

Strukturen aus Staub

Geladene Partikel in Plasmen erweitern die Palette der klassischen Coulomb-Cluster

André Melzer, Dietmar Block und Alexander Piel

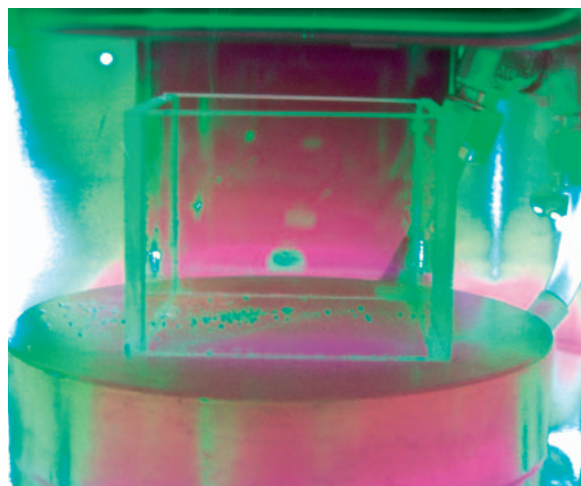
Plastikkügelchen („Staub“), die in Plasmaentladungen aufgeladen und von äußeren Potentialen eingefangen werden, bilden Cluster mit vielfältigen Strukturen. Per Videomikroskopie lässt sich direkt verfolgen, wie sich die Teilchen in Schalen eines „Periodensystems“ anordnen, welche kollektiven Bewegungen sie ausführen oder wie Cluster schmelzen. Diese Experimente mit staubigen Plasmen zeigen, dass Struktur und Stabilität in den Clustern eng miteinander verknüpft sind.

Coulomb-Kräfte zwischen geladenen Teilchen bestimmen in weiten Teilen den Aufbau der uns bekannten Welt und führen zu einer Vielzahl von Strukturen. Dabei haben Systeme mit wenigen gefangenen Ladungsträgern, so genannte Coulomb-Cluster, ihren besonderen Reiz, weil ihre Struktur und Dynamik stark von der Teilchenzahl N sowie dem Wechselspiel zwischen der Coulomb-Abstoßung der Partikel und dem Einfang durch das äußere Potential abhängen. Bereits im Jahr 1904 hat J. J. Thomson daher die Struktur von Coulomb-Clustern untersucht, um den Aufbau von Atomen zu verstehen. Er hatte angenommen, dass sich die negativen Elektronen in einer Kugel homogener positiver Ladung aufhalten und die regelmäßige Anordnung der Elektronen die Eigenschaften des Atoms reflektieren. Daher nennt man die Coulomb-Cluster auch „Artificial Atoms“. Dieser Begriff hat durchaus eine gewisse Berechtigung.

Heutzutage sind Coulomb-Cluster in zahlreichen Situationen von Interesse. Dazu gehören Ionen in Paul- und Penning-Fallen oder Speicherringen von Beschleunigern, Elektronen auf flüssigem Helium oder in Quantenpunkten, Materie in Zwergsternen, geladene Partikel in kolloidalen Suspensionen [1] oder eben Coulomb-Cluster in staubigen Plasmen [2–4]. In all diesen Systemen aus geladenen Partikeln ist der Coulomb-Kopplungsparameter

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b k T} \quad (1)$$

der zentrale Ordnungsparameter, wobei Z die Partikelladung, b der Nächste-Nachbar-Abstand und T die Temperatur der Partikel ist. Der Partikelabstand b ergibt sich aus dem Gleichgewicht von elektrostatischen und Fallenkräften. Somit beschreibt Gl. (1) das Verhältnis von Coulomb- und kinetischer Energie. Ein System gilt als stark gekoppelt, wenn die Coulomb-Wechselwirkung dominiert, also $\Gamma > 1$ ist. Die Partikel kristal-



Mit bloßem Auge sind die geladenen Partikel in dieser dreidimensionalen Wolke zu sehen. Die in der Glasküvette gefangene und von der Seite mit grünem Laserlicht beleuchtete Staubwolke hat einen Durchmesser von etwa einem Zentimeter.

lisieren in eine regelmäßige, geordnete Struktur, wenn die Kopplung einen kritischen Wert Γ_c übersteigt, der für infinite dreidimensionale Coulomb-Systeme bei ca. 170 liegt.

Gemäß Gl. (1) kann Kristallisation unter verschiedenen Bedingungen auftreten: Bei niedrigen Temperaturen T im Bereich von Milli-Kelvin findet man z. B. die regelmäßige Anordnung lasergekühlter Ionen in Fallen. Im Inneren der Gasplaneten oder von Zwergsternen sind die Ladungen auf kleine Abstände b komprimiert, wobei dann allerdings auch Quanteneffekte dominieren. Am effektivsten lässt sich starke Kopplung jedoch über die Partikelladung Z realisieren, die quadratisch in Γ eingeht. Dies wird bei den stau-

KOMPAKT

- Das Verhältnis aus elektrostatischer Coulomb-Energie und kinetischer Energie bestimmt Struktur und Dynamik eines Coulomb-Clusters aus geladenen Partikeln.
- Staubige Plasmen eröffnen die Möglichkeit, Coulomb-Cluster in vielen verschiedenen Geometrien einzufangen, gezielt zu manipulieren und mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu untersuchen.
- In zwei- bzw. dreidimensionalen Clustern ordnen sich die Partikel in ring- bzw. zwiebschalenförmigen Schalen an. Dabei existieren „magische“ Konfigurationen, die besonders stabil sind.

Prof. Dr. André Melzer, Institut für Physik, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, 17487 Greifswald; Dr. Dietmar Block und Prof. Dr. Alexander Piel, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 24098 Kiel

bigen Plasmen (und auch in kolloidalen Suspensionen) ausgenutzt.

Plasmen gelten zwar gemeinhin als der am wenigsten geordnete Aggregatzustand, als heiß und turbulent. Um so mehr überrascht, dass sich Partikel von Mikrometergröße in einem Plasma aus Elektronen und Ionen in regelmäßigen Strukturen anordnen, den Plasmakristallen [5]. Dies liegt daran, dass die Mikropartikel durch den ständigen Zufluss der beweglichen Elektronen und der trägeren Ionen sehr hohe Ladungen (etwa 10^3 bis 10^4 Elementarladungen) annehmen, sodass die Coulomb-Energie nächster Nachbarn auch bei Raumtemperatur bei weitem überwiegt: Der Koppelungsparameter in diesen staubigen Plasmen erreicht leicht Werte von $\Gamma \geq 1000$. Allerdings muss man hier korrekterweise die Abschirmung der Partikelladung durch die umgebenden Plasmaelektronen und -ionen berücksichtigen. Das Coulomb-Potential zwischen den Partikeln muss dann durch das Debye-Hückel- oder Yukawa-Potential mit der Abschirmlänge λ_D ersetzt werden:

$$U(r) = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-r/\lambda_D). \quad (2)$$

Vom experimentellen Standpunkt aus vereinigen die staubigen Plasmen eine Reihe günstiger Eigenschaften: Zum einen liegen die typischen Partikelabstände bei einigen hundert Mikrometern und damit etwa einen Faktor Hundert höher als der Partikeldurchmesser.

Das System besitzt also eine „bequeme“ Größe und eine hohe optische Transparenz. Damit ist es möglich, individuelle Partikel sogar tief im Volumen einer Staubwolke durch Videomikroskopie direkt zu beobachten. Zum anderen führt die hohe Masse der Partikel dazu, dass alle relevanten Frequenzen für Wellen und Oszillationen im Bereich weniger Hertz liegen. Da zudem die Bewegung der Partikel durch die Reibung am Neutralgas nur schwach gedämpft ist, lassen sich in staubigen Plasmen kinetische Vorgänge auf mikroskopischer Skala untersuchen. Ferner lassen sich die Partikel gezielt manipulieren, z. B. durch den Einsatz von Lasern. Ein maßgeschneidertes Einfangpotential erlaubt es zudem, Systeme mit wenigen Partikeln in ein-, zwei- oder dreidimensionaler Geometrie zu erzeugen. Daher sind die staubigen Plasmen ein ideales System zur Untersuchung der Struktur und Dynamik von Coulomb-Clustern.

Diese Cluster lassen sich durch die Summe aus potentieller Energie des Einfangs und abgeschirmter Coulomb-Energie,

$$E = \sum_{i=1}^N V(x_i, y_i, z_i) + \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i>j}^N \frac{\exp(-r_{ij}/\lambda_D)}{r_{ij}}, \quad (3)$$

beschreiben. Hierbei sind x_i, y_i die horizontalen Koordinaten und z_i ist die vertikale Koordinate der Partikel in Bezug auf die Mitte des Einfangpotentials; r_{ij} ist der Abstand von Teilchen i zu Teilchen j . Das Potential wird oft als harmonisch angenommen,

EINFANG UND DIAGNOSTIK DER PARTIKEL

Partikel lassen sich in Hochfrequenz-Gasentladungen einfangen. Dazu liegt zwischen parallelen Platten eine Wechselspannung mit 13,56 MHz an (Abb. a). Die Entladungen werden bei Gasdrücken zwischen 1 und 100 Pa und bei Leistungen von wenigen Watt betrieben. Als Partikel verwenden wir identische Melaminformaldehyd-Kugeln von wenigen Mikrometern Durchmesser. Diese werden ins Plasma eingestreut und mit Laserfächern beleuchtet. CCD-Kameras zeichnen das Streulicht und damit die Bewegung der Partikel auf. Die Partikel sammeln sich in der Randschicht oberhalb der unteren Elektrode, wo – ähnlich wie bei Millikans Öltröpfchenversuch – die elektrische Feldkraft die Gewichtskraft der Partikel kompensiert. Hier steigt allerdings das

elektrische Feld von der Plasmakante bis zur Elektrode an, sodass sich die Teilchen in einem effektiven vertikalen Potentialtopf befinden (vgl. [5]).

1D- und 2D-Cluster werden in der horizontalen Ebene mit Hilfe metallischer Barrieren auf der Elektrode gefangen (Abb. b). Die Barrieren verbiegen die Äquipotentialflächen oberhalb der Elektrode und sorgen so für einwärts gerichtete elektrische Feldkräfte.

Beim Einfang der 3D-Cluster wird die Gravitation weitgehend kompensiert durch die thermophoretische Kraft [11] (Abb. c). Diese Kraft wirkt auf die Partikel aufgrund eines Temperaturgradienten im Neutralgas, der im Experiment durch Heizen der unteren Elektrode eingestellt wird. Der seitliche Einfang geschieht durch dielektrische Glaswän-

de und die damit verbundenen elektrischen Feldkräfte.

Die Beobachtung der 3D-Cluster ist deutlich schwieriger als für die 1D- und 2D-Cluster. Zur Untersuchung der statischen Strukturen von 3D-Clustern lassen sich die Cluster durch eine Serie von zweidimensionalen Schnitten abscannen und daraus die 3D-Informationen zurückrechnen. Für die Untersuchung der Dynamik werden zur Zeit zwei unterschiedliche Beobachtungssysteme aufgebaut, welche die volle 3D-Partikelpositionen in schneller zeitlicher Folge erfassen können, nämlich ein stereoskopisches System mit drei Kameras und ein System zur digitalen Holographie.

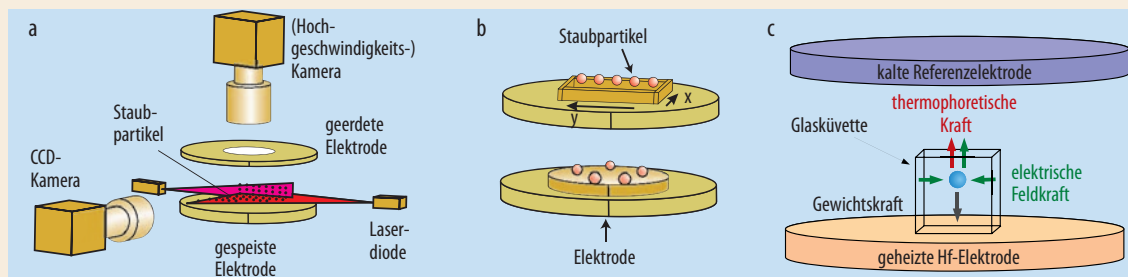


Abb. a) Experimenteller Aufbau. b) Eindimensionale Cluster lassen sich mit einer langgestreckten Barriere auf

der Elektrode erzeugen (oben), für zweidimensionale Cluster wird die Elektrode mit einer parabolischen Ver-

tiefung versehen (unten). c) Kräfte zum Einfang von 3D-Clustern.

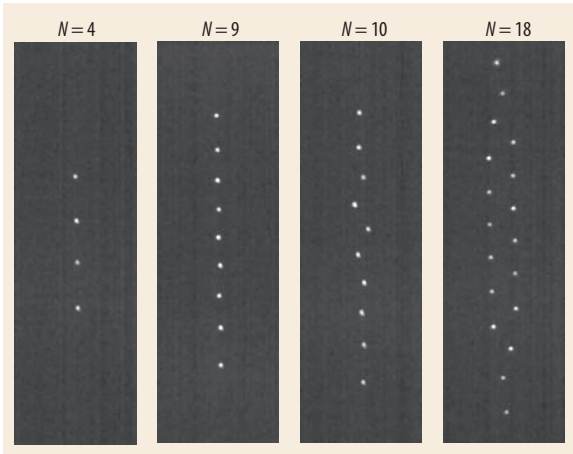


Abb. 1 In einem eindimensionalen Cluster lässt sich der Übergang zu einer zickzackförmigen Struktur beobachten. Die Partikel haben einen Durchmesser von $10,2 \mu\text{m}$, der Partikelabstand beträgt etwa $500 \mu\text{m}$. Die einzelnen Bildausschnitte sind $2,8 \times 9,1 \text{ mm}^2$ groß.

$$V(x, y, z) = \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 (x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2), \quad (4)$$

wobei seine Stärke $\omega_{x,y,z}$ in jeder Richtung verschieden sein kann. Der Grundzustand eines Clusters ist nun derjenige mit minimaler Energie E .¹⁾

Strukturelle Eigenschaften

Wir wollen zunächst die Strukturen und strukturellen Übergänge in eindimensionalen (1D) und zweidimensionalen (2D) Clustern näher betrachten. Bei diesen Clustern verschwindet die vertikale Ausdehnung aufgrund von Gravitation und elektrischem Feld (siehe Infokasten „Einfang und Diagnostik der Partikel“). Das Potential nach Gl. (4) ist charakterisiert durch $\beta \ll 1$ bzw. $\beta = 1$ für 1D bzw. 2D (die vertikale Komponente spielt hier keine Rolle).

Wenn die 1D-Falle nun mit Partikeln gefüllt wird, ordnen diese sich zunächst in einer linearen Kette entlang der langen Seite y der Barriere an (Abb. 1, $N=4, 9$). Man erkennt dabei, dass die Partikel im Zentrum der Kette einen kleineren Partikelabstand haben als die äußeren. Die äußeren Partikel liegen höher im Potentialtopf und drücken daher die Partikel im Zentrum weiter zusammen. Wenn dieser Druck überhand nimmt, weichen die Partikel im Zentrum nach links und rechts aus, ein Zickzack-Muster entsteht [6]. Dazu müssen die Kräfte auf die Partikel im Zentrum größer sein als die durch den lateralen Einfang (in x -Richtung). Dieser Zickzack-Übergang findet hier statt, wenn wir die Partikelzahl von 9 auf 10 erhöhen. Der Cluster mit 18 Partikeln zeigt dann schon eine ausgeprägte Zickzack-Struktur. Der Einsatzpunkt des Zickzack-Übergangs eignet sich sehr gut, um daraus die Partikelladung und die Abschirmeigenschaften zu bestimmen.

In zwei Dimensionen haben Cluster eine ausgeprägte Struktur (Abb. 2): Die Partikel ordnen sich auf konzentrischen Schalen an [2, 3]. So entsteht z. B. eine

neue Schale im Zentrum mit einem Partikel beim Übergang von $N=5$ (0; 5) nach $N=6$ (1; 5) Partikeln und von 15 (0; 5; 10) nach 16 (1; 5; 10). Die Zahlen in Klammern geben die Besetzung der Schalen an. Wegen der offensichtlichen Analogie spricht man hier auch von einem „Periodensystem“ der finiten Cluster.

Der Aufbau der Cluster spiegelt dabei auch schön das Wechselspiel von Einfang und Coulomb-Wechselwirkung wider. Während die Coulomb-Kraft eine hexagonale Ordnung (in 2D) favorisiert, ist das Einfangpotential kreisförmig. Größere Cluster (z. B. mit $N=25$) zeigen im Inneren schon die Dominanz der hexagonalen Struktur, während sich die Randbereiche der kreisförmigen Begrenzung anpassen.

Vor kurzem ist es uns nun auch gelungen, die Türen zur Untersuchung von Coulomb-Clustern in echter 3D-Konfiguration aufzustoßen [4] (Abb. 3). Man sieht deutlich, dass die Cluster eine ausgeprägte Struktur mit ineinandergeschichteten Zwiebeln haben. Ähnlich wie bei den 2D-Clustern folgt der Aufbau innerhalb der Schalen der extern vorgegebenen Kugelform. Wie bei einem Fußball oder den Fullerenen muss die bevorzugte hexagonale Struktur auf der Schale durch eingefügte Pentagone unterbrochen werden, um das Gitter zu einer Kugel zu „verbiegen“. Dies lässt sich an der Voronoi-Analyse²⁾ der beiden äußeren Schalen dieses Clusters ablesen.

Inzwischen haben wir eine Vielzahl von 3D-Clustern mit Teilchenzahlen zwischen einem und mehreren Tausend erzeugt. Bei Clustern mit bis zu tausend Partikeln zeigt sich eine ausgeprägte Zwiebelnstruktur, wobei eine neue Schale eröffnet wird, wenn die innerste Schale typisch zwölf Partikel enthält.

Zudem zeigt sich der Einfluss der Abschirmung auf die Schalenbesetzung [7]. Bei Abschirmung befinden

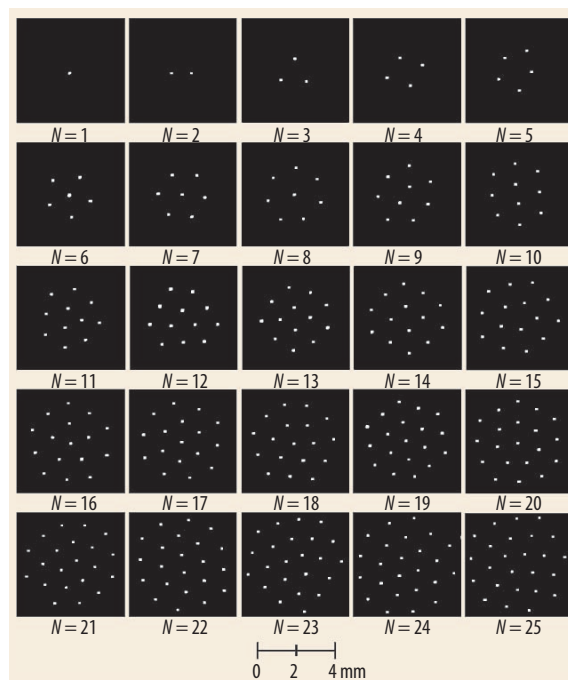


Abb. 2 Bei zweidimensionalen Clustern werden die Schalen eines „Periodensystems“ sukzessive aufgefüllt. Die Partikel sind $9,5 \mu\text{m}$ groß.

1) Daneben werden jedoch häufig verschiedene metastabile Zustände beobachtet, da ihre Energie nur geringfügig höher ist.

2) Die Voronoi-Analyse ordnet jedem Partikel eine Umgebung zu, deren Punkte dichter bei diesem als bei jedem anderen Partikel liegen. Die Seitenzahl des polygonen Umrisses entspricht der Zahl der nächsten Nachbarpartikel.

sich mehr Partikel auf den inneren Schalen als für ein reines Coulomb-System, die äußeren Schalen sind dafür unterbesetzt (Abb. 4). Dies liegt daran, dass, im Gegensatz zur reinen Coulomb-Wechselwirkung, bei Abschirmung die Kräfte von äußeren Partikeln auf Partikel im Inneren nicht verschwinden. Es bleibt eine einwärts gerichtete Kraft, die durch eine leichte radiale Variation in der Partikeldichte (Besetzungszahl) kompensiert werden muss, um einer weiteren Kompression des Systems entgegenzuwirken.

Dynamische Vorgänge

Auch die Dynamik der Partikel lässt sich sehr detailliert auf mikroskopischer Skala untersuchen [8]. Die dynamischen Eigenschaften begrenzter Systeme werden durch ihre Normalmoden beschrieben, die sich aus den Eigenwerten und Eigenvektoren der dynamischen Matrix [9]

$$A_{ij} = \frac{\partial^2 E}{\partial r_{\alpha,i} \partial r_{\alpha,j}} \quad (5)$$

ergeben. Dabei bezeichnet $r_{\alpha,i}$, $r_{\alpha,i}$ die x,y oder z -Koordinate des i -ten Partikels. Die dynamische Matrix gibt die verallgemeinerte Federkonstante zwischen den Partikeln an. Diese $2N \times 2N$ ($3N \times 3N$)-Matrix für 2D- bzw. 3D-Cluster ergibt dementsprechend $2N$ bzw. $3N$ Normalmoden. Die Eigenwerte der dynamischen Matrix liefern die Oszillationsfrequenz der Moden und die Eigenvektoren beschreiben das Schwingungsmuster.

Die Normalmoden übernehmen in den finiten Systemen die Rolle der Dispersionsrelationen der unbegrenzten Systeme, sie sind also das zentrale Instrument zur Beschreibung der Clusterdynamik. Wegen der Begrenzung sind die Normalmoden keine reinen Kompressions- oder Schermoden, lassen sich aber aufgrund des jeweiligen Anteils als scherartige bzw. kompressionsartige Moden charakterisieren.

Abb. 5 zeigt vier ausgewählte Schwingungsmoden aus den 38 Moden eines 2D-Clusters mit $N=19$ Partikeln. Dies ist zum einen die Rotation des Gesamtclusters bei der Frequenz $\omega = 0$ (in einem isotropen Einfangpoten-

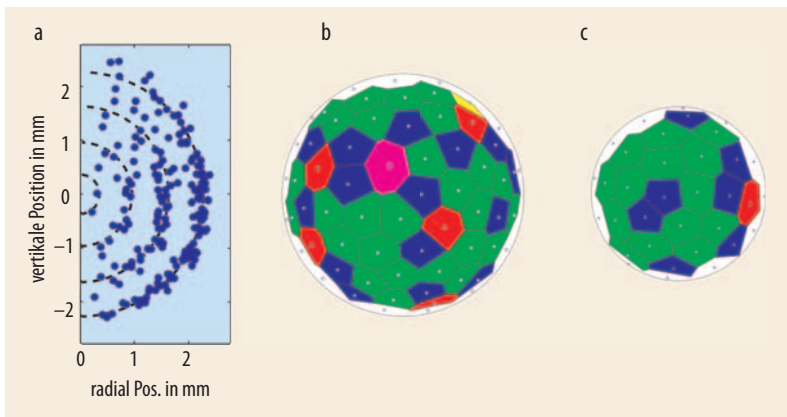


Abb. 3 Die zylindrische Projektion der Partikelpositionen in einem 3D-Cluster mit $N=190$ zeigt deutlich den Aufbau in vier Schalen (a). Mithilfe einer Voronoi-

Analyse lässt sich die äußere (b) und die nächstinnere (c) Schale des Clusters in Pentagone (blau), Hexagone (grün) und Fehlstellen (rot/rosa) zerlegen.

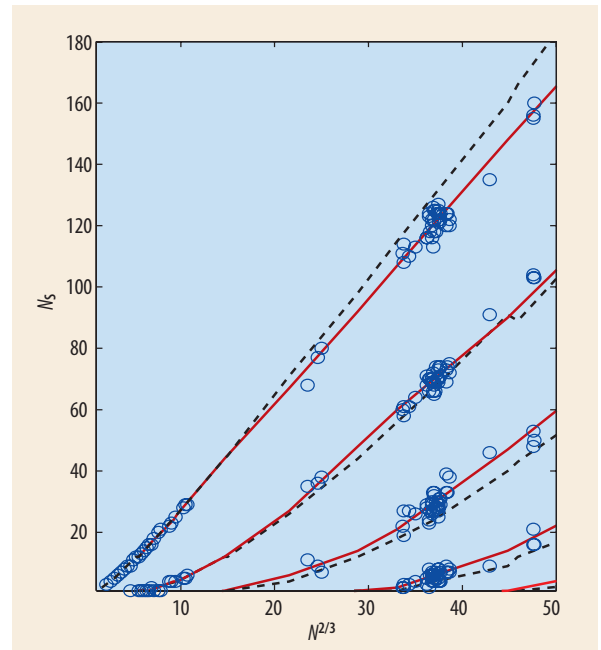


Abb. 4 Gemessene (Symbole) bzw. berechnete Teilchenzahl N_s pro Schale als Funktion der Partikelzahl N (schwarz: reine Coulomb-Wechselwirkung, rot: mit Abschirmung $\lambda_D = 1,7 b$). Durch die Auftragung gegen $N^{2/3}$ ergibt sich für große N ein linearer Zusammenhang.

tial gibt es keine rückstellenden Kräfte bei Rotationen) und zum anderen die Schwerpunktsbewegung, bei der alle Partikel gemeinsam um die Ruhelage schwingen. Diese Mode ist zweifach entartet (in einem 2D-System) und schwingt bei der Frequenz $\omega = \omega_0$. Ebenfalls in allen Clustern tritt die sog. Breathing-Mode („Atmungsmodus“) auf, bei der sich alle Partikel kohärent in radialer Richtung bewegen. Bei reiner Coulomb-Wechselwirkung hängt ihre Schwingungsfrequenz $\omega = \sqrt{3} \omega_0$ nicht von der Partikelzahl ab [9]. Bei endlicher Abschirmung wächst die Frequenz mit der Stärke der Abschirmung an und hängt dann auch (schwach) von der Teilchenzahl N ab.

Als letztes ist hier noch die Intershell-Rotation erwähnt, bei der zwei Schalen des Clusters relativ zueinander rotieren. Diese Mode gilt bei 2D-Clustern von mittlerer Größe als diejenige mit der niedrigsten Frequenz (mit Ausnahme der Gesamtrotation). Da gerade die Moden mit der niedrigsten Frequenz (dies entspricht natürlich gerade den kleinsten rückstellenden Kräften) über die Stabilität eines Clusters entscheiden, ist diese Mode also von besonderer Bedeutung. Sie hat eindeutig einen scherartigen Charakter.

Experimentell lassen sich die dynamischen Eigenschaften der Cluster untersuchen, indem man die thermische Brownsche Bewegung der Partikel um ihre Gleichgewichtslage misst und auf jede der Normalmoden projiziert [8]. Die spektrale Leistungsdichte der Fluktuationen „in Richtung“ der jeweiligen Normalmode ℓ ,

$$S_\ell(\omega) = (2/T) \left| \int_0^T \sum_{i=1}^N \vec{v}_i(t) \cdot \vec{e}_{i,\ell} e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (6)$$

gibt somit den Beitrag dieser Mode zu den thermischen Fluktuationen an ($\vec{e}_{i,\ell}$ ist der Eigenvektor des Par-

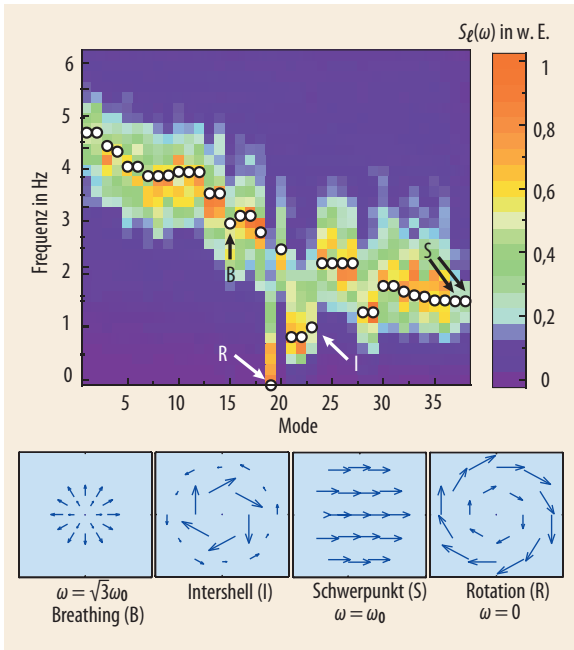


Abb. 5 Vier ausgewählte Moden eines 2D-Clusters mit 19 Partikeln (unten, vgl. Text). Diese Moden lassen sich in der gemessenen spektralen Leistungsdichte $S_L(\omega)$ aller 38 Moden (oben, farbcodiert) identifizieren. Die Kreise zeigen die berechneten Frequenzen.

tikels i in der Mode ℓ ; \vec{v}_i seine Geschwindigkeit). Die spektrale Leistungsdichte aller Moden ergibt dann das Modenspektrum eines Cluster (Abb. 5). Die Modenfrequenzen des experimentellen Spektrums (farbcodierte Leistungsdichte) folgen den theoretischen Frequenzen (Symbole) recht genau. Von den vier besprochenen Moden hat die Breathing-Mode die höchste Frequenz, gefolgt von der Schwerpunktsmode. Die Intershell-Rotation findet man in der Tat deutlich unterhalb der Breathing- und der Schwerpunktsmode. Sie hat nahezu die niedrigste Frequenz (abgesehen von der Rotation). Dies zeigt, dass scherartige Moden die Stabilität der Cluster begrenzen ähnlich wie auch der Schermodul bei realen Festkörpern.

Der Einfluss der Struktur auf die dynamischen Eigenschaften wird besonders deutlich, wenn wir uns die Breathing- und Intershell-Mode für drei ähnliche Cluster ansehen, nämlich den oben angesprochenen 19er-Cluster im Grundzustand in der Konfiguration (1; 6; 12) und im metastabilen Zustand mit (1; 7; 11) sowie den 20er-Cluster im Grundzustand mit (1; 7; 12) (Abb. 6). Während die Breathing-Mode für alle drei Cluster nahezu gleich bei etwa 2,5 bis 3 Hz zu finden ist, liegt die Frequenz der Intershell-Mode bei der (1; 6; 12)-Konfiguration deutlich höher als bei den anderen Konfigurationen. Dies zeigt, dass die Konfigurationen $N=19$ (1; 7; 11) und $N=20$ (1; 7; 12) relativ instabil gegen diese Mode sind, im Gegensatz zu $N=19$ (1; 6; 12). Der Grund ist leicht einzusehen: Die (1; 6; 12)-Struktur hat eine kommensurable Zahl von Partikeln in der inneren und äußeren Schale. Die beiden Schalen sind damit quasi ineinander verzahnt, sodass eine differentielle Rotation nur schwer anzuregen ist. Die beiden anderen Konfiguration haben dagegen inkommensurable Teil-

chenzahlen in den beiden Schalen und ein Einrasten findet nicht statt, sodass die Intershell-Rotation leicht möglich ist. Damit zeigen also Konfigurationen mit „magischen“ Zahlen in den einzelnen Schalen auch besondere dynamische Stabilität.

Die magischen Zahlen, die die Struktur und das Entstehen einer neuen Schale kennzeichnen, bedingen damit auch die fundamentalen dynamischen Eigenschaften, die z. B. die Stabilität der Cluster definieren. Diese dynamische Komponente hebt die Coulomb-Cluster gegenüber den atomaren magischen Konfigurationen (Edelgaskonfiguration der Elektronenhülle oder den magischen Atomkernen) ab.

Phasenübergänge

Phasenübergänge sind eine weitere Facette der Cluster. Ein besonderer Vorteil der Coulomb-Cluster in staubigen Plasmen liegt hierbei in der Möglichkeit, einzelne Partikel gezielt mit Lasern zu manipulieren. Fokussiert man nämlich einen Laserstrahl auf ein Mikropartikel, so treibt der Strahlungsdruck des Lasers das Partikel an und stört somit das System. So lässt sich ein lasergetriebener fest-flüssig-Phasenübergang [10] in 2D-Coulomb-Clustern erzeugen. Dazu wird der Strahl eines Nd:YAG-Lasers (bei 532 nm) mithilfe eines Galvanometerspiegels zufällig in der Clusterebene hin- und herbewegt, um die Partikel stochastisch zu heizen. Wenn nun die Laser- und damit auch die Heizleistung erhöht wird, nimmt die Temperatur der Partikel zu (in der Tat ergibt sich, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Partikel nahezu Maxwell'sch ist), bis das Cluster bei einer Staubtemperatur von 1,2 eV schmilzt (Abb. 7). Das Schmelzen wird u. a.

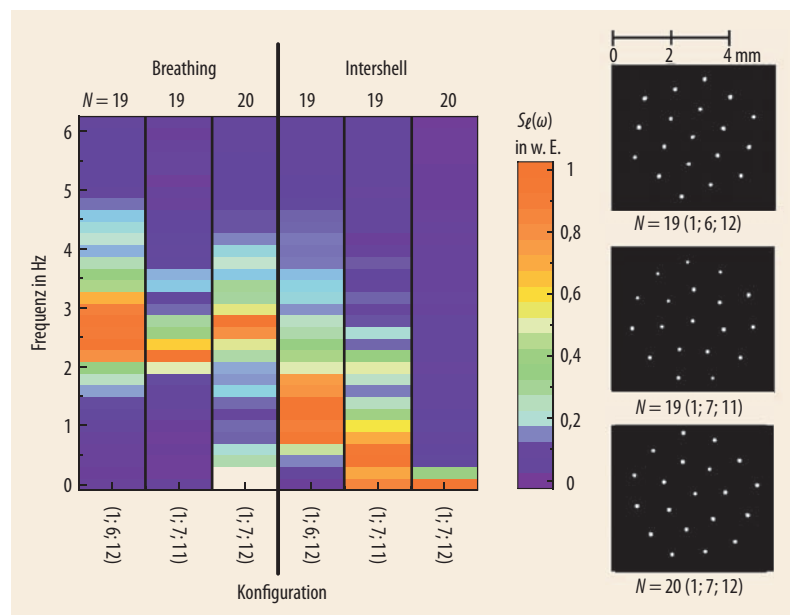


Abb. 6 Die spektrale Leistungsdichte $S_L(\omega)$ zeigt, dass die Frequenz der Intershell-Rotation im Gegensatz zur Breathing-Mode stark von der Konfiguration abhängt. Verglichen sind die Cluster $N=19$ im Grundzustand mit (1; 6; 12)- und im metastabilen Zustand mit (1; 7; 11)-Konfiguration sowie der Cluster $N=20$ im Grundzustand mit (1; 7; 12)-Konfiguration (rechts).

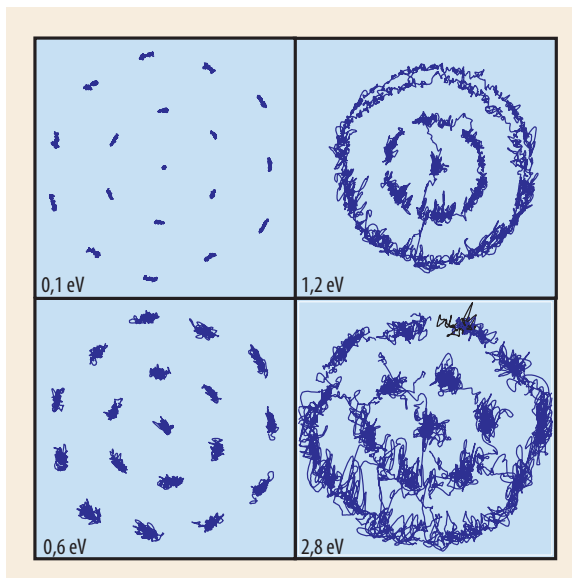


Abb. 7 Die Trajektorien der Partikel eines 18er-Clusters zeigen, dass der Cluster mit steigender Heizleistung bei einer Staubtemperatur von $kT = 1,2 \text{ eV}$ schmilzt.

dokumentiert durch die dann auftretenden Platzwechsel im Cluster.

Daraus ergibt sich beim Phasenübergang der kritische Kopplungsparameter Γ_c nach (1) zu 380 ± 110 , was mit theoretischen Vorhersagen für Phasenübergänge unter Berücksichtigung der Abschirmung vernünftig übereinstimmt. Das Schmelzen findet hier wieder über die nun bekannten Prinzipien statt, dass zunächst die scherartigen Moden angeregt und instabil werden. Dies sieht man in der großen Partikelbewegung innerhalb der einzelnen Schalen (Inter-shell-Rotation). Erst bei höheren Leistungen werden kompressionsartige Moden mit radialer Bewegung und Platzwechseln angeregt.

Zusammenfassung

100 Jahre nach der Pionierarbeit von J. J. Thomson wissen wir natürlich, dass magische Konfigurationen im Atom und Atomkern auf dem Pauli-Prinzip beruhen. Die aktuellen Untersuchungen an unseren klassischen Coulomb-Clustern in staubigen Plasmen zeigen jedoch, dass stark gekoppelte Systeme wesentlich mehr ausmacht als ihre reine statische Struktur. Die Experimente in 1D- und 2D-Systemen haben gezeigt, dass Struktur und Stabilität in diesen Systemen eng verknüpft sind. Ähnlich wie in atomaren Systemen hängen die Eigenschaften stark von der Partikelzahl ab und es lassen sich magische Konfigurationen in Bezug auf die Struktur (Bildung neuer Schalen) und die Dynamik (Stabilität und Phasenübergänge) identifizieren.

Staubige Plasmen zeichnen sich dadurch aus, dass sich die Partikel gut beobachten und gezielt manipulieren lassen. Dieser experimentelle Zugang zur Dynamik auf kinetischer Ebene erlaubt es, strukturelle

Übergänge sowie die Stabilität von Strukturen sehr genau zu untersuchen und zu verstehen. Die Kopplung von Struktur, Dynamik und Phasenübergängen macht Coulomb-Cluster zu höchst interessanten und reizvollen Systemen, deren Verständnis in den vergangenen zehn Jahren große Fortschritte gemacht hat und deren experimentelles Potenzial bei weitem noch nicht ausgeschöpft ist. Hier eröffnen gerade die kürzlich entdeckten 3D-Systeme ganz neue Perspektiven. Die staubigen Plasmen erweitern also die Palette der klassischen Coulomb-Systeme wie Ionenfallen, Elektronen auf flüssigem Helium und kolloidale Suspensionen um eine Reihe neuartiger experimenteller Möglichkeiten.

*

Die Arbeiten zu Coulomb-Clustern werden im Rahmen des Transregio SFB Kiel-Greifswald (TR24) von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Literatur

- [1] G. J. Kalman und K. Blagoev (Hrsg.), Strongly Coupled Coulomb Systems (Springer, 1999)
- [2] W.-T. Juan et al., Phys. Rev. E **58**, 6947 (1998)
- [3] M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel und V. Schweigert, Phys. Rev. B **61**, 8404 (2000)
- [4] O. Arp, D. Block, A. Piel und A. Melzer, Phys. Rev. Lett. **93**, 165004 (2004)
- [5] A. Homann, A. Melzer und A. Piel, Phys. Blätter, Dezember 1996, S. 1227
- [6] A. Melzer, Phys. Rev. E **73**, 056404 (2006)
- [7] M. Bonitz et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 075001 (2006)
- [8] A. Melzer, Phys. Rev. E **67**, 016411 (2003)
- [9] V. A. Schweigert und F. Peeters, Phys. Rev. B **51**, 7700 (1995)
- [10] M. Wolter und A. Melzer, Phys. Rev. E **71**, 036414 (2005)
- [11] O. Arp, D. Block, M. Klindworth und A. Piel, Phys. Plasmas **12**, 122102 (2005)

DIE AUTOREN

André Melzer hat in Kiel studiert, promoviert und sich 2002 nach einem Aufenthalt an der University of Iowa (USA) auch habilitiert. Seine Arbeitsgruppe in Greifswald entwickelt u. a. Diagnostikmethoden für partikelhaltige Plasmen, die er selbst und seine Mitarbeiter auch unter Schwerelosigkeit an Bord von Parabelflügen einsetzen.



Dietmar Block ist seit 2002 Hochschulassistent in der Gruppe von Alexander Piel, wo er sich derzeit u. a. auf die digitale Holographie von Partikelwolken in Plasmen konzentriert. Für die Gestaltung seiner Freizeit sorgen seine beiden Kinder Moritz und Annika.



Alexander Piel beschäftigt sich seit seinem Studium an der Uni Bochum mit Plasmaphysik. Nach seiner Promotion (1977) und der Habilitation (1986) folgte er 1989 einem Ruf auf eine C4-Professur für Atom- und Plasmaphysik an die Christian-Albrechts-Universität Kiel. Von 2004 – 2006 war er Vorsitzender des Fachverbands Plasmaphysik in der DPG. Seine Hobbies sind neben der Musik das Sammeln von Rechenschiebern.

