Physikalisches Praktikum
für Fortgeschrittene

Das Plasmakristallexperiment



November 2026

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **2**
2.1 Plasmagleichungen . . . 2
2.2 Die kapazitive HF-Entladung . . . 5
2.3 Plasma und Plasmarandschicht . . . 7
2.3.1 Entstehung der Plasmarandschicht . . . 7
2.3.2 Bohm-Kriterium . . . 9
2.3.3 Gliederung der Plasmarandschicht . . . 9
2.4 Langmuir-Sonden . . . 10
2.5 Staubige Plasmen . . . 11
2.6 Aufladung von Staubpartikeln . . . 13
2.6.1 Mechanismen der Aufladung . . . 13
2.6.2 Modelle der Aufladung . . . 14
2.6.3 Das Kapazitätsmodell . . . 17
2.6.4 Der Havnes-Parameter . . . 18
2.7 Kräfte auf die Staubpartikel . . . 19
2.8 Coulomb-Kristallisation in staubigen Plasmen . . . 22
2.8.1 Das Ein-Komponenten-Plasma . . . 23
2.8.2 Das Yukawa-Potential . . . 25
2.8.3 Bildung von Coulomb-Kristallen . . . 26

3 Aufbau des Experiments **31**

4 Durchführung des Experiments und Aufgaben **37**
4.1 Erzeugung des Vakuums . . . 38
4.2 Erzeugung des Plasmas . . . 40
4.3 Bestimmung der Plasmaparameter . . . 41
4.4 Erzeugung von Plasmakristallen . . . 41
4.5 Auswertungsprogramm . . . 42
4.6 Aufgaben . . . 44

Literaturverzeichnis **V**

1 Einleitung

Bei diesem Experiment werden in ein im Labor erzeugtes Plasma Staubpartikel gebracht, die zu einer Änderung der physikalischen Eigenschaften des Plasmas führen können.

Bei einem Plasma handelt es sich um ein quasi-neutrales Gas, bestehend aus elektrisch geladenen und neutralen Teilchen, die ein kollektives Verhalten aufweisen. Staubige bzw. kolloidale Plasmen sind Plasmen, die zusätzlich zu den Elektronen und Ionen eines Plasmas eine weitere Spezies, nämlich geladene Partikel im Mikrometerbereich und kleiner enthalten. In der Natur finden sich staubige Plasmen in astrophysikalischen Umgebungen (z.B. interstellares Medium, Kometenschweife, Ringsysteme von Planeten).

Bringt man Staubpartikel in ein Laborplasma, so werden diese Partikel aufgeladen. Unter gewissen Bedingungen können die Partikel in einer regelmäßigen Anordnung über dem Boden der Plasmakammer schweben. Diese Erscheinung wird „Plasmakristall" genannt.

Ziel dieses Experiments soll es sein, die Eigenschaften eines Plasmas zu bestimmen, Plasmakristalle zu erzeugen und in Bezug auf Struktur und dynamisches Verhalten zu untersuchen.

Als Grundlage dieser Praktikumsanleitung dient die Diplomarbeit „Aufbau und Inbetriebnahme eines Plasmakristallexperiments" (Guicking, 2006), welche am Versuchsplatz ausliegt. Sie gibt eine detailliertere Übersicht der hier behandelten Punkte. Außerdem befinden sich Literaturverweise im Text.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Plasmagleichungen

Als Plasma bezeichnet man ein makroskopisch neutrales, d. h. quasi-neutrales Gas, bestehend aus elektrisch geladenen und neutralen Teilchen, die ein kollektives Verhalten aufweisen. Quasi-Neutralität bedeutet

$$n_e = \sum_{k=1}^{N} Z_k n_{i,k}, \tag{2.1}$$

wobei n_e die Elektronendichte und $n_{i,k}$ die Ionendichten sind. Z_k ist die Anzahl der Ladungen der jeweiligen Ionen. Für den Fall nur einer Sorte einfach positiv geladener Ionen folgt $n_e = n_i$. Kollektives Verhalten bedeutet weitreichende Wechselwirkung der Plasmateilchen aufgrund elektromagnetischer Kräfte.

Man spricht von einem „idealen Plasma“, falls die mikroskopische Wechselwirkungsenergie der Teilchen untereinander, die elektrostatische Energie, viel kleiner als die thermische Energie der Teilchen ist, also

$$E_{\text{elektrostatisch}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} n^{\frac{1}{3}} \ll \frac{3}{2} k_B T = E_{\text{thermisch}} \tag{2.2}$$

ist. Dabei ist $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C die Elementarladung, $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12}\ \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ die elektrische Feldkonstante, n die Teilchendichte, $k_B = 1,3806 \cdot 10^{-23}\ \frac{\text{J}}{\text{K}}$ die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Eine weitere Formulierung eines quantitativen Kriteriums dafür, dass ein ideales Plasma vorliegt, ergibt sich mit Hilfe der Debye-Länge und des Plasmaparameters. Diese Betrachtung ist identisch zu obiger aber beschreibt sie detaillierter. Im Plasma wird das Potential eines Ions durch eine es umgebende Elektronenwolke abgeschirmt. Dieses Abschirmpotential fällt exponentiell ab. Dabei ergibt sich als charakteristische Länge die Debye-Länge, also die Länge nach der das Potential

auf den $\frac{1}{e}$-ten Teil abgefallen ist. Dieses erhält man durch die Lösung der Poisson-Gleichung für ein Testteilchen in linearer Rechnung, wobei die Elektronen und Ionen der Boltzmann-Verteilung folgen sollen. Die Debye-Länge ist dann definiert als

$$\lambda_{D,e} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.3}$$

wobei n_e die Elektronendichte ist, bei der das Abschirmpotential null ist (also weit weg vom Ion). Gleiches gilt auch für ein Elektron, das durch Ionen abgeschirmt wird und für die totale Debye-Länge λ_D gilt

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{D,e}^{-2} + \lambda_{D,i}^{-2}. \tag{2.4}$$

Diese Abschirmeffekte kann es nur geben, wenn genügend Teilchen in der Ladungswolke sind, deren Radius λ_D ist (Debye-Kugel). Für die Anzahl der Teilchen in der Debye-Kugel gilt

$$N_D = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3. \tag{2.5}$$

Es muss also $N_D \gg 1$ sein. Üblicherweise wird der Plasmaparameter

$$g = \frac{1}{n_e \lambda_D^3} \tag{2.6}$$

definiert. Ein „ideales Plasma“ liegt somit vor, falls $g \ll 1$ ist.

Mit Einführung der Debye-Länge ergibt sich auch ein quantitatives Kriterium für die Quasi-Neutralität. Sie liegt vor, wenn die typische Längenskala L des Systems (die Größenordnung der Ausdehnung des Plasmas) viel größer als die Debye-Länge ist, also $L \gg \lambda_D$ ist.

Wenn die kollektiven Wechselwirkungen der Teilchen eine größere Rolle als die Stöße der Teilchen spielen, handelt es sich um ein „stoßfreies Plasma“. Dies soll bedeuten, dass die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen τ (Stoßzeit) der Teilchen groß im Vergleich zu typischen Zeitskalen $T_{\text{kollektiv}}$ im Plasma ist, also $\tau \gg T_{\text{kollektiv}}$ ist.

Die typischen Zeitskalen eines Plasmas werden durch die Frequenz der Plasmaoszillationen definiert. Diese Plasmaoszillationen entstehen, weil die Abschirmung ein Polarisationsfeld bedingt, welches die Elektronen zurück zu den Ionen drängt. Anschaulich ausgedrückt oszillieren die Elektronen also um eine Gleichgewichtsposition. Diese Oszillation hat eine charakteristische Frequenz, die Plasmafrequenz.

Für sie gilt

$$\omega_{p,e} = \left(\frac{n_{e,0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.7}$$

Hierbei ist $n_{e,0}$ die Elektronendichte des Grundzustands, also die mittlere Elektronendichte. Analog ergibt sich für die Ionen (einfach positiv geladen)

$$\omega_{p,i} = \left(\frac{n_{i,0} e^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.8}$$

mit $n_{i,0}$ als mittlerer Ionendichte. Die totale Plasmafrequenz ω_p ist

$$\omega_p^2 = \omega_{p,e}^2 + \omega_{p,i}^2. \tag{2.9}$$

Der Plasmazustand wird nach fest, flüssig und gasförmig auch als vierter Zustand der Materie bezeichnet, weil dieser Zustand bei weiterer Temperaturerhöhung eines Gases (bei ausreichender thermischer Energie) eintritt und dazu führt, erst Moleküle dieses Gases zu dissoziieren und dann die Atome zu ionisieren. Ein Maß für den Grad der Ionisation (im thermischen Gleichgewicht, also $T_e = T_i = T$) bietet die Saha-Gleichung

$$\frac{n_i n_e}{n_n} = 2,4 \cdot 10^{21} T^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T} \right). \tag{2.10}$$

Die Teilchendichte der Neutralteilchen ist hier n_n. E_i ist die Ionisationsenergie der Gasatome. Wenn man von einem quasi-neutralen Zustand ausgeht, dann ist n_e=n_i und der Ionisationsgrad α des Plasmas ist $\alpha = \frac{n_e}{n_n} = \frac{n_i}{n_n}$. Der Ionisationsgrad für z.B. Argon ($E_i = 15,7$ eV) bei einer Teilchendichte von $2,4 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} (Teilchendichte bei einem Druck von 10^{-2} mbar) und Raumtemperatur ($T = 300\,\mathrm{K}$) beträgt etwa $\alpha = 5 \cdot 10^{-130}$. Je nach Ionisationsgrad unterscheidet man „heiße“ (voll ionisierte) Plasmen oder „kalte“ (schwach ionisierte) Plasmen. Nur letztere werden in diesem Experiment von Bedeutung sein. Schwach ionisierte Laborplasmen haben die folgenden Eigenschaften:

(a) Stöße zwischen geladenen Teilchen und Neutralgasteilchen sind wichtig.
(b) Es gibt Grenzen, ab denen Oberflächenverluste von Bedeutung sind (Bildung einer Plasmarandschicht).
(c) Ionisation von Neutralgasteilchen erhält das Plasma im stationären Zustand, also bei konstantem Ionisationsgrad.
(d) Die Elektronen sind nicht im thermischen Gleichgewicht mit den Ionen.

2.2 Die kapazitive HF-Entladung

Eine gängige Art zur Erzeugung von Niederdruckentladungen ist die kapazitive Einkopplung hochfrequenter (HF) Ströme und Spannungen (zwischen zwei Kondensatorplatten) in ein Gas. Dies führt durch Stöße und Reflexion von Teilchen zu unterschiedlichen Heizmechanismen im Plasma. Die physikalischen Vorgänge in der Randschicht und Randschichtkante (vgl. Abschnitt 2.2.2) bestimmen in HF-Entladungen das Plasmaverhalten. Daher sind elektrische Untersuchungen an solchen Plasmen von Interesse, um Modelle zu überprüfen und zu verbessern. Durch einfache Annahmen kann man zu analytischen Lösungen gelangen, die die Bestimmung verschiedener Parameter der Entladung ermöglichen (Lieberman, 2005). Es gibt aufeinander aufbauende Modelle der kapazitiven HF-Entladung, die zum Ziel haben, aus Kontrollparametern einer Entladung andere charakteristische Größen der Entladung zu bestimmen. Die Entwicklung dieser Modelle geht zurück auf Godyak et al. in den 1970er Jahren und ist in einer Einzeldarstellung von 1986 (Godyak, 1986) zusammengefasst.

Kapazitive Entladungen werden gewöhnlich mit 50 Ω-HF-Generatoren bei $13,56$ MHz betrieben. Für einen effizienten Leistungstransfer in das Plasma muss zwischen dem Generator und der Entladung ein Anpassungsnetzwerk eingerichtet werden. Wenn eine Entladung direkt durch einen HF-Generator erzeugt wird, wird die Leistung in der Regel nicht effizient vom Generator in die Entladung übertragen. Es wird eine Impedanz benötigt, die das Plasma allein nicht liefert. Deshalb muss ein Anpassungsnetzwerk in den Aufbau integriert werden, welches diese Impedanz zur Verfügung stellt.

Die Parameter kapazitiver Entladungen erstrecken sich für gewöhnlich über folgende Bereiche (Godyak, 1986): die Frequenzen von 1 bis 100 MHz, der Gasdruck von < 1 mbar bis zu einigen mbar, die Dimension in der Größenordnung von 1 cm und die Leistung von 1 W bis zu einigen 10 W. Bei diesen Bedingungen ist das HF-Entladungsplasma ein schwach ionisiertes Plasma. Die Elektronentemperatur ist größer als die Ionen- und Neutralgastemperatur und liegt abhängig vom Gasdruck und den Entladungsbedingungen in der Größenordnung von 1 eV. Die Elektronen- und Ionendichten erstrecken sich von 10^8 bis 10^{11} cm^{-3}.

Eine umfassende Beschreibung zu kapazitiven Entladungen bieten die Arbeiten von Lieberman (2005), Godyak (1986) und Raizer (1995).

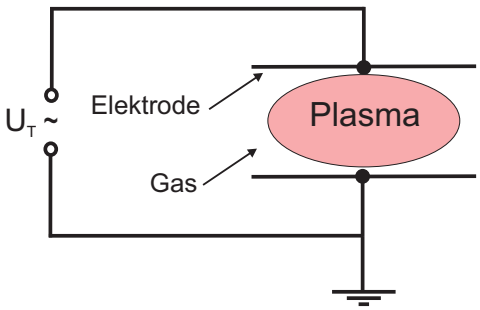


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der kapazitiven HF-Entladung. Bei U_T handelt es sich um die angelegte HF-Spannung (nach Lieberman, 2005).

Mechanismus der kapazitiven HF-Entladung

Es soll eine kapazitive HF-Entladung zwischen zwei parallelen Platten betrachtet werden, die an einen HF-Generator angeschlossen sind. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 2.1. Wenn die Spannung an den Elektroden ansteigt und einen kritischen Wert übersteigt, wird das Gas zwischen den Platten ionisiert. Es zündet ein Plasma.

Bei HF-Entladungen führt die Oszillation des Potentials an der Elektrode zu zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern. Die Ladungsträger werden durch diese elektrischen Felder beschleunigt. Nach der Saha-Gleichung (Gleichung 2.10) gibt es immer ionisierte Teilchen und freie Elektronen in einem Gas, wenn auch verhältnismäßig wenige bei Raumtemperatur. Ab einem bestimmten Wert der eingekoppelten Leistung reicht die Energie der beschleunigten Elektronen aus, um weitere Neutralgasteilchen durch Stöße zu ionisieren (ohmsches Heizen) und ein Plasma entstehen zu lassen. Der maßgebliche Prozess, der zur Zündung des Plasmas führt, ist also der Ionisation durch Stöße vorbehalten.

Zur Aufrechterhaltung der Entladung müssen Neutralgasteilchen kontinuierlich ionisiert werden, weil durch die begrenzenden Wände und durch Rekombination Teilchen verloren gehen. Um das Plasma in diesem stationären Zustand zu erhalten, spielt ein weiterer Mechanismus eine wichtige Rolle, nämlich der des stochastischen Heizens. Beim stochastischen Heizen werden Elektronen an der oszillierenden Plasmarandschichtkante reflektiert und liefern dadurch eine Netto-Energieabgabe an das Plasma. Damit die Elektronen beim stochastischen Heizen einen Netto-Energiegewinn erfahren, muss sich nach einem Stoß mit der sich bewegenden Randschicht die Phasenlage des Elektrons bezüglich des oszillierenden Feldes ändern.

Die Elektronen dürfen demnach nur in zufälliger Phasenlage auf die Randschicht treffen. Aus diesem Grund spricht man von stochastischer Heizung. Der Prozess des stochastischen Heizens ist effizienter als der des ohmschen Heizens.

2.3 Plasma und Plasmarandschicht

Im Labor ist das Plasma in einer Vakuumkammer eingeschlossen, die eine endliche Größe hat. Daher ist der Einfluss der begrenzenden Wände von Bedeutung und führt zu Veränderungen des Plasmas in deren Nähe. Es bildet sich neben dem inneren quasi-neutralen Plasmabereich ein schmaler Übergangsbereich vom Plasma zur Elektrode bzw. begrenzenden Wand, der Plasmarandschicht genannt wird.

2.3.1 Entstehung der Plasmarandschicht

Zur Erklärung der allgemeinen Entstehung einer Plasmarandschicht soll ein Plasma mit dem Anfangszustand $n_e = n_i$ zwischen zwei geerdeten Kondensatorplatten mit dem Abstand l betrachtet werden (Abbildung 2.2a). Die Nettoladungsdichte $\rho = e\,(n_i - n_e)$ ist dann null und damit verschwinden auch das elektrische Potential und Feld. Die Elektronen und Ionen würden sofort an den Wänden verloren gehen, da sie durch kein elektrisches Feld aufgehalten werden. Weil die Elektronen aber eine höhere thermische Energie haben (beweglicher wegen geringerer Masse), gehen sie schneller als die Ionen verloren und das Plasma muss dann ein positives Potential in Bezug auf die Wände ausbilden. Dieses Potential wird sich nicht über das gesamte Plasma verteilen, weil die Debye-Abschirmung die Potentialveränderung auf die Länge einiger Debye-Längen begrenzt. Es bildet sich also nach sehr kurzer Zeit eine dünne, positive Ionenschicht der Breite s ($s \ll l$) nahe jeder Wand aus, welche Plasmarandschicht genannt wird (Abbildung 2.2b). Die daraus resultierende positive Ladungsdichte in der Randschicht ($n_i \gg n_e$) führt zu einem Potentialverlauf, welcher innerhalb des Plasmas positiv in Bezug auf die Wand ist und zu ihr hin abfällt. Dieser Potentialverlauf bringt ein elektrisches Feld hervor, welches innerhalb der Randschicht vom Plasma zur Elektrode bzw. Wand gerichtet ist. Die elektrische Kraft, die auf die Elektronen wirkt, ist damit in Richtung des Plasmas gerichtet. Folglich werden Elektronen, die sich in Richtung der Elektroden bewegen in das Plasma zurückgedrängt und die Randschicht stellt somit eine Potentialbarriere für sie dar. Diese stellt sich so ein, dass der Elektronenfluss zur

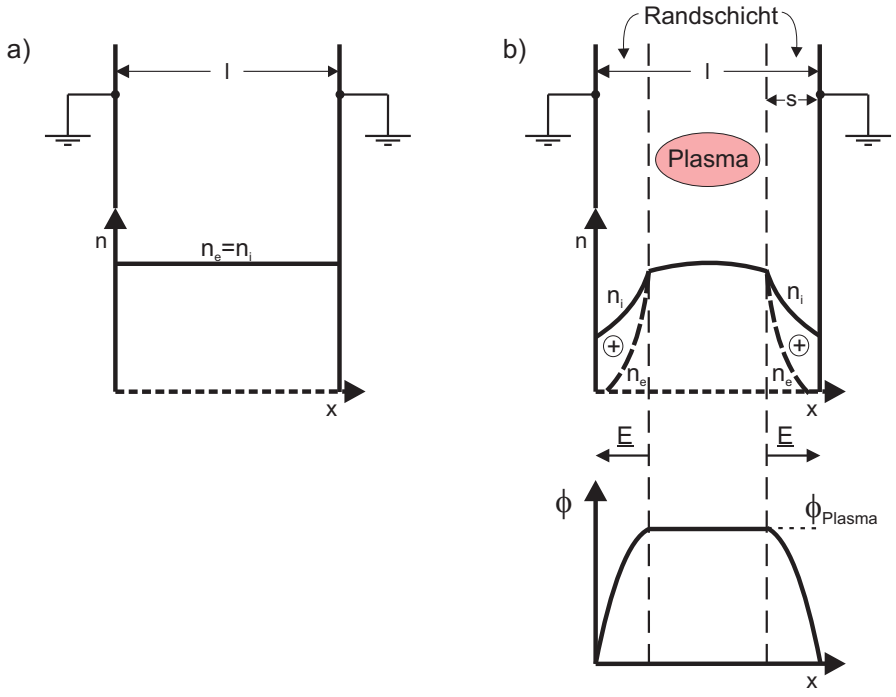


Abbildung 2.2: Die Bildung der Plasmarandschichten (nach Lieberman, 2005): a) Anfängliche Elektronen- und Ionendichten. b) Dichten, elektrisches Feld und Potential nach der Bildung der Randschichten.

Wand gerade auf die gleiche Größe des Ionenflusses vermindert wird. Andersherum werden Ionen, die die Randschicht erreichen in Richtung der Wand beschleunigt.

Im besonderen Fall der HF-Entladung sind nur die Elektronen in der Lage auf die momentanen elektrischen Felder zu reagieren, die durch die HF-Spannung erzeugt werden. Sie bewegen sich also insgesamt innerhalb der festen positiven Raumladungswolke der Ionen mit der Frequenz ω hin und her. Quantitativ lässt sich dies schreiben als $\omega_{p,e}^2 \gg \omega^2\sqrt{1+\frac{\nu_{e,n}^2}{\omega^2}}$ ($\nu_{e,n}$ ist die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralgasteilchen). Die Ionen sind nur in der Lage auf die zeitlich gemittelten Felder zu reagieren. Dies lässt sich ausdrücken durch $\omega_{p,i}^2 \ll \omega^2$. Nahe jeder Elektrode entsteht wie oben beschrieben eine Randregion, die nach Mittelung über eine Periode netto positive Ladung enthält. Die positiven Ionen treffen kontinuierlich über einen HF-Zyklus auf die Elektrode, wohingegen die Elektronen nur über die Elektrode entweichen können, wenn die oszillierende Elektronenwolke nahe an die Elektrode kommt. Während dieser Zeit kollabiert das Potential in der Randschicht nahezu zu null und erlaubt somit genügend Elektronen zu entfliehen und den positiven Ladungsstrom auf die Elektrode auszugleichen. Außer in diesen

kurzen Momenten muss das momentane Potential der Entladung immer positiv in Bezug auf jede Elektrode bzw. Wand sein, da ansonsten die Elektronen schnell verloren gingen.

2.3.2 Bohm-Kriterium

Eine wichtige Konsequenz der Unterschiede in Elektronen- und Ionendichte in der Plasmarandschicht ist die Existenz des Bohmkriteriums:

$$v_i > v_{i,\mathrm{Bohm}} = \left(\frac{k_B T_e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.11}$$

d. h. die Ionen, die aus dem Plasmainneren kommen, müssen eine höhere Geschwindigkeit als die Schallgeschwindigkeit der Ionen nach dem Eintritt in die Plasmarandschicht haben. Das Bohm-Kriterium ergibt sich aus der Bestimmung des Potentials in der Randschicht durch Lösen der Poisson-Gleichung für diesen Bereich. Gleichzeitig zieht das Bohm-Kriterium mit sich, dass im Inneren des Plasmas $v_i < v_{i,\mathrm{Bohm}}$ gelten muss. Eine genaue Herleitung hierzu findet sich z.B. in Chen (1984) und Lieberman (2005).

2.3.3 Gliederung der Plasmarandschicht

Der gesamte Randbereich einer Entladung kann in drei Teile gegliedert werden. Sehr nah an der Wand ist eine nahezu elektronenfreie Zone. Davor schließt sich ein Bereich an, in dem die Elektronendichte abfällt. Diese beiden Teile bilden die Randschicht und haben zusammen eine Länge, die in der Größenordnung einiger Debye-Längen liegt. Letztlich gibt es noch einen Bereich größerer Länge, die Vorrandschicht, in der die Dichten beider Teilchenarten fast gleich sind. Die Ionen werden darin auf Bohm-Geschwindigkeit beschleunigt. Dies wird durch ein elektrisches Feld erreicht, welches aufgrund der kleinen Abweichung von der Quasi-Neutralität in diesem Bereich entsteht. Die Vorrandschicht und die Plasmarandschicht werden durch die Plasmarandschichtkante getrennt. An der Plasmarandschichtkante wechseln die Ionen von einer subsonischen ($v_i < v_{i,\mathrm{Bohm}}$) auf eine supersonische Geschwindigkeit ($v_i > v_{i,\mathrm{Bohm}}$).

Die innere Region des Plasmas ist quasi-neutral und momentane und zeitlich gemittelte Felder sind klein, während in der Plasmarandschicht keine Quasi-Neutralität

herrscht und die Felder groß werden können. Diese Konstellation bringt einen stabilen Zustand der Plasmakonfiguration hervor, durch den die Entladung über die Zeit aufrecht erhalten wird.

2.4 Langmuir-Sonden

Langmuir Sonden werden in kalten Plasmen zur Bestimmung der Plasmadichte, der Elektronentemperatur und des Plasmapotentials genutzt. Das Messprinzip beruht auf der Bestimmung der Potentialdifferenz zwischen zwei Elektroden im Plasma. In Laborplasmen wird dazu meist eine einzige Sonde in die Vakuumkammer eingebracht, da dort schon eine zweite Elektrode vorhanden ist. Zur Messung der Dichten ist es notwendig, dass an die Sonde eine Spannung angelegt wird, die variiert werden kann, das sogenannte Biaspotential V_B. Das Potential, dass zwischen Sonde und Elektrode gemessen wird ist allerdings nicht das gesuchte Plasmapotential V_p sondern ein Floating-Potential V_f, das von Plasmadichte und Zusammensetzung abhängig ist. Grund dafür ist die Bildung einer Plasmarandschicht um die Sondenoberfläche wie im vorherigen Abschnitt beschrieben. Zur Bestimmung des wahren Plasmapotentials ist es nötig die Ionen- und Elektronenströme auf die Sonde zu betrachten, dies geschieht mit Hilfe der Orbital-Motion-Limit Theorie (siehe Abschn. 2.6.2). Nach Merlino (2007) gilt für den Elektronenstrom:

$$I_e = \frac{1}{4} A_s n_e e v_e \exp\left(-\frac{e\phi_s}{k_B T_e}\right) \tag{2.12}$$

wobei A_s die Sondenoberfläche ist und $\phi_s = V_P - V_B$ das Sondenpotential. Für die thermische Elektronengeschwindigkeit in einem Plasma gilt $v_e = \sqrt{(8k_B T_e)/(\pi m_e)}$. Für $V_B \geq V_p$ fließt also nur der Elektronensättigungsstrom

$$I_{es} = \frac{1}{4} A_s n_e e v_e \tag{2.13}$$

da ein Ansteigen des Stromes für $V_B > V_p$ durch die Ausbildung einer Plasmarandschicht verhindert wird. Für den Ionensättigungsstrom gelten die gleichen Überlegungen:

$$I_{is} = \frac{1}{4} A_s n_i e v_i \tag{2.14}$$

Zu Beachten ist hier allerdings, dass die thermische Ionengeschwindigkeit nicht wie im Fall der Elektronen durch die Temperatur beschreibbar ist, da für $T_e \gg T_i$ die Verteilung der Ionen nicht mehr einer Maxwellverteilung gleicht. Deshalb wird das

Bohm-Kriterium (Abschnitt 2.3.2) zur Hilfe genommen, dass eine Berechnung des Ionensättigungsstroms nach Bohm zulässt:

$$I_B = 0,6\, A_s n_i e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \tag{2.15}$$

wobei der Faktor 0,6 eine Konsequenz der Bildung einer Randschicht um die Sonde ist (Merlino, 2007). Der Gesamtstrom der also an der Sonde gemessen wird ist

$$I_{ges} = I_e + I_i, \tag{2.16}$$

und hat eine eindeutige Abhängigkeit vom angelegten Biaspotential.

2.5 Staubige Plasmen

Als ein staubiges Plasma bezeichnet man ein Elektron-Ion-Plasma mit einer zusätzlichen Art von geladenen Teilchen aus dem Mikro- oder Submikrometerbereich (Shukla and Mamun, 2002). Dieses System besteht dann aus Elektronen, Ionen, geladenen Staubpartikeln und Neutralgasteilchen und erhöht damit die Komplexität des Systems. Die Staubpartikel sind kompakt und bestehen z.B. aus Metall, Kunststoff oder Eis und sind ein Vielfaches schwerer als Protonen. Damit man bei den Partikeln wirklich von einer zusätzlichen Komponente im Plasma ausgehen kann (d.h., dass die Partikel an kollektiven Wechselwirkungen teilnehmen), muss der Radius der Partikel r_d viel kleiner als der mittlere Partikelabstand a sein. Eine Gegenüberstellung einiger Charakteristika von Elektron-Ion-Plasma und staubigem Plasma zeigt Tabelle 2.1. Ein staubiges Plasma ist normalerweise auch makroskopisch neutral, wenn keine Störungen von außen auf das Plasma Einfluss haben. Ohne externe Kräfte ist somit die Nettoladungsdichte null. Dann herrscht Ladungsneutralität und es gilt

$$q_i n_{i,0} = -e n_{e,0} - q_d n_{d,0}, \tag{2.17}$$

wobei $n_{i,0}$, $n_{e,0}$ und $n_{d,0}$ die jeweils ungestörten Teilchendichten der Ionen, Elektronen und Staubpartikel sind. Für die Ionenladung gilt $q_i = Z_i e$, für eine positive Ladung der Staubpartikel $q_d = Z_d e$ und für eine negative Ladung der Staubpartikel $q_d = -Z_d e$ (Z_d ist die Anzahl der Ladungen auf den Staubpartikeln). Ein Staubpartikel kann für gewöhnlich mehrere tausend bis zehntausend Elementarladungen aufnehmen.

Tabelle 2.1: Unterschiede zwischen Elektron-Ion-Plasma und staubigem Plasma (aus Shukla and Mamun, 2002).

Charakteristik	Elektron-Ion-Plasma	Staubiges Plasma
Quasi-Neutralitätsbedingung	$n_e = \sum_{k=1}^{N} Z_k n_{i,k}$	$n_e + \sum_{j=1}^{M} Z_j n_{d,j} = \sum_{k=1}^{N} Z_k n_{i,k}$
Ladung der schwersten Teilchen	$q_i = Z_i e$	$\lvert q_d \rvert = Z_d e \gg q_i$
Ladungsdynamik	$q_i =$ konst.	$\frac{\partial q_d}{\partial t} =$ Nettostrom
Masse der schwersten Teilchen	m_i	$m_d \gg m_i$
Plasmafrequenz	$\omega_{p,i}$	$\omega_{p,d} \ll \omega_{p,i}$
Debye-Länge	$\lambda_{D,e}$	$\lambda_{D,i} \ll \lambda_{D,e}$
Partikelgröße	gleich	Größenverteilung der Partikel
$\underline{E} \times \underline{B}_0$ Teilchendrift	Ionendrift bei niedrigem B_0	Partikeldrift bei hohem B_0
Wechselwirkung	nur abstoßend	anziehend zwischen Staubpartikeln
Kristallisation	keine	Staubkristallisation
Phasenübergange	nein	ja

Die Debye-Abschirmung für ein Elektron-Ion-Plasma ist in Abschnitt 2.1 beschrieben. Für ein staubiges Plasma sind einige Modifikationen anzubringen. Das Massenverhältnis von Staubpartikeln zu Ionen soll so groß sein, dass die Staubpartikel aufgrund ihrer Trägheit einen unbeweglichen, negativen Hintergrund bilden. Die Elektronen und Ionen sollen jeweils im thermischen Gleichgewicht sein und der Boltzmann-Verteilung folgen. Die Abschirmlänge berechnet sich wie in Gleichung 2.3. Für ein staubiges Plasma mit negativ geladenen Partikeln ist $n_{e,0} \ll n_{i,0}$ und $T_e \geq T_i$, im Allgemeinen also $\lambda_{D,e} \gg \lambda_{D,i}$. Daraus folgt $\lambda_D \simeq \lambda_{D,i}$ (vgl. mit Gleichung 2.4). Die Abschirmlänge in einem staubigen Plasma ist somit hauptsächlich durch die Temperatur und Teilchendichte der Ionen gegeben.

Zusätzlich zu den beiden charakteristischen Plasmafrequenzen der Elektronen und Ionen in einem Elektron-Ion-Plasma gibt es in einem staubigen Plasma noch eine weitere, nämlich die Frequenz der Staubpartikel. Sie oszillieren mit

$$\omega_{p,d} = \left(\frac{n_{d,0} q_d^2}{\epsilon_0 m_d} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.18}$$

um ihre Gleichgewichtsposition.

Als weiterführende Literatur können z.B. Shukla and Mamun (2002), Bouchoule (1999) sowie ein Vorlesungsskript von Melzer (2005) und ein Review-Artikel von

Piel and Melzer (2002) dienen. Eine Abhandlung über Staub-Plasma-Wechselwirkungen in deutscher Sprache bietet C.K. Goertz in Glaßmeier and Scholer (1991).

2.6 Aufladung von Staubpartikeln

Im Gegensatz zu Elektronen oder Ionen besitzen die Staubpartikel keine feste Ladung. Sie hängt von den Plasmaparametern ab und braucht eine endliche (aber geringe) Zeit, um sich im Gleichgewicht einzustellen. Es gibt drei Hauptmechanismen, aus denen eine elektrische Aufladung von Staubpartikeln resultiert, nämlich zum einen die Wechselwirkung von Partikeln mit anderen gasartigen Plasmateilchen (Aufladen der Staubpartikel durch Ladungsströme), die Wechselwirkung von Partikeln mit energiereichen Teilchen (Sekundärelektronenemission) und schließlich die Wechselwirkung der Partikel mit Photonen (Photoemission von Elektronen).

2.6.1 Mechanismen der Aufladung

Wird ein Staubpartikel in ein Plasma gebracht, dann erhält es zunächst Ladung durch Einsammeln von Plasmateilchen. Man kann dies auch als Ströme auf die Partikel betrachten, für die

$$\frac{dq_d}{dt} = \sum_j I_j \tag{2.19}$$

gilt, wobei j die jeweilige Plasmakomponente darstellt und I_j den zugehörigen Strom. Im Gleichgewicht ist der Nettostrom auf die Partikel null. Dies bedeutet, dass der Ionenstrom und der Elektronenstrom vom Betrag her gleich sind, sich aber aufgrund der unterschiedlichen Ladungen aufheben. Also gilt

$$\frac{dq_d}{dt} = \sum_j I_{j,0} = 0 \tag{2.20}$$

mit $I_{j,0}$ als Gleichgewichtsstrom. Normalerweise laden sich die Partikel negativ auf, weil die Elektronen eine höhere Geschwindigkeit als die Ionen haben. Zuerst fließen also viel mehr Elektronen als Ionen auf die Partikel, so dass das Potential auf dem Partikel negativ in Bezug auf das Plasmapotential wird. Da jedoch mit zunehmendem negativen Potential abstoßende Kräfte zwischen Partikel und Elektronen bzw. anziehende Kräfte zwischen Ionen und Partikel zunehmen, wird sich

der Elektronenstrom auf die Partikel verringern und der Ionenstrom erhöhen. Es stellt sich dann wie oben beschrieben eine Gleichgewichtssituation ein, in welcher der Nettostrom verschwindet.

Im Fall, dass energiereiche Elektronen auf ein Staubpartikel treffen, werden sie entweder am Partikel gestreut oder durchdringen es. Beim Durchdringen können sie Energie an Elektronen des Partikels abgeben und diese Elektronen somit dem Partikel entfliehen. Diese emittierten Elektronen werden als Sekundärelektronen bezeichnet. Die Emission von Sekundärelektronen beeinflusst eine Änderung des Partikelpotentials in positive Richtung.

Die Wechselwirkung von Photonen mit den Staubpartikeln führt zur Photoemission von Elektronen und verschiebt das Partikelpotential ebenfalls in positive Richtung. Dies kann sogar zu einer positiven Aufladung der Partikel führen.

Es gibt weitere Ladungsmechanismen (Shukla and Mamun, 2002), die aber nur eine untergeordnete Rolle spielen und deshalb hier nicht weiter erläutert werden.

2.6.2 Modelle der Aufladung

Das einfachste Modell, das die Aufladung der Partikel quantitativ beschreibt, ist das „Orbital Motion Limit“-Modell (OML-Modell, z.B. Allen, 1992). Bei diesem nimmt man an, dass sich Ionen bzw. Elektronen auf Bahnen einem Partikel mit endlichem Radius aus unendlicher Entfernung nähern. Die Plasmateilchen können entweder durch Stöße oder elektrostatisch mit den Partikeln wechselwirken (wenn die Partikel schon geladen sind). Dieses Problem ist zu demjenigen der Rutherford-Streuung äquivalent. Die Ströme auf die Partikel lassen sich berechnen, wie z.B. von Shukla and Mamun (2002) oder Melzer (2005) detailliert dargestellt wird. Die OML-Ströme für Ionen bzw. Elektronen sind (für $\phi_d < 0$)

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e \sqrt{\frac{8 k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_d}{k_B T_i}\right) \tag{2.21}$$

und

$$I_e = -\pi r_d^2 n_e e \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right). \tag{2.22}$$

Dabei ist ϕ_d das Potential der Partikel in Bezug auf das Potential des Plasmas und r_d der Partikelradius.

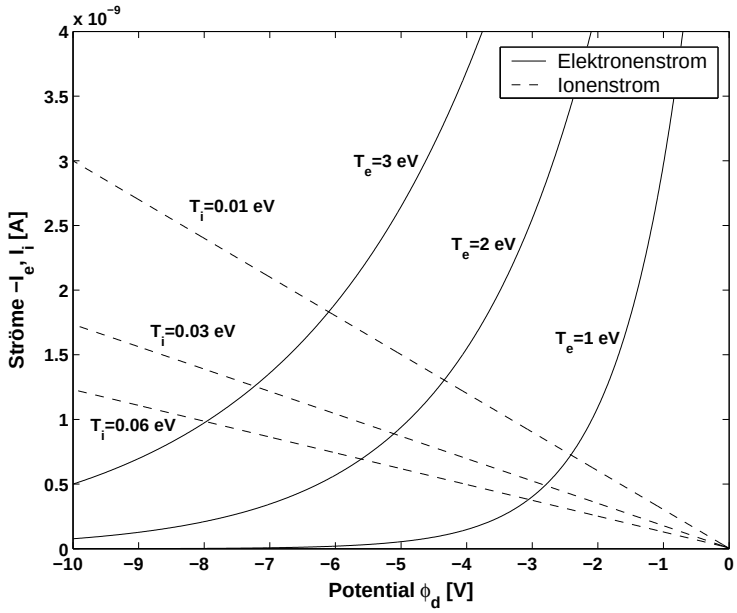


Abbildung 2.3: Berechnete OML-Ströme auf die Partikel für verschiedene Temperaturen der Ionen und Elektronen in einem Argon-Plasma. Es sind der negative Elektronenstrom und der Ionenstrom gegen das Potential der Staubpartikel aufgetragen. Die Schnittpunkte der Elektronen- und Ionenströme definieren die jeweiligen Gleichgewichtspotentiale. Bei der Berechnung wurden weiterhin $r_d = 4,9\,\mathrm{m}$ und $n_i = n_e = 10^9\ \mathrm{cm}^{-3}$ benutzt (nach Melzer, 2005).

Sind diese Ströme gleich, so kann das Potential der Partikel durch Gleichsetzen der Gleichungen 2.21 und 2.22 numerisch bestimmt werden

$$1 - \frac{e\phi_d}{k_B T_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \frac{n_e}{n_i} \exp\left(\frac{e\phi_d}{k_B T_e}\right). \tag{2.23}$$

Für ausgewählte Parameter ist dies in Abbildung 2.3 dargestellt.

Bei Entladungen unter typischen Laborbedingungen mit $T_e \gg T_i$ ist $\phi_d \approx -2\frac{k_B T_e}{e}$ eine gute Näherung (Melzer, 2005). Wenn jedoch die Elektronendichte kleiner als die Ionendichte $n_e < n_i$ wird (z.B. in der Plasmarandschicht), dann nimmt der Elektronenstrom ab und das Gleichgewichtspotential der Partikel wird in positive Richtung verschoben. Abbildung 2.4 zeigt dies für verschiedene Verhältnisse der Elektronen- zur Ionentemperatur.

In der Plasmarandschicht haben die Ionen eine Driftgeschwindigkeit u_i, die viel größer als die thermische Geschwindigkeit $v_{th,i}$ der Ionen werden kann. Die Ionenbewe-

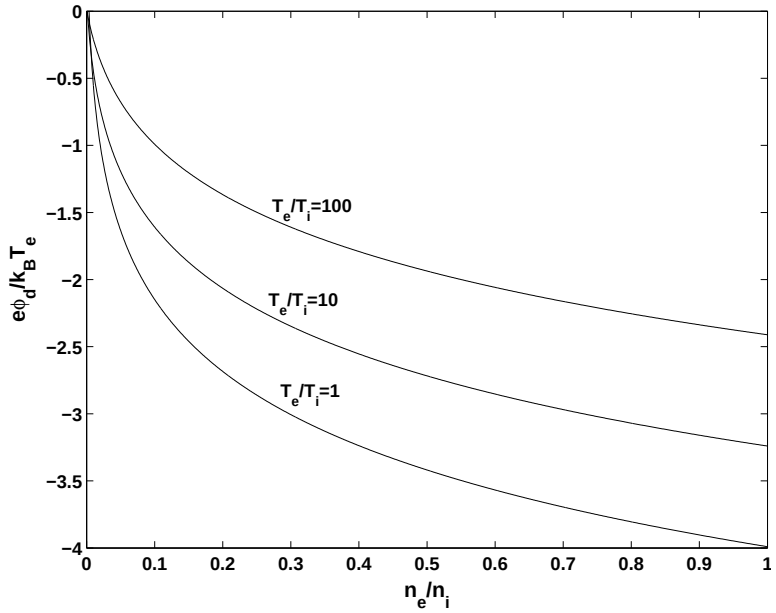


Abbildung 2.4: Normiertes Gleichgewichtspotential eines Staubpartikels gegen das Verhältnis von n_e zu n_i für Argon bei verschiedenen Verhältnissen von Elektronen- zur Ionentemperatur (nach Melzer, 2005).

gung kann dann nicht länger durch eine isotrope Maxwell-Verteilung beschrieben werden. Die neue Verteilungsfunktion ist eine Funktion der Driftgeschwindigkeit der Ionen. Im Fall $u_i \gg v_{th,i}$ kann man den Ionenstrom als

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e u_i \left(1 - \frac{2e\phi_{d,\mathrm{Drift}}}{m_i u_i^2}\right) \tag{2.24}$$

schreiben (Whipple, 1981).

Das Gleichgewichtspotential ergibt sich dann aus der Zusammenfassung von Gleichung 2.22 und Gleichung 2.24. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Man erkennt, dass sich das Potential für kleine Driftgeschwindigkeiten bis hin zur thermischen Geschwindigkeit kaum ändert. Dann ist zuerst ein Anstieg des Potentials auf das Doppelte zu verzeichnen und danach ein Abfall. Das Maximum ist erreicht, wenn die Ionen ungefähr Bohm-Geschwindigkeit haben, also $u_i \approx v_{i,\mathrm{Bohm}}$ ist. Der Anstieg beruht auf der Abnahme des Faktors $\left(1 - \frac{2e\phi_{d,\mathrm{Drift}}}{m_i u_i^2}\right)$ mit zunehmender Driftgeschwindigkeit. Der Abfall der Kurve bei hohen Driftgeschwindigkeiten entsteht durch die Zunahme des Ionenflusses $n_i u_i$.

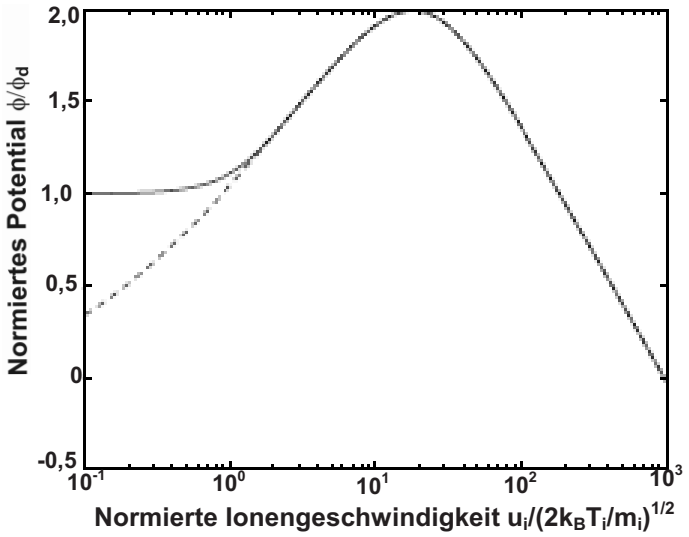


Abbildung 2.5: Gleichgewichtspotential als Funktion der Driftgeschwindigkeit der Ionen für $\frac{T_e}{T_i} = 100$. Das Potential ist normiert auf ϕ_d, das Potential, bei dem die Driftgeschwindigkeit null ist. Die Driftgeschwindigkeit ist auf $\sqrt{\frac{2k_BT_i}{m_i}}$ normiert. Die gestrichelte Linie gilt für den genäherten Fall aus Gleichung 2.24 und die durchgezogene Linie zum nicht genährten Fall (aus Melzer, 2005).

2.6.3 Das Kapazitätsmodell

Um nun mit Hilfe des errechneten Potentials die Ladung auf den Staubpartikeln bestimmen zu können, betrachtet man die Partikel als Kugelkondensatoren mit der Kapazität C. Die Ladung ergibt sich dann zu

$$q_d = Z_d e = C\phi_d, \tag{2.25}$$

wobei in einem umgebenden Plasma mit der Debye-Länge λ_D für die Kapazität $C = 4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right)$ gilt. Für gewöhnlich ist $r_d \ll \lambda_D$ und die Kapazität kann näherungsweise durch $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$ beschrieben werden. Mit dem oben angegebenen Potential $\phi_d \approx -2\frac{k_B T_e}{e}$ lässt sich somit die Anzahl der Elementarladungen zu

$$Z_d \approx 1400 r_{d,\mu m} T_{e,eV} \tag{2.26}$$

mit der Elektronentemperatur $T_{e,eV}$ in eV und dem Partikelradius $r_{d,\mu m}$ in μm bestimmen. Für ein Partikel mit Radius 5 μm erhält man bei $T_e = 3$ eV für die Anzahl der Ladungen $Z_d \approx 21000$.

2.6.4 Der Havnes-Parameter

Wird nicht nur das Aufladen eines Partikels betrachtet, sondern die Aufladung vieler Partikel zusammen, so wird eine erhebliche Anzahl der im Plasma zur Verfügung stehenden Elektronen an die Staubpartikel gebunden. Somit kann die Anzahl der Elektronen im Plasma stark abnehmen, was wiederum die Aufladung der Partikel beeinflusst.

Dieser Effekt kann quantitativ beschrieben werden und führt auf den Havnes-Parameter, dessen Wert eine Aussage über das Verhältnis von Staubdichte zu Elektronendichte liefert. Dazu betrachtet man ein endlich ausgedehntes, staubiges Plasma, das von einem unendlich ausgedehnten, staubfreien Plasma umgeben ist. Das äußere Plasma hat die ungestörte Dichte $n_{i,0} = n_{e,0}$. Die Dichte der Staubpartikel n_d ist null und das Potential des Plasmas ψ wird zu null definiert. Wegen der Anwesenheit der Staubpartikel im inneren Plasma weicht das Potential dort vom äußeren ab. Die Elektronen- und Ionendichte skalieren mit einem Boltzmann-Faktor, der durch das Potential bestimmt wird. Der Einfluss des Staubes wird merklich, wenn die Quasi-Neutralitätsbedingung durch den Staub beeinflusst wird. Die negativen Ladungen teilen sich dann auf die Elektronen im Plasma und die Elektronen auf den Staubpartikeln auf. Wenn die Dichte des Staubes hoch ist, dann sind nicht genügend Elektronen im Plasma vorhanden, um die Partikel auf das Potential zu laden, welches sie bei niedrigerer Staubdichte erreichen würden. Diesen Effekt nennt man Elektronenverarmung. Um die Potentiale des Plasmas und der Partikel berechnen zu können, muss man die Quasi-Neutralitätsbedingung und die Ladungsgleichung gleichzeitig für beide Potentiale lösen. In der Gleichung der Quasi-Neutralitätsbedingung stellt ein Faktor den Havnes-Parameter dar, der den Einfluss des Staubes beschreibt und definiert ist als

$$P = \frac{n_d Z_d}{n_{e,0}} = \frac{4\pi\epsilon_0 r_d}{e}\frac{kT_e}{e}\frac{n_d}{n_{e,0}} = 695 T_{e,eV} r_{d,m}\frac{n_d}{n_{e,0}}. \tag{2.27}$$

Eingeführt wurde der Parameter durch Havnes et al. (1987). Eine experimentelle Überprüfung, deren Ergebnisse mit der Theorie zum Havnes-Parameter vereinbar sind, lieferten Barkan et al. (1994). Abbildung 2.6 zeigt den Einfluss der Elektronenverarmung bei steigendem Havnes-Parameter. Für $P \to 0$ nähert sich das Potential der Partikel dem eines einzelnen Partikels an. Ab $P \approx 0,1$ steigt es stark an und nähert sich für $P \to \infty$ null. Dies zeigt die oben beschriebene Elektronenverarmung. Eine Beschreibung des Havnes-Parameters liefert z.B. Melzer (2005).

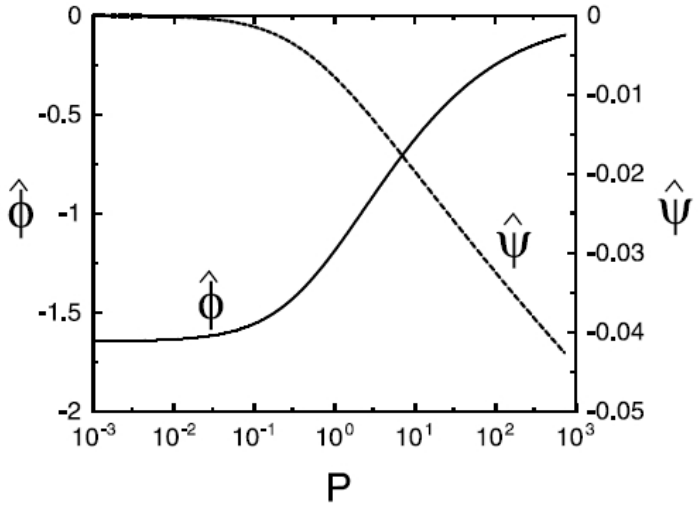


Abbildung 2.6: Potentiale der Partikel $\widehat{\phi}$ und des Plasmas $\widehat{\psi}$ als Funktion des Havnes-Parameters. Es sind die normierten Potentiale $\widehat{\phi} = \frac{e\phi_d}{kT_e}$ und $\widehat{\psi} = \frac{e\psi}{kT_e}$ aufgetragen (aus Melzer, 2005).

2.7 Kräfte auf die Staubpartikel

Es gibt verschiedene Kräfte, die auf ein geladenes Partikel in einem Plasma wirken können. Die wichtigsten sind Gravitationskräfte, elektromagnetische Kräfte, Ionenreibungskräfte, Neutralgasreibungskräfte und thermophoretische Kräfte. Im Folgenden sollen diese Kräfte näher betrachtet werden und die Bedingungen aufgezeigt werden, unter denen sie eine wichtige Rolle spielen. Bei staubigen Plasmen im Weltraum spielen auch Strahlungsdruckkräfte eine Rolle, auf die hier aber nicht weiter eingegangen wird. Beschreibungen der verschiedenen Kräfte liefern z.B. Bouchoule (1999), Shukla and Mamun (2002) und Barnes et al. (1992).

Gravitationskräfte

Die Gravitationskraft ist

$$\underline{F}_G = m_d \underline{g} = \frac{4}{3}\pi r_d^3 \rho_d \underline{g}, \tag{2.28}$$

wobei $\underline{g}$ die Erdbeschleunigung, m_d die Partikelmasse und ρ_d die Partikeldichte ist. Die Partikel sind hierbei sphärisch. Da der Partikelradius mit der dritten Potenz eingeht, wird ersichtlich, dass mit zunehmendem Radius die Gravitationskraft auf

die Partikel eine immer bedeutendere Rolle spielen wird. Im Labor haben Gravitationskräfte bei Mikrometerpartikeln eine wesentliche Bedeutung. Für Nanometerpartikel oder bei Experimenten unter Mikrogravitation spielen sie eine weniger wichtige Rolle.

Elektromagnetische Kräfte

Elektromagnetische Kräfte werden durch die Lorentzkraft

$$\underline{F}_E = q_d \left(\underline{E} + \underline{v}_d \times \underline{B}\right) \tag{2.29}$$

mit der Geschwindigkeit der Partikel $\underline{v}_d$, dem elektrischen Feld $\underline{E}$ und dem Magnetfeld $\underline{B}$ beschrieben. Im Labor können die magnetischen Kräfte vernachlässigt werden, wenn kein zusätzliches Magnetfeld angelegt wird. Bei einem Laborplasma liegt ein elektrisches Feld in der Plasmarandschicht an. Unter Berücksichtigung des Kapazitätsmodells (vgl. Abschnitt 2.4.3) ergibt sich für die elektrische Kraft (für $r_d \ll \lambda_D$)

$$\underline{F}_E = q_d \underline{E} = 4\pi\epsilon_0 r_d \phi_d \underline{E}. \tag{2.30}$$

Weitere Kräfte

Zusätzlich zur Gravitationskraft und elektromagnetischen Kraft wirken noch *Ionenreibungskräfte*, *Neutralgasreibungskräfte* und *thermophoretische Kräfte*. Die Ionenreibungskräfte sind Resultat der Relativbewegung von Staubpartikeln und Ionen, wobei die Ionen entweder direkt mit den Partikeln stoßen oder aber durch das elektrische Feld der Partikel gestreut werden. Die Stärke der Interaktion hängt von den jeweiligen Wirkungsquerschnitten ab. Ähnlich verhält sich die Neutralgasreibungskraft, wobei hier neutrale Teilchen mit den geladenen Partikeln interagieren. Thermophoretische Kräfte entstehen durch einen Temperaturgradienten im Neutralgas. Da wärmere Atome einen höheren Impuls haben als kalte Atome, ist der Impulsübertrag im Falle eines Stoßes mit den Partikeln größer. Die thermophoretische Kraft wirkt also in Richtung der kälteren Region.

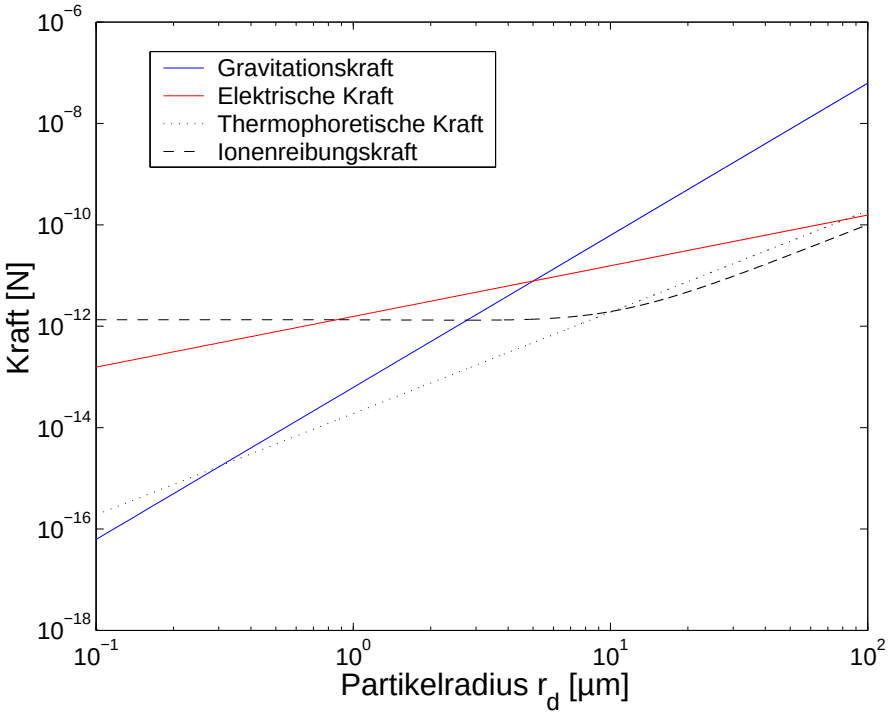


Abbildung 2.7: Darstellung verschiedener Kräfte, die auf ein Partikel wirken als Funktion des Partikelradius. Die verwendeten Parameter sind $\rho_d = 1510\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$, $E = 2000\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$, $\phi_d = -7$ V, $v_{th,n} = 360\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, $k_n = 0,016\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m\,K}}$, $\nabla T_n = 200\ \frac{\mathrm{K}}{\mathrm{m}}$, $m_{i,Ar} = 6,634 \cdot 10^{-26}$ kg, $v_{rel} = v_m = 3800\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, $n_i = 10^{15}\ \mathrm{m}^{-3}$, $Z_d = 21000$ und $\lambda_{D,e} = 400$ m. Es ist zu sehen, dass die stärksten Kräfte auf ein Partikel mit Radius 5 m die Gravitationskraft und die elektrische Kraft sind.

Größenordnungen der Kräfte

Abbildung 2.7 zeigt die verschiedenen Kräfte für gewählte Parameter in Abhängigkeit vom Partikelradius für den Bereich von $0,1$ bis $100\,\mathrm{m}$. Für Mikrometerpartikel sind die Gravitationskraft und die elektrische Kraft die größten Kräfte auf die Partikel. Die Neutralgasreibungskraft ist hier nicht dargestellt, da sie sehr abhängig von den Umgebungsbedingungen ist und daher schwer abzuschätzen ist.

Es stellt sich nun die Frage, wie die Partikel in einem Plasma eingefangen werden und wie die wirkenden Kräfte die Partikel zum Schweben bringen. Die beiden wesentlichen Kräfte, die in einem Laborversuch mit Mikrometerpartikeln die Partikel in einem Gleichgewicht über der Elektrode halten, sind die Gravitationskraft und die elektrische Kraft. In der Plasmarandschicht lässt sich wegen des dort anliegen-

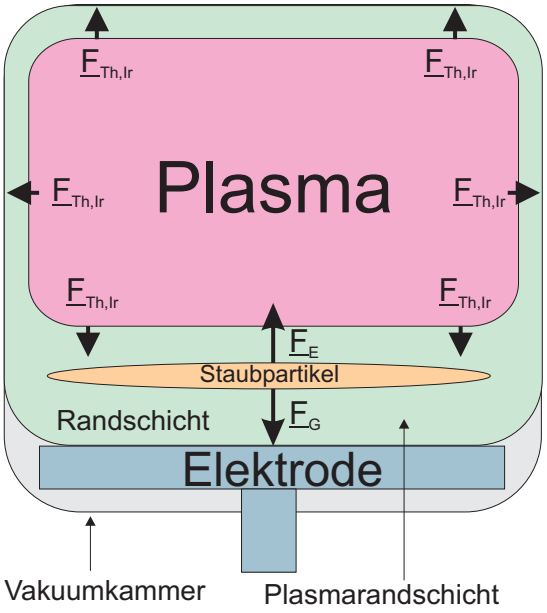


Abbildung 2.8: Kräfte auf die Staubpartikel im Laborplasma. Die Staubpartikel befinden sich in einem Kräftegleichgewicht. Die dominierenden Kräfte dabei sind die Gravitationskraft und die elektrische Kraft. Die Ionenreibungskraft und die thermophoretische Kraft sind aus dem Plasmainneren herausgerichtet.

den elektrischen Feldes eine solche Gleichgewichtsposition finden. Man kann also Strukturen in der horizontalen Ebene erwarten. Unter mikrogravitativen Bedingungen sollten dreidimensionale Strukturen möglich sein. Abbildung 2.8 zeigt eine schematische Darstellung der wirkenden Kräfte im Labor.

2.8 Coulomb-Kristallisation in staubigen Plasmen

Eine Kristallisation, d.h. eine Selbstorganisation von Teilchen in einem Medium ist möglich, wenn die Wechselwirkungsenergie der Teilchen untereinander viel größer als ihre thermische Energie ist. Eine wichtige charakteristische Größe eines Vielteilchensystems ist daher der Coulomb-Kopplungsparameter, der das Verhältnis der Wechselwirkungsenergie zur thermischen Energie angibt. Diese Größe gibt an, ob eine geordnete Struktur (Kristall) in z.B. einem Plasma entstehen kann. Im Folgenden soll diese Größe aus der Beschreibung eines Plasmas abgeleitet werden.

2.8.1 Das Ein-Komponenten-Plasma

Zunächst wird das Modell des Ein-Komponenten-Plasmas betrachtet werden, weil es eine einfache Beschreibung eines Plasmas darstellt und genauere Darstellungen darauf aufbauen können. Als ein Ein-Komponenten-Plasma bezeichnet man ein System aus Punktladungen, welches in einen neutralisierenden Hintergrund eingebracht ist. Es ist ein idealisiertes, vereinfachtes Modell zur Beschreibung eines realen Gases. Ein solches System wurde bei Wigner (1938) durch Ionen beschrieben, die von einem „Elektronensee“ umgeben sind, um geordnete Strukturen in Metallen zu erforschen.

In der Situation staubiger Plasmen stellen die Staubpartikel die Punktladungen dar, deren neutralisierender Hintergrund die Ionen des Plasmas sind. Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Partikeln ist rein abstoßend. Die Coulomb-Energie ist

$$E_{Cou} = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\mathrm{WS}}} \tag{2.31}$$

und die thermische Energie der Partikel ist $k_B T_d$. Hierbei ist $a_{\mathrm{WS}} = \left(\frac{3}{4\pi n_d}\right)^{\frac{1}{3}}$ der Wigner-Seitz-Radius mit der Partikeldichte n_d, wenn es sich um eine dreidimensionale Struktur handelt. Der Wigner-Seitz-Radius ist der Radius einer Kugel, die dasselbe Volumen einnimmt wie das Volumen pro Teilchen im betrachteten System. Das Volumen pro Teilchen ist die inverse Teilchendichte.

Der Coulomb-Kopplungsparameter beschreibt dieses Modell und ist definiert als (z.B. Melzer et al., 1996a)

$$\Gamma = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\mathrm{WS}} k_B T_d}. \tag{2.32}$$

Generell bezeichnet man ein Plasma als schwach gekoppeltes System, wenn $\Gamma \ll 1$ ist und als stark gekoppeltes System ab $\Gamma \geq 1$. Staubige Plasmen haben in der Regel die notwendigen Parameter um stark koppelnde Systeme zu bilden.

Für $\Gamma \gg 1$ sollten die Partikel eines staubigen Plasmas sogar kristallisieren und einen „Plasmakristall“ bilden können. Dies nennt man auch Wigner- oder Coulomb-Kristallisation. Simulationen für Systeme mit geladenen Teilchen haben gezeigt, dass sich ab einem bestimmten kritischen Wert des Coulomb-Kopplungsparameters geordnete Strukturen bilden können. Bei Ichimaru (1982) ergab sich für diesen Parameter $\Gamma_{\mathrm{krit}} = 168 \pm 4$ für ein dreidimensionales Gitter. Für $\Gamma < \Gamma_{\mathrm{krit}}$ sind die Partikel in einem flüssigen oder gasähnlichen Zustand. Bei Γ_{krit} findet ein Phasenübergang statt und es entsteht eine feste Struktur. Bei dem Modell des Ein-

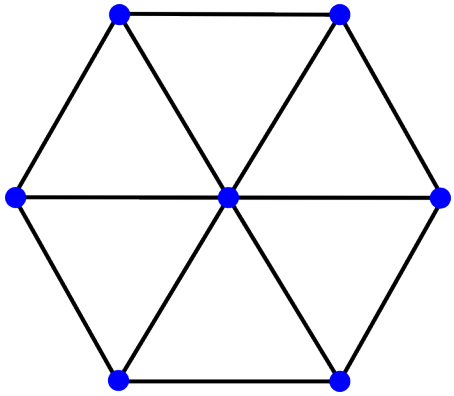


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der hexagonal dichtesten Kugelpackung (hcp).

Komponenten-Plasmas gibt es nur einen fest-flüssig Übergang aber keinen flüssig-gasförmig Übergang. Für einen solchen Übergang benötigt man anziehende Kräfte, die jedoch in diesem Modell nicht berücksichtigt werden.

Ein einfaches Elektron-Ion-Plasma ist ein schwach gekoppeltes System. Um einen Coulomb-Kopplungsparameter größer als eins zu erhalten, müssten die Ionen bei $T_e = T_i$ mindestes vierfach positiv geladen sein. Für eine kristalline Struktur müsste damit $Z > 50$ sein (Morfill et al., 1999).

Als nächstes soll erläutert werden, in welchen Gitterstrukturen die geladenen Staubpartikel kristallisieren können. Die von außen auf die Partikel wirkenden Kräfte geben die Dimension des Kristalls vor. Im Labor, im Gleichgewicht zwischen Gravitationskraft und elektrischer Kraft, entsteht eine zweidimensionale und unter mikrogravitativen Bedingungen eine dreidimensionale Struktur. Wie aus der Festkörperphysik bekannt ist, arrangieren sich die Teilchen immer in der für sie energetisch günstigsten Anordnung. Für den zweidimensionalen Fall gilt nach Ichimaru (1982) für den kritischen Coulomb-Kopplungsparameter $\Gamma_{\mathrm{krit}} = 125$ und die energetisch günstigste Struktur stellt die hexagonal-dichteste Kugelpackung (hcp, Abb. 2.9) dar. Hierbei ist der Wigner-Seitz-Radius $a_{\mathrm{WS}} = \sqrt{\frac{1}{\pi n_d}}$. Für den Abstand zweier Partikel in einem zweidimensionalen, hexagonalen Gitter gilt $r = \frac{a_{\mathrm{WS}}}{0{,}53}$.

Die Struktur minimaler Energie ergibt sich aus der Summe der elektrostatischen Energien zwischen sämtlichen Partikeln eines Kristalls. Sie heißt Madelung-Energie

(z.B. Kopitzki and Herzog, 2002) und berechnet sich nach

$$E_M = \frac{1}{2N_d} \sum_{ij}^{N} \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}}, \tag{2.33}$$

wobei r_{ij} der relative Abstand zwischen den Partikeln i und j und N_d die Gesamtzahl der Partikel ist. Für reine Coulomb-Wechselwirkung ergibt sich folgende Energie, normiert auf $\frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\mathrm{WS}}}$ (Melzer, 2005):

$$E_{\mathrm{hcp}} = -0,895838120459$$

2.8.2 Das Yukawa-Potential

Für ein realistischeres Modell werden Abschirmeffekte durch die umgebenden Elektronen und Ionen des Plasma in die Betrachtung mit einbezogen. Die Wechselwirkung zwischen den Partikeln wird mit dem Yukawa-Potential (oder Debye-Hückel-Potential) beschrieben. Für dieses gilt

$$\phi(r) = \frac{q_d}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right). \tag{2.34}$$

Damit ergibt sich der effektive Coulomb-Kopplungsparameter

$$\Gamma_{\mathrm{eff}} = \frac{q_d^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\mathrm{WS}} k_B T_d} \exp\left(-\frac{a_{\mathrm{WS}}}{\lambda_D}\right). \tag{2.35}$$

Yukawa-Systeme sind neben dem Coulomb-Kopplungsparameter noch durch einen weiteren Parameter gekennzeichnet, der sogenannten Abschirm-Stärke $\kappa = \frac{a_{\mathrm{WS}}}{\lambda_D}$, d.h. der Wigner-Seitz-Radius in Einheiten der Debye-Länge. Damit hängt die Kristallisation nicht mehr ausschließlich vom Coulomb-Kopplungsparameter ab, sondern auch von der Abschirm-Stärke. Man erhält ein Phasendiagramm (Abbildung 2.10), in dem der Coulomb-Kopplungsparameter als Funktion der Abschirm-Stärke dargestellt wird. Für Yukawa-Systeme allgemein untersuchten dies Hamaguchi et al. (1997). Für den Grenzfall $\kappa \to 0$ nähert sich das System dem des Ein-Komponenten-Plasmas und für $\kappa = 0$ wird ungefähr der Wert $\Gamma_{\mathrm{krit}} = 168$ erreicht. Das System des Ein-Komponenten-Plasmas stellt den Grenzfall Yukawa-Systems dar.

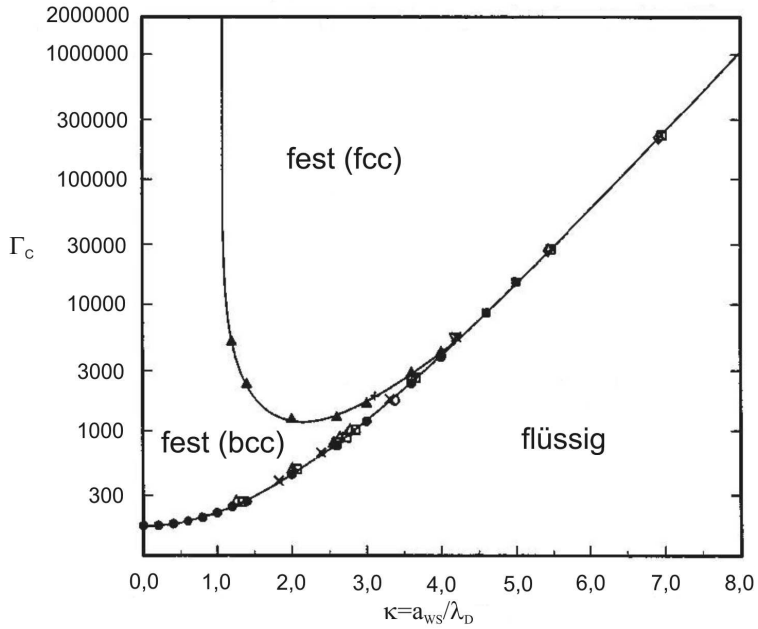


Abbildung 2.10: Phasendiagramm eines Yukawa-Systems in der (κ, Γ)-Ebene (aus Hamaguchi et al., 1997).

2.8.3 Bildung von Coulomb-Kristallen

Es soll nun näher beschrieben werden, unter welchen Dichtebedingungen sich Kristalle bilden können. Eine theoretische Betrachtung dazu lieferte Ikezi (1986). Man betrachtet ein negativ aufgeladenes Partikel in einem Plasma. Wenn der Partikelradius r_d kleiner als die Debye-Länge λ_D ist, wird das Potential des Partikels näherungsweise durch $\phi_d = \frac{q_d}{4\pi\epsilon_0 r_d}$ beschrieben. Dieses Potential sollte äquivalent zum Gleichgewichtspotential $\phi_{\mathrm{Gl}} = \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{\pi}{2}\frac{m_i}{m_e}\right)$ sein (F.F. Chen in Huddlestone and Leonard, 1965), so dass sich die Ladung eines Partikels zu

$$q_d = q_1 = \frac{2\pi\epsilon_0 r_d k_B T_e}{e} \ln\left(\frac{\pi}{2}\frac{m_i}{m_e}\right) \tag{2.36}$$

ergibt. Wenn die Elektronendichte n_e größer als die Anzahl der Ladungen auf den Partikeln pro Volumen ist, also $n_e > \left|\frac{q_1}{e}\right| n_d$, ist die Differenz zwischen Elektronen- und Ionendichte $\left|\frac{q_1}{e}\right| n_d$. Wenn $n_e < \left|\frac{q_1}{e}\right| n_d$ ist, sind nicht genug Elektronen vorhanden (Elektronenverarmung), um die Partikel bis auf q_1 zu laden. Die Ladung

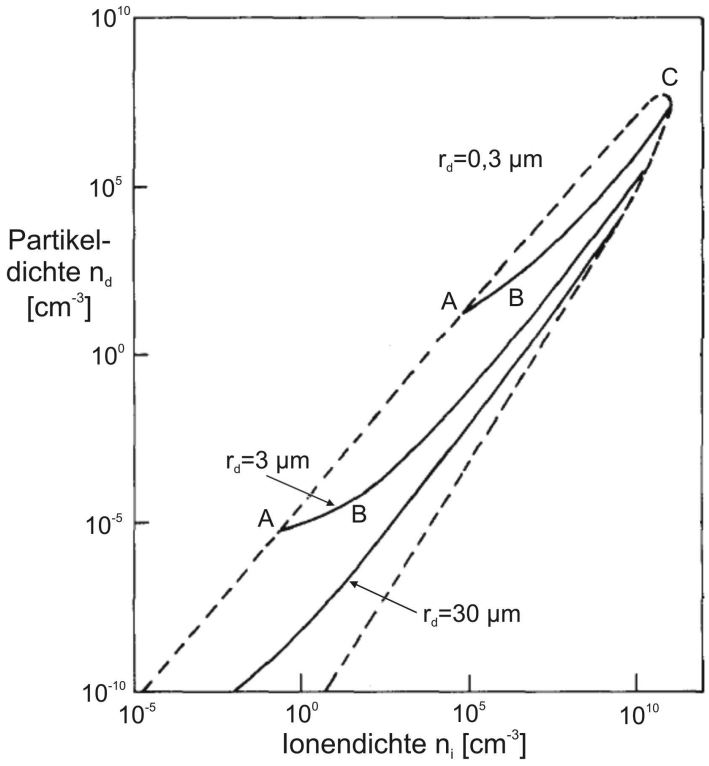


Abbildung 2.11: Bereiche der Partikel- und Ionendichte, in denen eine Kristallisation stattfinden kann. Die verwendeten Werte sind $k_B T_e = 3$ eV, $k_B T_d = k_B T_i = 0,03$ eV und $\frac{m_i}{m_e} = 72000$ (aus Ikezi, 1986).

der Partikel ist dann

$$q_d = q_2 = \frac{e n_e}{n_d}. \tag{2.37}$$

Das System besteht so nur noch aus negativ geladenen Partikeln und Ionen. Mit einem Wert von $\Gamma_{\text{krit}} = 170$ lässt sich numerisch bestimmen, in welchem Dichtebereich eine Kristallisation stattfinden sollte. Abbildung 2.11 zeigt die Partikeldichte n_d gegen die Ionendichte n_i aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt Γ_{eff} für $q = q_2$. Die durchgezogenen Linien erhält man für $q = q_1$, welche vom Partikelradius r_d abhängen. Zur Kristallisation kommt es in den Bereichen, die von gestrichelten und durchgezogenen Linien umschlossen sind. An den Begrenzungslinien schmilzt das Gitter.

Es gibt drei verschiedene Ursachen, die das Schmelzen hervorrufen. Sie sind abhängig davon, in welchem Abschnitt der Begrenzungslinien man sich befindet — A–B, B–C oder C–A (Abbildung 2.11). Die Ionen- bzw. Elektronendichte bestimmt die Debye-Länge und die maximale Ladung der Partikel. Je höher die Elektronen-

bzw. Ionendichte ist, desto höher ist auch die maximale Ladung der Partikel, aber auch die Abschirmung wird größer. Die Staubdichte beeinflusst den Abstand der Partikel im Gitter und ebenfalls die maximale Ladung der Partikel. Je höher die Partikeldichte ist, desto niedriger ist die maximale Ladung auf den Partikeln und der Abstand der Partikel, was einen höheren Grad der Kopplung bedingt. Die Erhöhungen von Ionen- und Staubdichte haben somit eine entgegengesetzte Wirkung und man erhält die für eine Coulomb-Kristallisation günstigen Dichtebereiche wie sie in Abbildung 2.11 zu sehen sind.

Der Abschnitt A-B ist näherungsweise gegeben durch Γ_{eff} mit q_1 als Ladung. Die Abnahme der Coulomb-Energie, die durch die Vergrößerung des Partikelabstands hervorgerufen wird, bewirkt das Schmelzen. Im Bereich B-C verringert die Debye-Abschirmung die Coulomb-Wechselwirkung. Das Schmelzen im Bereich C-A wird durch die Abnahme der Ladung q_d verursacht, da q_d mit der Abnahme der Elektronen bzw. Ionendichte abnimmt. Dieser Bereich kann näherungsweise durch Γ_{eff} mit q_2 als Ladung beschrieben werden.

Dieses Modell zeigt, dass eine Kristallisation über einen weiten Bereich von Ionen- und Staubdichte möglich sein sollte. Für eine typische Plasmaentladung mit einer Ionendichte von $n_i = 10^9$ bis 10^{10} cm^{-3} sollten Plasmakristalle in einem Bereich von $n_d = 10^3$ bis 10^5 cm^{-3} entstehen können.

Wechselwirkung in horizontaler und vertikaler Richtung

Die Wechselwirkung in horizontaler Ebene, also parallel zur Grenze zwischen Plasma und Plasmarandschicht, kann sehr gut durch ein abgeschirmtes Coulomb-Potential (Yukawa- oder Debye-Hückel-Potential) beschrieben werden. Zu diesem Ergebnis kommen Konopka et al. (2000), die in einem Plasmakristallexperiment die Wechselwirkung zweier Teilchen durch Stöße analysiert haben und dadurch das Potential bestimmen konnten.

In vertikaler Richtung dagegen verhält es sich anders. Es kann unter den Bedingungen für zweidimensionale Kristallbildung auch zu dreidimensionalen Strukturen kommen. Dabei ordnet sich jedoch eine unter der ersten liegende zweite Ebene nicht versetzt zur ersten Schicht an, was die hcp-Struktur erwarten ließe, sondern die Partikel ordnen sich direkt untereinander an.

Diese Anordnung zweier Schichten direkt untereinander lässt darauf schließen, dass anziehende Kräfte zwischen verschiedenen Ebenen eine Rolle spielen müssen.

Der Grund für eine unterschiedliche Wechselwirkung in horizontaler und vertikaler Richtung lässt sich in den von außen auf die Partikel wirkenden Kräften (im Wesentlichen Gravitationskraft und elektrische Kraft) festmachen, weil sie nur in vertikaler Richtung wirken. Unter Mikrogravitationsbedingungen ist eine solche Anordnung daher nicht zu beobachten. Die Gravitationskraft lässt einen Kristall in der nicht quasi-neutralen Plasmarandschicht entstehen. Die dort strömenden Ionen tragen zur Entstehung einer zusätzlichen Anziehungskraft bei (Melzer et al., 1996b; Schweigert et al., 1996).

In einem ersten Modell können Dipolmomente der Partikel für diese zusätzliche Anziehungskraft verantwortlich sein (Melzer, 2005). Sie können durch induzierte Dipole aufgrund des in der Randschicht herrschenden elektrischen Feldes hervorgerufen werden oder aufgrund unterschiedlicher Ladungsströme auf die Ober- bzw. Unterseite eines Partikels. Die Dipol-Dipol Wechselwirkung der Partikel würde in horizontaler Richtung abstoßende und in vertikaler Richtung anziehende Kräfte zwischen den Partikeln verursachen. Diese Kräfte spielen bei großen Partikelradien eine Rolle (z.B. bei den Untersuchungen von Mohideen et al. (1998)). Sie können aber für kleinere Partikel nicht die einzige Ursache sein.

Eine weitergehende Erklärung für die anziehenden Kräfte hat die Existenz der Ionenströmung um die Partikel als Grundlage. Durch den supersonischen Ionenstrom (Ionen treten in die Plasmarandschicht mit Bohm-Geschwindigkeit ein und werden zur Elektrode hin weiter beschleunigt) bildet sich ein „wakefield“ (Englisch „wake“: Nachlaufströmung, Nachstrom, Wirbelströmung, Wirbelzone) hinter den Partikeln (Vladimirov and Nambu, 1995; Melzer et al., 2000). Die Ionen wechselwirken über Coulomb-Kräfte miteinander und werden in den Bereich hinter die Partikel abgelenkt. Dies führt zu einer erhöhten Ionendichte in diesem Bereich. Die Ionenwolken um die Partikel werden dadurch in Richtung des Ionenstrom gestreckt und es kommt zu einem Überschuss an positiver Raumladung hinter den Partikeln. Die Ionenwolke führt somit auf eine anziehende Kraft, die die Partikel einer tieferliegenden Ebene direkt unterhalb der oberen Partikel anordnen lässt.

In Simulationen (Melzer et al., 1996b; Schweigert et al., 1996) sind die Trajektorien der Ionen bestimmt worden, die einen Partikel umströmen. Dabei ist zu sehen, dass die abschirmende Ionenwolke um einen Partikel in Richtung der Strömung ausgedehnt ist und somit eine erweiterte positive Raumladungsdichte hinter dem Partikel mit sich bringt. Wegen der supersonischen Geschwindigkeit der Ionenströmung kann keine Information vom unteren Partikel an den oberen zurückgegeben werden. Die Wechselwirkung der Partikel ist also nicht-gegenseitig, d.h. das untere Partikel wird durch die positive Raumladung des oberen angezogen

aber das untere Partikel übt keine anziehende Kraft auf das obere aus. Dies stellt keinen Verstoß gegen das dritte Newtonsche Axiom dar, da es sich aufgrund des stetigen supersonischen Ionenstroms um ein offenes System handelt. Wegen der Nicht-Gegenseitigkeit lässt sich daraus quantitativ kein Wechselwirkungspotential bestimmen, weil es sich um nicht-konservative Kräfte handelt (Melzer, 2005).

3 Aufbau des Experiments

In diesem Kapitel wird der Gesamtaufbau des Experiments beschrieben. Für genaue Beschreibungen der einzelnen im Experiment verwendeten Bauteile sei auf die Diplomarbeit von Guicking (2006) sowie die am Versuchsplatz ausliegenden Betriebsanleitungen verwiesen. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des Plasmakristallexperiments und Abbildung 3.3 zeigt ein Foto des Versuchsaufbaus. Im Mittelpunkt des Aufbaus steht eine Vakuumkammer (Volumen etwa $4,6\,\mathrm{l}$), in

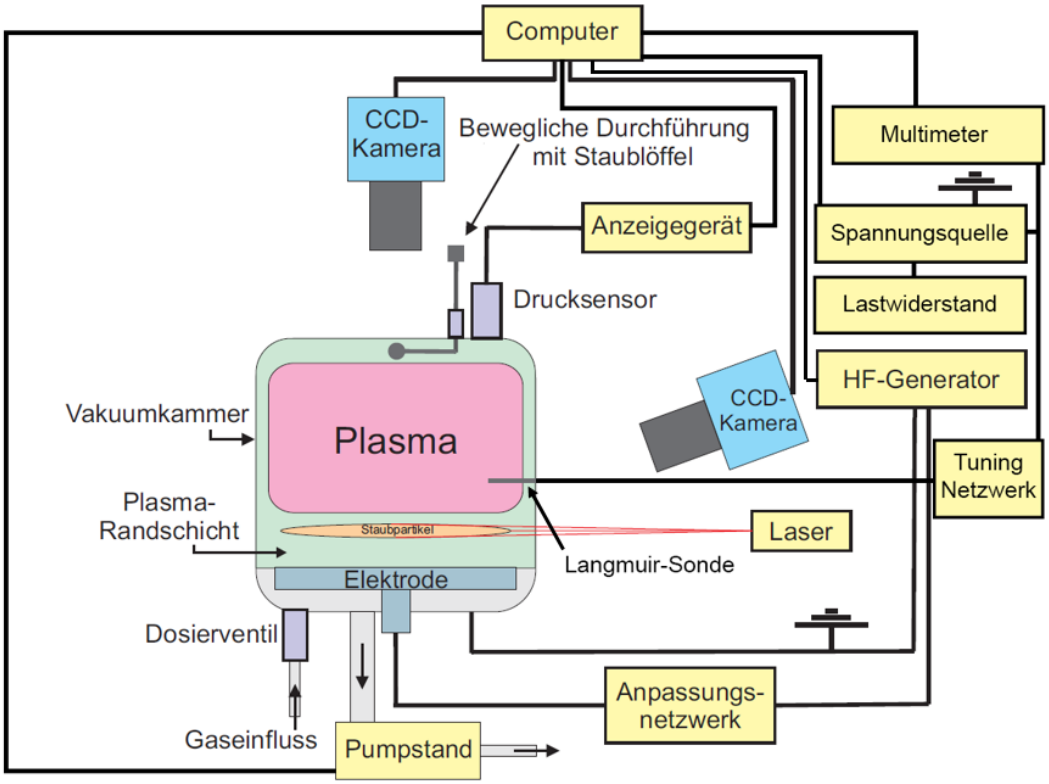


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Plasmakristallexperiments nach Heinisch (2014).

der während der Durchführung ein Stickstoff-Plasma gezündet wird. Das dafür benötigte Vakuum in der Kammer wird durch eine Turbomolekularpumpe (TMP) und einer Membranvakuumpumpe (MVP) als Vorpumpe erzeugt. Beide Pumpen sind in einem Pumpstand integriert[1,2,3,4]. Der Pumpstand wird über ein Anzeige- und Bediengerät gesteuert[5], Auslese- und Steuerungsparameter können hier gelesen und gesetzt werden[6]. Die TMP hat eine Maximaldrehzahl von 1500 Hz und ist über ein Eckventil[7] mit einem Wellschlauch aus Metall verbunden, der zur Vakuumkammer führt. **Das Eckventill soll immer offen stehen.**

Nach der Herstellung eines genügend guten Vakuums wird über ein Dosierventil[8] an der Unterseite der Kammer Stickstoff in die Kammer eingelassen. Der Druck wird über einen Drucksensor [9] an der Unterseite der Kammer gemessen und durch das angeschlossene Anzeigegerät[10] dargestellt. Das Dosierventil ist mit einem Schlauch über einen Flaschendruckminderer[11] an eine Stickstoff-Flasche angeschlossen. **Aus Sicherheitsgründen darf der Falschendruckminderer nur vom Betreuer bedient werden. Aufgrund der Gefahr des Erstickens bei einer plötzlichen Fehlfunktion der Flasche muss, solange der Flaschendruckminderer angeschlossen ist und sich Personen im Raum befinden, die Tür des Versuchsraumes geöffnet bleiben.** Während der gesamten Versuchsdurchführung bleibt der Pumpstand in Betrieb, um somit den Gasdruck in der Kammer über das Dosierventil jederzeit beliebig einstellen zu können.

Im unteren Bereich innerhalb der Vakuumkammer befindet sich eine tellerförmige Elektrode, die gegen den Rest der Kammer elektrisch isoliert ist (Schnittdarstellung Vakuumkammer Abbildung 3.2). Über diese Elektrode wird die Spannung des Hochfrequenz-Generators (HF-Generator) in das Plasma eingekoppelt. Bei dem HF-Generator handelt es sich um ein Modell mit einer maximalen Leistung von 50 W und einer Frequenz von 13,56 MHz[12]. Aufgrund der möglichen Störungen

[1] „Betriebsanleitung HICUBE ECO Turbopumpstände“
[2] „Betriebsanleitung HIPACE 80 Turbopumpe“
[3] „Betriebsanleitung MVP 015-2 DC Membranpumpe“
[4] „Betriebsanleitung HIPACE Luftkühlung“
[5] „Betriebsanleitung DCU 002|110|180|310|400 Display Control Unit“
[6] „Betriebsanleitung TC 110| TC 120 Antriebselektronik“
[7] Kurzanleitung „Eckventil EVB 016-040 S A/X“, BP 805 234 BD/A (0104), Pfeiffer Vacuum
[8] Gebrauchsanleitung GA06194_ 001_ C0/2016„Dosierventil EV 016 DOS AB“
[9] Bedienungsanleitung „Compact FullRange^{TM} Gauge PKR 251“, BG 805 119 BN (9903)
[10] Betriebsanleitung „Single Gauge^{TM} TPG 261“, BG 805 195 BD/A (0110)
[11] Betriebsanleitung für Flaschendruckminderer mit Manometer 2stufig der Baureihe Vulkan F10/2 nach ISO 2503, Vulkan
[12] Betriebsanleitung „RFG50 to RFG600 Low Power Range of RF Generators“, Coaxial Power Syst. Ltd

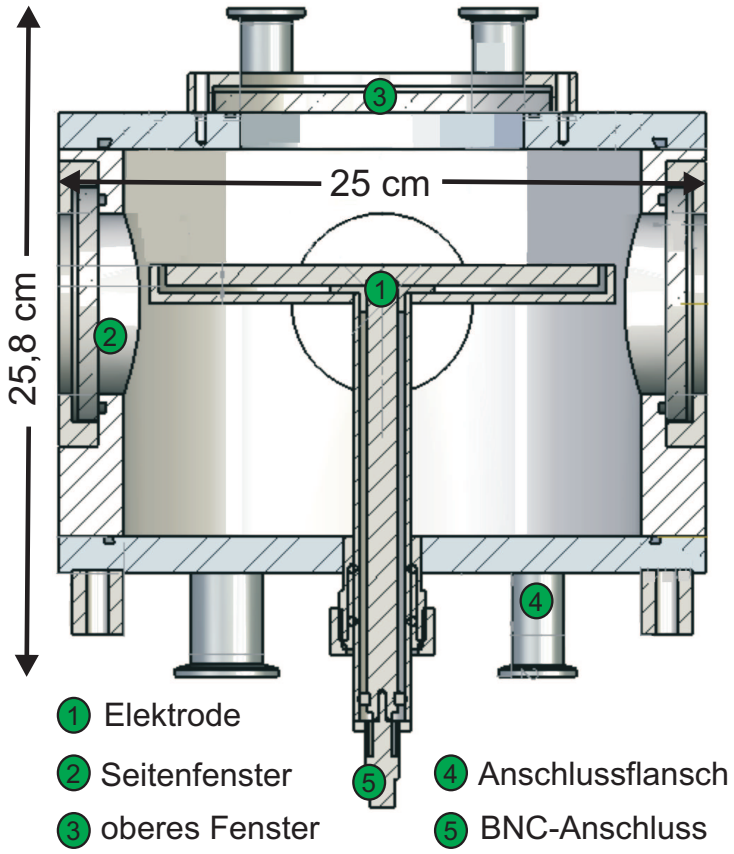


Abbildung 3.2: Schnittdarstellung der Vakuumkammer (Technische Zeichnung: Trinos Vakuum-Systeme, Göttingen).

durch das Hochfrequenzsignal des Generators befindet sich dieser im Nebenraum und wird über den Computer mittels Labview-Programm ferngesteuert. Es gibt zwei Anzeigen, einmal für die eingekoppelte HF-Leistung und zum anderen für die reflektierte Leistung, die nicht in der Kammer ankommt. Die eingekoppelte Leistung kann in 0,1 W-Schritten geregelt werden. Das Gehäuse der Vakuumkammer ist geerdet. Bei ausreichend eingekoppelter HF-Leistung zündet ein Plasma in der Kammer. Mit Hilfe des Anpassungsnetzwerks, welches sich unterhalb der Tischfläche, rechts der Vakuumkammer befindet, kann die reflektierte Leistung des HF-Generators minimiert werden. Das im Versuch verwendete Anpassungsnetzwerk besteht aus zwei regelbaren Kapazitäten und einer festen Induktivität, die in ein Gehäuse eingebaut sind[13]. An der Vorderseite des Gehäuses befinden sich zwei Drehknöpfe, mit denen die Kapazitäten der Kondensatoren variiert werden

[13]Betriebsanleitung „MN150 and MN600 Manual Matching Network“, Coaxial Power Syst. Ltd

können. Es handelt sich um ein L-Netzwerk, bei dem eine Kapazität (hier „Load“) parallel zur Entladung und eine Induktivität in Reihe zur Entladung geschaltet ist. Die Induktivität und die andere Kapazität des verwendeten Anpassungsnetzwerks („Tune“) sind hier als eine Komponente zu betrachten. Man stellt die beiden Kapazitäten so ein, dass die reflektierte Leistung verschwindet. Das System ist dann abgeglichen und die Leistung wird optimal in das Plasma abgegeben.

An der Oberseite der Kammer befindet sich eine Durchführung[14], an deren Innenseite (also in der Vakuumkammer) ein „Aluminium-Löffel“ angebracht ist. Das vordere Ende des Löffels ist kegelförmig durchbohrt, wobei sich der breitere Durchmesser oben und der schmalere (etwa $0,3$ mm) unten befindet. In dieser Öffnung befinden sich die Staubpartikel. Bei den verwendeten Staubpartikeln handelt es sich um monodisperse Melamin-Formaldehyd-Partikel (MF-Partikel) mit einem Durchmesser von $(9,78 \pm 0,18)$ m und einer Dichte von $1,51\ \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$[15]. Melamin-Formaldehyd wird auch als Melaminharz bezeichnet. Mit der Vakuumdurchführung kann der Löffel von außen bewegt werden und die Öffnung mit den Partikeln über der Mitte der Elektrode positioniert werden. Durch ein leichtes „Anklopfen“ der Durchführung rieseln Staubpartikel in das Plasma, laden sich negativ auf und bilden unter den richtigen Voraussetzungen in der Plasmarandschicht einen Plasmakristall. Ein aufgefächerter, horizontaler Laserstrahl wird benutzt, um Licht an den Staubpartikeln zu streuen. Die verwendete Laserdiode hat eine Wellenlänge von $\lambda = 685\,\mathrm{nm}$ und eine maximale Ausgangsleistung von $50\,\mathrm{mW}$[16]. Die Diode arbeitet mit $5\,\mathrm{V}$ Gleichstrom. Der Laser gehört der Gefahrenklasse 3B an, die für das Auge (bei direktem Hineinschauen) gefährliche Laser kennzeichnet und Laser, die für die Haut gefährlich sein können[17]. Aus diesem Grund ist der Laser selbst durch eine Alumniumbox geschützt. Der Laserstrahl ist aufgefächert (Fächerwinkel etwa $6°$), um die gesamte horizontale Ausdehnung eines Plasmakristalls beleuchten zu können. Durch Einstellung der richtigen Höhe des Lasers mit dem mechanischen Drehknopf ist es durch Streuung des Laserlichts an den Partikeln möglich, den Kristall sichtbar zu machen, sogar für das bloße Auge. Das Streulicht ermöglicht den Kristall mittels einer über und einer neben der Vakuumkammer angebrachten CCD-Kamera sichtbar zu machen. Bei den CCD-Kameras handelt es sich um Schwarz/Weiß-Kameras mit einer Auflösung von 640×480 Pixel[18]. Die maxima-

[14] Betriebsanleitung „Dreh-/Lineardurchführung DS 016 A“, BP 805 141 BD (9910), Pfeiffer Vacuum

[15] siehe auch Sicherheitsdatenblatt microParticles GmbH am Versuchsplatz

[16] Anleitung „Model PMT Laser Diode OEM Systems Instructions“, TP-PMT/01-8/95, Power Technology Inc.

[17] Einteilung der Gefahrenklassen siehe „Explanation of new IEC-compliant calssification labels“, Fußnote 17 beigefügt.

[18] Bedienungsanleitung „FireWire-Kamera-Serie Dxx 21F04“, The Imaging Source

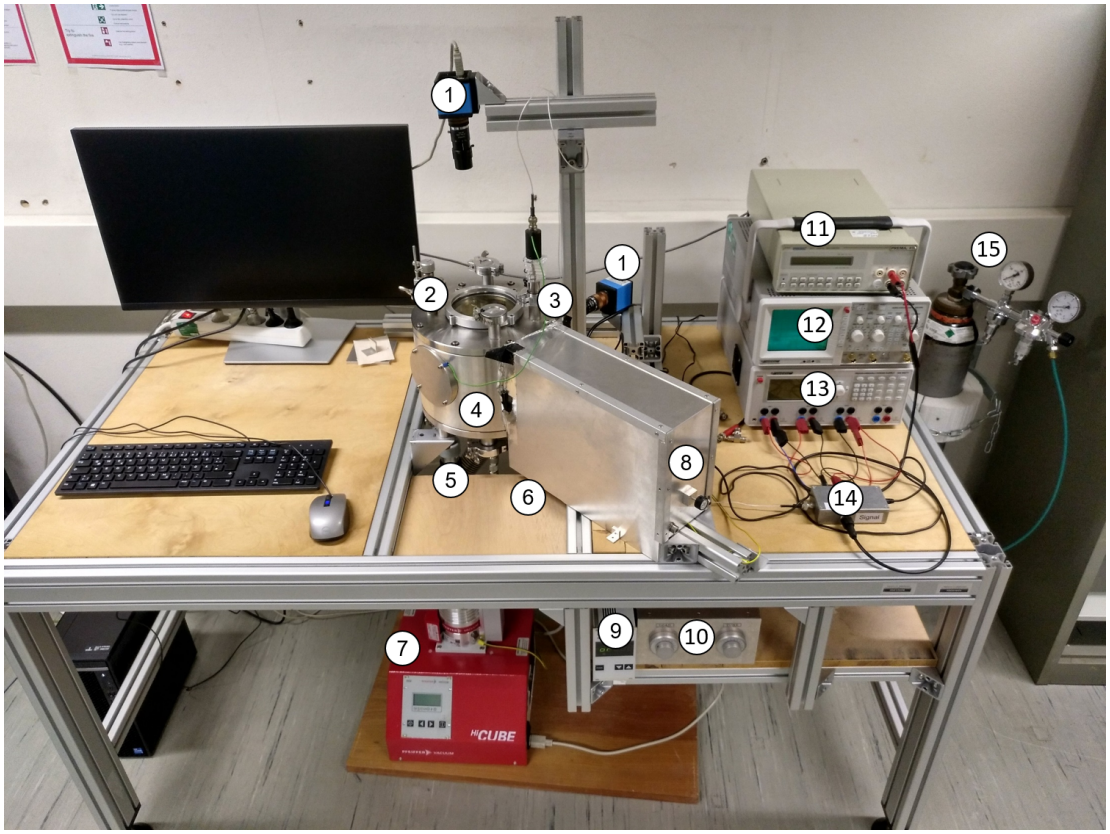


Abbildung 3.3: Foto des Versuchsaufbaus mit Kennzeichnung der Komponenten:

1. CCD-Kameras
2. Durchführung Staublöffel
3. Langmuirsondendurchführung
4. Vakuumkammer
5. Dosierventil
6. Drucksensor (verborgen)
7. Pumpstand
8. Laser
9. Drucksensoranzeige
10. Anpassungsnetzwerk
11. Multimeter
12. Oszilloskop
13. Spannungsquelle
14. Tuningnetzwerk
15. Stickstoffflasche mit Druckminderer

le Bildrate liegt bei 30 $\frac{\text{Bilder}}{\text{s}}$. Kameraparameter wie z.B. die Belichtungszeit sind variabel, wodurch man die Aufnahmen der Plasmakristalle für den weiteren Gebrauch optimieren kann. Die verwendeten Objektive haben eine Brennweite von 75 mm und einen Blendenbereich von F3,9 bis 32. Durch Abstandsringe zwischen Objektiv und Kamera kann die Brennweite effektiv vergrößert werden, so dass ein kleinerer Bildausschnitt eines Plasmakristalls sichtbar gemacht werden kann. Die verwendete Software „IC Capture“ zur Bildübertragung auf den Computer war im

Lieferumfang der Kameras enthalten und ist auf dem zum Experiment gehörigen Computer installiert.

Um die eingebaute Langmuir-Sonde zu betreiben, sind eine Spannungsquelle mit Lastwiderstand und ein Multimeter an den Computer und die Sonde angeschlossen. Um das Signal des HF-Generators zu unterdrücken, ist ein Tuningnetzwerk mit einem Tiefpassfilter ab 10Hz in die Langmuirsondenelektronik integriert. Durch Anlegen einer Spannung an die Sonde im Plasma können Strom-Spannungs-Kennlinien generiert und mit diesen Eigenschaften des Plasmas bestimmt werden.

Alle Betriebsanleitungen der Bauteile liegen am Versuchsplatz aus.

4 Durchführung des Experiments und Aufgaben

Ein Großteil der Steuerung und Datenaufnahme erfolgt mit LabView-Programmen, die alle auf dem Desktop des PCs zu finden sind. Die im Folgenden angegebene Anleitung zur Durchführung beinhaltet nicht alle Versuchsaufgaben, diese sind am Ende des Kapitels zu finden und gegebenenfalls während bzw. zwischen den einzelnen hier dargestellten Schritten zu absolvieren oder zu beantworten.

Zunächst ist zu prüfen, ob genug Staub im Aluminium-„Löffel“ innerhalb der Vakuumkammer enthalten ist. Bei zu geringer Menge ist der Betreuer zu informieren, um Staub aufzufüllen. Desweiteren ist zu prüfen, ob die zusätzliche Elektrode in der Kammer richtig positioniert und von Staubresten befreit ist. Die Kammer kann dazu geöffnet werden, indem die obere Fensterhalterung gelöst wird und mit der Scheibe zusammen entfernt wird. Nach dem Säubern der Kammer müssen zur späteren Umrechnung von Bildpixeln in Größeneinheiten die Kameras kalibriert werden. Dies erfolgt mit Hilfe des LabView Programms `CALIBRATE_MM_PAPER_IR_4.vi` und Millimeterpapier, das am Versuchsplatz ausliegt. Für die seitliche Kamera ist Millimeterpapier auf einen Winkel aufgeklebt. Hierbei ist die untere Kante des Millimterepapiers auf dem Winkel anzuvisieren, um ein späteres Verstellen der Kamera zu vermieden. Ist alles vorbereitet und die Kammer wieder dicht verschlossen, muss zuerst der Stickstoff an den Druckminderer angeschlossen und ein ausreichender Druck im grünen Zulaufschlauch hergestellt werden. **Das Anschließen und Bedienen des Druckminderers wird nur durch den Betreuer durchgeführt!** Vorher ist sicherzustellen, dass das Dosierventil geschlossen ist (auch das Hauptventil des Dosierventils ist zu schließen). Danach kann mit dem Abpumpen begonnen werden.

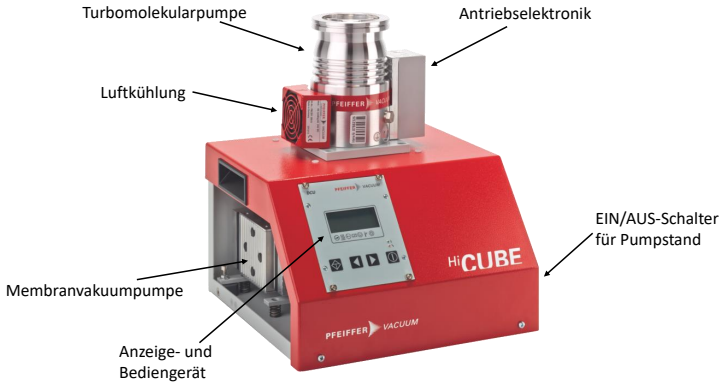


Abbildung 4.1: Bauteile des Pumpstands im Überblick (Foto: Pfeiffer Vacuum).

4.1 Erzeugung des Vakuums

Zu Beginn des Versuchs muss die Vakuumkammer evakuiert werden. Das Vakuum wird durch die Turbomolekularpumpe (TMP) und die Membranvakuumpumpe (MVP) als Vorpumpe erzeugt. Diese beiden Pumpen bilden die wesentlichen Bestandteile des Pumpstands (Abbildung 4.1). Folgende Checkliste ist vor Inbetriebnahme des Pumpstands zu prüfen:

- Überprüfen, ob das Belüftungsventil (Flutschraube) der TMP geschlossen ist (siehe „Betriebsanleitung HICUBE ECO Turbopumpstände“, S.38, Kap. 6.6.2 - es soll nicht geflutet werden!) und ob die Erdung (S.32, Kap. 5.9) intakt ist. Dann kann der Pumpstand am „EIN/AUS“-Schalter eingeschaltet werden (siehe Abbildung 4.1).

- Überprüfung der eingestellten Parameter des Pumpstands am „Anzeige und Bediengerät“ (siehe Abbildung 4.1, siehe „Betriebsanleitung DCU 002|110|180|310|400 Display Control Unit“, sowie „Betriebsanleitung TC 110| TC 120 Antriebselektronik“, wichtig ist die Überprüfung und ggf. Änderung der Eignung der Sollwertvorgaben [P:7xx] und der Stellbefehle [P:0xx]:

  – es ist darauf zu achten, dass die Gas-Betriebsart ([P:027]„GasMode“) auf „1“ (=leichte Gase mit Masse <39 u) eingestellt ist.

  - die Einstellung des Parametersatzes ([P:794]„Param. set“) sollte auf „1“ stehen.

  - die Frequenz der TMP kann zwischen 1500 Hz (100%) und 300 Hz (20%) variiert werden, was über die Drezahlvorgabe im Drehzahlstellbetrieb ([P:707]„SpdSVal“) erfolgt.

    → bei erstmaligem Abpumpen von Luft aus der Kammer sollte die TMP bei 100% laufen und während des Experiments beim Abpumpen des Stickstoffs bei 40%.

  - der Betrieb des Lüfters sollte auf Dauerbetrieb eingestellt sein, dazu muss ([P:035]„Cfg Acc A1“) auf „0“ stehen.

  - das Entlüftungsventil der Membranvakuumpumpe sollte auf dauerhaft offen stehen. Dazu muss beim zweiten Satz der Programmparameter (ein 2 erscheint vor der jeweiligen Programmnummer, zu finden nach den normalen Programmparametern) ([P2: 030]„ValveMode“) auf „2“ stehen. Hier darauf achten, dass auch wirklich der zweite Satz Programmparamter gewählt wird („ValveMode“ und nicht „VentMode“)!

  - die Membranvakuumpumpe sollte auf Dauerbetrieb eingestellt sein, dazu müssen ([P:019]„Cfg DO2“) auf „9“ und ([P:025]„OpModeBKP“) auf „0“ stehen.

  - **Andere Parameter dürfen nicht geändert werden, da sonst eine Fehlfunktion oder Zerstörung der Pumpe nicht ausgeschlossen werden kann!**

- nach Überprüfung und Einstellung der Parameter können die Pumpen über das DCU in Betrieb genommen werden (rechter Knopf unter der Anzeige des DCU); die MVP beginnt ein Vorvakuum zu erzeugen und dann fährt die TMP bis zur eingestellten Frequenz hoch (die Drehzahlvorgabe in der Sollwertvorgabe ([P:707]„SpdSVal“) kann im Betrieb umgestellt werden).

- während des Versuchs ist darauf zu achten, dass die TMP nicht überhitzt. Dies ist an den entsprechenden Symbolen der DCU bzw. an Warnungen am Display zu erkennen. Außerdem können am Display über verschiedene Parameter Temperaturen des Pumpstandes ausgelesen werden.

- mit dem rechten Knopf unter der Anzeige des DCU können die Pumpen wieder ausgeschaltet werden; mit dem „EIN/AUS“-Schalter kann der gesamte Pumpstand ausgeschaltet werden.

4.2 Erzeugung des Plasmas

Ist der Pumpstand in Betrieb genommen, kann nach etwa 15-30 min ein Vakuum von 10^{-4} mbar und besser erreicht werden. Dieses Vakuum ist genügend gut für die Durchführung des Experiments. Dann kann das Dosierventil geöffnet werden und Stickstoff kann in die Kammer einströmen. Zunächst wird dazu das Hauptventil am Dosierventil geöffnet und dann das Dosierventil langsam aufgedreht, um die weiter laufende Pumpe nicht zu stark zu belasten. Über das Dosierventil kann der Druck in der Kammer somit reguliert werden. Nacheinander wird durch stufenweises Herunterregeln der Frequenz der TMP auf 30% (s.o.) und weiteres Öffnen des Dosierventils ein Druck in der Größenordnung von 10^{-1} mbar in der Kammer eingestellt, bei dem auch später Plasmakristalle entstehen können. Es ist nach dem Umstellen der TMP zu warten, bis sich wieder ein regulärer Betrieb eingstellt hat. Das Zurückstellen der TMP auf 30% schont die Pumpe vor Verschleiß und Überhitzung und hält den Gasfluss durch die Kammer möglichst gering. Die Pumpe läuft während des gesamten Versuchs. Am Ende ist einige Minuten abzuwarten, bis sich der neue Druck in der Kammer eingestellt hat.

Nun kann ein Plasma in der Kammer gezündet werden. Dazu wird der HF-Generator im Nebenraum vom Betreuer eingeschaltet und das LabView-Programm `RF_POWER_V1.vi` gestartet. Die Leistung kann nun über das Feld "Desired Power"gesetzt werden, sie ist nicht höher als 15 W zu wählen. Zusätzlich ist die Webcam im Nebenraum über das Programm `Kamera` anzurufen, um die Analoganzeige des Generators lesen zu können. Es kann sein, dass schon Hochfahren der Leistung ein Plasma zündet (das Plasma leuchtet hell- bis dunkelrosa, je nach Einstellung des Drucks und der HF-Leistung). Anderenfalls wird noch eine relativ hohe reflektierte Leistung im entsprechenden Programfeld um am HF-Generator angezeigt und man muss diese über die Drehknöpfe des Anpassungsnetzwerks reduzieren, bis das Plasma zündet. Das Anpassungsnetzwerk sollte immer so eingestellt sein, dass keine Leistung reflektiert wird. Durch Variation der eingehenden Leistung wird auch die reflektierte Leistung beeinflusst und die Einstellungen müssen gegebenenfalls korrigiert werden. Es ist darauf zu achten, dass bei Messungen die „Forward Power’"der Analoganzeige des HF-Generators in etwa entspricht sowie die reflektierte Leistung 0 ist. Anderenfalls sollte die Leistung erst reduziert und anschließend wieder hoch-

gefahren werden. Dies liegt daran, dass bei zu hoher reflektierter Leistung eine interne, nicht auslesbare Sperre des Generators die eingegebene Leistung reduziert.

4.3 Bestimmung der Plasmaparameter

Nach der Zündung eines Plasmas wird kann die Langmuirsonde ($A_s = 20\,\mathrm{mm}^2$) über der Elektrode positioniert werden. Das Oszilloskop, die Spannungsquelle und das Multimeter sollten angeschaltet sein, bevor weitere Schritten folgen. Die Sonde kann nun an das Oszilloskop (passiv) oder über das Tuning-Netzwerk an die Spannungsquelle (aktiv) angeschlossen werden. Es ist auch möglich das ungefilterte Signal vor dem Tiefpassfilter mit dem Oszilloskop anzuzeigen. Mit einem Y-Adapter kann zudem das gefilterte Signal hinter dem Tiefpass-Filter mit dem Oszilloskop angezeigt werden. So können beide Signale verglichen werden. **Dabei darf allerdings keine externe Spannung an das Oszilloskop angelegt werden, da dieses sonst beschädigt werden kann!** Zur Durchführung der Messung steht das LabView Programm `LANGMUIR_PROBE_22.vi` zur Verfügung. Mit diesem Programm wird das Sondenpotential in $0,15\,\mathrm{V}$ Schritten mit einer Wartezeit von $250\,\mathrm{ms}$ von $-9\,\mathrm{V}$ auf $60\,\mathrm{V}$ erhöht. Diese Parameter sind voreingestellt, es muss nur ein Dateiname zur Speicherung angegeben werden. Eine Messung benötigt ca. fünf Minuten, währenddessen sollte der Experimentiertisch nicht und keinesfalls Teile der Sonde oder Verkabelung berührt werden, da es sonst zu starken Störungen der Messung kommen kann. Die Auswertung der IV-Kennlinie erfolgt durch ein frei zu wählendes Programm (*Matlab, Origin, Mathematica*). Zur Einordnung der Ergebnisse sollte die Position der Sonde über der Elektrode vermessen werden, sie kann mit Hilfe kleiner Unterlegplatten auch variiert werden.

4.4 Erzeugung von Plasmakristallen

Nach der Zündung eines Plasmas wird der Aluminiumlöffel mit den MF-Partikeln über der Mitte der Elektrode positioniert und durch ein leichtes „Anklopfen“ der Durchführung werden Partikel in das Plasma befördert. Die Partikel fallen dann im Plasma herab und sollten in einem Schwebezustand über der Elektrode verharren und eine erkennbare regelmäßige Struktur im Plasma bilden, also einen Plasmakristall. Dieser wird mit Hilfe der angebrachten Kameras in einem Echtzeitbild

auf dem angeschlossenen Computer sichtbar gemacht. Dazu wird das Programm `RECORD_PLASMA_CRYSTALS_IR_V2.vi` verwendet, mit dem Bildfolgen der Kameras aufgenommen und gespeichert werden können. Die Umrechnung von Bildpixeln in Millimeter erfolgt mit der eingangs erfolgten Kalibrierung mit Millimeterpapier. Wenn die Kristalle groß genug sind (einige Millimeter Ausdehnung in horizontaler Richtung), sind sie auch mit dem bloßen Auge zu sehen. Bei der Aufnahme von Plasmakristallen ist darauf zu achten, externe Lichteinstrahlung in die Kammer möglichst gering zu halten, damit eine erfolgreiche Auswertung der gewonnenen Bilddateien gewährleistet ist.

Um die Kristalle in eine homogene Anordnung zu bringen, sollen zusätzliche potentialbegrenzenden Elektroden benutzt werden. Dabei handelt es sich um zwei quadratische Aluminiumplatten mit einer Kantenlänge von jeweils 9 cm. In der Mitte jeder Platte befindet sich eine kegelförmige Vertiefung mit einem Durchmesser von $5,5$ bzw. 6 cm. Die erste Platte hat eine Höhe von 3 mm und die Vertiefung ist am tiefsten Punkt (in der Mitte der Platte) etwa $1,5$ mm tief. Die andere Platte hat eine Höhe von 4 mm, die Vertiefung ist in der Mitte etwa $2,5$ mm tief. Eine weitere runde Aluminiumplatte mit einem Durchmesser von 9 cm und einer kugelförmigen Einfräsung mit einer Tiefe von etwa 2 mm in der Mitte steht ebenfalls zur Verfügung. Damit ist es möglich, Plasmakristalle verschiedener Größen an einem definierten Ort entstehen zu lassen, weil die Elektroden eine Art Potentialtopf darstellen, über deren tiefsten Punkt ein Plasmakristall entsteht. Die Kristalle haben dann eine runde Form in horizontaler Ausdehnung. Mit den zusätzlichen Elektroden ist es auch möglich, die Kristalle bei Variation des Drucks und der HF-Leistung zu beobachten und aufzunehmen.

4.5 Auswertungsprogramm

Nach der Aufnahme von Plasmakristallen bei uneterschiedlichen Drücken und Leistungen können die gewonnen Daten mit dem LabView Programm `ANALYSIS_IR_MULTI_22.vi` vorläufig ausgewertet werden. Das Programm bündelt verschiedene Analysen, die mit Matlab-Programmen im Hintergrund ausgeführt werden. Zunächst sollen die einzelnen Staubpartikel im Bild identifiziert werden und ihnen Koordinaten zugewiesen werden. Als Ergebnis wird ein Binärbild des Kristalls angezeigt, in welchem die weißen Pixel die Punkte der Stauppartikel darstellen und die schwarzen Pixel den Hintergrund wiedergeben. Wenn Partikel falsch positiv oder falsch negativ detektiert werden, sind die programminternen Parameter anzupassen, sodass eine mgölcihst gute Detektion der Partikel durch das Programm erfolgt. Nach der

erfolgreichen Bearbeitung des Bildes mit diesem Programm sollten dann die Koordinaten der Staubpartikel ermittelt worden sein. Mit diesen Koordinaten lassen sich nun Analyseverfahren, Berechnungen und Funktionen auf die Bilder anwenden.

Voronoi-Analyse

Bei der Voronoi-Analyse (auch Wigner-Seitz-Zellanalyse) wird ein Voronoi-Diagramm erstellt. Das Voronoi-Diagramm zerlegt einen gegebenen Raum bei einer ebenfalls gegebenen Punktmenge in Polygone. Jedem dieser Punkte (Voronoi-Punkt) ist genau ein Polygon zugeordnet. Allen Punkten einer Polygonfläche ist gemeinsam, dass sie am nächsten zum Voronoi-Punkt liegen. Mit Hilfe von Voronoi-Polygonen werden also punktförmig aufgenommene Messwerte in der Fläche dargestellt. Es handelt sich damit um eine Methode, um eine Fläche komplett mit Polygonen zu füllen. Die Konstruktion des Voronoi-Diagramms erfolgt, indem auf allen Verbindungsgeraden zwischen den Messpunkten auf der Hälfte eine Senkrechte konstruiert wird und mit den anderen Senkrechten verbunden wird. Sind die Messpunkte in einer idealen, hexagonal-dichtesten Kugelpackung (zweidimensional) angeordnet, dann sind die Polygone im Voronoi-Diagramm gleichmäßige Sechsecke und alle gleich groß. Mit dem Voronoi-Diagramm gewinnt man somit ein qualitatives Maß für die Idealität der Kristallstruktur. Weiterhin kann das Voronoi-Diagramm eines Kristalls farbig dargestellt werden. Die prozentuale Verteilung der Polygone ist in einem Balkendiagramm dargestellt.

Paar-Korrelationsfunktion

Weiterhin kann mit dem Programm die Paar-Korrelationsfunktion dargestellt werden. Bei der Paar-Korrelationsfunktion $g(r)$ handelt es sich um eine Wahrscheinlichkeitsfunktion, die angibt mit welcher Wahrscheinlichkeit man in einem bestimmten Abstand r von einem Punkt einen anderen findet und misst die translatorische Ordnung im System. Bei der zufälligen Verteilung sollte es keine höhere Wahrscheinlichkeit geben, in einem bestimmten Abstand einen weiteren Punkt zu finden als in einem beliebigen anderen Abstand. Da es sich bei dem Plasmakristall um eine geordnete Struktur handelt, ist die Wahrscheinlichkeit bei bestimmten Abständen (z.B. Gitterkonstante) höher als bei anderen Abständen einen weiteren Punkt zu finden. Dies lässt sich dann mit den theoretisch zu erwartenden Abständen einer idealen, hexagonal dichtesten Kugelpackung vergleichen. Für den Fall

eines perfekten Kristalls bei null Kelvin ist $g(r)$ eine Folge von δ-Funktionen, deren Positionen und Höhen aus den Partikelabständen in einem perfekt hexagonalen Gitter bestimmt werden können.

Dynamisches Verhalten

Für die Untersuchung des dynamischen Verhaltens eines Kristalls wird eine Folge von Bildern mit definiertem Zeitabstand benötigt. Die eingelesene Bildsequenz ermöglicht es, die Trajektorien einzelner Teilchen des Kristalls zu bestimmen. Aus Zeitabstand und zurückgelegtem Weg der Partikel lässt sich die Geschwindigkeit berechnen.

4.6 Aufgaben

Folgende Aufgaben sollen während der Versuchsdurchführung bearbeitet werden und im Versuchsprotokoll ausgewertet und diskutiert werden:

1. Kammer evakuieren: Druckverlauf aufnehmen: Welche Drücke kann man erreichen? Wie lange dauert es?

2. Stickstoff in die Kammer einströmen lassen (Variation der Dosierventileinstellungen, um ein Gefühl für die Einstellung des Drucks zu bekommen): In welcher Größenordnung liegt der Gasfluss in die Kammer und kann dies Auswirkungen auf die Kristalle haben?

3. HF-Generator in Betrieb nehmen: Wann zündet/erlischt das Plasma? Hier bietet sich jeweils ein scatter plot zum Zünden und Erlischen an, der die untersuchten Parameterkombinationen darstellt. Was passiert bei Variation der Leistung? Warum?

4. Ausgangssignal der Langmuir-Sonde auf dem Oszilloskop und Bestimmung der Dämpfung des Tiefpass-Filters.

5. Bestimmung der Plasmagrößen T_e, n_e, n_i, $\lambda_{D,e}$, $\omega_{p,e}$ und Abschätzung der gesamten Debyelänge und Plasmafrequenz, Bestimmung des Plasmaparameters an mehreren Positionen im Plasma. Waren die Ergebnisse zu erwarten?

Warum?
Anmerkungen zur Auswerung der Kennlinien (zuhause):

- Floatingpotential ($U_f = U(I_{ges} = 0)$) und Plasmapotential U_p (am Wendepunkt der Kennlinie, wo der Strom anfängt in Sättigung zu gehen) anhand der Kennlinie bestimmen.

- Ionenstrom im negativen Spannungsbereich bestimmen. Diesen vom Gesamtstrom abziehen um Elektronenstrom zu erhalten: $I_e = I_{ges} - I_{ion}$.

- Elektronenstrom semilogarithmisch über den gesamten Spannungsbereich plotten. Punkte bei denen $I_e < 0$ ist ignorieren.

- Im Bereich zwischen U_f und U_p linearen Fit durchführen um T_e zu bestimmen. Dann die restlichen Größen berechnen.

6. Staublöffel über der Elektrode positionieren und durch Anklopfen Staub in das Plasma befördern: Was passiert? Wie lange dauert es bis sich ein Kristall einstellt? Wie sieht die Struktur aus? Besteht der Kristall aus mehreren Ebenen (dazu zweite Kamera benutzen)?

7. Dynamisches Verhalten des Kristalls (mit LabView Programm): Was passiert bei Änderung des Drucks? Was passiert bei Änderung der HF-Leistung? Warum? Welche Geschwindigkeiten haben die Partikel? Wie ändert sich die Höhe?

8. Abmessungen des Kristalls bestimmen: Dazu Millimeterpapier als Maßstab vor die Kamera bringen (erlaubt somit Umrechnung der Bildpixel in Millimeter; Vorsicht: durch Fokussierung ändert sich der Maßstab!).

9. Quantitative Untersuchung des Kristalls (mit LabView Programm): Teilchenanzahl des Kristalls bestimmen, Gitterabstand bestimmen und Paar-Korrelationsfunktion bestimmen. Wie sieht diese aus? Warum?

10. Ladung der Partikel: Abschätzung der Ladung auf den Partikeln.

11. Wie regelmäßig ist der Kristall? Warum ist ggf. die perfekte hexagonale Struktur gestört? Dazu Voronoi Diagramm untersuchen und diskutieren.

Anmerkung: es sollen Bilder von Plasmakristallen verschiedener Größen und Bil-

der unter veränderten Druck- und Leistungsbedingungen erstellt werden (sowohl Einzelbilder als auch Bildsequenzen mit beiden Kameras). Insbesondere die Aufgaben 5., 6. und 7. sollen auf die verschiedenen Bilder/Bildsequenzen angewendet werden und im Protokoll diskutiert werden.

Literaturverzeichnis

Allen, J. (1992). Probe theory - the orbital motion approach. *Phys. Scri.*, 45:497–503.

Barkan, A., D'Angelo, N., and Merlino, R. (1994). Charging of dust grains in a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 73(23):3093–3096.

Barnes, M., Keller, J., Forster, J., O'Neill, J., and Coultas, D. (1992). Transport of dust particles in glow-discharge plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 68(3):313–316.

Bouchoule, A., editor (1999). *Dusty plasmas: physics, chemistry, and technological impacts in plasma processing*. Wiley, Chichester.

Chen, F. (1984). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, volume 1: Plasma Physics. Plenum Press, New York.

Glaßmeier, K.-H. and Scholer, M., editors (1991). *Plasmaphysik im Sonnensystem*. BI-Wiss.-Verl., Mannheim, Wien, Zürich.

Godyak, V. (1986). *Soviet Radio Frequency Discharge Research*. Monograph series on the Soviet Union. Delphic, Falls Church.

Guicking, L. (2006). *Diplomarbeit: Aufbau und Inbetriebnahme eines Plasmakristallexperiments*. Braunschweig.

Hamaguchi, S., Farouki, R., and Dubin, D. (1997). Triple point of yukawa systems. *Phys. Rev. E*, 56(4):4671–4682.

Havnes, O., Goertz, C., Morfill, G., Grün, E., and Ip, W. (1987). Dust charges, cloud potential, and instabilities in a dust cloud embedded in a plasma. *J. Geophys. Res.*, 92(A3):2281–2287.

Heinisch, P. (2014). *Erweiterung des Plasmakristallversuchs um eine Langmuir-Sonde*. Braunschweig.

Huddlestone, R. and Leonard, S., editors (1965). *Plasma Diagnostic Techniques*, volume 21 of *Pure and Applied Physics*. Academic Press Inc., New York, London.

Ichimaru, S. (1982). Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. *Rev. Mod. Phys.*, 54(4):1017–1059.

Ikezi, H. (1986). Coulomb solid of small particles in plasmas. *Phys. Fluids*, 29(6):1764–1766.

Konopka, U., Morfill, G., and Ratke, L. (2000). Measurement of the interaction potential of microspheres in the sheath of a rf discharge. *Phys. Rev. Lett.*, 84(5):891–894.

Kopitzki, K. and Herzog, P. (2002). *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner, Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden, 4 edition.

Lieberman, M. (2005). *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. A Wiley-Interscience Publication. John Wiley and Sons Inc., New York, 2 edition.

Melzer, A. (2005). *Lecture Notes: Introduction to Colloidal (Dusty) Plasmas, Version of July 2005*. Greifswald.

Melzer, A., Homann, A., and Piel, A. (1996a). Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Phys. Rev. E*, 53(3):2757–2766.

Melzer, A., Schweigert, V., and Piel, A. (2000). Measurement of the wakefield attraction for „dust plasma molecules“. *Phys. Scri.*, 61:494–501.

Melzer, A., Schweigert, V., Schweigert, I., Homann, A., Peters, S., and Piel, A. (1996b). Structure and stability of the plasma crystal. *Phys. Rev. E.*, 54(1):R46–R49.

Merlino, R. L. (2007). Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. *American Journal of Physics*, 75:1078–1085.

Mohideen, U., Rahman, H., Smith, M., Rosenberg, M., and Mendis, D. (1998). In-

tergrain coupling in dusty-plasma coulomb crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 81(2):349–352.

Morfill, G., Thomas, H., Konopka, U., and Zuzic, M. (1999). The plasma condensation: Liquid and crystalline plasmas. *Phys. Plas.*, 6:1769–1780.

Piel, A. and Melzer, A. (2002). Dynamical processes in complex plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44:R1–R26.

Raizer, J. (1995). *Radio-frequency capacitive discharges*. CRC Press, Boca Raton.

Schweigert, V., Schweigert, I., Melzer, A., Homann, A., and Piel, A. (1996). Alignment and instability of dust crystals in plasmas. *Phys. Rev. E.*, 54(4):4155–4166.

Shukla, P. and Mamun, A. (2002). *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Series in plasma physics. Institute of Physics Publishing, Bristol u.a.

Vladimirov, S. and Nambu, M. (1995). Attraction of charged particulates in plasmas with finite flows. *Phys. Rev. E*, 52(3):2172–2174.

Whipple, E. (1981). Potentials of surfaces in space. *Rep. Prog. Phys.*, 44:1197–1250.

Wigner, E. (1938). Effects of the electron interaction on the energy levels of electrons in metals. *Trans. Faraday Soc.*, 34:678–685.