

小特集

微粒子プラズマ研究における最近の動向

Current Trends of Dusty (Complex) Plasma Research

1. はじめに

1. Introduction

古川 武留

FURUKAWA Takeru

神戸大学大学院工学研究科

(原稿受付：2025年9月24日)

微粒子プラズマ (dusty plasma, complex plasma) は、電離気体中にサブミクロンから数十ミクロンサイズの固体微粒子が存在する系であり、電子・イオン・中性ガス粒子に加えて荷電微粒子が第四の構成要素として振る舞う特徴がある。微粒子はプラズマ中で電子集団により表面が負に帯電し、結果的に強いクーロン相互作用を介した多体効果や自己組織化現象を示す。代表例として室温環境下で秩序構造を形成する「プラズマ結晶」[1]があり、非平衡統計物理や相転移ダイナミクスのモデル実験系として国際的に研究が進められている。

この微粒子プラズマは工学・応用分野や自然現象とも深く関わりを持つ。半導体薄膜製造におけるプラズマプロセスでは、微粒子生成がデバイス欠陥の原因となり、制御対象として関心が持たれている。また、プラズマ化学気相成長法 (CVD) におけるカーボンナノ粒子 (CNP) の成長・輸送制御も研究されている。核融合分野においては壁面由来のダストがプラズマの性能や安全性に影響を及ぼすことが知られている。宇宙空間に目を向けると、惑星形成やリング構造における微粒子の凝集・帯電過程は、まさに微粒子プラズマの物理によって説明されるべき現象である。このように、微粒子プラズマは基礎科学と応用科学を橋渡しする学際的研究対象として位置づけられる。これまでの微粒子プラズマの研究経緯の詳細に関しては第2章に一任させていただく。

本小特集は、国内において微粒子プラズマに関する研究に着手されている先生方に執筆をご依頼し、微粒子プラズマのこれまでの変遷から基礎・応用分野における微粒子プラズマ研究の近年の動向をまとめた。直近では、2021年にWiley誌のContributions to Plasma Physics[2]に

において、微粒子プラズマの物理的側面にフォーカスしたreviewが発表され、微粒子プラズマの帯電メカニズムから、Coulomb相互作用、イオン流などによるウェイク形成や流れと電場の相互作用、dust-acoustic waveや密度波の振動モードや不安定性の発生条件や伝播特性、装置発生微粒子プラズマのスケーリングといった内容がまとめられている。また、AIP PublishingのPhysics of Plasmas[3]では2023年にperspectiveが発表されており、低圧から大気圧、低密度から高密度において、宇宙・地球・工学応用にわたる微粒子プラズマの最近の進展と今後の方向性を総合的にレビューされており、国内外の微粒子プラズマ研究における注目テーマおよび未解決な課題を把握することができる。これらのreview/perspectiveに関しても本記事と併せて参照されたい。2020年の研究最前線記事「微粒子のトリチウム蓄積測定技術の開発とJET ITER-like Wall実験で生成されたダストへの応用」[4]以来、ここ4年間において微粒子プラズマ関連の特集がなく、このタイミングで微粒子プラズマ研究の動向を俯瞰できる記事をまとめることは国内の微粒子プラズマ関連分野にとって有意義と考える。微粒子プラズマに関わる研究者のマイルストーンとなると同時に、微粒子研究に興味をもつ分野外の読者の興味関心も高めることを期待したい。また、この場をお借りして、今回ご多忙の中、各章執筆を賜りました先生方に感謝の意を表します。

第2章では、微粒子プラズマの研究黎明期からこれまでの経緯について振り返る。宇宙における宇宙塵と星間塵の存在が宇宙プラズマに与える影響が議論されたことに端を発し、1980年代からダストプラズマという言葉が用いられてきた。微粒子プラズマにおけるクーロン結晶の発見を

Department of Electrical and Electronic Engineering, Kobe University, KOBE 657-8501, Japan

author's e-mail: tfurukawa@eedept.kobe-u.ac.jp

はじめとする基礎的な物理現象から、応用分野にわたる微粒子プラズマの挙動など、代表的な現象の説明を交えながら微粒子プラズマ研究の変遷を述べる。過去に本学会誌にて注目されてきた研究テーマ（相転移と臨界現象[5]、ISSにおける微小重力下実験(PK-3, PK-4など)[6-8]）や、現在の動向に関しても概観する。

第3章では、基礎物理分野における微粒子プラズマ研究の動向に関連して、微粒子プラズマの物理現象解明に向けた実験・シミュレーションの両アプローチの研究について紹介する。微粒子プラズマの構成要素やドリフト現象、統計力学の基礎理論については、初学者の微粒子プラズマの理論理解の一助になるものとする。最近の相分離現象に関する数値シミュレーションをはじめ、航空機実機を用いた微小重力実験における微粒子プラズマのクーロン結晶の構造変化についても紹介する。また、微粒子プラズマ中に自然励起される微粒子のバックワード粗密波発生のメカニズムの実験的検証の成果について、実験装置の説明も含めて解説する。

プラズマ応用分野において、半導体薄膜プロセスや量

子ドット作製への微粒子プラズマ制御の応用が期待されている。第4章では応用分野の観点で、国内にて微粒子プラズマ関連の研究を手掛ける九州大学グループの最近の研究成果を解説いただく。マルチホロー放電プラズマCVD (Chemical Vapor Deposition) 装置におけるカーボンナノ粒子の生成メカニズムとサイズ制御に加えて、この技術応用に関する内容について紹介する。

最後第5章では、本記事のまとめ、および今後の微粒子プラズマ研究の展望について総括する。

参考文献

- [1] E.E. Salpeter, Phys. Rev. **158**, 876 (1967).
- [2] M.Y. Pustynnik *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **61**, e202100126 (2021).
- [3] J. Beckers *et al.*, Phys. Plasmas **30**, 120601 (2023).
- [4] 大塚哲平 他：プラズマ・核融合学会誌 **96**, 2 (2020).
- [5] 東辻浩夫：プラズマ・核融合学会誌 **82**, 693 (2006).
- [6] 高橋和生：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 375 (2015).
- [7] 東辻浩夫 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 521 (2015).
- [8] 高橋和生：プラズマ・核融合学会誌 **92**, 378 (2016).



小特集 微粒子プラズマ研究における最近の動向

2. 微粒子プラズマ研究の変遷

2. A Historical Survey of Dusty/Complex Plasma Research

石原 修^{1,2)}

ISHIHARA Osamu

横浜国立大学大学院工学研究院¹⁾, 中部大学²⁾

(原稿受付: 2025年8月10日)

微粒子プラズマ研究の歴史的な経緯を概観する。ダストと呼ばれる微粒子は星間塵、宇宙塵として20世紀初頭からその存在は知られていた。近年の観測技術の進歩により、微粒子が宇宙における惑星形成や星の起源にかかわる存在として注目を集め始めたころ、地上においては半導体製造工程で異物混入の起源がプラズマそのものにあることが明らかとなり、宇宙と地上での微粒子(ダスト)プラズマ(コンプレックスプラズマ)が研究対象となっていた。宇宙と地上の実験室でたどってきた微粒子(ダスト)プラズマの研究を振り返る。

Keywords:

dust, fine particle, dusty plasma, complex plasma, cosmic dust, interstellar dust

2.1 はじめに: 微粒子プラズマ研究の歴史を振り返って 宇宙塵, 星間塵

ここでは微粒子プラズマのこれまでの研究の歴史を振り返ってみる。微粒子プラズマが注目を集めるのは1980年代になってからであるが、ダストと呼ばれるプラズマ中の微粒子の存在はそれよりもっと前から、星間塵(interstellar dust)、宇宙塵(cosmic dust)として、研究の対象となっていた。宇宙における星間物質には水素を主成分とする星間ガスと、固体粒子である宇宙塵がふくまれる。星の光の遠赤外線成分により、水素分子は水素原子に解離され、さらに電離されるとプラズマ状態となる。プラズマ中に存在する宇宙塵・星間塵は天体の観測を邪魔する迷惑な存在と考えられていた。

星間塵は、微粒子(ダスト)による光の吸収・散乱がもたらす減光と赤化(Trumpler, 1930)、プラズマによる微粒子の帯電(Spitzer, 1941)、微粒子による入射光の偏光効果(Hall, Hiltner, 1949)などの先行研究に続き、1950年代に入ると、原子太陽系星雲の中で微粒子が凝集することにより微惑星体や彗星、惑星を作り出しているという指摘があった(Alfven, 1954)。

科学技術の進歩に伴って、宇宙観測は飛躍的な進歩を遂げてきた。1970年代終わりごろから、宇宙探査機や宇宙望遠鏡が様々な宇宙の映像を送ってくるようになり、2000年代になると宇宙空間プラズマに含まれる微粒子についても、その物理的な解明が進んできた[1, 2]。

宇宙における元素組成では水素Hが最も多く、次いでHe, O, C, Nとなるが、人体における主な元素組成としてはヘリウムを除いたH, C, N, Oの4元素が知られている。微粒子は宇宙空間における分子形成にかかわって

り、星間物質における水素分子の形成には不可欠のものである。微粒子は分子形成、惑星形成、さらには生命の誕生にかかわっている。ダストは塵(ちり)や埃(ほこり)という意味であるが、塵(ちり)という文字を見ると、鹿が走り去った後に立つ土ほこりを思い浮かべる。その土ほこりから鹿が住んでいる世界の限らない情報を与えてくれるものとなるかもしれない。1954年に出版された『On the origin of the Solar System』の中で、アルベーンは宇宙の塵(grains, droplets)に着目して太陽系の起源を論じている。微粒子が凝集することにより微惑星体が形成される(The ionized gas condensed as small grains (or droplets) and the planets were formed by the agglomeration of these grains.)。1990年代に入ると日本でも、ダストプラズマは『微粒子プラズマ』という言葉で実験室での研究が始まっている[3]。

2.2 ダストプラズマワークショップ(1986年)

ダストプラズマという言葉が一般的に使われだすのは、1986年、第1回ワークショップ(Workshop on the Physics of Dusty Plasmas)以降であろう。米国サンディエゴでMendisとWhippleの呼びかけに応じた10人余りの参加者によってワークショップが開かれた[4]。時代背景を見ると、1985年9月のジャコビニ・ツィナー彗星の接近、1986年1月のボイジャーが撮影した天王星の環、1986年3月のハレー彗星の接近などがあげられる。76年ぶりに戻ってきたハレー彗星では彗星の核の表面から噴出されるガスや塵の様子が直接観測されている。

これらの出来事でダストが直接観測の対象となり、プラズマ中のダストの挙動に関心が高まっていた。第1回の

1, 2) 名誉教授

author's e-mail: oishihar@gmail.com

ワークショップでは宇宙におけるダストに焦点があてられたものの、地上の実験室での研究発表もあり、今後宇宙と実験室の双方でのダスト研究がすすめられることを願うメッセージが発せられている。1986年4月に出版されたワークショップの報告書から抜粋する：

『“Dusty Plasmas” is the name given to plasmas heavily laden with charged dust grains which together with the surrounding ions and electrons constitute a new kind of plasma regime. (中略) The dust grains are strongly coupled to the fields and particles in the plasma through their electrical charges. As a result the motions of the grains may be dominated by electric and magnetic forces, and collective effects can play an important role.』

微粒子（ダスト）はプラズマ粒子（電子、イオン、中性粒子）に比べて桁違いに重く、典型的な半径 $a[\mu\text{m}]$ 、質量密度 $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$ をもつ球状粒子では、その質量 $m_d[\text{kg}]$ は式(1)で与えられる：

$$m_d = 4.2 \times 10^{-15} \rho a^3 \quad (1)$$

微粒子（ダスト）の電荷 $Q[\text{C}]$ は

$$Q = Z_d e, \quad (2)$$

で与えられる。ここで電気素量 $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ で Z_d は電荷の状態を表している。微粒子の質量は $a = 1 \mu\text{m}$ 、 $\rho = 1 \text{g}/\text{cm}^3$ の球状粒子に対して、 $m_d = 4.2 \times 10^{-15} \text{kg}$ であり、陽子の 2.5×10^{12} 倍の質量をもつ。実験室微粒子プラズマでは負の帯電量 $Z_d = -(10^3 \sim 10^5)$ に対して、星間塵では正負の帯電が見られ典型的な帯電量としては $Z_d \approx \pm 1$ である。個々の帯電した微粒子は電場により加速され、磁場中では螺旋運動をしながら進んでいく。磁場 $B[\text{T}]$ における螺旋運動に伴う回転はダストサイクロトロン周波数 $\omega_{cd}[\text{rad}/\text{s}]$ で与えられる：

$$\omega_{cd} = 3.8 \times 10^{-5} |Z_d| a^{-3} \rho^{-1} B \quad (3)$$

$a = 1 \mu\text{m}$ 、 $\rho = 1 \text{g}/\text{cm}^3$ の微粒子に対して、実験室1Tの磁場中で $Z_d = -10^4$ とすると $\omega_{cd} = 0.38 \text{rad}/\text{s}$ となり微粒子は周期16秒でサイクロトロン回転運動をする。一方、星間空間では1nTの磁場中で $Z_d = \pm 1$ に対して $\omega_{cd} = 3.8 \times 10^{-14} \text{rad}/\text{s}$ となり、星間空間では周期 5.2×10^6 年と非常にゆっくりとサイクロトロン回転運動をしていることがわかる。一方、微粒子の集団運動はダストプラズマ周波数 $\omega_{pd}[\text{rad}/\text{s}]$ によって特徴づけられる：

$$\omega_{pd} = 0.26 |Z_d| n^{1/2} a^{-3/2} \rho^{-1/2} \quad (4)$$

ここで n は 10^5cm^{-3} を単位としてあらわしたダスト数密度で、 $n = 1 (\times 10^5 \text{cm}^{-3})$ として上記の典型的な実験室パラメータでは $\omega_{pd} = 2.6 \times 10^3 \text{rad}/\text{s}$ (1周期2.4ミリ秒)に対して、 $n = 10^{-19} (\times 10^5 \text{cm}^{-3})$ を持つ星間空間では $\omega_{pd} = 8.2 \times 10^{-11} \text{rad}/\text{s}$ (1周期2500年)となる。微粒子個々の運動、集団的な運動にしても実験室と宇宙での時間的空間的スケールの広がりを感じることができるだろう。

この米国におけるダストプラズマワークショップには日

本からも多くの研究者が参加するようになり、宇宙と実験室のダスト研究の意見交換の場として現在まで続き、2024年にはミネソタ州ミネアポリスで第16回が開催された。

2.3 半導体製造工程の微粒子（ダスト）

宇宙における微粒子（ダスト）の存在に脚光が浴びる一方で、地上におけるダストへの興味は全く予期せぬところから生まれてきた。1980年代後半には半導体製造工程において半導体ウェーファのダスト混入の原因究明が進んでいた。ダストはここでも除去すべき迷惑な存在として顔を出していた。シリコン基板へのダスト混入は、外から入ってきたものではなくウェーファー上に薄膜蒸着やエッチングといった加工を施すプラズマプロセスの反応装置のなかで、反応性ガスそのものからダストが成長していることが突き止められた。ダストはプラズマの外から混入した異物ではなく、プラズマ中で生まれた存在であったのである。レーザー照射により、ウェーファー上のプラズマ中で電気的に浮上する微粒子雲が観測された (Selwyn, 1989)。微粒子雲はミクロン程度の大きさの微粒子から形成されていることが判明したのである。こうして地上の微粒子プラズマ（ダストプラズマ）の研究が大きく動き出すことになる [5, 6]。

2.4 クーロン結晶

米国で第1回ワークショップが開かれた1986年、池地弘之はプラズマ中の十分大きな電荷をもつ微粒子がクーロン結晶 (Coulomb Crystal) と呼ばれる結晶構造を形成することを提案した (Ikezi, 1986)。80年代末にはSelwynが微粒子を浮上する方法を見出し、1994年には実験室で微粒子が結晶構造を形成することが複数のグループによって報告された。微粒子は反応性ガスのプラズマ中でミクロの大きさまで成長することが明らかにされた。通常の気体プラズマのような弱結合プラズマとは本質的に異なる、結晶格子系を持つ強結合系プラズマの研究に大きな発展がみられるようになった [7]。微粒子は集まって結晶を作るだけでなく、相転移をすることも明らかとなり、微粒子群とプラズマの相互作用により新たな集団現象を含む物理現象が発見された。そこで、微粒子とプラズマの複合系 (Complex) が、プラズマ物理ではこれまでにない物理現象をあらわす新しい分野を表す言葉として、微粒子プラズマ (ダストプラズマ) はコンプレックスプラズマ (Complex Plasma) と呼ばれるようになった [8-12]。液晶分子、高分子、コロイド分散系などを含むソフトマターとしての Complex Liquid (複雑流体) に対する言葉として使われた。

実験室で、微粒子をプラズマ中に浮遊させて、鎖状に並べたり、環構造や結晶構造を作り出したり、さらに様々な構造を作り出すこともできるようになり、個別の微粒子の運動から、集団運動、波動現象などを可視化して物理現象を解明できる道が開けたといえるだろう。

2.5 核融合研究における微粒子(ダスト)の役割

一方、巨大プロジェクトとして研究がすすめられてきた磁場閉じ込め核融合研究の分野で、1998年、核融合装置の中で微粒子(ダスト)が検出された(Winter, 1998)。微粒子はプラズマの高熱・高エネルギー粒子により核融合炉の対向壁から出てきたものであり、核融合を引き起こす水素同位体のトリチウムを含み放射化が問題となることが指摘された[13]。その後、核融合科学研究所では炉内の微粒子の動きが光る物体として可視化できるようになり、不純物粒子落下装置が開発され、微粒子(ホウ素粉末)をプラズマ中に落下させ、プラズマ中の熱により微粒子が溶けて、光を発して蒸発する様子が観測され、微粒子輸送シミュレーションコードによる検証も行われている。また真空容器壁等の表面をホウ素の被膜で覆うと、プラズマの閉じ込め性能が向上するなどの成果も出ており、活発な微粒子プラズマ研究が続いている。

2.6 微粒子プラズマ研究の学際的な広がり

1995年に米国アリゾナで開催されたダストプラズマワークショップ(Dusty plasmas-95 workshop on generation, transport, and removal of particles in plasmas)[14]が契機となり、これ以降1996年には第1回ダストプラズマ国際会議(ICPDP)[15]がインドで開かれるなど、宇宙と実験室を結ぶダストの研究が大きく進展することになる。宇宙、実験室、核融合、そして産業応用に携わる研究者が集まる場となって、3年に一度開かれることになったこの国際会議は1999年に日本で開催された後、南アフリカ、フランス、ポルトガル、ドイツ、インド、チェコ、ロシア開催を経て、2025年にはオランダで開催されている。微粒子プラズマの研究は、環境問題や医療問題とも結びつき、物理・化学・生物学といった伝統的な学問体系から、境界領域へと学際的な広がりを見せて発展しているといえるだろう。

2.7 日本における微粒子プラズマの研究会

微粒子プラズマの研究会は2001年1月に京都大学(京大会館)で第1回ダストプラズマ研究会(First workshop on fine particle plasmas)[16]として始まった。招待講演のキーワードを拾ってみると、dust plasmas in space, dusty plasmas, Coulomb crystal, reactive plasmas, material synthesis, ion trap, fusion devicesなどがある。同年12月の第2回以降開催場所を岐阜県土岐市にある核融合科学研究所に移して続いている。2026年1月には第26回が開催された。ダストプラズマ研究会(微粒子プラズマワークショップ)とほぼ同時に、東北大学の佐藤徳芳、九州大学の渡辺征夫を中心に、微粒子プラズマの応用に関する基礎研究をテーマに東北大学電気通信研究所共同プロジェクト研究会も始まり、様々な機会に海外からダストプラズマ研究者が招かれた。こうしてプラズマ物理の中でも新しい分野としての、微粒子プラズマは、研究会、研究論文、小特集等を通して国内外への発信が活発に行われている[5, 17, 2, 18-21]。

宇宙におけるダスト研究を先導してきた米国のMendisとコンプレックスプラズマ理論家のオーストラリア/ロシアのVladimirovは2002年のダスト小特集に寄稿[17]。2006年の小特集では米国のHoranyiが土星の環について寄稿[2]。2011年の小特集ではドイツのMorfillおよびロシアのFortovを中心とするグループが国際共同実験の国際宇宙ステーションでのコンプレックスプラズマ研究について寄稿[19]。2015年の小特集にドイツのThomasがPK-3,4について[20]、2017年の小特集では米国のThomasが磁化微粒子プラズマについて、そしてフランスのBoufendiがナノ粒子の応用について寄稿している[21]。

2.8 微小重力下微粒子実験、強磁場中微粒子実験

半導体製造工程での微粒子の生成原因がなかなか判明しなかったのは、製造工程終了後、プラズマ放電を止めた後に、浮上微粒子がその重さゆえに、すべて基板上に落下しており、落下した微粒子に着目していたからである。微粒子はプラズマの中でのみ浮上していたのである。その後明らかになるが、微粒子はシース電場による電気力と重力との釣り合いで浮上していたのである。荷電粒子の基本的な物理量である質量電荷比が電子の m/e に比して、微粒子の $m_d/|Q|$ は極端に大きく、重力が大きな役割を果たすことになる。重力は微粒子の実験には大きな影響を持っていた。そこで微小重力下での実験がすすめられたが、落下塔や航空機を用いた実験に続いて、2001年に、国際宇宙ステーション(ISS)で微粒子プラズマ実験がはじめられた。これはISSで最初に始められた物理実験であり、その後も微粒子プラズマ実験は日本を含め[22]、PKE-Nefedov(2001-2005)、PK-3 Plus(2006-2013)そしてPK-4(2014以降)として続けられている[23]。

微粒子の挙動を制御するのは重力以外に電場と磁場があるが、実験室での微粒子は大きな帯電量を持つが、質量電荷比の逆数である比電荷 $|Q|/m_d$ が非常に小さいことから、地上実験室で磁場の効果を見ることは困難であった。2020年代に入って、強磁場($B > 1$ T)中での磁化微粒子プラズマ実験が報告されている[24, 25]。コンプレックスプラズマ実験装置を回転することによって、有効磁場 $B = 10^4$ Tが達成されたという報告も注目に値するものであろう[26]。

2.9 最近の研究動向

最近の微粒子プラズマの研究の動向については、Physics of Plasmasの2023年12月号に、よくまとめられている[27]。ここではコンプレックスプラズマの物理、宇宙空間ダストプラズマ、空洞現象、核融合装置内のダスト、微小重力下の現象、大気中のエアロゾル、磁化ダストプラズマ、機能性ナノ粒子、ナノ粒子不純物制御等が話題として取り上げられている。

最後に筆者による最近のコンプレックスプラズマ研究を付け加えておくと、光渦のようなヘリカル波面を持つ波動現象、一対の微粒子が波動を仲介として結びつくエンタングルメント(量子もつれ)の現象がある。さらに微粒子

の物理的な基本量を、質量 m_d 、電荷 Q 、スピンパラメータ s を使って、電気・磁気双極子を持つ微粒子の電磁場中での運動を統一的に扱う理論を展開した。微粒子がプラズマ中で自転（スピン）運動することは早くから観測されていたが、帯電する微粒子の表面電荷の偏りがもたらす電気双極子、そして回転電荷が作る磁気双極子に着目した。理論はポンドロモーティブポテンシャルによる微粒子加速に適用されている[28]。

参考文献

- [1] L. Spitzer, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (John Wiley & Sons, Inc., 1978).
- [2] 石原 修 他：プラズマ・核融合学会誌 **82**, 75-102 (小特集) (2006).
- [3] 横田俊明：パリテイ **9**, 17 (1994).
- [4] The First Workshop on the Physics of Dusty Plasmas at San Diego, California (USA), 1986.
- [5] 渡辺征夫 他：プラズマ・核融合学会誌 **73**, 1220-1261 (小特集) (1997).
- [6] 石原 修〔訳〕：パリテイ **20**, 7 (2005).
- [7] 田中基彦 他：プラズマ・核融合学会誌 **75**, 1029-1068 (小特集) (1999).
- [8] G. Morfill *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, B263 (2002).
- [9] V.N. Tsytovich *et al.*, Plasma Physics Reports **28**, 623 (2002).
- [10] 石原 修：日本物理学会誌 **57**, 476 (2002).
- [11] O. Ishihara, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R121 (2007).
- [12] G.E. Morfill and A.V. Ivlev, Rev. Mod. Phys. **81**, 1353 (2009).
- [13] 増崎 貴：プラズマ・核融合学会誌 **92**, 2 (2016).
- [14] Dusty plasmas workshop on generation, transport, and removal of particles in plasmas, Wickenburg, AZ (USA), 1995; J. Vacuum Sci. Tech. A: Vacuum, Surfaces, and Films **14**, Issue 2 (1996).
- [15] The First International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP), Goa, India, 1996.
- [16] Fine Particle Plasmas: Basis and Applications –Workshop on Fine Particle Plasmas– 第1回ダストプラズマ研究会 (WFPP), 2001年1月, 京都大学; 第2回 (2001年12月) 以降は核融合科学研究所にて開催.
- [17] 石原 修 他：プラズマ・核融合学会誌 **78**, 293-334 (小特集) (2002).
- [18] 石原 修 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 509-538 (小特集) (2009).
- [19] 石原 修 他：プラズマ・核融合学会誌 **87**, 79-105 (小特集) (2011).
- [20] 東辻浩夫 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 514 -536 (小特集) (2015).
- [21] 林 康明 他：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 580-607 (小特集) (2017).
- [22] 佐藤徳芳 他：日本マイクログラビティ応用学会誌 **22**, 1 (2005).
- [23] M.H. Thoma *et al.*, npj Microgravity **9**, 13 (2023).
- [24] E. Thomas Jr *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 014006 (2020).
- [25] A. Melzer *et al.*, Rev. Mod. Plasma Phys. **5**, 10 (2021).
- [26] H. Kählert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 155003 (2012).
- [27] J. Beckers *et al.*, Phys. Plasmas **30**, 120601 (2023).
- [28] O. Ishihara, Phys. Plasmas **30**, 123702 (2023); **31**, 032118 (2024); **31**, 123703 (2024); **32**, 043701 (2025); **32**, 123701 (2025).

小特集 微粒子プラズマ研究における最近の動向

3. 微粒子プラズマの基礎物理研究の動向

3. Recent Developments in Research on Fundamental Physics of Dusty Plasmas

東辻浩夫, 高橋和生¹⁾, 齋藤和史²⁾

TOTSUJI Hiroo, TAKAHASHI Kazuo¹⁾ and SAITOU Yoshifumi²⁾

岡山大学名誉教授, ¹⁾京都工芸繊維大学電気電子工学系, ²⁾宇都宮大学工学部

(原稿受付: 2025年9月30日)

ミクロン程度の大きさの微粒子を含むプラズマ(微粒子プラズマ, ダストプラズマ, コンプレックスプラズマ)の基礎物理研究の動向を述べる. 具体的には, 構成要素の基本的振る舞い, 強結合系としての微粒子系の統計力学, 微粒子系における構造形成, 微粒子系の波動現象について, 最近の研究を紹介する.

Keywords:

dusty (complex) plasma, phase equilibrium, structure formation, Trivelpiece-Gould wave, longitudinal backward wave, dispersion relation, numerical simulations, experiments under gravity and microgravity

3.1 微粒子プラズマの構成要素

微粒子プラズマについてはいくつかの総合的な解説がある[1-3]. それらを踏まえ, まず, 構成要素の特性を述べる.

3.1.1 プラズマと微粒子

微粒子プラズマは強または弱電離プラズマと微粒子の混合物である. 微粒子の大きさはミクロン程度以上が想定されている. したがって, 微粒子は, 電子, イオン, 中性原子・分子に比べて格段に大きい質量をもつため, 地表では重力場の影響を受け, 微粒子プラズマは重力場に垂直な層状構造をとる. 一方, ISS, パラボリック・フライトや, 落下塔における実験では, 重力場の効果は無視でき, または軽減され, 微粒子プラズマは一様等方に近い系となり, 本来の性質を観測できると期待される. これらで実験が行われているのはこのためである.

微粒子の形としては, 球状(3次元的)とみなせるものの他に, 棒状(1次元的)のものがあり得る. 後者はその形状に起因する特異な構造形成などの現象があるが, 以下では, 球状と近似できる場合を考える.

3.1.2 微粒子の帯電

微粒子を球と見なせ, 周りの状態が球対称の場合を考える. プラズマは温度 T_e の電子と温度 T_i のイオンからなるとする. 通常, $T_e > T_i$ であるが, そうでなくても電子の熱速度はイオンの熱速度より大きく, 帯電していない微粒子をプラズマ中に置くと, 負に帯電し始める. すると, 微粒子の電位はプラズマより下がり, 電子の流入が抑制され, イオンの流入が増加する. やがて, 流入する電荷がバランスし, 微粒子の帯電は定常状態となる. 微粒子の半径を r_p , 電荷を $-Qe$ とすると, Q は次のように表される[1, 2]:

$$Q = z \frac{k_B T_e}{e^2 / 4\pi \epsilon_0 r_p} \quad (1)$$

係数 z は電子・イオンの流入のバランスにより決まる. 簡単な近似では $z \sim 0.5$ とおける. 多くの場合, $Q \sim 10^2 - 10^3$ である.

3.1.3 ドリフト・拡散方程式による空間分布の解析

微粒子プラズマは3種の荷電粒子, 電子(e), イオン(i), 微粒子(p), と中性原子・分子からなる. 荷電粒子の(数)密度をそれぞれ n_e, n_i, n_p とすると, 通常, $n_e \sim n_i \gg n_p$ で, 対応する平均距離 $a_\alpha = (3/4\pi n_\alpha)^{1/3}$ ($\alpha = e, i, p$)には, $a_p \gg a_e \sim a_i$ の関係がある. システムサイズを R_0 とすると, 荷電粒子の平均自由行程 ℓ_e, ℓ_i, ℓ_p より大で, $R_0 \gg L \gg a_p \gg a_e \sim a_i$ を満たす長さ L のスケールに対して各成分の空間分布はドリフト・拡散方程式による解析ができる[4]. 通常の微粒子プラズマでは, 平均自由行程は主に中性原子・分子との衝突で決まり, $\ell_e \gg \ell_i, \ell_p$ である.

ドリフト・拡散方程式により, 重力場のない円筒対象の場合と, 重力場の有無に対応する1次元の場合について解析された[5, 6]. 分布の例を図1に示す. システムサイズについては, $R_0 \gg \ell_e$ と $R_0 \sim \ell_e$ のどちらもあり得るが, どちらの場合でも, 電子分布 n_e は微粒子分布 n_p (図には Qn_p を表示)の影響を受けない, また, 各点における電気的中性(電荷密度が0)は, 微粒子の密度変化に対応するイオン密度 n_i の変化によって保たれていることが示された.

3.2 微粒子プラズマの統計力学

ドリフト・拡散方程式による解析では, 電子, イオン, 微粒子はそれぞれの分布関数によって記述されており, 電

Corresponding author's e-mail: totsuji-09@t.okadai.jp

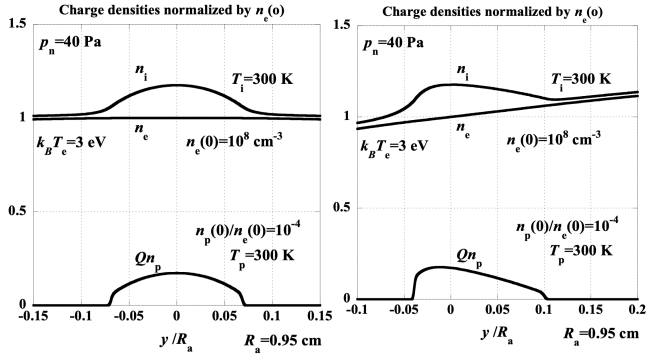


図1 ドリフト・拡散方程式による空間分布の例：重力場のない場合(左)とある場合(右) [5, 6].

場を通じて互いに相互作用するが、粒子間の相互作用(相関)に起因する熱力学的効果は含まれていない。絶対値が大きな負電荷をもつ微粒子間の相関の効果は特に重要である。一方、電子・イオンは熱力学的には理想気体と近似することが可能であるが、微粒子の電荷を遮蔽する。

3.2.1 一成分プラズマ (OCP)

微粒子プラズマの統計力学を扱うために、まず、簡単な荷電粒子系の例から考える。電気的に中性な荷電粒子系において、正負どちらかの電荷一つの成分だけに着目し、他を単に平均電荷密度を中和するための存在である「背景電荷」とみなすとき、この系を「一成分プラズマ」(One-Component Plasma, OCP)と呼ぶ。OCPの典型的な例は、縮退した電子(の「海」)の中の古典イオン系、および、正電荷(の「ゼリー」)の中の縮退した電子液体である。

電荷を Qe 、(数)密度を n とすると、温度 T の熱平衡状態にある古典イオン系は、次の結合度 Γ で特徴づけられる：

$$\Gamma = \frac{(Qe)^2}{(3/4\pi n)^{1/3} k_B T}. \quad (2)$$

一方、縮退した電子液体(電荷 $-e$ 、数密度 n) は、 a_B をボーア半径として、次のパラメータ r_s で特徴づけられる：

$$r_s = \frac{(3/4\pi n)^{1/3}}{a_B}. \quad (3)$$

これらの系で着目する成分の粒子間に位置の相関が生じれば、相互作用による内部エネルギーは相関のない(電荷密度が至る所ゼロの)状態の値ゼロに比べて低い負の値をもち、絶対値は Γ または r_s の増加とともに増加する。このため、どこかで(等温)圧縮率が発散する。

圧縮率の発散は、通常、熱力学的不安定を意味するが、OCPでは背景電荷の存在を考慮する必要がある。直接、熱力学的不安定とはならない。以下では、古典系である微粒子プラズマの場合を考える。

3.2.2 微粒子のつくるポテンシャルと微粒子間相互作用

微粒子プラズマにおいては、微粒子の電荷は周りのプラズマによって遮蔽され、微粒子のつくるポテンシャル ϕ はクーロンポテンシャルから近似的に次の湯川(デバイ)ポテンシャルとなる：

$$\phi(r) = \frac{-Qe}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right). \quad (4)$$

ここで、遮蔽長 λ は次のように与えられる：

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_i^2} + \frac{1}{\lambda_e^2}, \quad \frac{1}{\lambda_{i,e}^2} = \frac{e^2 n_{i,e}}{\epsilon_0 k_B T_{i,e}}.$$

ただし、電子、イオンが微粒子に流入する過程で中性粒子と衝突することを考慮すると、ポテンシャルが $1/r^2$ 、 $1/r$ に比例する領域があるが[1]、ここでは無視する。

微粒子のつくるポテンシャルに対応して、微粒子系は次の湯川型斥力で相互作用する湯川系となる：

$$(-Qe)\phi(r) = \frac{(Qe)^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right). \quad (5)$$

温度 T_p の熱平衡における一様な湯川系の状態は、次の2つのパラメータ、 (Γ, ξ) 、で特徴づけられる：

$$\Gamma = \frac{(Qe)^2}{4\pi\epsilon_0 a_p k_B T_p}, \quad (6)$$

$$\xi = \frac{a_p}{\lambda}. \quad (7)$$

Γ と ξ は、それぞれ、結合の強さと遮蔽の強さを表す。

湯川系は微粒子プラズマ以外の多くの系でもモデルとして用いられており、図2の相図をもつことが知られている。気体・液体の相の区別はなく流体であり、固体には体心立方格子(BCC)と面心立方格子(FCC)の2つの相がある。

$\Gamma \geq 20$ 、 $5 \geq \xi \geq 0$ では、1粒子当たりの湯川系の相関エネルギーは次のように近似できる[7]：

$$a_1 \Gamma \exp(a_2 \xi) + a_3 \Gamma^{1/4} \exp(a_4 \xi), \quad (8)$$

$$a_1 = -0.896, \quad a_2 = -0.588, \quad a_3 = 0.72, \quad a_4 = -0.22.$$

Γ に比例する項の係数は $a_1 < 0$ であり、背景電荷の効果を検討する必要があるが、強結合の湯川系は熱力学的不安定性をもつことがわかる。

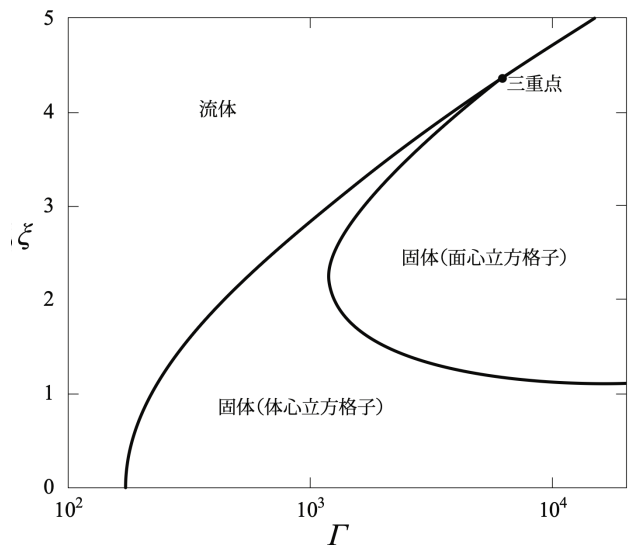


図2 湯川系の相図.

3.2.3 微粒子プラズマの相図 I

微粒子系を湯川系と見なすと、背景電荷は、電荷 $-e$ 、密度 n_e 、温度を T_e の電子と、電荷 e 、密度 n_i 、温度を T_i のイオンである。

背景電荷の効果は、微粒子の電荷を遮蔽することと、系の熱力学関数への寄与である。遮蔽の効果により、上述のように、微粒子系は近似的に湯川ポテンシャルで相互作用するとみなせる。点状の湯川系の熱力学関数から、微粒子の半径が有限である効果も取り入れた熱力学関数の表式を得ることができ、微粒子系の圧力 p_p は次のように与えられる [7] :

$$\begin{aligned} \frac{p_p}{n_p k_B T_p} &= \frac{1 + \eta + \eta^2 - \eta^3}{(1 - \eta)^3} \\ &+ a_1 \tilde{\Gamma} e^{a_2 \xi} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{6} a_2 \xi + \frac{\tilde{r}_p^2}{1 + \tilde{r}_p} \right) \\ &+ a_3 \tilde{\Gamma}^{1/4} e^{a_4 \xi} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} a_4 \xi + \frac{\tilde{r}_p^2}{1 + \tilde{r}_p} \right) \\ &+ \frac{3}{2} \tilde{\Gamma} \xi^{-2} \frac{\tilde{r}_p^2}{1 + \tilde{r}_p} (1 + e^{-2\tilde{r}_p}) - \frac{1}{4} \tilde{\Gamma} \xi e^{-2\tilde{r}_p}. \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、

$$\eta = \left(\frac{r_p}{a_p} \right)^3, \quad \tilde{r}_p = \frac{r_p}{\lambda}, \quad \tilde{\Gamma} = \Gamma \frac{\exp(2\tilde{r}_p)}{(1 + \tilde{r}_p)^2}.$$

電子およびイオンの寄与をそれぞれ理想気体として取り入れると、微粒子プラズマの圧力 p_{tot} は次式で近似される:

$$\frac{p_{\text{tot}}}{n_p k_B T_p} \approx \frac{C}{1 - \eta} + \frac{p_p}{n_p k_B T_p}.$$

ここで、 C は理想気体としての微粒子系の圧力と電子・イオンの圧力の比であり、通常、1 より十分大きい:

$$C = \frac{n_e k_B T_e + n_i k_B T_i}{n_p k_B T_p} \gg 1.$$

これらに基づいた相図の例が図3であり、臨界点付近では、臨界揺動が期待される [7].

熱力学的不安定をもたらすのは強結合湯川系としての微粒子系の圧力 p_p の振る舞いであるが、通常、 $C \gg 1$ である。したがって、系全体が熱力学的に不安定になるための微粒子系の結合度は、 C と同じ大きさ程度の非常に大きな値が必要である。

3.2.4 プラズマ中の溶質としての微粒子：微粒子プラズマの相図 II

上記の熱力学的不安定による相分離は、微粒子、電子、イオンの全ての (数) 密度が異なる相への分離で、(密度が大きな) 背景電荷の大きな圧力に匹敵する、微粒子間の非常に強い負の圧力が想定されている。また、暗黙に、系の大きさは十分大きいことが仮定されている。

一方、プラズマ中に微粒子を導入する過程を考えると、一成分プラズマとしての微粒子系の熱力学的不安定により、一様なプラズマの中で、溶質である微粒子だけが何らかの構造形成することが予想される。また、ドリフト・拡

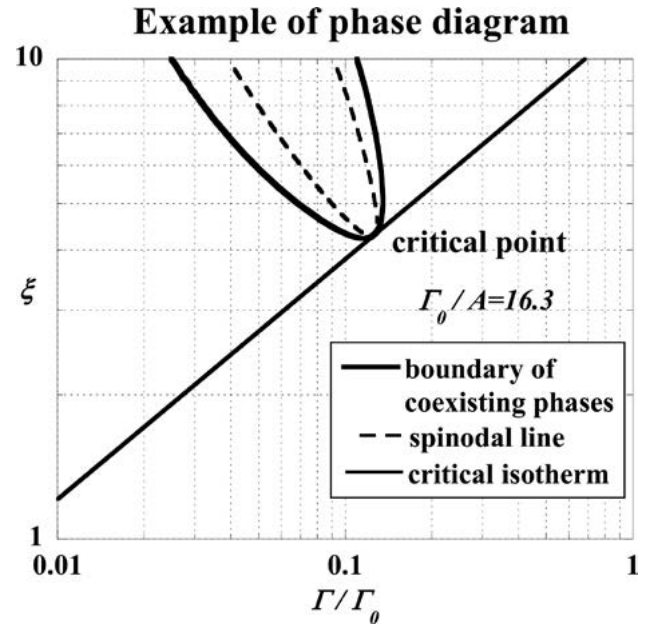


図3 微粒子プラズマの相図 I [7].

散方程式による有限な大きさの系の解析では、微粒子の存在する領域の内外で電子密度が一定であることが示されている。したがって、実験室においては、共通の電子密度をもつ相への分離が期待される。

系のヘルムホルツ自由エネルギー F は、微粒子の電荷を表す Q の値が (n_e, n_i, T_e, T_i) によって決まることを考慮すると、次のように表される ($\alpha = e, i, p$):

$$F = F[V, \{T_\alpha\}, \{N_\alpha\}, Q(n_e, n_i, T_e, T_i)]. \quad (12)$$

2つの相 I と II で電子、イオン、微粒子それぞれの温度は等しいとすると、相 I, II が共存する条件は次のように表される [8]:

$$k_B T_p \ln \frac{n_p^I}{n_p^{II}} + Q k_B T_i \ln \frac{n_e^I + Q n_p^I}{n_e^{II} + Q n_p^{II}} = -[\Delta\mu^{(p)}]^I + [\Delta\mu^{(p)}]^{II}. \quad (13)$$

$\Delta\mu^{(p)}$ は化学ポテンシャルの理想気体の値との違いである:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mu^{(p)}}{k_B T_p} &= \frac{1}{3} a_1 \tilde{\Gamma} \exp(a_2 \xi) (4 - a_2 \xi) \\ &+ \frac{1}{3} a_3 \tilde{\Gamma}^{1/4} \exp(a_4 \xi) (13 - 4a_4 \xi) \\ &+ 3\tilde{\Gamma} \xi^{-2} [1 - (1 + 2\tilde{r}_p)] \exp(-2\tilde{r}_p) \\ &- \frac{1}{2} \tilde{\Gamma} \xi (1 + \tilde{r}_p) \exp(-2\tilde{r}_p). \end{aligned} \quad (14)$$

微粒子プラズマとして、 $n_i \approx n_e \gg Q n_p \gg n_p$ 、 $T_e \gg T_i$ 、 $T_e \gg T_p$ の場合を考えると、共存する相では、 $n_e^I \approx n_e^{II}$ 、 $n_i^I \approx n_i^{II}$ であり、 $Q^I \approx Q^{II}$ であることが示される。まさに、プラズマ中の溶質としての構造形成である。図4にプラズマ中の溶質としての相図の例を示す [8]。 $\Gamma \xi =$ 一定の線は、微粒子の密度を変化した時のパラメータの変化に対応している。

微粒子プラズマの実験において、「ボイド」と呼ばれる微粒子の存在しない領域が観測されることがある。「ボイド」は微粒子に対するイオン流の効果や、温度分布の非一様性に起因する斥力 (thermophoretic force) のためであると解釈されることがある。一方、ここに示した微粒子の構造形成は微粒子系本来の熱力学的特性によるものであり、イオン流の効果や温度の非一様性がなくても起きる現象である。「ボイド」が観測される実験のより詳しい解析が望まれる。

3.2.5 数値シミュレーション

ドリフト・拡散方程式による解析には微粒子間の相互作用の効果は含まれていないが、微粒子を粒子として扱う分子動力学をシミュレーションを行えば、取り入れることができる。電子密度一定の下で、微粒子を粒子として扱い、イオンを連続体として扱う分子動力学シミュレーションを行った。図5に示すのは相分離が起きている例である[6]。相図としては図6のようになる。

図6を図4と比べると、臨界点のパラメータなどに違いはあるが、理論的予想とシミュレーション結果は矛盾していない。

3.2.6 微粒子混合系の数値シミュレーション

微粒子混合系の例として、微粒子が2種の場合のいくつかの例について数値シミュレーションを行った[9]。結果の例を図7および図8に示す。半径 $r_{p1} = 1 \mu\text{m}$, $r_{p2} = 2 \mu\text{m}$ の微粒子が同数ある場合で、 $T_{p1} = T_{p2} = 300 \text{K}$, $k_B T_e = 3 \text{eV}$, (Γ_2, ξ_2) は r_{p2} の微粒子に対するパラメータである。

2種の微粒子 α, β に対して相互作用ポテンシャルが

$$v_{\alpha,\beta} \neq (v_{\alpha\alpha} v_{\beta\beta})^{1/2} \quad (15)$$

であるとき、相互作用が非加算性をもつといい、非加算性によって2種の微粒子が分離する可能性がある[10]。このシミュレーションでは等号が成り立っており、非加算性は混合系の相分離に必ずしも必要でないようである：微粒子が1成分の場合と比べると、2種の微粒子のうち結合度の大きなものが一様な状態から相分離を起こしているように見える。

また、混合系の分離については、電場やイオン流の効果によるとする考えもある[11]。より精密な実験が望まれる。

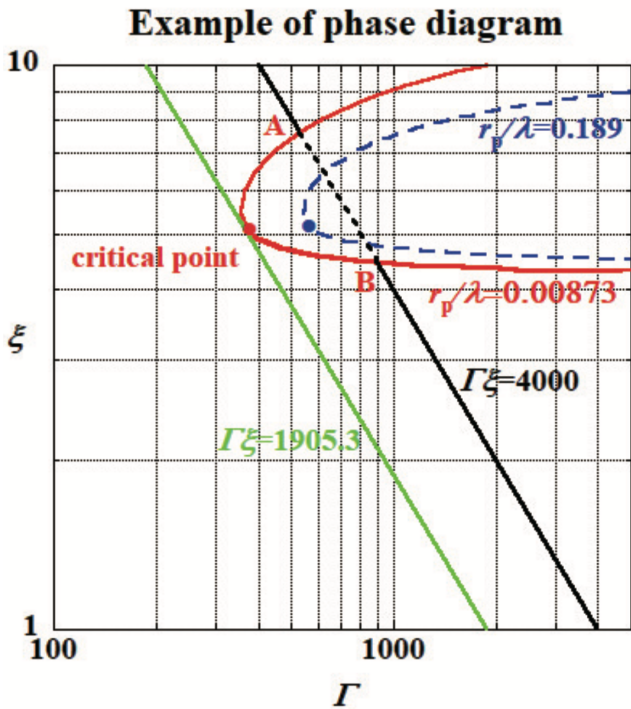


図4 微粒子プラズマの相図II [8].

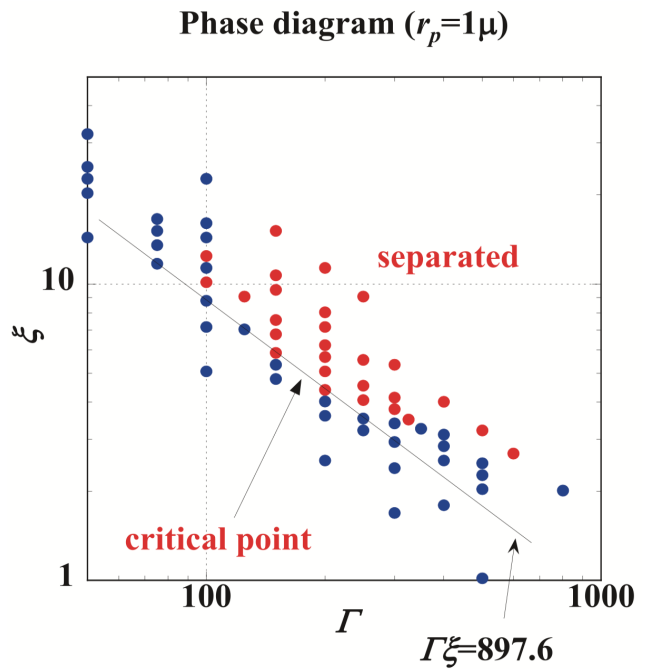


図6 シミュレーションにより得られた相図[6].

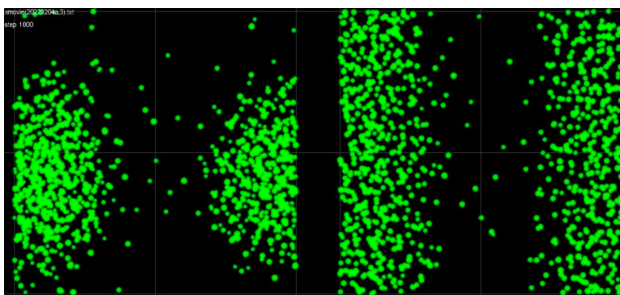


図5 相分離のシミュレーションの例 (xy, yz面) [6].

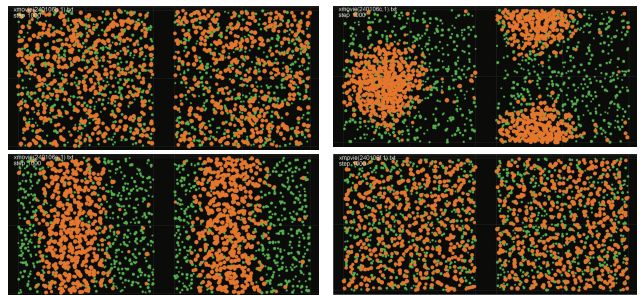


図7 微粒子混合系の相分離の例 (xy, yz面, 橙は $r_{p2} = 2 \mu\text{m}$, 緑は $r_{p1} = 1 \mu\text{m}$) [9]. 上段左 $(\Gamma_2, \xi_2) = (199.3, 10.15)$, 右 $(265.7, 7.61)$; 下段左 $(\Gamma_2, \xi_2) = (398.6, 5.073)$, 右 $(531.5, 3.805)$.

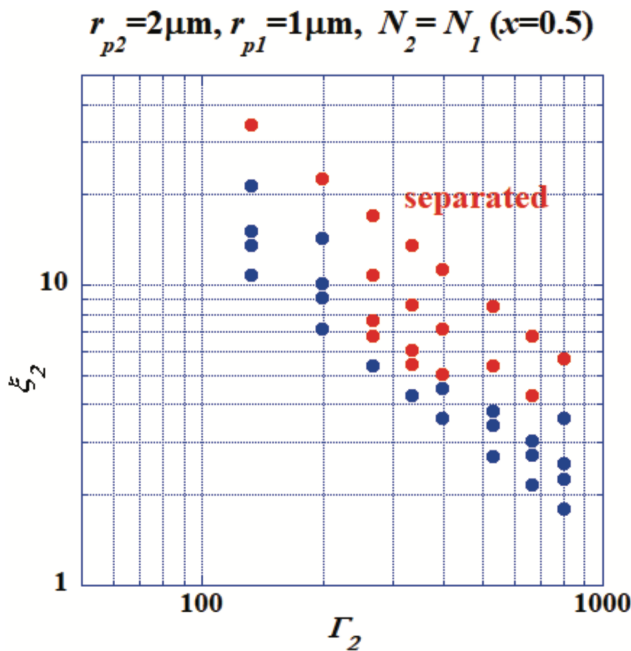


図8 微粒子混合系の相図の例 [9].

3.3 微粒子プラズマの構造形成

微粒子には主に静電力とイオン粘性力、重力がはたらき、それらの力が均衡する場所に微粒子は浮遊する。重力がはたらく場合には、プラズマとシースの境界近傍に微粒子が存在することが多い。一方、重力の影響を受けない場合には、微粒子はプラズマの中心に近い場所でその均衡位置に達する。結合度 Γ が著しく大きくなると、微粒子はクーロン結晶と呼ばれる規則正しい配列を作る。微粒子の均衡位置によって、クーロン結晶の構造が変化することが、航空機を使用した微小重力環境実験で明らかになっている [12]。この実験では円筒状のプラズマが使われており、重力の影響下で最密構造に近い配列を作る微粒子は、その影響がなくなると円筒軸付近、すなわちプラズマの中心付近に移動して直鎖状の配列を作るようになる [13, 14]。これはこのプラズマの中心付近では、イオンの流れによるウェイクポテンシャルが、微粒子間の相互作用として加わるからである。

3.3.1 ウェイクポテンシャル

この実験では、内径 30 mm のガラス円筒の両端に 700 V_{p-p}、1 kHz の矩形波電圧が印加されており、プラズマ内のイオンは電圧の変化に追従して、軸方向に行き来する。微粒子はこのイオンの流れの中にあり、イオンは微粒子の電荷によりその軌道を変える。このことにより、イオン密度の高い部分（ウェイク）が微粒子の背後に形成され、そこへ他の微粒子が引き込まれる [15]。このウェイクポテンシャルにより、イオンの流れのある状況では、直鎖状の構造を持つクーロン結晶が形成される。

3.3.2 航空機による微小重力実験

ISS の実験では安定した微小重力環境が得られる一方で、航空機を利用する場合には、飛行の状態に伴って重力が変化し、またその状態によって重力の値を制御できる。この重力の変化や値に対する微粒子の応答を観察できるこ

とは、ISS の実験では得られない特徴である。図 9 は、航空機が水平飛行から放物線飛行に移行し、重力が変化する中で観察された微粒子の様子である。重力の影響下では、プラズマの中心からやや下の部分、軸を基準にして位置 6.0 mm から 7.5 mm の間に微粒子は分布する。この時、微粒子の分布は重力方向に圧縮されており、クーロン結晶は面心正方構造を持つことがわかっている [14]。重力が減少し、0.65 G の値になった時に、最上部にある微粒子がプラズマの中心へと移動し始める。重力の値がさらに減少して 0.41 G になり、プラズマ中心付近に移動した微粒子の数が増加すると、ただちに微粒子の集団は直鎖状の配列を作る。微粒子の分布位置が変わると、微粒子間の相互作用が変化し、クーロン結晶の構造も変わることがわかる。

3.4 微粒子プラズマ中に自然励起される微粒子のバックワード粗密波

プラズマ中には様々な波動や振動が存在することが知られているが、プラズマ中に μm サイズの帯電微粒子を含んだ微粒子プラズマ中においても同様である。微粒子は重力下においてはプラズマ-シーソ境界近傍に浮遊して微粒子雲と呼ばれる集団を形成する。結晶構造を形成していない

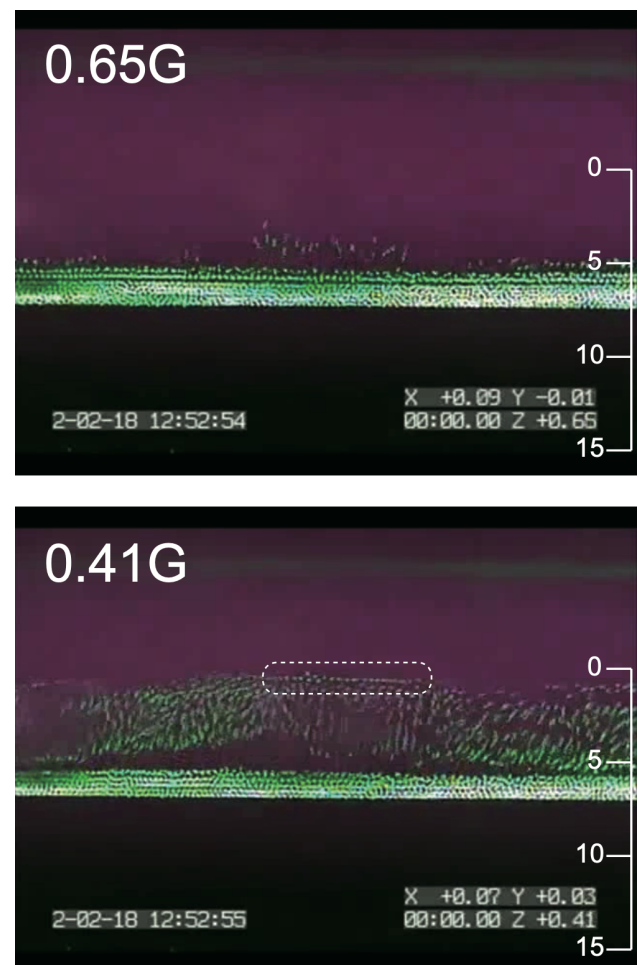


図9 円筒状のプラズマにおける微粒子の0.65 G および0.41 G の時の様子。図中のスケールは軸から円筒内壁までの径方向の距離 (mm) を表す。0.41 G においては、微粒子が直鎖状の配列 (点線囲み部分) を作っている。

微粒子雲中において自然励起される粗密波，すなわち縦波は，従来，ダスト音波であるとみなされることが多かった．その粗密波について詳細に調べたところ，ダスト音波に加えて群速度が負のバックワード波も存在していることが実験的に明らかとなった．本節ではこのバックワード粗密波に関して述べる[16]．

3.4.1 はじめに

波動や振動はプラズマ中において普遍的に観測される現象であり，多種多様なモードが存在することは良く知られている[17,18]．電子やイオンと比べてマクロなサイズの帯電微粒子が混在する微粒子プラズマは，自己組織化する結晶構造の存在によって一躍研究者の興味を引くところとなった[19-22]．重力下においてプラズマ-シース境界近傍に浮遊する微粒子集団は微粒子雲と呼ばれるが，結晶構造を形成している微粒子雲においては，多様な波動が存在し，ダスト格子波が良く知られている．一方，結晶構造を形成していない微粒子雲においてもダスト音波をはじめとした多様な波動が存在する[23,24]．

微粒子プラズマにおける波動は，微粒子結晶などの自己組織化に関する研究においては結晶構造を乱す一因となっている．その波動が縦波の場合，多くはダスト音波であろうと考えられてきたが，少なくとも著者の知る限りにおいては，励起されている波動のモードについては，あまり詳しく研究されてこなかった．本稿では外部磁場を印加していない微粒子プラズマ中に自然励起された波動の分散関係を調べた結果について述べる[16]．

3.4.2 実験装置

本実験に用いた装置の概略図を図10に示す．110 mm四方の平行平板電極が間隔45 mmで上下に設置されており，上側が13.56 MHzのRF (radio frequency) powered電極であり，下側は接地されている．上側電極の中央には直径100 mmの孔が開いており，上方向から内部を観察できるようになっている．その孔部分には金属メッシュが挿入されており，孔部分にもRF電場が印加されるようになっている．メッシュに直流のイオン・カレントが流れることを避けるため，実験領域に面した側はガラスで覆われている．接地電極表面も誘電体で覆っている．

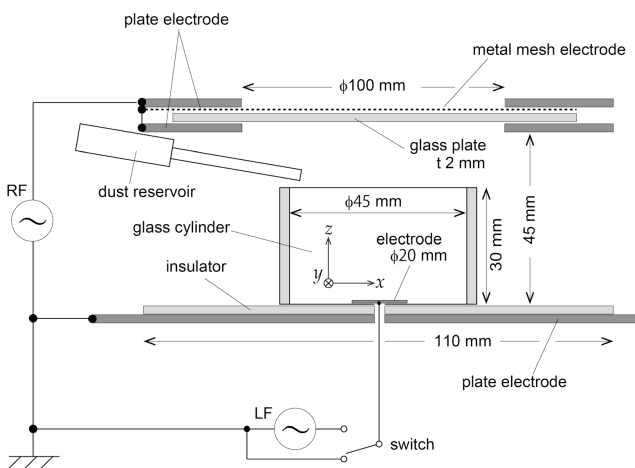


図10 実験装置の概略図．

実験領域は下側電極の上に置かれた，内径45 mm，高さ30 mmのガラス円筒である．ガラス円筒の底部分には直径20 mmの電極が置かれており，低周波の電場を印加できるようになっている．

ガラス円筒の上部には微粒子の供給源があり，電氣的に振動を加えることによって，少量ずつ微粒子を実験領域に供給することができる．

上記の装置は，内径約14 mm，長さ約600 mmのガラス製真空容器内に置かれている．真空容器内を0.3 Pa以下まで排気した後，アルゴンガスを圧力11.5 Paで導入し，5 WのRFを印加してプラズマを生成する．電子密度 $\sim 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ，電子温度 $\sim 5 \text{ eV}$ のプラズマが生成されている．

使用した微粒子は直径5.6 μm で単分散のアクリル樹脂球である．微粒子の質量は $1.1 \times 10^{-13} \text{ kg}$ ，帯電量は， e を素電荷としておよそ $-(7\sim 8) \times 10^3 e$ である．微粒子は実験領域のガラス円筒内の中央付近に，ガラス円筒の底からの高さ約5~10 mm程度に浮遊して微粒子雲を形成する．微粒子に作用するシース電場と重力が釣り合っている高さである．微粒子供給源からさらに微粒子を注入することによって微粒子密度を高くすることができ，また，実験領域下部の電極に低周波（100 Hz未満）の電場を印加して微粒子雲を強制的に大振幅で揺らしたり，あるいは，長時間放置したりすれば，微粒子の中には浮遊可能な領域から熱運動等によって自然に逸脱するものが出てくるので，微粒子密度を低くすることができる．

薄く扇状に拡げた波長532 nmの緑色レーザー光をガラス製真空容器の外から水平に，あるいは，垂直に入射して微粒子によるレーザー光のMie散乱によって可視化する[25]．可視化した微粒子は，ガラス製真空容器外から動画や静止画として記録する．

3.4.3 実験結果と議論

プラズマ-シース境界において微粒子は3次元的に浮遊し，微粒子雲を形成する．微粒子雲の周辺部には結晶構造が見られるものの，大半の部分は結晶化していない．この微粒子雲中の結晶化していない部分では，図11に示すような微粒子密度の粗密波の波面が下方向（重力の向き）に

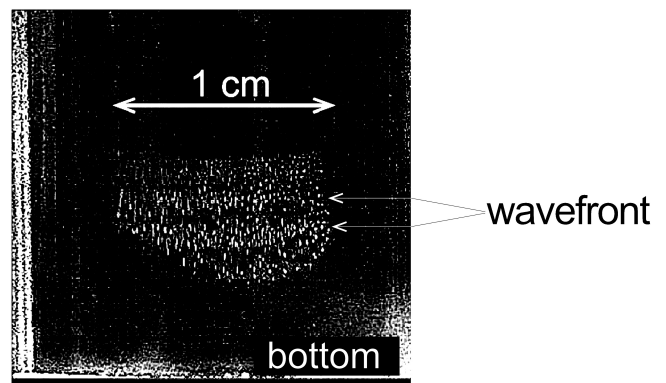


図11 励起された波の一例 (Reproduced from[16], with the permission of AIP Publishing. The original is in color.). 波面は下向き（位相速度が正）に伝播している．図中のbottomはガラス円筒に囲まれた底部にある直径20 mmの電極面を表す．

伝播していることが観測された。この波動が従来から言われているようにダスト音波であるのか否かを確認するため、分散関係を計測した。励起されている波の波長と周波数を直接制御して変えることは困難であるため、微粒子密度を種々に変えて波長と伝播速度を測定し、その結果を k - ω 空間における分散関係に変換した。得られた結果を図 12 に示す。

図 12 から、2つのモードの波が存在していることが分かる： ω を波の角周波数、 k を波数として、一つは $\partial\omega/\partial k > 0$ の波であり、これはダスト音波である。もう一つは $\partial\omega/\partial k < 0$ の波である。 $\partial\omega/\partial k < 0$ の波はバックワード波と呼ばれている [17]。微粒子結晶中においては、横波のダスト格子波にバックワード波が存在することが知られているが [26–30]、本研究によって、結晶化していない微粒子雲中において自然励起される微粒子の縦波にはダスト音波だけでなくダスト・バックワード波も存在することが実験的に示された。

円筒中での波動現象であること以外は物理的な状況等に大きな相違があるものの、バックワード波といえば典型的な分散関係として Trivelpiece-Gould 波（以下では TG 波と略す）がよく知られているので、いささか乱暴ではあるが、その分散関係を援用してみることにする。

Trivelpiece と Gould は、軸方向に磁場が印加されている円筒中におけるバックワード波を含む横波の分散関係を導出した [31]。本研究における幾何学的配置等とは異なるため、TG 波の分散式に現れる Bessel 関数を含んだ係数を定数 A に置き換える。また、角周波数と波数それぞれの規

格化定数をダスト音波の角周波数 ω_{pd} とイオンの Debye 長 λ_{Di} とする。さらに、TG 波の分散関係におけるサイクロトロン角周波数 ω_c （規格化したものは Ω_c ）に相当する周波数が現時点では見当たらないので、それに対応する角周波数が存在すると仮定し、 ω_a （規格化したものは Ω_a ）とする ($K = k\lambda_{Di}$)。

$$K = A \sqrt{\frac{\Omega^2(1 - \Omega^2 + \Omega_a^2)}{(\Omega^2 - 1)(\Omega^2 - \Omega_a^2)}}. \quad (16)$$

図 12 に、(16) 式において $\Omega_a = 1$ とし、 $A = 0.2, 0.4$ としたときの結果をそれぞれ灰色と黒色の実線で示す。

物理的に異なるジオメトリの TG 波の分散関係を援用しただけであるにもかかわらず、図 12 から、適宜パラメータを与えた (16) 式と実験によって得られた 2 つのモード、すなわち、 $\partial\omega/\partial k > 0$ と $\partial\omega/\partial k < 0$ の 2 つの波のモードは、偶然ではあるが比較的よく一致していることがわかる。一方で、詳細にみると実験で得られたバックワード波とダスト音波をそれぞれ直線近似したものと分散式の傾き、すなわち、群速度には若干の相違があり、バックワード波に関していえば、実験的に得られた群速度の方が速いことが分かる。

式 (16) において角周波数 Ω_a で表したような、TG 波の分散関係におけるサイクロトロン角周波数 Ω_c に相当する波や振動は存在し得るのだろうか。TG 波と同様であるとすれば、そのような波や振動は、バックワード波の伝播方向に対して垂直方向の変位であると考えられる。プラズマシース境界は、底面のみならず、微粒子を閉じ込めている側面のガラス壁面にも存在している。そこではプラズマからシースに向けてのイオンの流れが存在しているはずであり、その流れがバックワード波と垂直方向の振動や波動に関与している可能性が考えられるが、詳細は未解明のままである。

3.4.4 まとめ

従来、微粒子雲に自然励起される縦波はダスト音波であると漠然と思われていたが、詳しく調べてみると、ダスト音波だけでなくダスト・バックワード波も励起されていることが実験的に明らかとなった。文献 [16] の図 3 に示しているように、バックワード波は微粒子密度が相対的に小さいときに励起されている。

分散式として TG 波の分散式を援用した (16) 式を用いると、実験結果と大凡の傾向が一致することがわかった。しかしながら、(16) 式はあくまでも既知の分散式の援用である。式中で用いた係数 A や角周波数 Ω_a についても、今のところ物理的な実態が不明のままである。角周波数 Ω_a については、TG 波の分散式におけるサイクロトロン角周波数からの類推で、波の伝播方向に対して垂直方向の振動や波ではないかと予想されるが、今のところ微粒子雲にそのような横方向の振動や波動のモードを見出せていない。微粒子雲中に自然励起されるバックワード波の分散関係については、今後、何よりもまず基礎方程式系から分散式を導くことが肝要となる。その場合、(16) 式のように 2 つのモードを同時に表す分散式である必要はないことは言うま

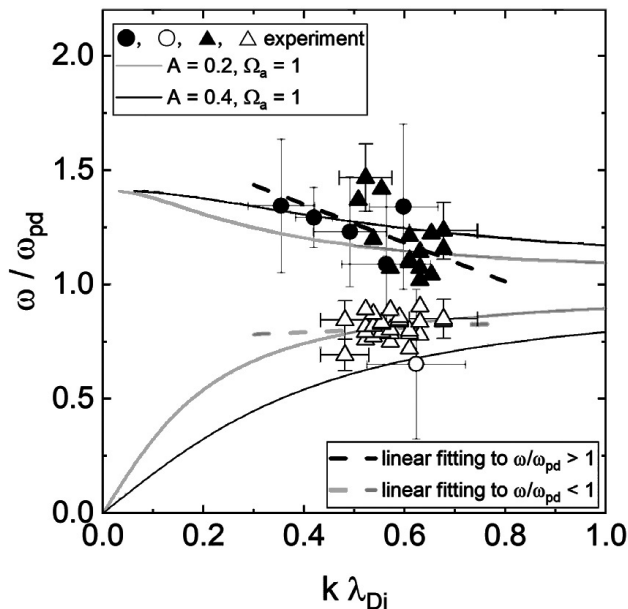


図 12 励起された波の分散関係 (Reproduced from [16], with the permission of AIP Publishing. The original is in color.). 図中の記号 ● と ○ は、微粒子の帯電量が $-6.2 \times 10^3 e$ の場合を、記号 ▲ と △ は微粒子の帯電量が $-8.3 \times 10^3 e$ の場合をそれぞれ示す。黒塗りの記号 ● と ▲ は $\Omega > 1$ の場合を、白抜きの記号 ○ と △ は $\Omega < 1$ の場合を、それぞれ表す。黒色の破線は ● と ▲ に対する線形フィッティング、灰色の破線は ○ と △ に対する線形フィッティングを表す。

でもない。

本稿で紹介した微粒子プラズマ中における縦波のバックワード波についての研究は緒に就いたばかりであり、2つの波のモードが存在することを実験的に示した以外はほとんど未解明のままである。今後の研究の進展が期待される。

謝辞 筆者（齋藤和史）が大学院博士前期課程の大学院生の頃から永きにわたってご指導ご鞭撻くださった元宇宙科学研究所の中村良治先生に心から感謝いたします。

3.5 おわりに

微粒子プラズマ物理の研究はJAXA宇宙環境利用科学委員会ワーキンググループ「次期実験装置PK-4を利用した微小重力実験計画検討」（東辻浩夫，足立聡，高橋和生，他）などにより，ドイツのMPE（Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics），ロシアのJIHT（Joint Institute for High Temperatures），および，ESA（European Space Agency）とも交流して行われた。また，実験装置PK-4類似のPK-4Jによる国内での微小重力実験も行われた。

本稿は1，2節を東辻浩夫，3節を高橋和生，4節を齋藤和史が分担執筆した。執筆の機会を与えていただいた編集委員の方々にお礼申し上げます。

参考文献

- [1] V.E. Fortov *et al.*, Phys. Reports **421**, 1 (2005).
 [2] G.E. Morfill and A.V. Ivlev, Rev. Mod. Phys. **81**, 1353 (2009).
 [3] 簡単な説明としては例えば，東辻浩夫：プラズマ物理学（朝倉書店，東京，2010）第11章，pp.133-142.
 [4] H. Totsuji, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045010 (2016).
 [5] H. Totsuji, J. Phys. Commun. **2**, 025023 (2018).
 [6] H. Totsuji, Contrib. Plasma Phys. **63**, e202300010 (2023). (許可を得て図を使用).
 [7] H. Totsuji, Phys. Plasmas **15**, 072111 (2008).
 [8] H. Totsuji, Microgravity Sci. Technol. **23**, 159 (2011); *ibid.* **32**, 699 (2020).
 [9] H. Totsuji, Contrib. Plasma Phys. **64**, e202400011 (2024). (許可を得て図を使用).
 [10] A.V. Ivlev *et al.*, Europhys. Lett. **85**, 45001 (2009); K.R. Sütterlin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 085003 (2009).
 [11] C. Killer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 115002 (2016); S. Schütt *et al.*, Phys. Rev. E **103**, 05320 (2021).
 [12] 高橋和生 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 375 (2015).
 [13] K. Takahashi *et al.*, Int. J. Microgravity Sci. Appl. **31**, 62 (2014).
 [14] K. Takahashi and H. Totsuji, IEEE Trans. Plasma Sci. **47**, 4213 (2019).
 [15] K. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. E **58**, 7805 (1998); S.V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).
 [16] Y. Saitou, Phys. Plasmas **30**, 013701 (2023).
 [17] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1985), vol. 1: Plasma Physics, Chap. 4, pp. 79-154.
 [18] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (AIP, New York, 1992).
 [19] Y. Hayashi and K. Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L804 (1994).
 [20] H. Ikezi, Phys. Fluids **29**, 1764 (1986).
 [21] 足立 聡 他, J. Plasma Fusion Res. **83**, 130 (2007).
 [22] H. Thomas *et al.*, **73**, 652 (1994).
 [23] P.K. Shukla and A.A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (IOP Pub., Bristol, 2002), Chaps. 4-7, pp. 93-227.
 [24] 石原 修：プラズマ物理科学（電気書院，東京，2014）第3章-第5章，pp.85-213.
 [25] 齋藤和史：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 582 (2017).
 [26] I. Kourakis and P.K. Shukla, Phys. Plasmas **12**, 014502 (2005).
 [27] I. Kourakis and P.K. Shukla, IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, 573 (2004).
 [28] I. Kourakis and P.K. Shukla, Phys. Plasmas **11**, 2322 (2004).
 [29] A.V. Ivlev *et al.*, Phys. Rev. E **68**, 066402 (2003).
 [30] A.B.T. Motcheyo *et al.*, Plasma Phys. **25**, 123701 (2018).
 [31] A.W. Trivelpiece and R.W. Gould, J. Appl. Phys. **30**, 1784 (1959).

小特集 微粒子プラズマ研究における最近の動向

4. プラズマ応用分野における微粒子プラズマの動向

4. Current Trends in Fine Particle Plasmas for Plasma Applications

古閑一憲, 鎌滝晋礼, 白谷正治

KOGA Kazunori, KAMATAKI Kunihiro and SHIRATANI Masaharu

九州大学

(原稿受付: 2025年11月6日)

プラズマ化学気相成長法を用いたナノ粒子制御は、従来、半導体薄膜プロセス、量子ドットなどへの応用が以前から検討されていたが、その応用範囲を薄膜の機械物性制御などへと広げている。筆者らは、近年、半導体デバイスプロセスや機械工具、医療用デバイスの保護膜として社会実装されているアモルファスカーボン薄膜の機械特性制御を、カーボンナノ粒子の成長制御、輸送制御から検討している。本章では、筆者らのプラズマを用いたナノ粒子生成とその用途に関する最近の成果について紹介する。

Keywords:

Plasma CVD, Reactive plasmas, Fine particle plasmas, Diamond Like Carbon, Hydrogenated Amorphous Carbon, Stress

4.1 はじめに

カーボン材料は、高い強度、高硬度、低い体積質量密度といった優れた物理的特性、化学的安定性という化学的特性、そして生体適合性、低毒性、表面機能化の柔軟性といった生物学的特性を併せ持っており、電子デバイスや複合材料など、多様な技術的応用に利用されてきた。特に、カーボンナノ粒子 (CNP) は、その高い比表面積により、バルク材料と比較して特異な特性をもつため、その作製と応用が研究されている。

CNPの作製法は、バルク材料から例えば削り出すことで目的のものを作るトップダウン法と材料分子などの原材料の最小単位から目的のものを作るボトムアップ法に大別される。トップダウン法としては、レーザーアブレーション、アーク放電、電気化学的酸化などがあり、ボトムアップ方としては、マイクロ波合成、熱分解、プラズマ処理などがある[1-6]。プラズマ化学気相成長法 (CVD) は、重要なナノ粒子作製法のひとつである[7-12]。筆者は開発したマルチホロー放電プラズマCVD (MHDPCVD) 法をCNPの製造プロセスに応用し、平均直径25 nmから300 nmの範囲で単分散CNPを連続的に製造することに成功した。従来の平行平板型プラズマCVD法では、装置内に設置された平行平板電極より外側の領域が大きく、ガス流れの制御に弱点があり、ガス溜りの領域が大きいため、期待しないナノ粒子の成長が起きることが多い。これに対してMHDPCVD法の特長は、ガス流を用いてサイズ制御が可能である点であり、このプロセスを通じて、プラズマ領域におけるガス滞留時間がサイズ制御の鍵となること、そして基板とプラズマ間の距離および温度勾配がフ

ラックス制御の鍵となることを明らかにした[13]。

本記事では、MHDPCVD法を用いたCNPの生成メカニズムとサイズ制御[14]、アフターグロー領域におけるCNPの輸送と堆積メカニズム[13, 14]、そしてこの技術を応用した水素化アモルファスカーボン (a-C:H) 薄膜の残留応力抑制[15]について解説する。

4.2 メタンプラズマCVDにおけるカーボンナノ粒子の生長と制御

本章では、Ar希釈CH₄のMHDPCVD法で生成するCNPのサイズ制御メカニズムに焦点を当てる。

実験では、図1に示すように、内径100 mm、長さ180 mmのSUSチャンバー内に設置されたMHDPCVD装置を用いた。電極には、直径5 mmの穴 (ホロー) が8つ

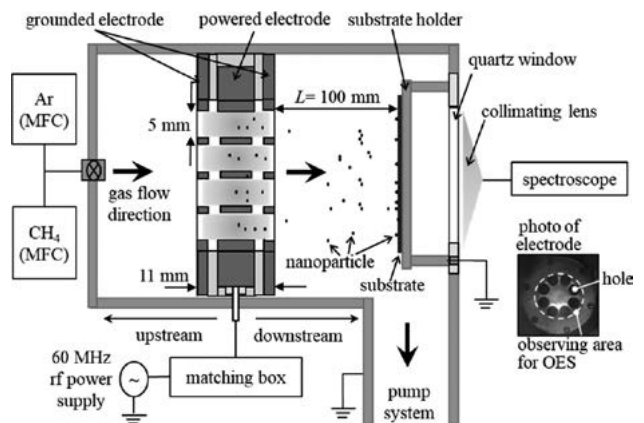


図1 マルチホロー放電プラズマCVD (MHDPCVD) 装置概要 [13].

Faculty of Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University, Fukuoka 819-0395, Japan

Corresponding author's e-mail: koga@ed.kyushu-u.ac.jp

設けられており、ArとCH₄の混合ガス（流量比6:1）が、電極の片側から供給され、穴を通過して反対側で排気された。全ガス流量（FR）は10 sccmから120 sccmの範囲で制御され、作動圧力は266 Pa（2 Torr）に保たれた。電極は3枚のステンレス円板で構成され、中央の放電電極に周波数60MHz、電力40Wの高周波電圧を印加し、左右の接地電極によりホロー内にプラズマが維持される。

生成したCNPは、電極から100 mm離れた基板に堆積した。図2にCNP平均サイズのFR依存性を示す。堆積したCNPの平均サイズは、FRの増加とともに単調に減少し、FRが10 sccmの場合、平均サイズは約220 nmであったのに対し、FRが120 sccmでは25 nmまで減少した。この結果は、MHPCVD法が25 nmから220 nmの範囲でCNPのサイズを連続的に制御できることを示している。

MHPCVDでは、CNPはホロー内に維持されたプラズマ中で核発生し、成長する。核生成したCNPは、ガス流の粘性力によってプラズマ外部（アフターグロー領域）へ輸送される。プラズマ外部に出ると、CNPの成長は停止するため、連続的にCNPを製造可能である。従来の容量結合型プラズマ（CCP）では、ナノ粒子の成長時間は放電持続時間で制御することが多い。MHPCVD法では、CNPのプラズマ内での成長時間は、電極の穴内でのガス滞留時間（ τ_{res} ）に相関する。 τ_{res} はFRと反比例の関係にあり、FRの増加とともに τ_{res} は減少する。

実験結果に基づき、CNPの直径（ d_p ）と τ_{res} の関係を図3にプロットすると、 d_p は τ_{res} に比例して線形に増加することを明らかにした。つまり、MHPCVD法によるCNPのサイズ制御は、飛行時間型のサイズ制御の一種であると考えることができる。

プラズマCVDではCNPは、CNP同士の衝突による凝集と、CNP表面へのラジカルの堆積の2つの主要なプロセスによる成長する。MHDPCVDにおける凝固の寄与を評価するため、電極から離れた位置 $L = 100, 120, 140$ mmにおけるCNPのサイズと表面密度を調べた。その結果、位置 L によらずCNPのサイズは一定であり、輸送領域に

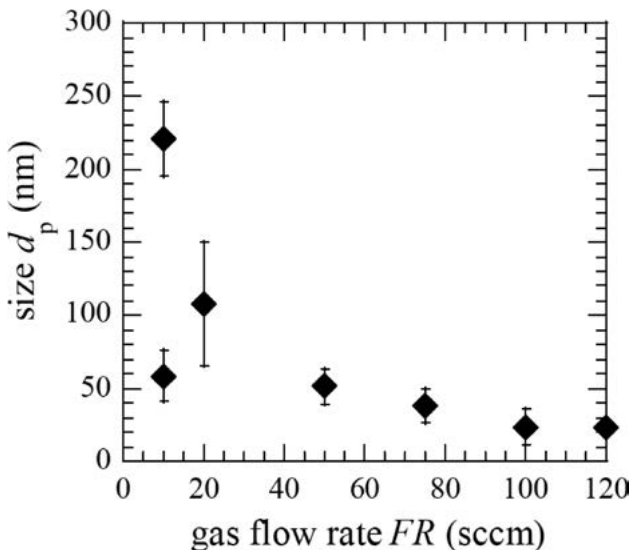


図2 カーボンナノ粒子サイズ d_p のガス流量 FR 依存性 [14].

におけるCNPの凝集は無視できる。次に、ラジカル堆積に着目する。定常状態において、CNPのラジカル堆積による成長速度つまりCNPサイズの時間変化は、ラジカルのCNPへの堆積で決まるため、 $G_r = dd_p/dt$ は、CNPの質量密度（ ρ ）、炭素原子の質量（ m_C ）、プラズマ中のラジカル数密度（ n_r ）、ラジカルの熱速度（ v_{thr} ）を用いて、以下のラジカル堆積速度として表される。

$$G_r = \frac{dd_p}{dt} = \frac{2}{\rho} m_C n_r v_{thr} \quad (1)$$

定常状態では、電子密度とラジカルの損失率が一定であると仮定できるため、ラジカル数密度 n_r はCH₄分子密度 n_{CH_4} に比例する。式(1)を積分し、 $t = \tau_{res}$ で成長が停止すると仮定すると、CNPのサイズ d_p は、 τ_{res} に線形に依存する形となる。図3に示すようにこのラジカル堆積に基づくモデルは実験結果とよく一致し、MHDPCVDにおけるCNPの成長は、カーボン関連ラジカルの堆積によって支配されていることを明らかにした。またCNPのみを堆積したサンプルをラマン分析から、CNPがポリマー構造を示すことがわかった。

4.3 アフターグロー領域でのナノ粒子輸送と基板への堆積

前章でプラズマCVD特にMHDPCVD法におけるCNPの生成とサイズ制御メカニズムを紹介した、実際に基板へCNPを堆積させるためには、電極（プラズマ領域）から基板（アフターグロー領域）への輸送と堆積のメカニズムを理解する必要がある。

前章において、凝集の影響を調べた実験において、基板と電極間の距離 L を60 mmから140 mmの範囲で変化させた。図4に、 L をパラメータとした (a) CNPフラックス、(b) マルチホロー電極と基板の温度、(c) 電極間の温度差から推定した電極間領域の温度勾配、(d) 熱泳動力の放電時間依存性を示す。図4(a)に示すように、 L が100 mm, 120 mm, 140 mmの場合、透過型電子顕微鏡 (TEM) 観察によりCNPが基板上に収集される一方、 L が60 mmおよび80 mmの場合、放電時間に関わらずCNPは収集されなかった。これは、短距離ではCNPの直径が

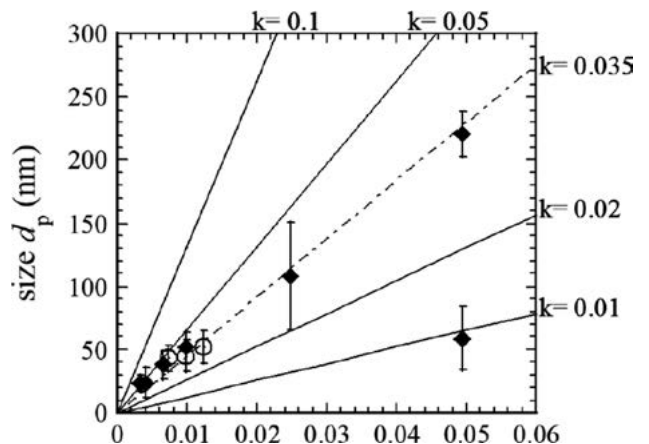


図3 カーボンナノ粒子サイズ d_p のガス滞在時間 t_{res} 依存性 [14].

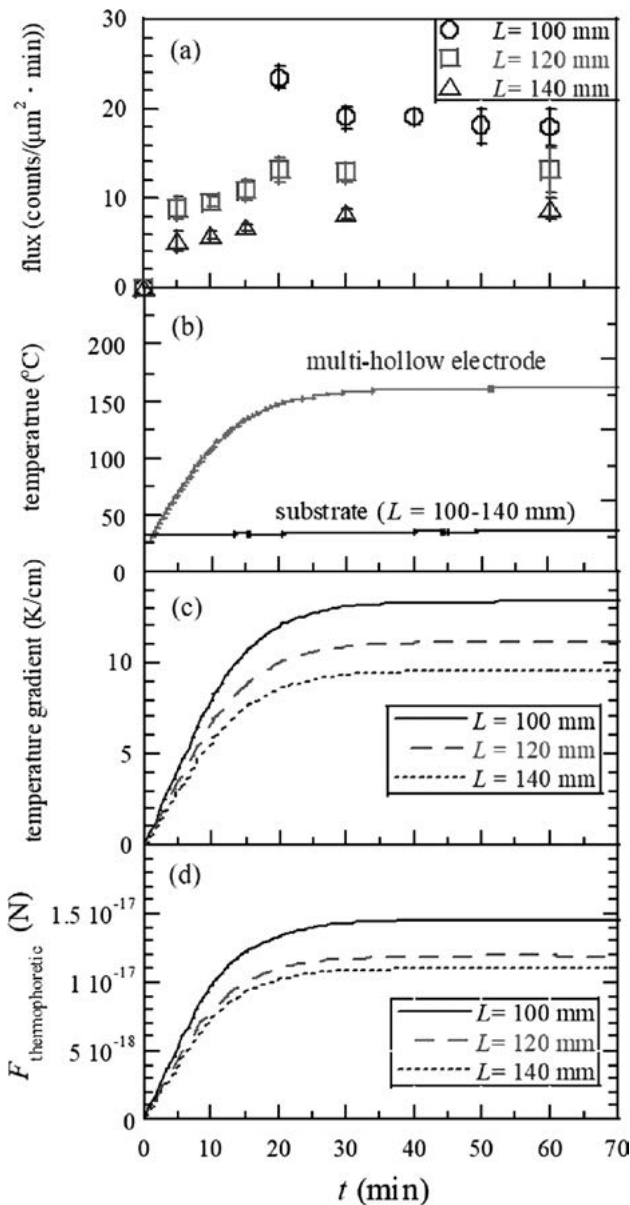


図4 (a)ナノ粒子フラックス, (b)電極温度, (c)温度勾配, (d)熱泳動力の時間推移 [13].

小さすぎるか、あるいはカーボン含有ラジカルのみが堆積している可能性を示している。ガスの粘性力と熱泳動力は主要なCNP輸送の駆動力であり、熱泳動力は、温度勾配が存在する場合に粒子が低温領域への移動を起こす。MHDPCVDにおける熱泳動力の発生源は、放電中に加熱される電極と、室温に保たれた基板との間の温度差である。図4(b)に示すように、電極温度は放電開始後、徐々に上昇し、30分で 160°C に達した後、一定となる。この温度上昇は、主にイオンのシース加速による電極表面への衝突に起因すると考えられる。

CNPの堆積フラックスの時間変化は、この電極温度の上昇と、それに伴う温度勾配の変化(図4(c))、ひいては熱泳動力の変化と強く相関していた(図4(d))。 $L=120$ mmおよび 140 mmの場合、フラックス、熱泳動力は30分まで徐々に増加し、その後一定になった。これは、CNPの堆積が熱泳動力によって駆動されていることを示している。

CNPに衝突するガス分子の熱運動の差で生まれる熱泳動力 $F_{\text{thermophoretic}}$ は、ガス圧 p 、粒子の直径 d_p の二乗、ガス絶対温度 T 、および温度勾配 ∇T に依存する。

$$F_{\text{thermophoretic}} = -p\lambda d_p^2 \frac{\nabla T}{T} \quad (d_p < \lambda) \quad (2)$$

L が減少するにつれて熱勾配が大きくなるため、熱泳動力は増加する。また、熱泳動力はサイズ d_p の二乗に比例するため、より大きな粒子ほど、より大きな力で基板へ駆動される。CNPの輸送メカニズムは、熱泳動力やガス粘性力に支配される一方、 CH_x などのラジカルの輸送メカニズムは、拡散により支配されている。そのため、距離 L に応じて堆積物の構成が大きく変化する。過去のシランプラズマでの実験において、ラジカルフラックスは距離 L に対してナノ粒子フラックスよりもはるかに急激に減少することがわかっている [16]。 L が短い (60 mm, 80 mm) 領域でCNPが収集されず、より長い L (>100 mm) でのみ収集されたのは、ラジカルフラックスとCNPフラックスの差が原因であると考えられる。この堆積物の違いについて議論するため、ラマン分光法を用いて堆積膜を分析した。短距離領域 ($L < 80$ mm) において、堆積膜はa-C:H構造 (sp^3 結合と sp^2 結合の両方を含む)の典型的なスペクトルを示し、ラジカルによるカーボン膜形成がCNP堆積を上回ることを示唆している。例えば $L=80$ mmでは、 1350 cm^{-1} 付近に現れるDバンドと 1580 cm^{-1} 付近に現れるGバンドの信号強度比 I_D/I_G は 0.34 、Gバンドの半値幅 (FWHM) は 157.7 であり、これはプラズマCVDによるa-C:H膜の一般的な値である。一方、長距離領域 ($L > 100$ mm) では、CNPの堆積が優勢となり、堆積物はCNP由来のポリマー構造を示した。 $L=100\sim 140$ mmでは、 I_D/I_G 比は約 1.56 、GバンドのFWHMは 63.7 であり、CNP中の sp^2 結合構造に起因すると考えられる。

以上の結果から、距離 L は、ラジカルとCNPのフラックスを制御するための重要な調整パラメータ (キーチューニングノブ) であることがわかる。

4.4 ナノ粒子堆積技術の応用: アモルファスカーボン薄膜の応力低減

a-C:H膜は、高硬度、高耐摩耗性、低摩擦係数など優れた特性を持つために、保護膜として、機械切削、自動車部品、医療器具、半導体プロセスなど産業的に広く用いられている。しかし、本質的に高い残留応力(多くが圧縮応力)を持つことがしばしば問題となる。応力は、不純物、転位、構造歪み、熱膨張係数の違いなど、内在的および外因的な要因によって発生し、膜の予期せぬ剥離を引き起こすため、応力低減は重要な課題である。a-C:H膜の一般的な残留応力は $0.6\sim 8$ GPaの範囲にある。応力低減のためには、膜堆積後に加熱するアニーリングや、金属原子の導入などが試みられているが、これらの方法には、金属原子の膜内への拡散や、結合の歪みなどの問題が伴うため、新しい応力低減法が求められている。

筆者らは、MHPCVDを用いて合成したCNPをa-C:H

膜に導入することで、残留応力を抑制する技術を開発した。実験では、図5に示すように、rfスパッタリング(a-C:H膜堆積用)とMHDPCVD(CNP堆積用)を組み合わせた装置を用いた。この装置をこのプロセスにより、a-C:H/CNP/a-C:Hのサンドイッチ構造を持つ膜を作製した。a-C:H膜は、膜密度 1.7 g/cm^3 となる条件(1.0 Pa)でrfスパッタリングにより堆積された。a-C:Hを堆積した後、MHDPCVDを用いてCNPを膜上に堆積した。この時のCNPのサイズは、21.2 nmであり、ポリマー構造を持つものを用いた。CNPの堆積後、再びスパッタリングを用いてa-C:H膜を堆積し、サンドイッチ構造膜を作製した。CNPの堆積量は、膜を形成するほどの量ではなく、基板にまばらに存在する程度の少量である(図6のinsetのTEM写真を参照)。そのため、CNPの堆積量を、基板全体の面積に占めるCNPのTEM写真に写るCNPの面積、つまり表面被覆率 C_p を指標として用いた。

CNPの導入がa-C:H膜の応力に与える影響について調

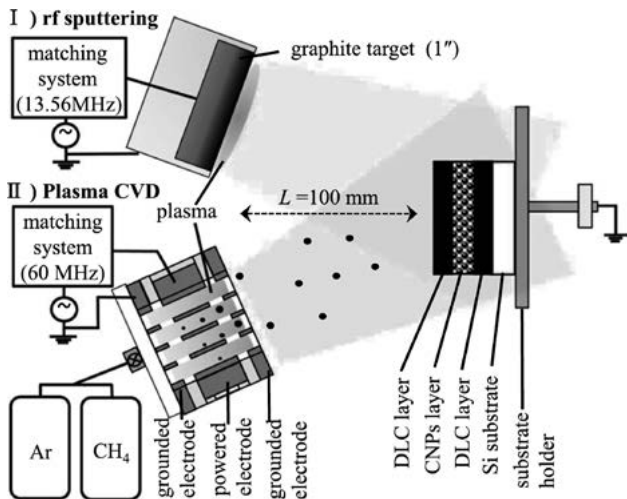


図5 サンドイッチ構造膜作製用スパッタリングとプラズマCVDの連携装置[15]。

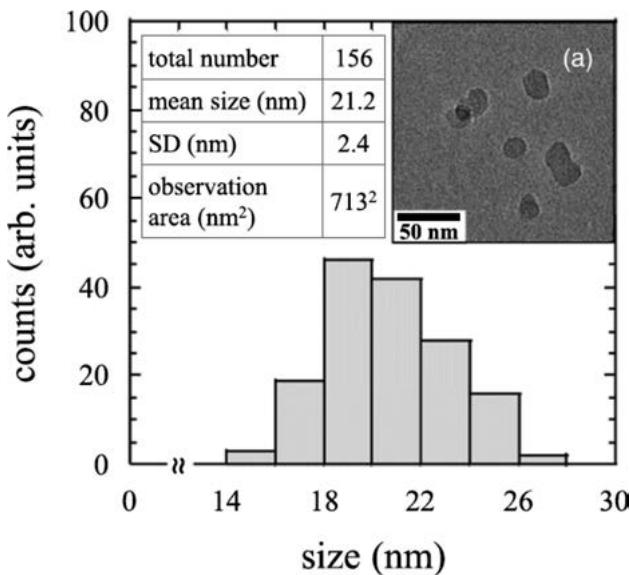


図6 基板に堆積したナノ粒子サイズ分布。インセットは典型的なTEM写真[15]。

べるため、膜堆積前後の基板の曲率の変化から、Stoneyの式を用いて膜応力を評価した[17]。図7に膜応力と堆積膜表面のRMSラフネスの C_p 依存性を示す。CNPを挿入せず、a-C:H膜を単に2層堆積しただけの場合($C_p = 0\%$)の残留応力は圧縮応力で226 MPaであり、サンドイッチ膜の場合、 C_p が増加するに従い、応力は低下した。 $C_p = 10.7\%$ のCNPを挿入することで、圧縮応力は119 MPaまで減少し、CNPなしの場合と比較して約53%の応力低減が実現した。 $C_p = 10.7\%$ の膜は、低応力(119 MPa)とともに比較的バルク膜に近い、低い表面粗さ(RMSラフネス5.7 nm)を両立している。この結果は、 $C_p = 10\%$ 程度においてストレス低減と、膜形態の最適な堆積量が存在することを示している。

CNPの導入は、CNP層の上に堆積した第2層a-C:H膜の形態にも影響を与えた。CNPの過剰な挿入($C_p = 37.8\%$ や 67.5%)の場合、上層DLC膜に顆粒状構造と粗い表面をもたらした。これは、CNP上に三次元的な膜成長が起こり、これが粗い表面形態につながったためと考えられる。 $C_p = 10.7\%$ の膜のラマン分光の結果から、CNP少量を挟み込んでも第2層a-C:H膜の結合構造($I_D/I_G = 0.42 - 0.58$)はバルク膜とほとんど変わらないことを示している。これは、CNP挿入がa-C:H膜自体の優れた特性を損なうことなく、応力のみを低減できる可能性を示唆している。

CNP挿入による応力低減メカニズムは、未解明ではあるが、以下の3つの可能性が提案されている。

1. 異方性機械特性による応力転換：ナノ粒子が持つ可能性のある弾性異方性により、面内応力を面外応力へと転換させ、膜全体の残留応力を低減させる[19]。
2. 三次元成長による応力分散：CNP上において、第2層a-C:H膜が(一部でも)三次元的に膜成長することで、結合距離のミスマッチが緩和され、結果的に応力が低減される。
3. ダンパー効果：CNPが柔らかいポリマー構造を持ち、ダンパーとして機能し、残留応力を緩和する。

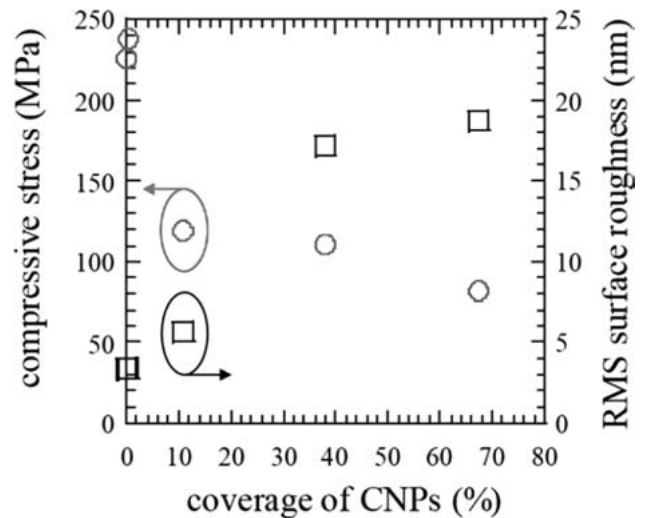


図7 堆積膜の圧縮応力と膜表面のRMSラフネスのCNP表面被覆率依存性[15]。

いずれにせよ、少量のCNPの堆積による表面のナノ構造が、第2層a-C:H膜の応力を緩和することで全体の膜応力が減少することを明らかにした。

4.5 さいごに

本章では、MHDPCVD法を用いたカーボンナノ粒子(CNP)に関する、筆者らの近年の一連の研究成果を概説した。

MHDPCVD法を用いることで、25 nmから220 nmの範囲でサイズ制御されたCNPを連続的に作製することに成功した。このサイズ制御は、電極の穴内プラズマを維持し、CNPのプラズマ中の輸送時間に対応する穴内のガス滞留時間によって決定される飛行時間型サイズ制御として理解され、その成長はCNP表面へのカーボン関連ラジカルの堆積によって決まることが理論的にも実験的にも確認された。

さらに、ガス粘性力と熱泳動力が重要なCNPの輸送と拡散が重要なラジカルの輸送の違いを利用し、電極-基板距離がCNP堆積フラックスとラジカルフラックスの制御のキーパラメータであることを示した。

CNP堆積技術の応用として、a-C:H膜へのCNPを挿入による、膜応力低減に成功した。非常に少ない(被覆率10.7%)CNPを2層のa-C:H膜の間に堆積することで膜の残留圧縮応力を約53%(226 MPaから119 MPaへ)も大幅に低減することに成功した。ラマン測定により、CNPの組み込みがa-C:H膜の構造特性をほとんど変化させないことが示され、a-C:H膜の耐久性を向上させるための有望な技術であることを明らかにした。

重要な点は、バルク材料と同じ元素を使っているにも関わらず、膜のマクロな物性を変えることができた点であり、不純物を嫌うプロセスにとって大きなインパクトを持つ。今後、CNPのサイズや形状、構造を多様化することで、高性能な複合カーボン薄膜材料の設計と製造に大きく貢献することが期待される。

謝 辞

本研究の一部は、以下の予算で実施された；KAKEN JP24H00205, JP24H02250, JP24KJ1810, JP23K22483, JP23K03368。加えて、本研究は、以下の研究メンバー(板垣奈穂, 奥村賢直, Pankaj Attri, Sung-Hwa Hwang, 小野晋次郎, 他研究室の学生諸氏)による協力により実施されたものであることを感謝申し上げる。

参考文献

- [1] R. Wang *et al.*, *J. Mater. Chem. A* **5**, 3717-3734 (2017).
- [2] L. Đorđević *et al.*, *Nat. Protoc.* **14**, 2931-2953 (2019).
- [3] G. De Falco *et al.*, *Combust. Flame* **161**, 3201-3210 (2014).
- [4] A. Rahy *et al.*, *Carbon* **50**, 1298-1302 (2012).
- [5] G. De Falco *et al.*, *Synth. Met.* **229**, 89-99 (2017).
- [6] C. Liu *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 12692-12697 (2019).
- [7] S. Ono *et al.*, *Diam. Relat. Mater.* **157**, 112468 (2025).
- [8] S. W. Fitriani *et al.*, *Surf. Coat. Technol.* **504**, 132029 (2005).
- [9] S. Ono *et al.*, *Diam. Relat. Mater.* **150**, 111654 (2024).
- [10] M. Otaka *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **63**, 076001 (2024).
- [11] K. Kamataki *et al.*, *J. Appl. Phys.* **134**, 16 (2023).
- [12] K. Kamataki *et al.*, *Mater. Sci. Semicon. Process.* **164**, 107613 (2023).
- [13] S.-H. Hwang *et al.*, *Diam. Relat. Mater.* **109**, 108050 (2020).
- [14] S.H. Hwang *et al.*, *Processes* **9**, 2 (2021).
- [15] S.-H. Hwang *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **59**, 100906 (2020).
- [16] W.M. Nakamura *et al.*, *Surf. Coat. Technol.* **205**, S241-S245 (2010).
- [17] M.R. Ardigo *et al.*, *Adv. Mater. Res.* **996**, 361 (2014).
- [18] C.L. Johnson *et al.*, *Nat. Mater.* **7**, 120 (2018).



小特集 微粒子プラズマ研究における最近の動向

5. まとめ

5. Summary

石原 修^{1,2)}

ISHIHARA Osamu

横浜国立大学大学院工学研究院¹⁾, 中部大学²⁾

(原稿受付: 2025年9月10日)

『微粒子プラズマ研究における最近の動向』のまとめとして、微粒子プラズマの歴史的な発展過程をふまえ、基礎・応用分野の研究、最近の話題と今後の展望を記す。

5.1 はじめに

この原稿を書き始める時に、西日本で広範囲にわたって火球が目撃されるニュースが飛び込んできた。一瞬まぶしいほどに輝き、闇に包まれていた街並みを照らすほどに明るくなり、消えていった。地球には年間5千トン以上の物質が宇宙から降り注いでおり、それは少量の隕石に対して圧倒的な量の宇宙塵からなっていると考えられている[1]。そこで思い出すのは、1993年のシューメーカー・レヴィ第9彗星。木星に近づいて分裂し、大量の微粒子が作られる様子が観測された。その一部は木星の惑星環に取り込まれるとともに、木星を周回する様子が観測されている[2]。火球を伴う隕石の大気圏突入は、微小天体による惑星衝突に関連するものとして話題になる一方で、地上にもっと大量にふりそそいでいる1ミリにも満たないダスト(微粒子、塵)についても、プラズマとの結びつきで研究が着実に進んでいる。我々は微粒子プラズマの興味深い特性と応用の広さに触発されて、研究を進めてきた。

図1で微粒子プラズマの全体像を模式的に示した。分子がプラズマ中で帯電し、核形成、凝縮、凝集を経て微粒子となり、微粒子プラズマを形成する。プラズマ中の微粒子は鎖状、螺旋状、結晶構造等の構造形成にかかわり、宇宙においては惑星形成、星形成にかかわる。宇宙におけるダストは宇宙塵(cosmic dust)、星間塵(interstellar dust)と呼ばれ、宇宙における微粒子形成の物理は、地上での材料合成にかかわるナノ粒子生成ともつながりを見せる。大きなサイクルを理解し、学術面での物理、化学、生物を横断的につなげて、人間の営みである産業、農業、医療の世界への応用が広がっている。

プラズマは正電荷(イオン)、負電荷(電子)と中性粒子からなる集合体で、全体として電気的中性を保つ状態をいう。気体プラズマ中では正負および中性の粒子間の相互作用エネルギーは粒子の平均運動エネルギーよりも小さく、粒子はほぼ自由に動き回っている。粒子は個別的な運

動をするとともに集団的な運動をし、個別運動と集団運動の間の相互作用が興味深い物理現象をもたらす。そのプラズマ中に質量が極めて大きく、電荷を帯びた物質(粒子)が存在し、その物質(粒子)間のエネルギーが大きくなり結合性が強くなることもある。そうした物質(粒子)は地球上のみならず、太陽系、銀河系さらに星間空間を含む宇宙で見つかっており、ダスト(塵)や微粒子と呼ばれている。帯電微粒子を含むプラズマは全体として電気的中性を保ち、気体プラズマにはない特徴を示すことから、ダストプラズマ(Dusty Plasma)と呼ばれるようになり、日本ではダスト(塵)が持つ負のイメージを払拭する形で、微粒子プラズマ(Fine Particle Plasma)とも呼ばれるようになった。また微粒子プラズマの研究が進むにつれて、系全体がイオン・電子・中性粒子からなる集合体と、帯電微粒子の集合体が共存し、相互作用する複合体(Complex)としての特性を強調する言葉として、微粒子プラズマはコンプレックスプラズマ(Complex Plasma)とも呼ばれるようになった。

微粒子プラズマは、宇宙における観測の妨げとなる宇宙プラズマ中に存在するダストとして、また地上でのプラズマ産業応用における異物混入としてのダストとして、微粒子がもたらす悪い影響をいかに取り除くかという研究から始まった。20世紀の終わりにつれて、その研究はプラズマ物理における新分野の広がりとともに地上での様々な応用につながり、爆発的な展開を見せた。プラズマ・核融合学会誌では、1997年から2017年にかけて、黎明期にあった微粒子プラズマ関連の小特集を掲載し(第2章参照)、2018年には微粒子プラズマの応用としてのナノ粒子合成に関して炭素ナノ材料合成(金属内包カーボンナノチューブ、グラフェン、カーボンナノコイル等)、複合ナノ材料合成(炭素、金属、生体高分子等)と、プラズマ・シース境界[注:シース(sheath)とはプラズマが固体壁等に接する時に生じる電気的な中性条件が崩れ、電位勾配が存

1, 2) 名誉教授

author's e-mail: oishihar@gmail.com

微粒子プラズマ(ダストプラズマ、コンプレックスプラズマ)

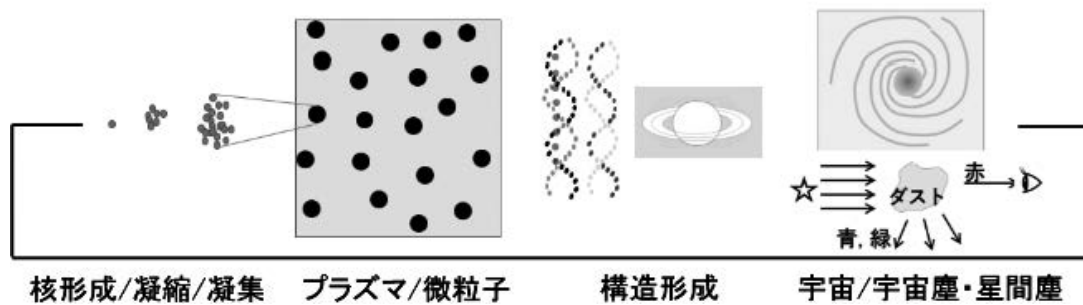


図1 宇宙の循環。微粒子プラズマでは、微粒子集団とプラズマとの相互作用を通して、様々な構造や集団運動を形成する。微粒子の発生過程をたどると、宇宙とのつながりが見えてくる。地上での微粒子プラズマ産業応用としてのナノ粒子創成は、宇宙での微粒子誕生とつながっている。

在する境界層のこと], 気相・液相界面, トーラス固体壁等で起こる微粒子発生の機構についての『講座』が掲載されている[3]. そして2020年、『研究最前線』で、核融合実験炉のプラズマ壁相互作用で発生した、炭素に蓄積されたトリチウム取り込みについての技術報告がある[4].

最近では、独露(2021)[5], そして欧米グループ(2023)によるレビューが相次いで出版された[6]. 独露グループは、微粒子とプラズマの相互作用によって生じる物理現象(層形成, 空洞形成, 波動現象, 心臓の鼓動と呼ばれる脈動現象等)についての研究を紹介している. 欧米グループによるレビューでは宇宙ダスト, 微小重力場ダスト, 大気中ダスト, 実験室および核融合装置内でのダスト, 産業応用としての機能性ナノ粒子の問題が取り上げられている.

今回の小特集は最近の微粒子プラズマの基礎研究とその応用の動向の一部を紹介するとともに、微粒子研究に興味をもつ分野外の読者の関心を高めようとするものである.

5.2 これまでの微粒子プラズマ研究

第2章では、宇宙から始まって、地上の微粒子プラズマ研究の広がりを歴史的な視点から概観している. 微粒子プラズマの研究が本格化する前から、宇宙におけるダストの存在は、遠方から届く星の光を散乱し、強度を弱めたり、波長の短い青い光を散乱して、観測する天体を赤く見せたり、電磁場としての光の振動特性を変えたりと、天体観測を邪魔する存在として考えられていた. 宇宙空間プラズマ中でのダストの帯電量の研究は、その後の微粒子プラズマ研究の土台となっている. 帯電する微粒子は電磁場による制御可能な存在となった. 宇宙探査機や宇宙望遠鏡の登場とともに、微粒子の宇宙空間での誕生過程を含め、惑星の環の形成や、惑星そのもの、また星の誕生や生命の誕生にもつながる存在として、研究の輪が広がっていった.

一方、微粒子プラズマは、地上で微粒子の創生という工学的応用から、生物、医療、農業応用へと急速な発展を遂げてきた. また微粒子プラズマが持つ独自の強結合系としての物理現象として、相変化における臨界現象が注目されている.

5.3 微粒子プラズマの基礎物理研究

基礎物理分野においては(第3章)、微粒子プラズマの

物理的特徴(微粒子の形状, 帯電量, ポテンシャル構造, 微粒子間相互作用)と、微粒子系の特徴である視覚観測可能な相転移現象について解説がされている. また最新の実験については、微小重力下での実験がある. 結晶成長により新材料を開発するには微粒子の特性を知ることが鍵となる. ナノ結晶ダイヤモンドの合成などの応用が考えられる中、国際宇宙ステーションに搭載された実験装置PK3-plusを使った微小重力下で微粒子を浮上させ、微粒子の特性が調べられている.

通常のイオン・電子・中性粒子からなるプラズマは、荷電粒子間のクーロン相互作用のエネルギーが熱(運動)エネルギーに比して小さくて、電子やイオンは自由にプラズマ中を飛び回っている. この状態はクーロン力による結びつきが弱いということから、弱結合プラズマと言われる. これに対して、微粒子プラズマでは、大きな電荷を帯びた微粒子間のクーロン相互作用のエネルギーが、熱(運動)エネルギーに比して大きくなり、クーロン力による微粒子間の結びつきが強くなり、強結合プラズマと呼ばれる. そのため微粒子プラズマはプラズマ条件の変化に応じて、微粒子間の結合状態が変化して、気相・液相・固相と相変化を経験する. 強結合を形成する微粒子プラズマ中における相変化の様子は、実験室において観測され、分子動力学法を使って検証されている[7]. ドイツグループによる微小重力実験では、月面探査における微粒子プラズマの知見の重要性、さらに微粒子プラズマ(コンプレックスプラズマ)の理解と応用におけるAI技術の役割についても考えられている[8].

微粒子プラズマ(コンプレックスプラズマ)中での波動現象は微粒子の持つ大きな質量のため、通常のプラズマ中の波動に比べて、低周波であることが特徴で、ダスト音波のような波動現象は実験室で可視化できる. ダストプラズマ周波数, ダストサイクロトロン周波数を特性周波数として、さまざまな波動が研究されてきた. 最近の研究としては、微粒子プラズマ中の集団運動としての波動で、エネルギーの流れと位相の進行方向が逆方向になる自然励起後方進行波の実験的検証が紹介されている.

5.4 プラズマ応用分野における微粒子プラズマの動向

プラズマ応用分野では、高い温度を持つ電子と、低い温度を持つイオンとガスで特徴づけられる非平衡プラズマが中心になる。アルゴンのような希ガスを使ったプラズマは、電子、イオンそして中性の粒子からなり、それらの粒子は化学反応を起こすことはなく、化学的には不活性である。それに対して電離によって正負イオン、励起状態の原子分子を作り出すガスは反応性ガスと呼ばれ、非平衡プラズマを作り出す。反応性ガスとエネルギーの高い電子の衝突により、イオンや活性種と呼ばれる高い反応性を持つ物質が生成され、活性種が新物質創生や細胞に働きかけたりすることになる。半導体製造工程に用いられるプロセスプラズマでは、気相反応で生成されたラジカルやイオンを使って基板表面を微細に削っていくトップダウン型のナノテクノロジーと、原子分子を組み上げてナノメートルの構造を作り上げ、新材料創生に結び付けるボトムアップ型のナノ技術がある。

微粒子プラズマの研究が活発になる1990年代、シリコン系およびカーボン系プラズマにおける微粒子の成長過程と成長制御、微粒子輸送と除去、材料創製などの分野が進んでくる。なかでもカーボンプラズマは高強度等の物理的特性、安定性という化学的特性、さらに生体適合性という生物学的特性において優れていることが知られている。第4章ではプラズマCVDと呼ばれるプラズマ化学気相成長法を用いて、高周波電圧を印加して作られたメタン(CH₄)プラズマ中でカーボンナノ粒子が発生成長し、プラズマ領域を出ることにより成長を制御する方法、電極に開けられた穴を通してできるアフターグロー領域と呼ばれるところでのナノ粒子の輸送と基板への堆積、そして堆積技術の応用としてのアモルファスカーボン薄膜の応力抑制について解説されている。ここでアフターグロー(afterglow)というのは、高周波電圧がかかっていない領域にプラズマが漏れ出て、プラズマ粒子が拡散(両極性拡散)・電子付着・電子や正負イオンとの再結合により、電子やイオンが消滅する過程で発光が継続する現象をさしている。

さらに微粒子を使った研究では、電磁場中での微粒子挙動、微粒子の集団運動が作り出す不安定性と波動、クーロン結晶の形成と物性といった研究がすすめられた。

微粒子プラズマの非平衡プラズマとしての特徴を使った応用分野は、工学応用からさらなる広がりを見せている。その応用は生物医学的さらに農業応用にまで広がっている。まず産業応用として取り上げられたのが殺菌や滅菌である。細菌は1~10マイクロメートルの大きさで、実験室

で扱う微粒子とほぼ同じ大きさである。細菌を微粒子とみなして、プラズマ中に取り込めば、微粒子プラズマとしてその制御が可能になる。細菌にプラズマを照射すると、細菌は電荷を帯びるようになる。そうなれば電磁場をかけることで、その動きを制御あるいは内部構造の破壊すらできるようになった[9]。また細菌の1/10~1/100程度の大きさのウイルスについても、ウイルスを微粒子と見た応用技術が適用されている。微粒子プラズマの応用は、歯科、除染・滅菌、創傷治療、癌細胞の破壊と広がり続けている。

大気圧下での非平衡空気プラズマの応用が注目を集める中[10]、大気圧プラズマ中にエアロゾル(気体または液体の中に微粒子が多数浮かんだ状態)を導入する技術は、ナノ粒子、薄膜生成、水処理、環境問題、さらに医療応用へと展開されている。従来の応用技術は液体表面または液中でプラズマを生成していたが、プラズマ活性化水(plasma-activated water)を使った技術がその応用範囲を飛躍的に広げたといえるだろう[11, 12]。微粒子プラズマが物理・化学・生物の枠を超えて、農業や医療の領域にまで応用を広げている。

最後に、この小特集を通して、極微の世界から宇宙までを包み込むプラズマ物理、そして微粒子プラズマの様々な研究に興味を持っていただければと願うところです[13]。

参考文献

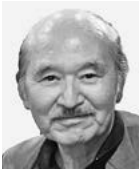
- [1] J. Rojas *et al.*, *Earth Planetary Science Lett.* **560**, 116794 (2021).
- [2] 石原 修: 日本物理学会誌 **57**, 476 (2002).
- [3] 三重野哲 他: プラズマ・核融合学会誌 **94**, 513; 563; 605 (講座) (2018).
- [4] 大塚哲平 他: プラズマ・核融合学会誌 **96**, 2 (2020).
- [5] M.Y. Pustynnik *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **61**, e202100126 (2021).
- [6] J. Beckers *et al.*, *Phys. Plasmas* **30**, 120601 (2023).
- [7] S. Singh *et al.*, *Phys. Plasmas* **30**, 123701 (2023).
- [8] M.H. Thoma *et al.*, *npj Microgravity* **9**, 13 (2023).
- [9] M. Laroussi *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27**, 34 (1999).
- [10] K.H. Becker *et al.* ed., *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure* (IOP Pub., Bristol, 2005).
- [11] P.J. Bruggeman *et al.*, *Phys. Plasmas* **30**, 120601 (2023).
- [12] M. Janda *et al.*, *Plasma Process. Polym.* **22**, e2400275 (2025).
- [13] 石原 修: プラズマ物理科学—フェムトからハッブルのプラズマ宇宙—(電気書院, 2014), 第6章 10²⁶のプラズマ宇宙: 加速膨張する宇宙, コンプレックスプラズマ。

小特集執筆紹介



ふるかわ たけお
古川 武留

神戸大学工学研究科 助教。2019年に東京農工大学博士後期課程修了。博士(工学)。東京農工大学特任助教を経て2021年10月より現職。現在は高周波プラズマ推進をはじめプラズマ応用に関する研究に着手。最近コメディ映画をよく好んで観ております。直近で観た「ブゴニア」という作品は、なかなかトンデモ展開で斜め上をゆく作品で、観終わったあと久々に思考停止しました。たまにはよいのかもしれないです。



いしはら おさむ
石原 修

横浜国立大学名誉教授、中部大学名誉教授、IEEE Life Fellow。横浜国立大学工学部修士、テネシー大学PhD。テキサスステック(TTU)大学教授を経て、横浜国立大学工学研究院長、中部大学学長。プラズマ波動、不安定、乱れの研究を経て、微粒子プラズマ研究にかかわる。著書：①現代物理科学—フェムトからハップルの世界まで—(共立)②プラズマ物理科学—フェムトからハップルのプラズマ宇宙—(電気書院)Physics of Plasmasに発表した最近の論文：Ponderomotive Potential in a Complex Plasma (2025); Hamiltonian for Complex Plasmas I, II (2024, 2025); Entanglement in a Complex Plasma (2024); Quantum Mechanical Approach to Plasma Waves with Helical Wavefront (2023)。



とうつじ ひろお
東辻 浩夫

1971年東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士課程修了(理学博士)。東京大学理学部助手、岡山大学工学部助教授、同教授を経て、岡山大学名誉教授。プラズマ・核融合学会、日本物理学会、APSなど会員。専門分野はプラズマの理論・シミュレーション。



たか はし かず お
高橋 和生

京都工芸繊維大学 電気電子工学系教授。この10年間没頭した国際交流事業では、600名を超える交換学生のお世話をした。いまとなつては、書いている申請書の半分以上が人材開発関連。交流プログラムの考案、連携先開発、実施はお手のもの。学生の将来のことに比べたら研究の悩みなどちっぽけなもの。そんないまでも微粒子プラズマが好きなのはかわらない。



さいとう よしふみ
齋藤 和史

九州大学理学部物理学科、九州大学大学院総合理工学研究科博士前期課程、九州大学大学院総合理工学研究科博士後期課程。博士(理学)。宇都宮大学工学部在職。



しらたに まさはる
白谷 正治

九州大学・副学長・高等研究院長・プラズマナノ界面工学センター長・主幹教授(2026年3月末まで)、九州大学・副学長・特任教授・名誉教授(2026年4月から)低温プラズマの基礎と応用・このほか：学生や他の研究者と研究の話をしている時が一番楽しいです。研究時間を奪う多くの会議が大学のためにどれほど役立っているか、大いに疑問を感じています。健康維持のためにゴルフの『練習』を始めました。



こが かずのり
古閑 一憲

最近強い日差し中、農作業を手伝う機会が増えました。同年代の農家さんの体力のすごさにいつも感心しています。少し手伝ったおかげで、腕が少しだけ焼けて、そこだけ健康体っぽいですが、そのほかがまずいです。2026年は北九州で年会を開催します。皆様とお会いできることを楽しみにしています。



かまたき ひろし
鎌滝 普礼

九州大学大学院システム情報科学研究院 准教授。2008年九州大学大学院総合理工学府博士課程修了。博士(理学)。プラズマ理工学。現在、半導体プラズマプロセス(成膜やエッチングプロセス)にAIをいかに組み込むかの研究にも注力しています。