

液体中で帯電した微粒子による磁化強結合プラズマの研究

(課題番号 11680482)

平成11、12年度科学研究費補助金 (基盤研究(C))

研究成果報告書

平成13年11月

研究代表者 庄司 多津男  
(名古屋大学大学院工学研究科 助教授)

## 図・本館

### はしがき

$\Gamma$  (=プラズマ粒子間のクーロン相互作用エネルギー/熱運動エネルギー) が 1 を越えるプラズマはクーロン多体相互作用で特徴づけられる強結合成分プラズマと呼ばれ、自然界では木星や白色矮星の内部、中性子星の外郭の超高密度領域で鉄などの重いイオンがこの状態にある。強結合プラズマではクーロン多体相互作用が重要な役割を果たすために固体への相転移の存在など通常のデバイプラズマにはない様々な現象を包含する。このような新しい領域のプラズマ物理の研究として水中で化学的に帯電したコロイドを用いた実験が 1970 年代より行なわれてクーロン結晶を確認している。また最近ではプラズマ中のダストでもクーロン結晶が追確認されているが、プラズマシース中で閉じ込められた系であり電荷、相互作用のポテンシャルなどにシース中のイオン流等の影響が大きく複雑であり、強結合プラズマの精密な研究には困難がある。帯電コロイドの研究はクーロン相互作用する系の研究としては理想的で、最も進んでいるが化学的なプロセスで帯電させているために帯電を制御したり、コロイド表面に生じる対イオンのデバイ遮蔽がクーロン相互作用長を短くしている等の制限がある。本研究は従来のコロイドのこのような制限を電氣的な方法で外部制御できる新しい方法を開発し、この系で固体に近い強結合プラズマの物性を研究するものである。

名古屋大学図書



20100378

## 目次

### はしがき

1、課題番号	1
2、研究課題	1
3、研究組織	1
4、研究経費	1
5、研究発表	1
6、研究成果	1
§ 1 強結合プラズマ	2
§ 2 微粒子の帯電と絶縁油表面への閉じ込め	4
2-1、実験装置	4
2-2、微粒子に働く力のバランス	5
2-3、微粒子の電荷計測	6
2-4、オイル表面の帯電微粒子群の結晶化	8
2-5、微粒子群の結晶成長への時間発展	9
2-6、微粒子群の面密度分布	12
2-7、クーロン結晶中の転位	15
2-8、磁性体微粒子間に働く磁場の相互作用	18
§ 3、まとめ	20
§ 4、謝辞	21
§ 5、参考文献	21

平成11、12年度科学研究費補助金（基盤研究(C)）

1、課題番号 11680482

2、研究課題 液体中で帯電した微粒子による磁化強結合プラズマの研究

3、研究組織 研究代表者 庄司 多津男

(名古屋大学工学研究科 助教授)

研究分担者 坂和洋一

(名古屋大学工学研究科 助手)

4、研究経費 平成11年度 1,900千円

平成12年度 1,200千円

5、研究発表

1, T. Shoji, M. Fujigaya, H. Tomita, M. Aramaki, and Y. Sakawa

Two-Dimensional Strongly Coupled Plasma on a Solid and Liquid Surface,

Int. Topical Conf. on Plasma Physics: Colloidal Plasma Science, Miramare, Trieste, Italy

3-7 July, 2000

2, 富田英生、庄司多津男、坂和洋一

油液中の帯電微粒子を用いた2次元強結合プラズマの実験

プラズマ科学のフロンティア研究会, 核融合科学研究所 10-12 Nov., 2001

3, T. Shoji, H. Tomita, and Y. Sakawa

Two-Dimensional Strongly Coupled Plasma on a Liquid Surface,

43<sup>rd</sup> APS Division of Plasma Physics Annual Meeting CA, USA

29 Oct. 2 Nov. 2001, FP1.076

4, T. Shoji, H. Tomita and Y. Sakawa

Two-dimensional strongly coupled plasma on a liquid surface

To be presented at

THE 3<sup>rd</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE PHYSICS OF DUSTY

PLASMAS(ICPDP-2002) Durban, South Africa 20-24 May, 2002

## 6、研究成果

### § 1、強結合プラズマ

荷電  $q$  を持つ粒子群と、この空間電荷を中和する一様な反対符号の背景電荷密度の系を考える。このような系は一成分プラズマと呼ばれている。天体では高密度のためにフェルミエネルギーの大きくなった電子が縮退して背景電荷となるがイオンは古典的に振る舞い、理想的な一成分プラズマとなっている場合がある。実験室ではこれらイオン群を磁場や高周波のポテンシャルで閉じ込めることによって、閉じ込め場を一様な反対符号の空間電荷と等価と見なし、一成分プラズマを模擬することが出来る。強結合プラズマを記述する無次元のパラメーターとして次の値を定義する。

$$\Gamma = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d kT} \quad (1)$$

ここで  $q$  は電荷、 $T$  は粒子の運動論的温度、 $d$  は平均粒子間距離で  $d=(3/4\pi n)^{1/3}$  と表される ( $n$  は粒子密度)。(1)式は粒子の平均クーロンエネルギーと運動エネルギーの比を与えるもので、 $\Gamma$  を結合係数と呼んでいる。 $\Gamma \ll 1$  の場合を弱結合、 $\Gamma \geq 1$  の場合を強結合プラズマという。例えば核融合のプラズマでは  $n \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 、 $T \sim 10^8 \text{K}$  で  $\Gamma \sim 10^{-6}$  と非常に小さく、ほとんどの実験室プラズマは弱結合であることがわかる。またプラズマ中に存在する電荷量の大きな小数不純物イオンなども、電子によるデバイ遮蔽の効果のためイオンのクーロンエネルギーは(1)式の分子のかわりに  $q^2 \exp(-d/\lambda_D)/d$  と置き換えられ、結局  $\Gamma$  は非常に小さな値となる ( $\lambda_D$  はデバイ長)。(1)式は  $\Gamma \propto q^2 n^{1/3}/T$  となり天体などの高密度プラズマで強結合プラズマが存在することが想像できる。このような例として中性子星の外郭数 100m の部分のプラズマがある。この部分は鉄を主成分とする物質からできており、質量密度は  $10^4 \leq \rho \leq 10^7 \text{cm}^{-3}$  に達する (温度は  $T = 10^7 \sim 10^8 \text{K}$ )。電子についてはフェルミエネルギーが電離電圧よりも大きくなり圧力電離を起こすために、古典的に振る舞うイオンに対する縮退した一様な負の背景中和電荷となって一成分強結合プラズマとなる。ここでは  $\Gamma$  の値は  $10 \sim 10^3$  という大きな値をとると考えられている。また白色矮星の内部では  $\Gamma = 100 \sim 200$ 、木星の内部は主に水素とヘリウムからなりイオンは  $\Gamma \sim 20$  とされている。

このような一成分強結合プラズマの物性として最も顕著な現象はクーロン相互作用による気体、液体、固体間の相転移である。計算機シミュレーションによると  $\Gamma = 4$  付近を目安にプラズマは液体となり、 $\Gamma \sim 178$  で体心立方型結晶へと相転移することが予測されている[1-2] (2次元プラズマでは  $\Gamma \sim 137$  で相転移することが予想されている[3])。図 1 に  $T/q^2$ 、 $n$  のプラズマパラメーター空間の中で強結合プラズマ、その他のプラズマの存在領域を表した。

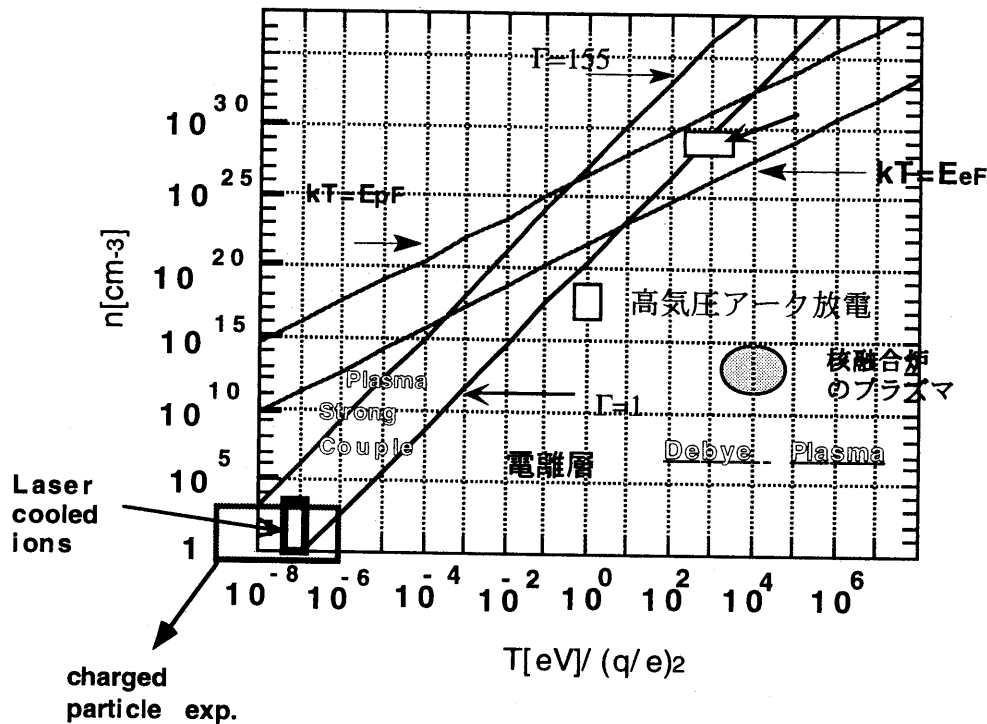


図 1、強結合プラズマの存在領域

一方実験室での強結合プラズマの研究としては (1) 高密度プラズマ、(2) 高荷電粒子群、(3) 低温イオン群を使った試みなどがこれまでに報告されている。(1) については古くからあり、主にピンチや大気圧 (高気圧) アーク放電のプラズマを用いた電気伝導度の計測が行われていたが  $n=10^{22}\sim 10^{24}\text{cm}^{-3}$ ,  $T=10^6\sim 10^4\text{K}$  で  $\Gamma \leq 0.1$  であった。(2) については古くは Langmuir が行ったものがあり、直径  $20\ \mu\text{m}$ 、数百個のアルミの微粒子に帯電させ (電荷量  $\sim 10^4\ e$ )、これを Paul trap に閉じ込めた。実験ではこれらのパラメーターによって粒子の規則的または不規則なパターンの転移が起こることを観測している。またコロイド化学の分野では、水溶液中に入れた直径  $0.1\ \mu\text{m}$  程度のポリスチレンの微粒子に負イオンを吸着させ、溶液中の余分なイオンをイオン交換樹脂で除去し粒子濃度などを変え、格子間距離数 1000 のクーロン結晶が成長したことが報告されている[4]。また低密度の高周波放電中に挿入した炭素の微粒子がプラズマ中の電子によって負に帯電し、 $q^2 \exp(-d/\lambda_D)/d$  の形でデバイ遮蔽されたクーロン相互作用によって微粒子の2次元結晶化が起こることが報告されている[5-7]。(3) については RF(Paul trap) 又は磁場と静電場 (Penning trap) によって閉じ込められたイオン群のレーザー冷却の実験が近年おこなわれ、 $n \geq 10^7\text{cm}^{-3}$ ,  $T \leq 200\text{mK}$  で  $\Gamma \geq 2$  (Penning trap 中の  $\text{Be}^+$  イオン) が達成されている。また4重極のRF閉じ込め電場配位 (Paul trap) を使ったの少数イオン系ではクーロン結晶も観測されている[8]。この外液体ヘリウム上の電子の2次元結晶の研究などがある[9]。

これらの中でも強結合プラズマとして特徴的な性質である相転移近傍の物性を詳しく調べたものはコロイドの研究であり、歴史も古い。コロイド粒子は溶液中では電荷を帯びており、またその界面には化学的に反対イオン (対イオン) を引き寄せ、

電気 2 重層を形成しており、これによって遮蔽されたクーロンポテンシャルを持つ。電荷も詳しく測定されているがこの電荷を電氣的に外部から制御し、またコロイド表面に生じる対イオンを減らすような溶液を用い、デバイ遮蔽長をより長くするような新しい方法を開発し、固体に近い強結合プラズマの物性を研究していくことが本研究の目的である。

## § 2、微粒子の帯電と絶縁油表面への閉じ込め

ここに開発した方式では低誘電率の絶縁油中に置いた電極上で高電圧により微粒子を帯電させ、これをに電場、重力、表面張力または浮力を利用して絶縁油表面に閉じ込めることによって、電圧によって制御された電荷を持つ、対イオンの少ない安定した荷電微粒子系（強結合プラズマ）が実現されている

### 2-1 実験装置

この研究で用いた実験装置を図2に示す。微粒子の閉じ込め装置は直径 3.6mm 深さ 0.5mm のくぼみを設けた SUS 製の円板状の下部電極に 0.5mm の絶縁スペーサーを挟んで導電性薄膜 (ITO) でコーティングされたガラス板の上部電極から成る。このくぼみの底に粒径のそろった微粒子を乗せ、電極表面と同じ高さまで絶縁オイルを満たし、上部電極を通して顕微鏡で微粒子を観測する。上部電極を接地し、下部電極には <1kV の直流電圧を印加する。微粒子は下部電極に誘導された電荷をもらって帯電

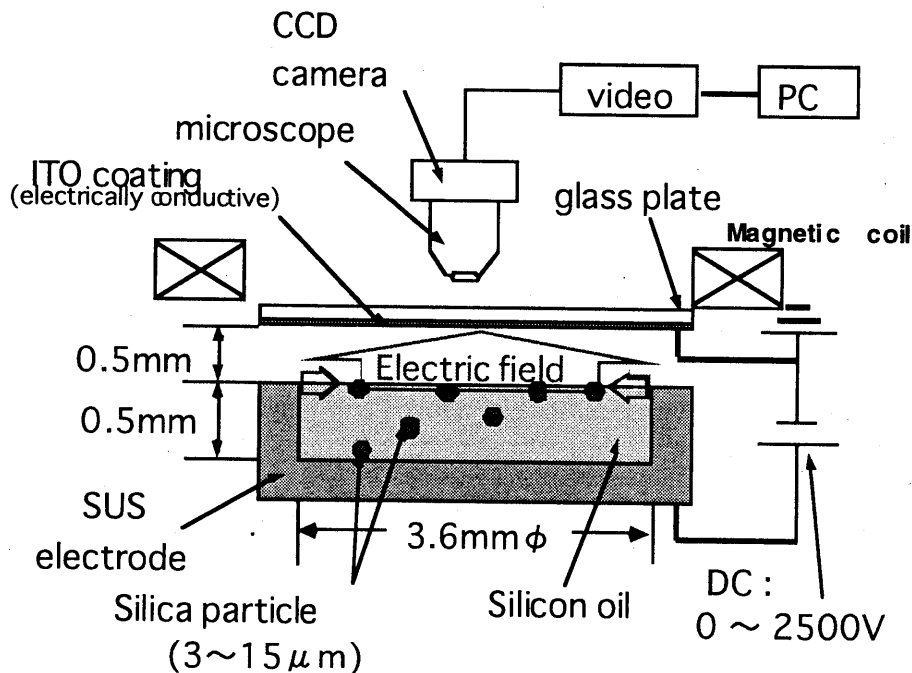


図 2、微粒子帯電、閉じ込め装置

し、電極間の上向きの電場によってオイル表面に到達する。オイル表面では縦方向にはオイル表面の表面張力と重力、クーロン力によってバランスし、横方向にはくぼん

だ下部電極の電位による横方向電場によってオイル表面中央に閉じこめられ、二次元の帯電した粒子集団を得ることができる。オイル表面付近の粒子集団は、ITO でコーティングされたガラスを通して上部に配置した顕微鏡に取り付けた CCD カメラで撮影し、ビデオレコーダーを経由してパーソナルコンピュータに取り込んで解析を行った。

顕微鏡は OLYMPUS BX60M の金属顕微鏡に  $\times 5 - \times 50$  倍の接眼レンズ、 $\times 0.5 - \times 1.0$  のテレビアダプタ、及びマウントアダプタのセットを使用して観測した。カメラは 38 万画素の CCD カメラを使用した。ビデオレコーダーに撮った画像は 30 フレーム/sec であり、これが微粒子の運動を解析する際の時間分解能を決めている。

また微粒子としてはシリカを用いた（主成分  $\text{SiO}_2$ ，比重  $\rho = 1.8 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$ ）。粒径分布は  $3\sigma$  ( $\sigma$ :標準偏差) で 3% の精度である。また微粒子を外部磁場によって磁化し、微粒子間の磁気双極子相互作用をクーロン相互作用に加えて調べるために上部電極外部に磁場コイルを配置した。微粒子を磁化させるために同じシリカの微粒子に  $1000\text{\AA}$  の Ni メッキしたシリカ微粒子も用いた。

通常のコロイドの実験では溶媒として水を用い不純物イオンを取るためにイオン交換樹脂を入れて純度を保つようにしているが、この実験ではさらに不純物イオンが少ない絶縁油をを溶媒として用いた。絶縁油としては、東芝シリコン社のシリコンオイル TSF451-10 を使用した。このオイルは室温で水のほぼ 10 倍の粘度を持ち、比重  $0.935 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、体積抵抗率  $1 \times 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$  である。

## 2-2、微粒子に働く力のバランス

ここでは簡単のため磁場が印加されていないときの微粒子に働く力のバランスについて説明する。

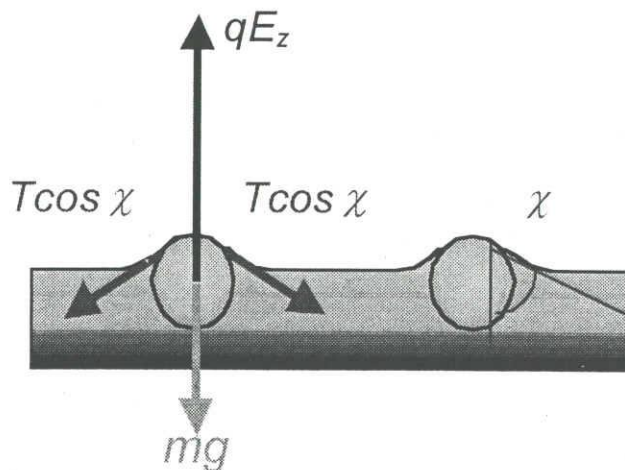


図 3、微粒子に働く力のバランス（磁場無し）

帯電した微粒子はオイル中では電場が一様なため平衡を保てない。従って局所的に表



面張力の働くオイル表面で安定に閉じ込められることになる。垂直方向の力のバランスは

$d$  : 微粒子直径、 $\rho$  : 微粒子の比重、 $g$  : 重力加速度、 $\chi$  : 表面接触角、 $T$  : 表面張力

$V_{conf}$  : 閉じ込めポテンシャル、 $E_z$  : オイル中垂直方向の電場、 $L$  : オイルの深さ=(オイルと上部電極間とここではしておく) とすると

$$F_{grav}^i = -mg = -\frac{4}{3}\pi\left(\frac{d}{2}\right)^3 \rho g$$

$$F_{surf}^i = -T \cos \chi$$

$$F_{Ez}^i = qE_z = \frac{q\epsilon_0}{(\epsilon_0 + \epsilon)} \frac{V_{conf}}{L}$$

$$m\ddot{z}_i = F_{grav}^i + F_{surf}^i + F_{Ez}^i = 0 \quad (2)$$

となる。(ここでは微粒子の浮力は小さいため落とした)またオイル表面方向に関しては、

$q$  : 微粒子の電荷、 $N$  : 粒子数、 $\epsilon$  : オイルの誘電率、 $\eta$  : オイルの粘性係数、 $\lambda_D$  : オイル中の対イオンによるデバイ長、 $m$  : 微粒子質量とすると

$$F_{Coul}^i = -q \sum_{j \neq i}^N \frac{r_{ij}}{4\pi\epsilon |r_{ij}|^3} \exp\left(-\frac{|r_{ij}|}{\lambda_D}\right) \quad (r_{ij} = r_i - r_j)$$

$$F_{conf}^i = -q \nabla f_{conf} \Big|_{r=r_i}$$

$$F_{fric}^i = 3\pi\eta d \dot{r}_i$$

$$m\dot{r}_i = F_{Coul}^i + F_{conf}^i + F_{fric}^i \quad (3)$$

となり微粒子はへこみのある下部電極のポテンシャルによって閉じ込められることになる。この中で粘性抵抗による力 $F_{fric}$ は微粒子が平衡状態に落ち着いたときには働かない。

また磁場が垂直方向に印加された時には、磁性粒子であれば磁化率に比例して磁気双極子が微粒子に生じ、オイル表面に並んだ微粒子は双極子-双極子相互作用のため、互いに反撥する力が微粒子が近づいた時に生じる。この微粒子間の相互作用の形はこれまでの研究で調べられてきたものとは異っており、興味ある現象が期待できる。

### 2-3、微粒子の電荷計測

粒子の電荷量の測定方法の概念図を図 4 に示す。2 - 1 で説明したようにオイル中で帯電した微粒子は、下部電極と上部電極間の直流電圧を印加することで重力方向の力のバランスを取ることが出来る。長時間でなければオイル下部電極の電圧をコントロールして微粒子が垂直方向にバランスすることが出来、この時の電圧を  $V_{balance}$  とすると、オイル中の電場を平衡平板のそれと近似して力のバランス、電極電圧とオイル中の電場の式

$$qE_z = m g$$

$$E_z \approx \frac{\epsilon_0}{(\epsilon_0 + \epsilon)} \frac{V_{balance}}{L}$$

より微粒子の電荷  $q$  は

$$q = \frac{(\epsilon_0 + \epsilon) m g L}{\epsilon_0 V_{balance}} \quad (4)$$

から求められる。

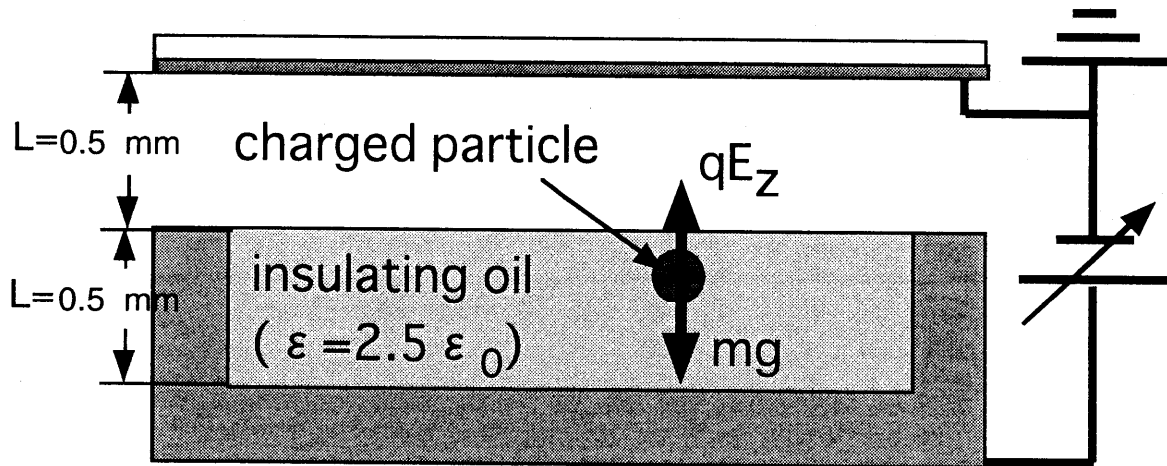


図 4、微粒子の電荷量の計測

このようにして計測したシリカ粒子の粒径と電荷量の関係を図 5 に示す。

この結果微粒子の電荷量は粒径  $d$  の  $5/2$  乗に比例することが分かった。

シリカの様な絶縁物の微粒子が電極上に乗った場合、微粒子の帯電量はその表面積  $4 \pi d^2$  に比例して帯電し、 $qE_z = m g$  で釣り合う電界以上で下部電極より浮上して charging が止まるといふモデルを考えると

$$q = \pi \sqrt{\frac{g \epsilon p d^5}{6}} \quad (5)$$

と計算され、実験値と良く一致している。

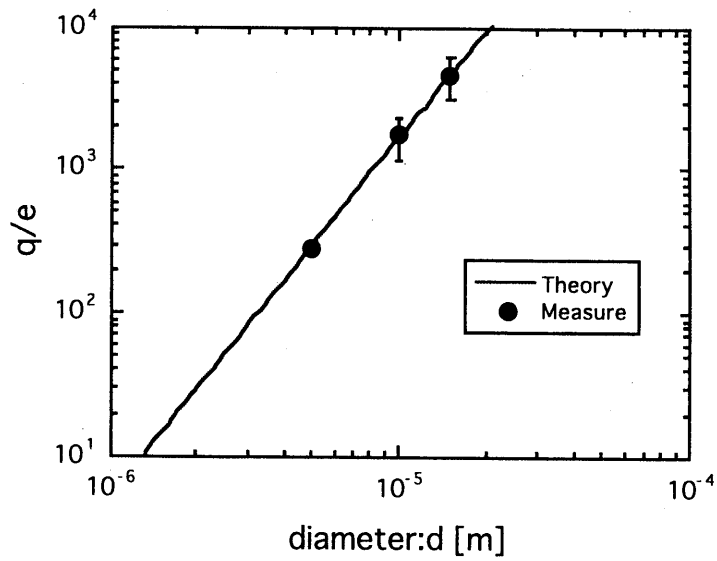


図 5、微粒子粒径と電荷量の関係

2-4、オイル表面の帯電微粒子群の結晶化

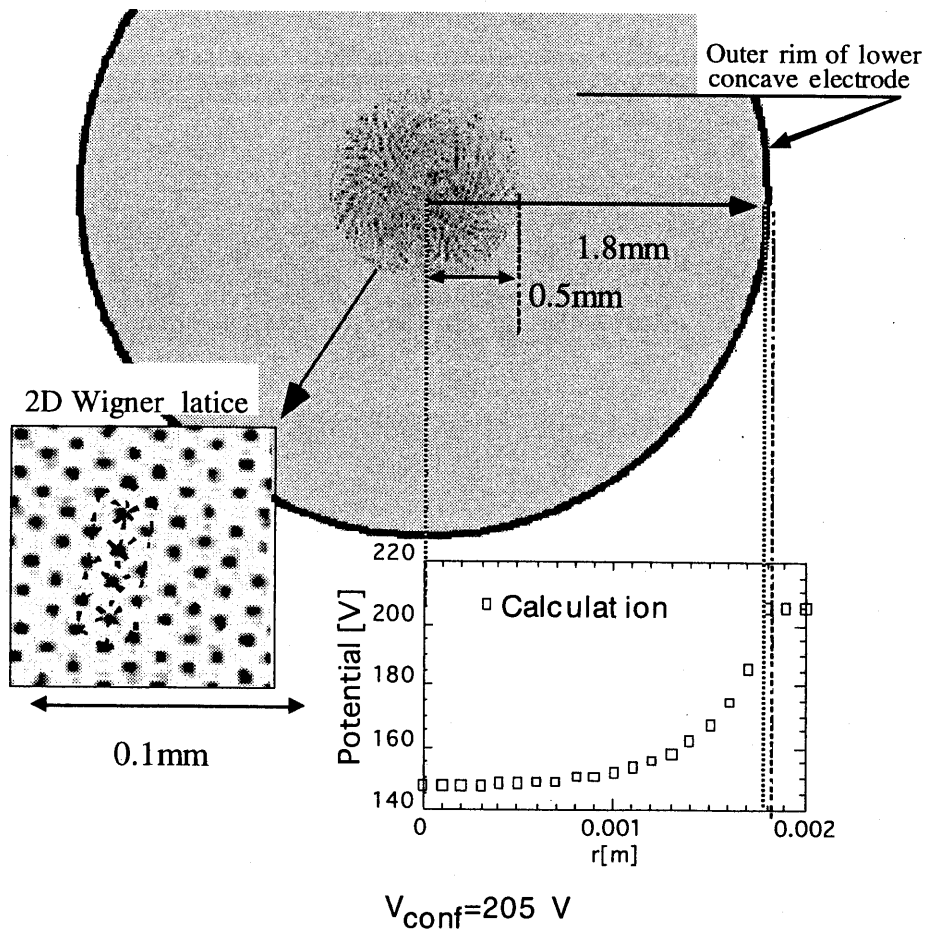


図 6、オイル表面の微粒子群の結晶化

このようにしてシリカ微粒子群を電極上で帯電させ、オイル表面に閉じ込め、数時間の後に平衡に達した状態の微粒子群の画像の例を図6に示す。

この例では10 $\mu\text{m}$ 直径の帯電シリカ微粒子が205Vの電位で閉じ込められている。計算された閉じ込めのポテンシャルは中心近傍では図6のようなパラボラ型に近似出来ることが分かる。また微粒子が三角格子状に並び2次元のWigner結晶が安定に出来ていることが確かめられた。

### 2-5、微粒子群の結晶成長への時間発展

微粒子群は帯電した後電極間の電場でオイル表面に達した時は、オイル表面の全面または上昇の際の対流などでむしろ穴の外側に偏った状態にある。閉じ込めポテンシャルによる表面中心部方向に力を受けて微粒子群は時間とともに、オイルからの粘性抵抗を受けながら圧縮されていく。この時に微粒子間のクーロン相互作用によってこの系の静電エネルギーを最小にするように微粒子群は配置されていき、最終的には図6のような結晶配置に落ち着くのである。この平衡に至る時間経過を調べるために微粒子群の画像から面密度分布の時間変化を求めた(図7)。

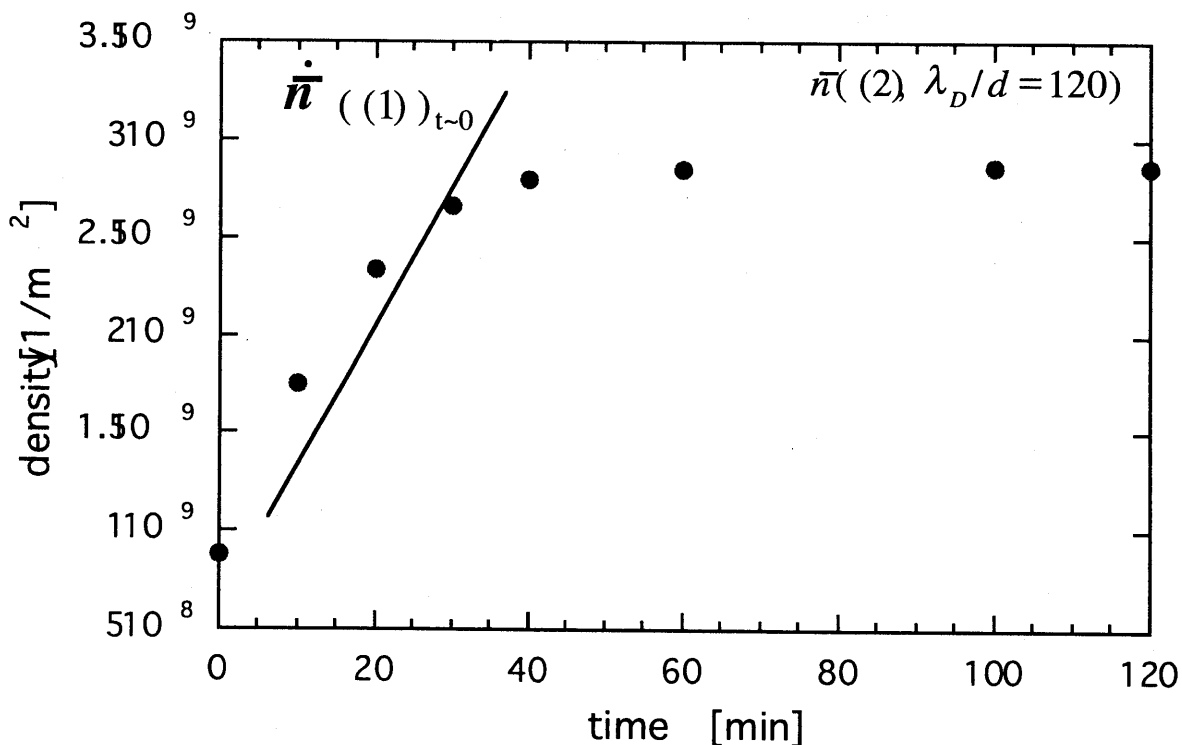


図7、オイル表面中心の微粒子面密度の時間変化

オイル表面の中心での微粒子面密度はオイル表面微粒子群が閉じ込められてから約1時間経過して中心付近に圧縮されて平衡に達することが分かる。

面密度が低い初期の時点では、オイルによる粘性抵抗と閉じ込めポテンシャルによる中心力が釣り合いながら微粒子が中心に向かうと

$$F_{conf}^i + F_{fric}^i \approx 0$$

であり、これより微粒子が中心に向かう速度  $v_r$  は計算出来、

$$v_r = -\frac{qKR}{3\pi\eta d} \approx const \quad (6)$$

と求められる。また圧縮の過程では全微粒子密度  $N$  は保存され、

$$N = \bar{n} \pi r^2 \quad (7)$$

これより

$$\frac{\dot{\bar{n}}}{\bar{n}} = -\frac{2v_r}{r} \quad (8)$$

が成り立つため (6), (8) より

$$\dot{\bar{n}} = \bar{n} \frac{2qKR}{3r\pi\eta d} = \frac{1}{r^3} \left( \frac{2NqKR}{3\pi^2\eta d} \right) \quad (9)$$

が得られる。(9)よりもとめた初期の圧縮速度は実験で観測されたものと良く一致している。最終的に平衡に達した微粒子群の面密度分布は(2)式で与えられるように、ポテンシャル井戸に閉じ込められた単一荷電粒子群の平衡分布となり、

$$F_{Coul}^i + F_{conf}^i \approx 0$$

のバランスが成立しているとする。

簡単のために2次元の連続体の面電荷密度を考え、電荷間の相互作用にはデバイ遮蔽されたクーロン力が働くとすると、後述するように平均面密度は

$$\bar{n} \approx \left( \frac{N^2 K}{8\pi^2 \lambda_D^3 q} \right)^{1/2} \quad (10)$$

として求められる。ここで  $K$  はオイル表面の中心近傍で閉じ込めポテンシャルをパラボラ型で展開したときの係数である。

$$\phi_{conf}(r) = \frac{1}{2} qKr^2 \quad (11) \text{ (図7)}.$$

図7に(10)式で求めた値を記したが、実験値を良く一致している。

次に三角格子の6方晶形が時間とともに出来ていく様子を見るために、微粒子群の座標からポロノイ多角形を計算しこの時間変化をプロットした(図8)。

これによると平衡状態では微粒子群の約90%が6方晶形を形成していることが分かる。5角形と7角形が10%程混じっているのは、閉じ込めポテンシャルが円形であるため6角形で埋め尽くすことが出来ず、どうしてもひずみが生じてしまうものと考えられる。

このひずみ（転移）の発展は結晶成長にとって重要な問題でありこのような単純なマクロな系で固体中の原子分子の集団もの模擬が可能であり、興味深い。

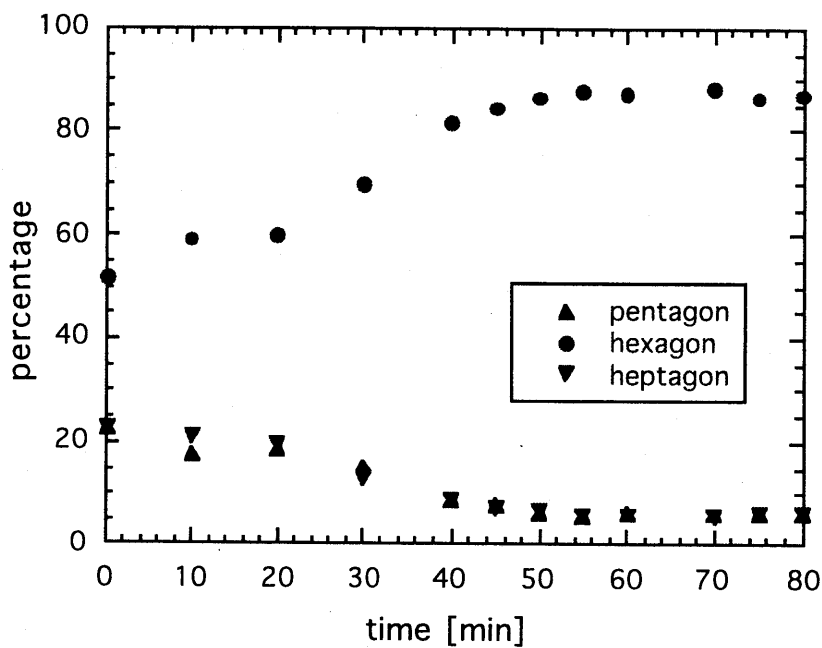


図 8、ポロノイ多角形の時間変化

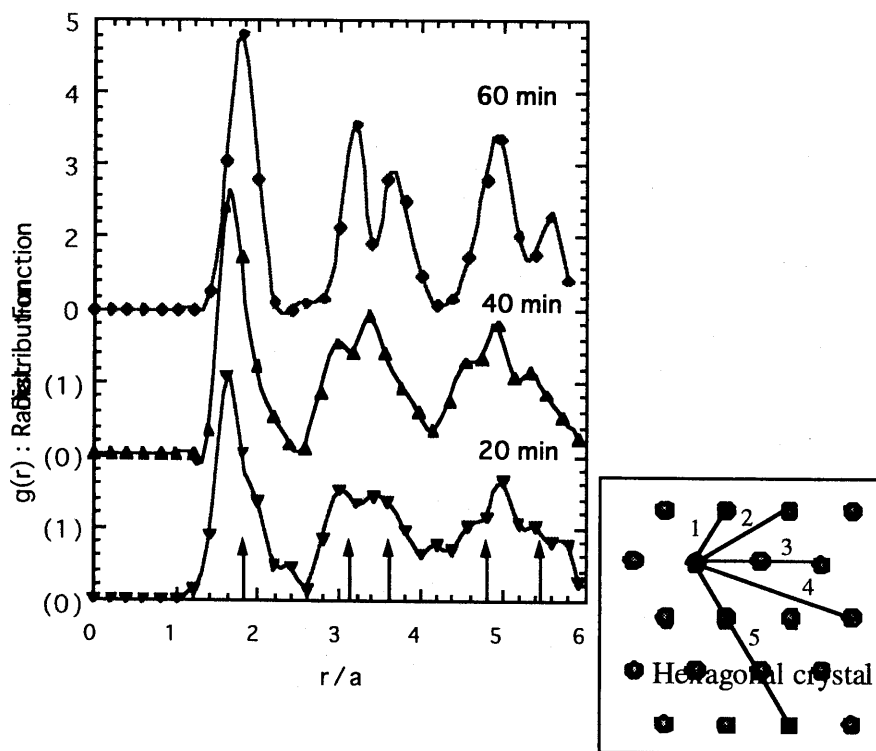


図 9、微粒子群の2体分布関数の時間発展

結晶化の様子を定量的に見るために微粒子群の座標から 2 体分布関数  $g(r)$  を求めた (図 9)。この図からも圧縮過程の初期には 6 方晶形をあらわす  $g(r)$  の 2 番目以降のピークがはっきりしないが、1 時間後の  $g(r)$  には 6 方晶形の場合に出るいくつかのピークが現れていることが分かる。

## 2-6、微粒子群の面密度分布

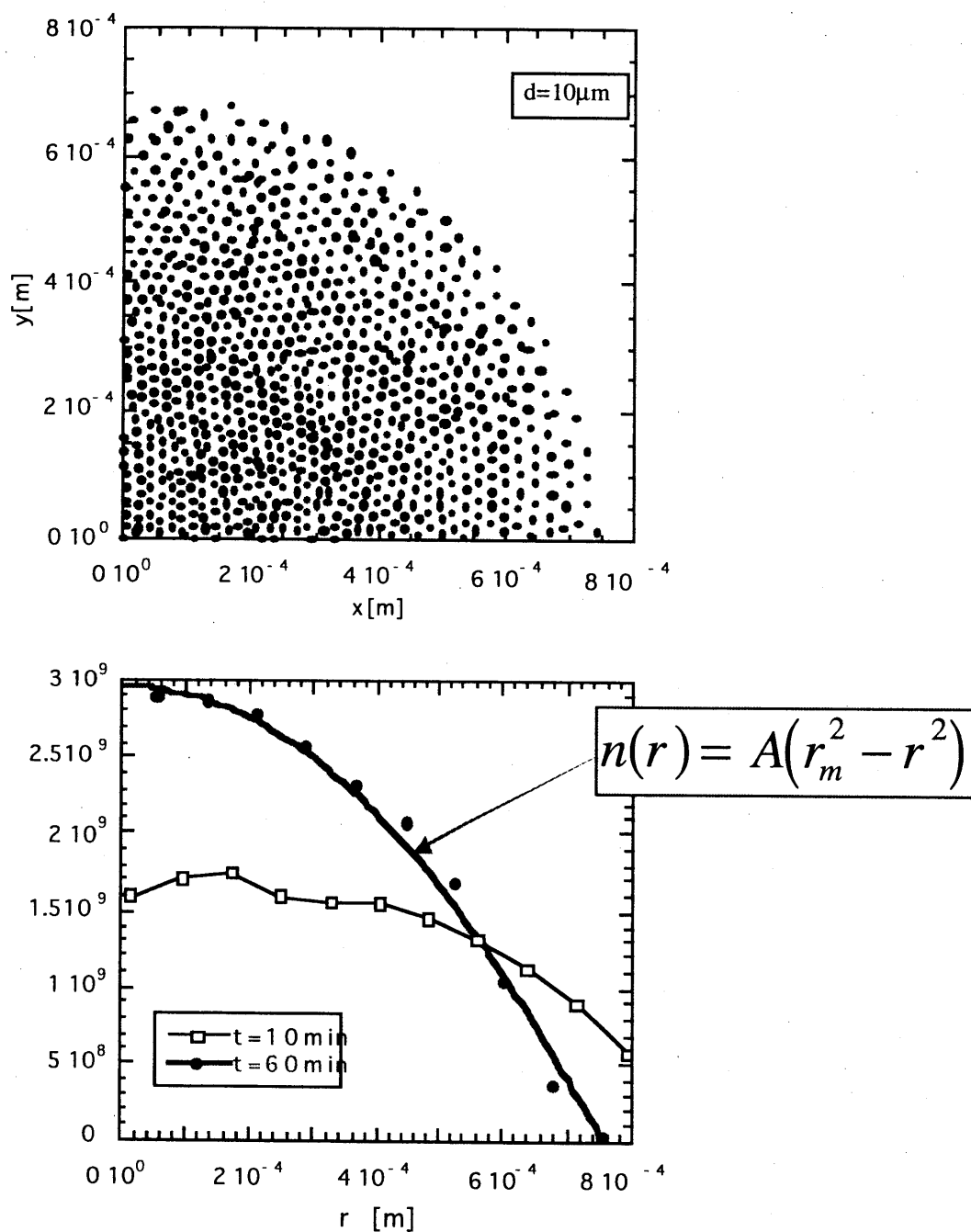


図 10、微粒子の面密度の時間発展

オイル表面上の微粒子の中心密度は時間とともに増加して一定値に近づくがその面密度分布がどのように変化していくのかを観測した (図 10)。

収縮初期は比較的平坦な分布をしているが平衡状態に達した 1 時間後の分布は図のようにパラボラの分布に近いことが分かる。

これは閉じ込めポテンシャルと同型であり、従って微粒子群が作る静電ポテンシャルがこれを埋めるように収縮が落ち着くいて系の静電エネルギーを最小にするというように考えられる。今閉じ込めのポテンシャル  $\Phi_{conf}$  を(11)式のように考えてみると系の全静電エネルギー  $E_{total}$  は

$$E_{Total} = \Phi_{conf} + \Phi_{Coul} + \Phi_{corr} \quad (12)$$

ここで  $\Phi_{conf}$ ,  $\Phi_{Coul}$ ,  $\Phi_{corr}$  はそれぞれ閉じ込め (外部ポテンシャル)、クーロン自己エネルギー、相互作用エネルギーで次のように表される。

$$\Phi_{conf} \cong q \int_{-\infty}^{\infty} n(r) \phi_{conf}(r) 2\pi r dr \quad (13)$$

$$\Phi_{Coul} = \frac{q}{2} \int \sigma(r, z) \phi_{sc}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{corr} &= E_{Coul} - \Phi_{Coul} \\ &= \langle U_{corr} \rangle = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} U_{corr}(n) n(r) 2\pi r dr \end{aligned} \quad (15)$$

$$E_{Coul} = \sum_i \sum_{j < i} \frac{q^2}{4\pi\epsilon |\mathbf{r}_{ij}|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_{ij}|}{\lambda_D}\right) \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi_{sc} &= -\frac{q\sigma(r, z)}{\epsilon} \\ \sigma(r, z) &= \begin{cases} \sigma_0, & |z| < z_0(r) \\ 0, & |z| > z_0(r) \end{cases} \quad \left( \sigma_0 = \frac{n(r)}{2z_0} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

### $U_{corr}$ : Madelung energy for Wigner crystal

ここで平衡状態の密度分布は  $E_{total}$  を最小にするように決定されると考えると、 $n(r)$  について(12)式の変分をとって求めれば良く、微粒子の面密度は



$$\lambda_D^2 n(r) = \frac{1}{4\pi\alpha} \left[ \left( \frac{r_m}{\lambda_D} \right)^2 - \left( \frac{r}{\lambda_D} \right)^2 \right] \quad (18)$$

となる。ここで  $\alpha = \frac{q}{K\lambda_D^3}$

またここで全粒子数を  $N$ ,  $n(r_m)=0$  となる微粒子群の半径を  $r_m$  とすると

$$\frac{r_m}{\lambda_D} = (8\alpha N)^{1/4} = \left( \frac{8q\lambda_D N}{K} \right)^{1/4} \quad (19)$$

のような関係が得られる[10]。ただしこれは微粒子を連続な面電荷と見ているために実際には粒子としての補正がはいることになり、 $N$  が小さい場合にはこの計算からずれてくると考えられている。

次に平衡状態の微粒子群の半径と全粒子数の関係を実験で求めたものを図 11 に示す。(19) で得られる依存性が確かめられた。

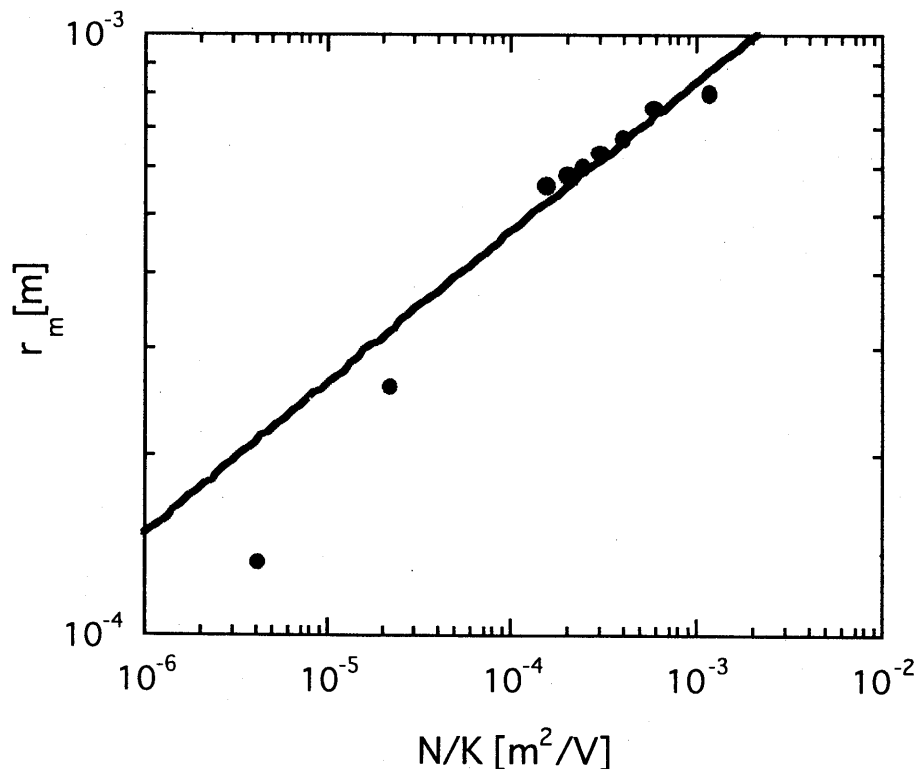


図 11、平衡状態の微粒子群の半径と全粒子数の関係

## 2-7、クーロン結晶中の転位

こうして出来たオイル表面上の結晶構造には、マクロに見ると欠陥があることは前にも述べたがこの欠陥または結晶構造の亀裂（転位）がどのように成長するかを観測した。図 12 に隣接する微粒子間の垂直 2 等分線を繋げて出来るポロノイ図を示す。この結晶構造の中には 6 角形の他に 5 角形、7 角形が混じっていることが分かるがこれより結晶学で定義されているパーガスベクトルを作図してみる。図中(a)の領域ではパーガスベクトルで領域を閉じることが出来るが、(b)の領域では閉じることが出来ない。(b) の場合には転位が存在することを意味している。いわば結晶構造の亀裂である。

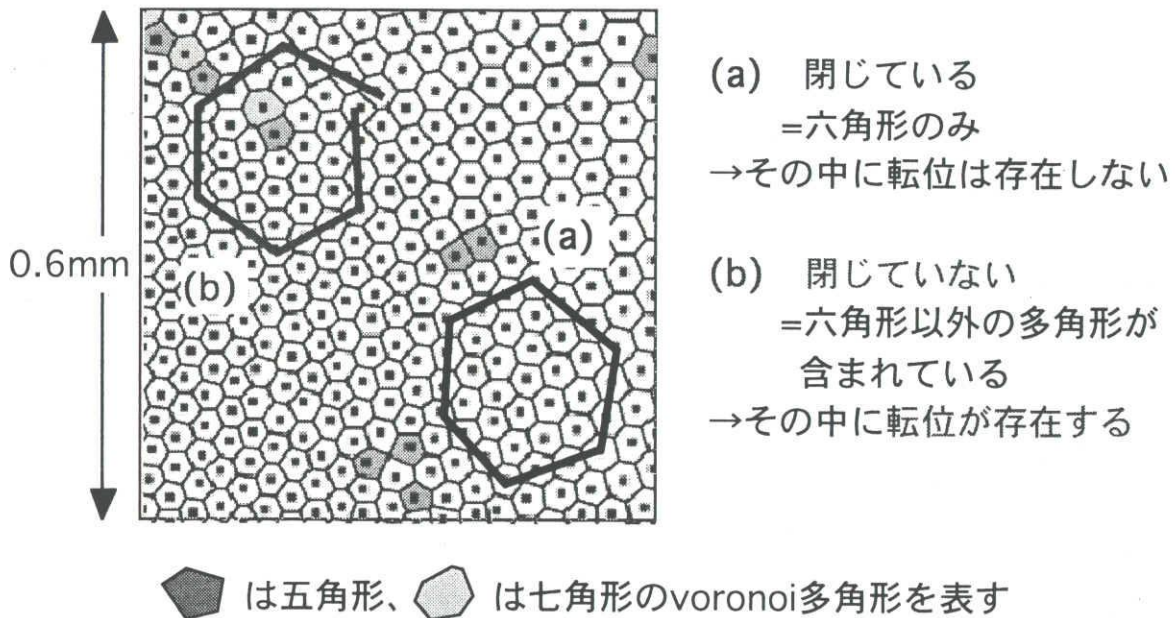


図 12、結晶のポロノイ図 と転位

6 角形以外のポロノイ図形が存在する場所に転位が見られるが、結晶構造全体のどの部分にそれらが多いのかを調べてみた（図 13）。

結晶群の周辺は閉じ込めポテンシャルが軸対称または滑らかな関数なために 6 角形の結晶で埋めることは出来ず、こうした不ぞろいな結晶が生じていることが観測されている。

オイル中の微粒子結晶では、このような転位が出来ていく時間スケールが遅いために詳しく観測出来る。転位をもう少し拡大して見るとつぎのような結晶面のずりから生じる刃状転位にぞくするものがこのクーロン結晶でも見られることが分かった。（図 14）。刃状転位の模式図を図 14-(b)に示したが、微粒子の連なった列が移動もしくは別の列に割り込むようにして入った結果結晶に亀裂、転位が生じている様子がうかがえる。

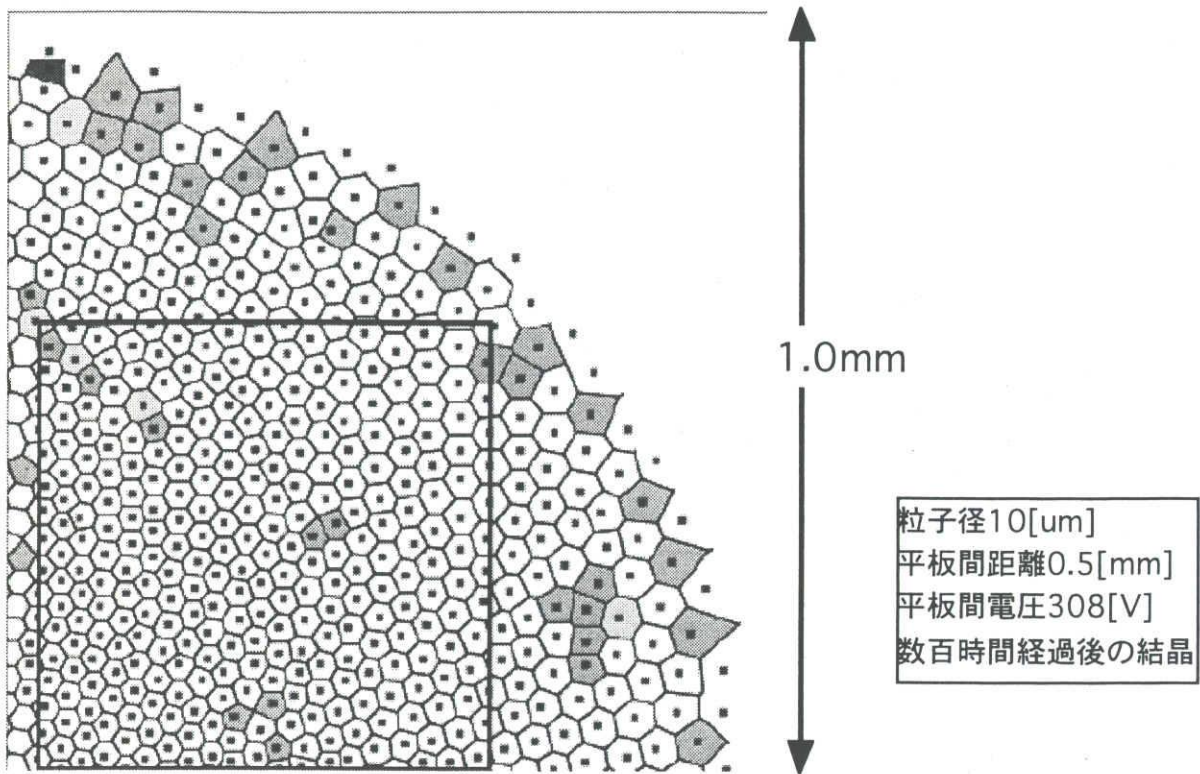


図 13、微粒子群の周辺領域のポロノイ図

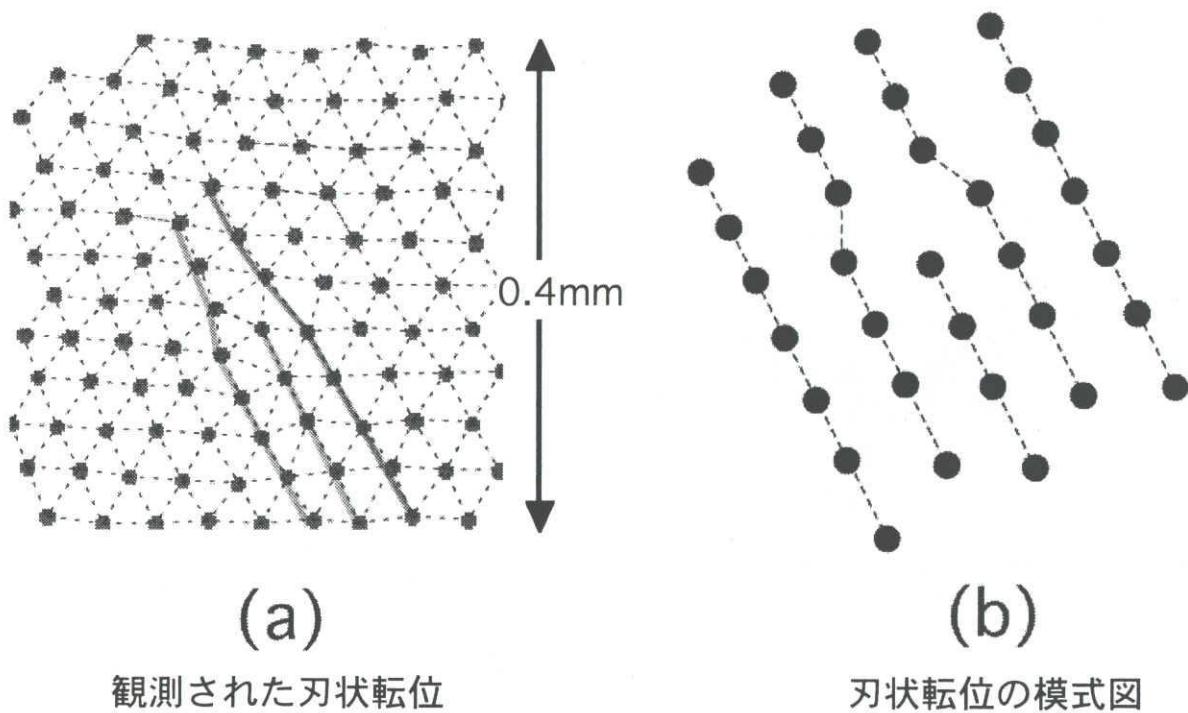


図 14、クーロン結晶中の刃状転位



これらの刃物状転位が時間とともに発展する様子を図15に示す。

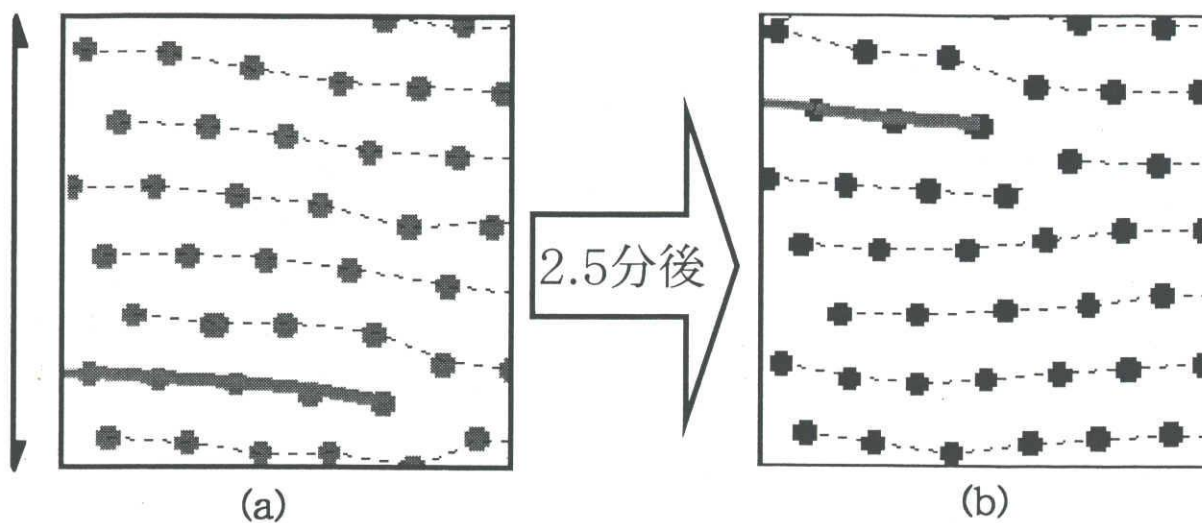


図 15、刃状転位の時間発展

刃状転位を引き起こす列が移動しているように見えるが、実際にその列の粒子全部が移動するわけではなく、波動のようにまわりの微粒子が少し動くだけで列が移動したように見えるのである。これが刃状転位が起こりやすい原因とも成っている。このモデルを図16に示す。

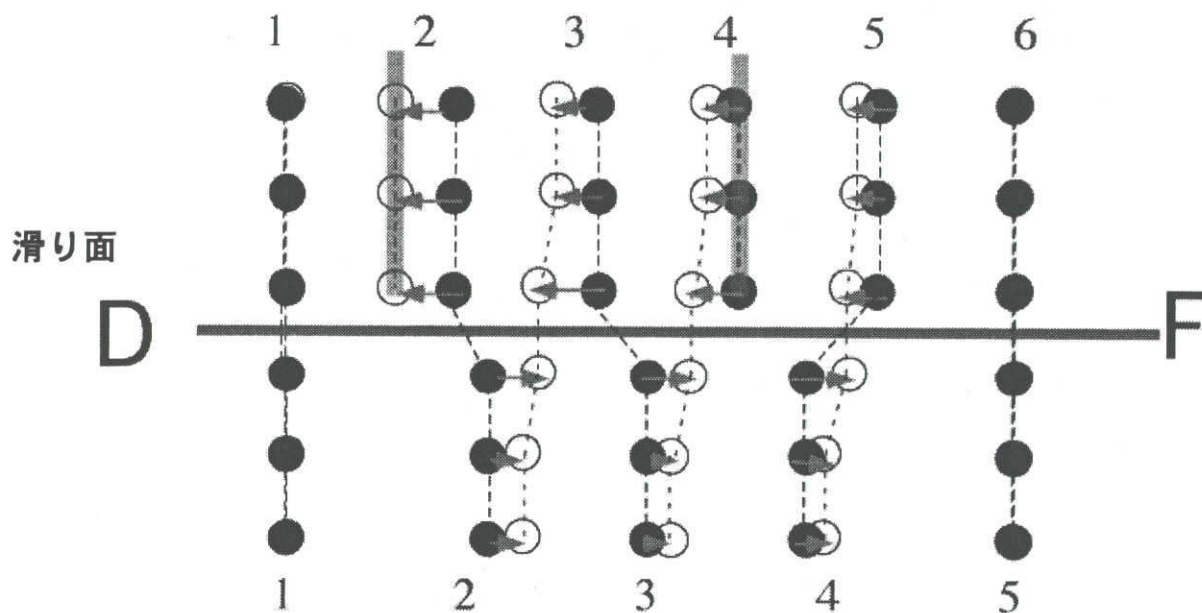


図 16、刃状転位の生成モデル

このようなモデルを確かめるために転位の発展にと粒子の移動がどのようになっているかを観測した(図17)。

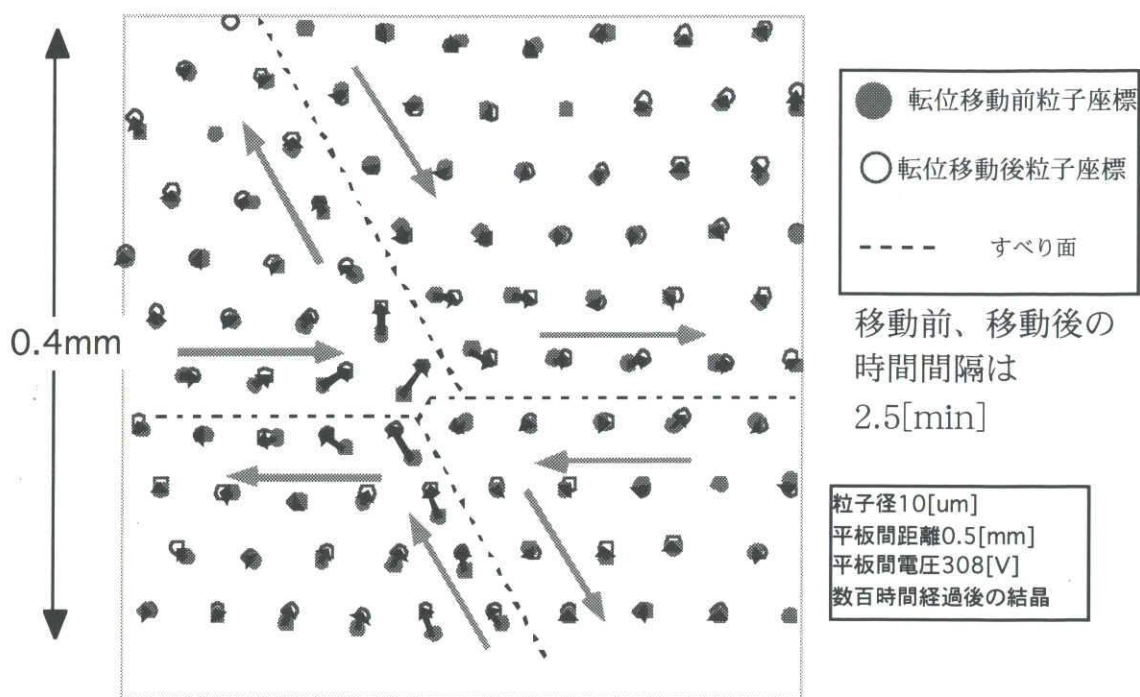


図 17、刃状転位の発展と粒子の移動

図のように粒子の移動はわずかであるが、トポロジカルには転位が移動していくことが分かる。

### 2-7、磁性体微粒子間に働く磁場の相互作用

微粒子を磁化させるために  $10\mu\text{m}$  径のシリカの微粒子に  $1000\text{\AA}$  の Ni メッキしたものをを用いて磁性体微粒子として使用した。通常のフェライト等の磁性体微粒子を用いると粒径がそろっていないために結晶化などの実験には使えないためである。外部磁場は図2にあるような磁場コイルを顕微鏡の接眼レンズ近くに置いた。これまで行なったように下部電極で帯電させてオイル表面に閉じ込めて配列させた後に外部磁場を印加して微粒子間の磁気モーメントの相互作用の影響を観測した。

Ni 微粒子は地球磁場等の影響を受け、長時間置いておくとすでに磁化されるせいか、Ni 微粒子は互いに引きあい数珠のように連なる場合が多く、同じ条件のもとに実験することが単純なシリカ微粒子の時と比べて困難であった。ここにこれらの微粒子に磁場を印可した一例を示す(図18)。この例では磁場が無い場合にすでに磁化された微粒子同志が引き寄せられて数珠状になったものがあるが、縦方向に約  $0.6\text{ G}$  の磁場を入れることによってオイル面上に並んだ微粒子に磁場方向に向きがそ

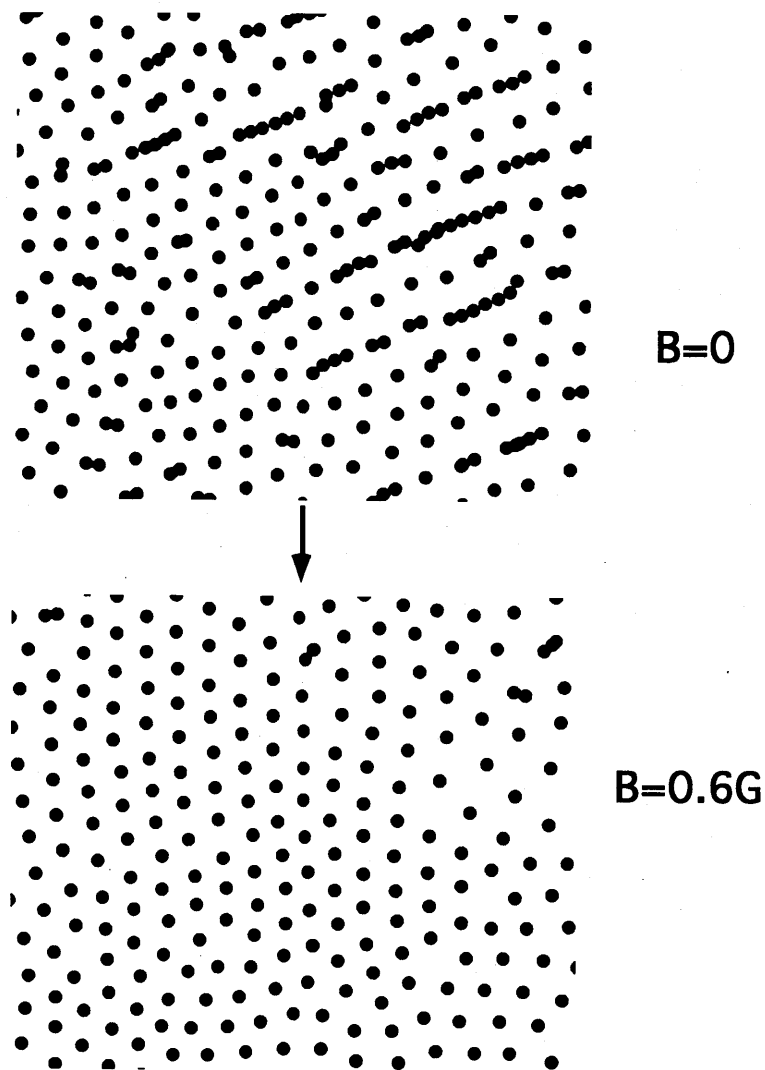


図 18、Ni メッキした磁性微粒子の外部磁場に対する応答

ろった磁気ダイポールが誘起されると考えられる。この磁気ダイポールは2次元平面内では互いに斥力が働くために、数珠状の鎖が切断されることが分かる。磁場に対する影響はこのような低磁場で現れるため微粒子間の相互作用の形を変えて結晶化がどのように変わるか等を研究していく予定である。

### § 3、まとめ

高電圧の電極上で帯電した微粒子を低誘電率の絶縁油中に電場、重力、表面張力または浮力を利用して閉じ込め、安定した2次元の強結合プラズマの系を作ることが出来た。。微粒子には10ミクロン程度の粒径のそろったシリカなどを用い、数百ボルトの電位を電極にかけることによって微粒子の帯電量が制御されることを確かめた。微粒子は電極間の電場によって浮上し、絶縁油表面で表面張力と重力と電場による平衡によって数十時間以上に及ぶ安定した2次元強結合プラズマの閉じ込めに成功し

た。微粒子の絶縁油中でのこれら強結合プラズマの配位の時間的な振る舞い、とくに結晶化への配位成長を、装置を金属顕微鏡下において長時間観測をおこなった。液面の微粒子の画像データを処理し、2体分布関数を求め、微粒子の序秩序構造が液面表面に浮上後十秒から得られていることが明らかになり、さらに数時間後に三角格子のクーロン結晶化が観測された。これらの結晶は閉じ込め電位を制御することによってその粒子間距離を広範囲に変えられることが明らかにされた。またクーロン結晶の格子欠陥ひずみなどの圧縮、成長、異動なども観測された。またこれらの2次元結晶密度は径方向に変化しており、2次元に閉じ込められた強結合プラズマの計算機シミュレーションと非常よい対応を示すことが明らかになり、これまでプラズマ中のダスト実験などでは得られなかった精度の良いクーロン結晶の解析が出来ることが明らかにされた。また磁性体でメッキした微粒子を用いることによって外部磁場の微粒子に作る磁気モーメントの相互作用が結晶状の微粒子間に働くことを観測した。今後このような系を用いてブラウン運動その他の統計現象にクーロン多体相互作用が及ぼす影響等を研究していきたい。

#### 4、謝辞

この研究は最初のアイデアの段階から未知の部分が多く、様々な試行錯誤を行い改良を重ね、ようやく研究の対象となる入り口にまでこぎ着けることが出来たのが現状である。この間に多くの努力が大学院生であった四戸耕治、富田英生君等によってなされたことに感謝の意を表します。またコロイドの実験に関して非常に示唆に富んだ助言と援助をしていただいた九州大学の佐々木茂男先生に感謝致します。

#### 5、参考文献

- [1] S. G. Brush, H. L. Salin and E. Teller, J. Chem. Phys. 45(1966)2102
- [2] W. L. Slattery and G. D. Doolen, Phys. Rev. A, 21(1980)2087
- [3] K. A. Brueckner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46(1974)325
- [4] S. Sasaki, J. Chem. Phys. ,82(1985)
- [5] H.Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher and D. Mohlmann,  
Phys.Rev.Lett. 73,(1994) 652
- [6] A. Melzar, T. Trottenberg, A. Piel, Phys. Lett. A, 301,(1994) 191
- [7] J H Chu, Ji-Bin Du and Lin I, J. Phys. D. 27 (1994) 296
- [8] C. C. Grimes, Sur. Sci. 73(1978)397
- [9] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, Rev. Mod. Phys. 54(1982)437
- [10] H.Totsuji, Phys.Plasmas Vol.8, No.5 (2001) 1856