

直流放電プラズマ中における帯電微粒子の相互作用

齋藤和史, 中村良治¹

宇都宮大・院工,¹横浜国大・院工

背景と目的

コンプレックス・プラズマとは、プラズマの粒子より質量の大きい帯電微粒子を多く含むプラズマである。このようなプラズマは、プロセス・プラズマからスペース・プラズマという様々な規模で存在することが古くから知られている。近年、コンプレックス・プラズマの実験室実験において直径がマイクロ・メートル程度の帯電微粒子がクーロン結晶化することが見出され、その発見に伴って微粒子プラズマに関する研究が活発に行われるようになった。帯電微粒子を含んだプラズマの特徴は、プラズマ中のクーロン結晶や振動、波動等の現象を可視化することができること、kinetics と hydrodynamics の橋渡しできる可能性を含んでいることなどがある。実際、著者らは超音速の微粒子プラズマ流が障害物前面で bow ショックを形成することを見出している[1]。

実験室における微粒子プラズマでは rf 放電プラズマが用いられ、そこでは 100 mTorr 程度よりも高い圧力のガスが用いられることが多い。プラズマと帯電微粒子の相互作用力としては主に ion drag 力が働く。さらに、プラズマが完全電離ではなく中性粒子が存在する場合には、中性粒子による neutral drag 力などが働くことが知られている[2]。rf 放電プラズマの場合、比較的圧力が高いため neutral drag 力によって微粒子に比較的大きな制動力が働いていると考えられる。放電の特性上、rf 放電ではより低いある直領域での実験が困難である。より低圧力下での、すなわち、より小さな neutral drag 力下での帯電微粒子がどのような挙動をするのかを調べるためには、低圧力下でプラズマ生成が可能な dc 放電プラズマを用いる必要がある。

そこで本研究の目的は、dc 放電プラズマ中で直径数 mm 程度の帯電微粒子を閉じ込め、コンプレックス・プラズマ系を形成し、低い neutral drag 力における微粒子の挙動を調べることである。特にここでは、帯電微粒子の温度 T_d について主に調べる。微粒子温度 T_d は、コンプレックス・プラズマ系における結合係数の見積もりや、系に励起された波動や振動のモードの正確な評価に必要な物理量である。

実験装置と実験結果

実験には、宇宙研の小型スペース・チェンバーにガラス管(内径 15 cm, 長さ 30 cm)を取り付けて行う。プラズマはガラス管両端部に取り付けた熱陰極による直流放電によって生成する。アルゴン・ガスを、 $1 \leq p_{Ar} \leq 8$ [mTorr]で用いる。Figure 1 に装置の写真を示す。放電電圧を 30 V としたときの電子密度と電子温度の圧力依存性を Fig. 2 に示す。

ガラス管内部に、長さ約 20 cm, 幅 15 cm の擦りガラス板を水平に設置し、その表面に形成される transient シース(ガラス板表面から 8~10 mm)に微粒子を浮遊させて実験を行う。用いた微粒子は、直径 5 μm の金メッキされた球である。微粒子は、擦りガラス下部に取り付けられた圧電ブザーに通電することによってプラズマ中に供給される。個々の微

粒子は、装置の側面から薄く扇状に広げた緑色レーザー光で照射され、その散乱光として可視化される。可視化された微粒子は動画や静止画として記録される。Figure 3 に静止画として撮った微粒子プラズマの例を示す。

画像記録からそれぞれの圧力における微粒子の速さの分布を見積もる。結果の一例を Fig. 4 に示す。速さの分布に対して、「3次元」の Maxwell 分布 $g(v) = A \left(\frac{m_d}{2\pi k_B T_d} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{v^2}{v_{th}^2} \right)$ [3] によるフィッティングを行い、微粒子温度 T_d を評価する。フィッティング結果の例も Fig. 4 に示されている。このようにして得られた T_d を圧力依存性としてまとめたのが、Fig. 5 に橙色の三角形で示したものである。いずれも 100 eV 程度という、非常に高い値を示している。参考までに、先行研究における微粒子温度の例もこの図中に示している[4, 5]。

Vaulina ら [5] による帯電量の揺らぎによる微粒子加熱モデルとの比較と考察

クーロン結晶化した微粒子プラズマ系における微粒子温度は $T_d \sim 0.03$ [eV] とみなされ、実際、微粒子プラズマ系の様々な物理的性質の定量的説明が行われている。一方で、Ref. [4] の各種文献に見られるように、微粒子温度の異常加熱ともいえる現象も少なからず報告されており、微粒子がそのような高温となる原因の解明が俟たれている。そこで、ここでは Vaulina ら [5] によって提唱されている微粒子の帯電量の揺らぎによる加熱モデルを用いて実験結果との比較を行う。詳細は文献[5]に譲るが、モデルの概略は以下の通りである：仮定として；半径 a ($\ll l_s \ll l_{mf}$) の微粒子が transient sheath に浮遊している；微粒子の電荷はプラズマの電子とイオンを補足することで決まる；電子は Maxwell 分布である；冷たいイオンは速度 v_0 で電極方向に運動している等。このような仮定によって、帯電量に揺らぎのある微粒子の運動方程式は

$$\frac{dv_d}{dt} = R(t) + \eta v_d \quad (1)$$

という Langevin 方程式で書かれる。ただし、 v_d は微粒子の速度、 η は中性粒子による摩擦抵抗の周波数、 $R(t)$ は帯電量の変化する微粒子間の相互作用による加熱項である。個々の微粒子の帯電量の変化に相関がなければ、最終的に $T_d = T_{th} + T_f$ において

$$k_B T_f = \frac{1}{2} m_d \langle v_d^2(t) \rangle_{t \rightarrow \infty} \sim \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\overline{Z_d^4} e^4 \alpha^2}{2 m_d l_d^4} \frac{1}{\xi} \quad (2)$$

という結果が得られる。ただし、 T_{th} は中性ガスとの熱平衡温度、 $\xi = \eta(\eta + \beta)/\alpha^2$ 、 $\alpha = \sqrt{(1 + \tau z)/z(1 + \tau + \tau z)}$ 、 $\beta = a e^2 n_i v_0 (1 + \tau + \tau z)/4\epsilon_0 k_B T_e$ 、無次元帯電量 $z = -Z_d e^2 / 4\pi\epsilon_0 a k_B T_e$ (> 0)、エネルギーの比 $\tau = k_B T_e / (m_i v_0^2 / 2)$ である。

本研究及びその関連研究[1, 6]における測定から、 $n_i = 3 \times 10^{15}$ [m⁻³]、 $T_e = 3$ [eV]、 $|\overline{Z_d}| = 5 \times 10^4$ として、(2)式を中性粒子の圧力 p と微粒子間隔 l_d の関数として表せば

$$T_f \sim \frac{0.13}{p(4.63 p + 6.74 \times 10^4) \times 10^8 l_d^4} \text{ [eV]} \quad (3)$$

微粒子間隔は、取り敢えず現時点で得られている本研究の結果からは大凡 $l_d \times 10^4 \sim -4.8 \log_{10} p' + 15$ (p' は mTorr 単位で計測した圧力) で近似的に与えられる。このようにして得られた結果を Fig. 5 に桃色の星印(l_d として計測値を利用)と破線で示す。

dc 放電でプラズマ生成が可能な圧力で実験によって得られた微粒子温度が 100 eV 程度であるのに対し、微粒子の帯電量の揺らぎモデル((3)式)によって得られる微粒子温度は高々10 eV で、1 桁程度の違いが生じている。ここで用いたモデルの妥当性の検証が必要なことは勿論であるが、式から明らかなように、微粒子間隔に強く依存しているので、より微粒子密度を高めた微粒子プラズマ系を形成して実験を行い、再度検討を行う必要もあると考えられる。また、ここでは速さの分布を単一ピークの分布として取り扱ったが、詳細にみると複数のピークを持っているように見える場合もある。速さの分布については、ピークの形状以外にも、低圧力側では速い側のテールが伸びていることについてはここでは全く無視してしまっているため、これらは今後の課題である。さらには、測定系の問題で、今回はガラス板に平行な 2 次元平面内での微粒子の運動しか追跡できなかったが、実際には微粒子は高さ方向にも運動しているなど、実験的に不十分な点が多々あるため、今回の結果で微粒子温度の異常加熱について結論的なことを導くのは性急にすぎると思われる。

まとめ

ガスの圧力が $O(\text{mTorr})$ の dc 放電プラズマ中において、ある程度十分な微粒子を閉じ込めてコンプレックス・プラズマ系を形成することができた。このとき、微粒子温度 T_d の圧力依存性はあまり大きくないが、その値は約 100 eV と非常に高かった。微粒子の帯電量の揺らぎモデルと比較したが、現状では 1 桁程度の違いがある。通常、微粒子は電極やガラス板などの前面に存在する transient シースに浮遊しているため、そこでは、電極等に向かうイオンの流れが存在する。そのようなイオンの流れに起因した不安定性による微粒子加熱のモデルなども提唱されており[5]、微粒子の速さの分布のより詳細な解析などと併せて、微粒子の異常加熱機構の解明が必要である。

参考文献

- [1] Y. Saitou, Y. Nakamura, T. Kamimura, and O. Ishihara, Phys. Rev. Lett. **108**, 065004 (2012).
- [2] 例えば, V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas* (Springer, Berlin Heidelberg, 2008) § 3.4, pp. 124-132 など.
- [3] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION* vol. 1 (Plenum, New York, 1984) chap. 7, p. 229.
- [4] J. D. Williams *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 063509 (2006); R. A. Quinn *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 3904 (2000); R. Ichiki *et al.*, Phys. Rev. E **70**, 0664404 (2004); A. Melzer *et al.*, Phys. Rev. E **53**, 2757 (1996); and G. Joyce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 095006 (2002).
- [5] J. D. Williams and E. Thomas, Jr., phys. Plasmas **14**, 063702 (2007).
- [6] O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, and O. F. Petrov, Phys. Rev. E **60**, 5959 (1999).
- [7] Y. Nakamura and O. Ishihara, Phys. Plasmas **16**, 043704 (2009).

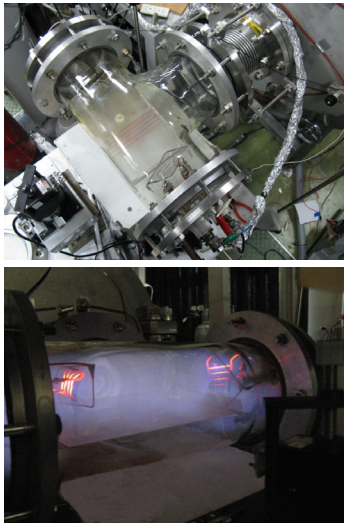


Fig. 1 実験装置の写真:
上面(上)と側面(下).

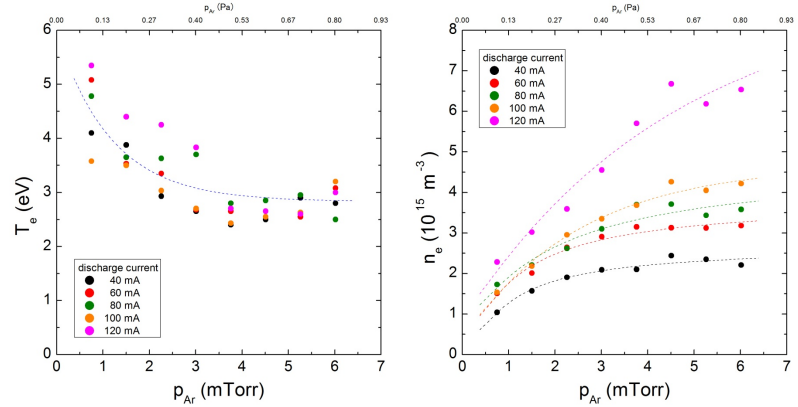


Fig. 2 放電電流の違いによる電子温度(左)と電子密度(右)の圧力依存性.

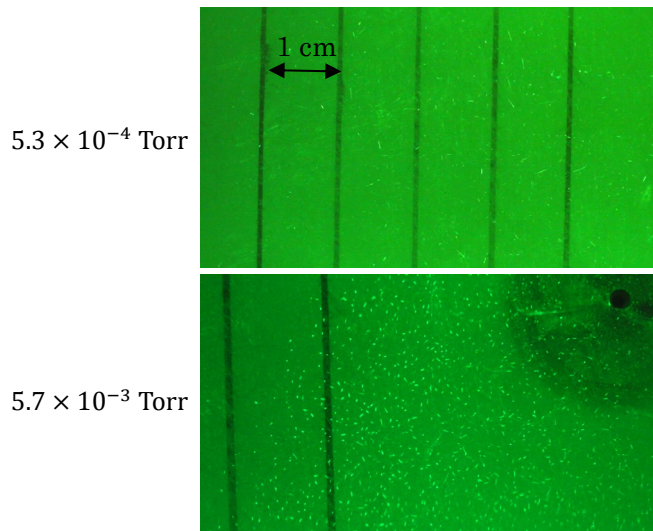


Fig. 3 異なるガス圧力下における微粒子プラズマの例.

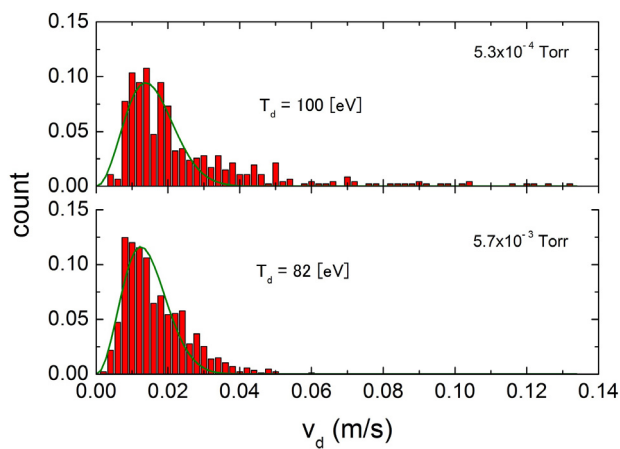


Fig. 4 微粒子の速さの分布と「3次元」のMaxwell分布によるフィッティングによる温度 T_d の見積もりの例.

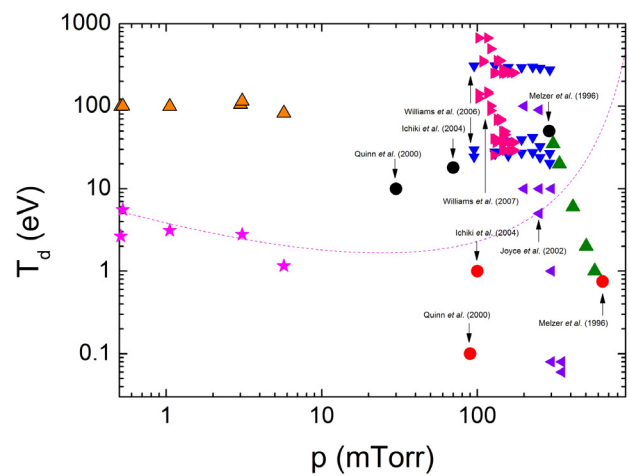


Fig. 5 微粒子温度の圧力依存性. 本研究の結果(橙色三角形), Vaulina らのモデルによる結果(桃色星印と点線), 先行研究の結果(その他の記号).