiplom mit Nebenfach Chemie
März 2010 Beendigung des Studiums der Physik mit Abschluss
Diplom
Nebenfach: Biophysik
Thema der Diplomarbeit:
Wellenvorgänge in ausgedehnten, thermophoretisch le-
vitieren Staubwolken in komplexen Plasmen
seit Mai 2010 Promotion in der Arbeitsgruppe "Plasmadynamik"
am Institut für Experimentelle und Angewandte Phy-
sik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass die vorliegende Dissertation - abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Lehrer 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. Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Kiel, den