

## 小特集「プラズマと微粒子」研究の諸分野における進展

# 5. 核融合プラズマ中での微粒子研究

## 5.1 微粒子の荷電、挙動に関するモデリング

富田 幸博, 田中 康規<sup>1)</sup>

核融合科学研究所, <sup>1)</sup>金沢大学

(原稿受付: 2010年12月22日)

ここでは、核融合プラズマ中での微粒子荷電と挙動に関するモデリングを紹介する。これまで微粒子研究は宇宙プラズマを中心にして発展してきた。そこでは、周囲のプラズマ数密度と同程度の微粒子が存在するために微粒子自身の集団的效果が重要となっている。それに比較して核融合プラズマ中ではプラズマ数密度が高いためその効果は無視できる。さらに、プラズマ流速が大きいためそれによる摩擦力が重要な役割をする。5.1.1節ではプラズマの接する壁からの離脱に関するモデリングと結果を紹介し、5.1.2節では SOL ダイバータプラズマ中での微粒子荷電と挙動のモデリングと結果を紹介する。

### Keywords:

DUSTT code, ion drag force, SOL divertor plasma, dust dynamics, dust charging, plasma-facing wall

### 5.1.1 微粒子の壁からの離脱によるモデリング

#### 5.1.1.1 1次元モデルによる微粒子の PFW からの離脱

現在までに核融合プラズマ中での微粒子の生成および凝縮機構は明らかにされていない。これまでの観測結果に依れば、核融合プラズマ中の微粒子数密度は約  $10^4 \text{ m}^{-3}$  ( $= 10 / (10 \text{ cm})^3$ ) とプラズマ数密度に比べて非常に低く、プラズマから受ける作用に比べて微粒子自身の集団効果は無視できて単一粒子として扱うことができる。また、電荷は  $-10^4 e$  程度と大きい为数密度が低いために微粒子がプラズマに与える静電的效果は十分小さい。

最初にプラズマの接する壁にある球形金属微粒子 (半径  $R_d$ ) の離脱条件を考察する。壁上の微粒子の電荷はガウスの定理より半径の自乗と壁での電界に比例する。微粒子に働く壁方向の力はプラズマイオンによる摩擦力 (プラズマイオンの吸収に依る力とクーロン散乱による力) と鏡像電荷による力で、壁からの反発力は壁電荷による静電力である。重力は壁の位置によって、壁に押しつける力になったり、反発力になったりする。これらの総合として、微粒子に働く壁方向の圧力は微粒子半径に関して二次式で表され、各係数は壁でのプラズマ物理量で決まり、それらは壁電位  $\phi_w$  で表すことができる [1]。ここで、イオン吸収による力は OML (Orbit Motion Limited) モデルを用いた [2, 3]。二次式の二次の項の係数はクーロン散乱の効果で、一次の係数は吸収に依る力と重力を示し、ともに常に正である。常数項が静電反発力と吸収に依る力からの寄与であり、壁での電界が大きくなると負になって壁から離脱することになる。その限界壁電位 ( $\phi_w^{\text{cr}}$ ) は水素プラズマの場合

$e\phi_w^{\text{cr}}/T_e = -1.40$  である。ここで  $T_e$  は壁前面での電子温度である。

微粒子が水平な壁に乗っていて水素プラズマの場合の離脱する限界半径と壁電位の関係を図 1 に示す。限界半径より小さい微粒子は静電力によって離脱する。 $\lambda_{\text{Dse}}$  はシース入り口でのデバイ長であり、 $\delta_{\text{gg}}$  は次式で定義され重力の効果を示す。

$$\delta_{\text{gg}} \equiv \rho_{\text{d,g/cc}}/n_{\text{se},19}\sqrt{n_{\text{se},19}T_{\text{e,eV}}} \quad (1)$$

このように壁電位やプラズマ物理量を調節することによって離脱半径を変化させることが可能であることがわかる。

壁から離れた微粒子は、離れるに従って静電反発力は弱

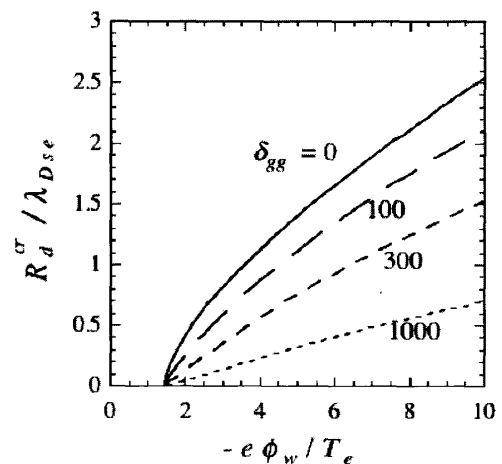


図 1 離脱微粒子半径の壁電位依存性。

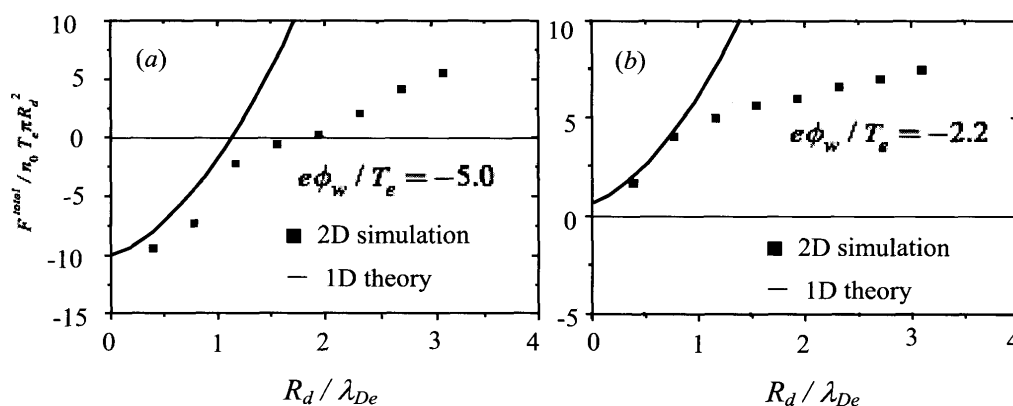


図2 2次元PICシミュレーションによる壁方向の力の微粒子の大きさ依存性。(a)深い壁電位( $e\phi_w/T_e = -5.0$ )、(b)浅い壁電位( $e\phi_w/T_e = -2.2$ )。

くなるがプラズマ摩擦力は強くなって壁方向に押し返され、壁との間で往復運動をすることになる。半径の小さい微粒子ほどその振幅は大きくてコアプラズマ領域に浸透する。

#### 5.1.1.2 2次元シミュレーションによる微粒子のPFWからの離脱

前節は微粒子の大きさを考慮しない一次元の解析であるが、微粒子がデバイ長程度より大きい場合にはその大きさを考えに入れる必要がある。微粒子の大きさを考慮した2次元のPICシミュレーションによる微粒子に働く壁方向の力を図2に示す[(a)深い壁電位( $e\phi_w/T_e = -5.0$ )と(b)浅い壁電位( $e\phi_w/T_e = -2.2$ )] [4]。微粒子半径がデバイ長より小さい場合は前に述べた一次元モデルとよく一致するが、デバイ長より大きくなると壁方向の力が小さくなる。これは微粒子と壁との間のプラズマによる圧力によって離脱しやすくなると考えられる。

#### 5.1.1.3 今後の課題

これまでの微粒子の壁からの離脱や壁近傍の研究では、磁場の効果が含まれていない。微粒子の運動はプラズマイオンによって決まるので、運動に対する磁場の影響は少ないが、電子は磁場に捕捉されるために微粒子の電荷が変わると考えられる。これまで用いられてきたOMLモデルでは磁場の効果が含まれておらず、電子の磁場への捕捉を考慮すると電子電流が減り微粒子の浮遊電位は浅くなる[5]。これらの磁場の効果を含めた研究が必要である。また、壁上有る微粒子には壁との間に付着力(adhesive force)が働くが、これは微粒子と壁の状態で大きく異なる。これまでの研究ではこの力は考慮されていないが、それぞれの場合によって考慮される必要がある。さらに、これまでに述べた壁上および壁近傍の微粒子の振る舞いのモデリングやそれらを用いた結果は実験結果と比較検討してさらに正確なモデリングを行う必要がある。

### 5.1.2 SOLダイバータプラズマ中での微粒子挙動

#### 5.1.2.1 DUSTT code

DUSTT(Dust Transport) codeは、おもにUCSDのPigarov博士が開発したプラズマ中のダスト粒子の3次元挙動を計算する解析コードである[6-9]。プラズマ中のダストは、プラズマ中の電子・イオンなどから粒子束を受け、それによって力および熱流を受ける。それとともに帯電する。DUSTT codeにおいては次のことを仮定している。(i)ダスト粒子は球形であり、(ii)一様な材料で構成されている；(iii)ダスト粒子材料の熱力学特性は、バルク材の熱力学特性と等しい；(iv)粒子内の温度は一樣である。この条件下、ダスト粒子の挙動は以下の支配方程式(a)-(d)に従うとしている[7, 8]。

(a)運動方程式：

$$M_d \frac{dv_d}{dt} = \zeta_{if} (F_c + F_o) + \zeta_{af} F_a - eZ_d E + M_d g \quad (1)$$

(b)エネルギー保存式：

$$\frac{d}{dt} (M_d c_{pd} T_d) = P_h - P_c \quad (T_d < T_m, T_m < T_d), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} (M_d H_m \eta_\ell) = P_h - P_c \quad (T_d = T_m), \quad (3)$$

(c)質量方程式：

$$\frac{dM_d}{dt} = 4\pi r_d^2 m_{imp} (\Gamma_{imp,in} - \Gamma_{imp,out}) \quad (4)$$

(d)電荷平衡の式：

$$\Gamma_i - \Gamma_e + \sum_z \Gamma_z + \Gamma_{th} + \Gamma_{see} = 0 \quad (5)$$

ここで  $M_d$  はダスト粒子の質量、( $= \frac{4}{3}\pi r_d^3 \rho_d$ ,  $r_d$  はダスト半径,  $\rho_d$  はダスト材料の質量密度),  $v_d$  はダスト粒子の速度,  $F_c$  はイオンコレクションによるドラッグ力,  $F_o$  はイオン散乱によるドラッグ力,  $F_a$  は中性原子によるドラッグ力,  $e$  は素電荷,  $Z_d$  はダストの電荷数,  $E$  は電界,  $g$  は重力加速度,  $\zeta_{if}$  と  $\zeta_{af}$  はダストの形状パラメータである。  $\Gamma_i$  はダスト表面への背景プラズマからのイオン粒子束,  $\Gamma_e$  は電子粒子束,  $\Gamma_z$  は不純物イオンの粒子束,  $\Gamma_{th}$  はダスト粒

子からの熱電子放出による電子束,  $\Gamma_{\text{see}}$  は2次電子放出による電子束である. 式(2)および(3)において,  $c_{\text{pd}}(T)$  はダスト材料の比熱,  $T_d$  はダスト粒子の温度,  $\eta_\ell$  はダストの液化率(液相がある場合),  $H_m$  は融解潜熱,  $T_m$  はダスト材料の融点,  $P_h$  はダスト粒子への入力加熱パワー,  $P_c$  は総損失パワーである. 式(4)において,  $m_{\text{imp}}$  はダスト材料原子の質量,  $\Gamma_{\text{imp,out}}$  はダスト表面からの溶発総粒子流束,  $\Gamma_{\text{imp,in}}$  はプラズマからダストへの不純物原子・イオンの粒子流束である.

SOL プラズマにおいて主要な力は, 式(1)のイオンドラッグ力( $F_c + F_o$ )である.  $F_c$  はダストポテンシャル  $\phi_d$  が負の場合, 以下の式で与えられる.

$$F_c = (n_i r_d^2 m_i v_{Ti}^2) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{u^2} \left\{ u(2u^2 + 1 + 2\chi) e^{-u^2} + [4u^4 + 2u^2 - 1 - 2(1 - 2u^2)\chi] \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{erf}(u) \right\} \times \frac{v_i - v_d}{|v_i - v_d|} \quad (6)$$

ここで  $r_d$  はダスト粒子半径,  $v_{Ti}$  はイオンの熱運動速度 ( $= \sqrt{2T_i/m_i}$ ),  $v_i$  はイオン流速,  $T_i$  はイオン温度,  $m_i$  はイオンの質量,  $n_i$  はイオン密度,  $\text{erf}(u)$  は誤差関数,  $u$  はダスト粒子とイオンとの相対速さを  $v_{Ti}$  で換算したもの ( $u = \frac{|v_i - v_d|}{v_{Ti}}$ ),  $\chi$  は  $T_e$  で換算したダストポテンシャル  $\chi = -\frac{e\phi_d}{T_e}$  である. 一方,  $F_o$  は以下の式で与えられる.

$$F_o = (n_i r_d^2 m_i v_{Ti}^2) 2\pi\chi^2 (\ln \Lambda) G(u) \frac{v_i - v_d}{|v_i - v_d|} \quad (7)$$

ここで  $G(u)$  は Chandrasekhar 関数,  $\ln \Lambda$  はクーロン対数である.

ダスト表面からは溶発粒子束として, 物理スパッタリング  $\Gamma_{\text{ps}}$ , 化学スパッタリング  $\Gamma_{\text{cs}}$ , 熱蒸発/昇華  $\Gamma_{\text{evap}}$ , 材料によっては放射促進昇華 (RES)  $\Gamma_{\text{res}}$  を考慮する. またダストへの入力加熱パワー  $P_h$  として, 以下の項目を考慮している.

$$P_h = P_{\text{kin,i}} + P_{\text{kin,a}} + P_{\text{kin,e}} + P_{\text{pot}}. \quad (8)$$

ここで,  $P_{\text{kin,i}}$  はイオンのダストへの衝突による加熱項,  $P_{\text{kin,e}}$  は電子の衝突による加熱項,  $P_{\text{kin,a}}$  は中性粒子の衝突による加熱項,  $P_{\text{pot}}$  のイオン表面再結合による加熱項である.  $\chi > 0$  においては,  $P_{\text{kin,i}}$  および  $P_{\text{kin,e}}$  は以下のようにかける.

$$P_{\text{kin,i}} = \pi r_d^2 n_i v_{Ti} \frac{1}{4} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} [5 + 2(u^2 + \chi)] e^{-u^2} + \frac{1}{u} [3 + 12u^2 + 4u^4 + 2\chi(1 + 2u^2)] \times \text{erf}(u) \right\} \quad (9)$$

$$P_{\text{kin,e}} = 2\sqrt{\pi} r_d^2 n_e v_{Te} T_e (2 + \chi) e^{-\chi} \quad (10)$$

ここで  $v_{Te}$  は電子の熱速度である. ダストの損失パワー  $P_c$  としては, 以下の項を考慮している:

$$P_c = P_{\text{rad}} + P_{\text{ps}} + P_{\text{cs}} + P_{\text{res}} + P_{\text{evap}} + P_{\text{e-emit}}. \quad (11)$$

ここで, 熱放射パワー  $P_{\text{rad}}$ , 物理スパッタリングによる粒子流束放出に伴う損失パワー  $P_{\text{ps}}$ , 化学スパッタリングに伴う損失パワー  $P_{\text{cs}}$ , RES に伴う損失パワー  $P_{\text{res}}$ , 熱蒸発/昇華に伴う損失パワー  $P_{\text{evap}}$ , 二次電子放出および熱電子放出に伴う損失パワー  $P_{\text{e-emit}}$  である.

### 5.1.2.2 DUSTT code による粒子束計算例

図3は, 重水素プラズマ中におけるカーボン表面から放出される粒子束とその内訳を, ダスト表面温度の関数として表している. プラズマパラメータは  $T_e = T_i = 10$  eV,  $T_a = 3$  eV,  $n_e = n_i = n_a = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  を仮定している. ここで  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $T_a$  はそれぞれ電子, イオン, 中性粒子の温度,  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $n_a$  はそれぞれ電子, イオン, 中性粒子の数密度である. 同図から, ダスト表面温度  $T_d$  が 1000 K 以下の場合, 化学スパッタリングによる損失が最も大きい. 1000 K  $< T_d < 2500$  K の範囲では RES による損失,  $T_d > 2500$  K では熱昇華による損失が大きい. 特に  $T_d > 2500$  K における熱昇華損失の粒子束は, 他の場合と比較して非常に大きく, ダスト粒子径あるいは質量の減少は, 熱昇華による寄与がほとんどである.

同様に, 様々な材料からの総粒子束を計算した結果が図4である. プラズマパラメータは図3の場合と同じである. 同図において, それぞれの材料の蒸発温度までの粒子束を描いている. 同図から, 他の材料と異なり B および C ダストは, ダスト温度が 1000 K 以下のとき化学スパッタによる粒子束が大きいことが特徴として挙げられる. いずれの材料においても, 熱昇華/熱蒸発による粒子束が大きくなり, ダストの質量損失の主要因をなす.

これらを用いて, 一様なプラズマ中での様々な材料ダストの温度  $T_d$  および質量の変化を計算した結果が図5であ

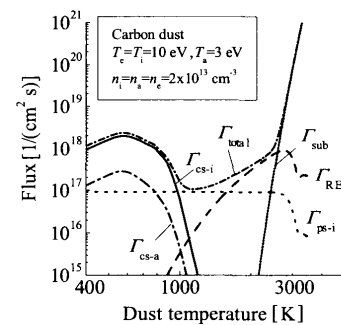


図3 重水素プラズマ中のカーボン表面からの放出粒子束[8].  $T_e = T_i = 10$  eV,  $T_a = 3$  eV,  $n_e = n_i = n_a = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

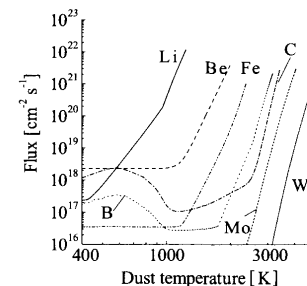


図4 様々な材料からの総粒子束[8]. 背景重水素プラズマは  $T_e = T_i = 10$  eV,  $T_a = 3$  eV,  $n_e = n_i = n_a = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

る。このようにダスト温度変化および質量変化は材料により大きく異なり、プラズマ中でのダストの寿命に大きく関わる。ダストの寿命には、特に蒸発粒子束が大きく影響することが指摘される[8]。

### 5.1.2.3 DUSTT によるダストの挙動軌跡計算例

図6は、DUSTT codeを用いてDIII-Dトカマク中のダスト3次元挙動を計算した例である。背景プラズマのパラメータとして、別途UEDGEコードで典型的なLモードプラズマに対して計算した値を用いている。DIII-Dは炭素系壁の装置であるが、試験的に様々な材料でのダスト挙動を計算している。初期ダスト半径は $1.0\mu\text{m}$ であり、ストライク点 $(r, z) = (1.6, 0.23)$ からダストが $10\text{ m/s}$ の初期速度で、飛翔した場合の結果である。同図から、材料によってダスト挙動は大きく異なることがわかる。軽い材料粒子(Li, B, Be, C)は簡単に加速され非常に大きく速く動く。一方, W, Moなどの重い材料の場合には、慣性が大きく動きが鈍い。いずれの場合についてもダストは主にイオンドラッグ力により加速されていることが詳細な検討から計算できている。

図7は、JT-60Uトカマクにおけるカーボンダスト挙動の計算結果例である。ダストは放出される初期位置が異なると、その後のダスト挙動に大きく影響する。これらの位置におけるダスト挙動もイオン流分布に大きく影響される。

### 5.1.2.4 DUSTT code における課題

DUSTT codeにおいては、初速度・初角度の与え方、ダストの蒸発によるロケット力、形状による挙動変化、ダストのスピンの効果、ダスト内の温度分布、化合物ダスト、蒸気雲の影響、ダスト-ダスト衝突問題、ダスト蒸気のプラズマへの影響とそれによるダスト挙動への影響(2方向性)など様々なまだ考慮すべきものがある。これらを考慮し、より詳細なダスト運動を検討していく必要がある。

## 参考文献

- [1] Y. Tomita, R. Smirnov, T. Takizuka and D. Tskhakaya, Contrib. Plasma Phys. **46**, 617 (2006).
- [2] H. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
- [3] J.E. Allen, Physica Scripta **45**, 497 (1992).
- [4] R. Smirnov, Y. Tomita, D. Tskhakaya and T. Takizuka, Contrib. Plasma Phys. **46**, 623 (2006).

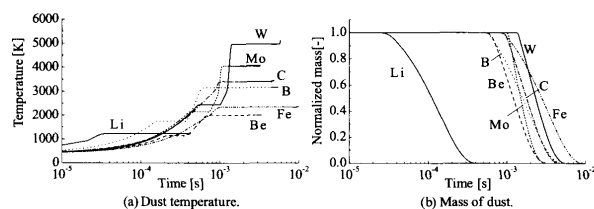


図5 一様プラズマ中でのダスト温度および質量変化[8]。背景プラズマは  $T_e = T_i = 10\text{ eV}$ ,  $T_a = 3\text{ eV}$ ,  $n_e = n_i = n_a = 2 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ 。初期ダスト半径は  $1.0\mu\text{m}$ 。

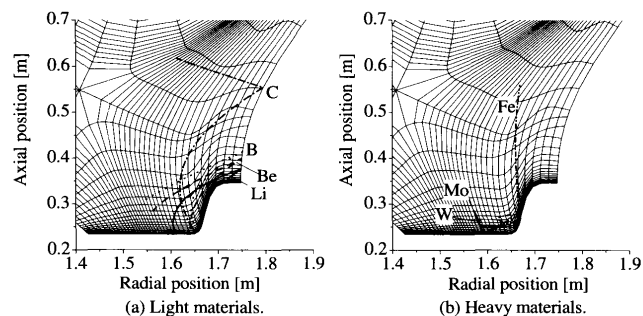


図6 DIII-Dトカマク内での様々な材料ダストの挙動計算例 [8]。

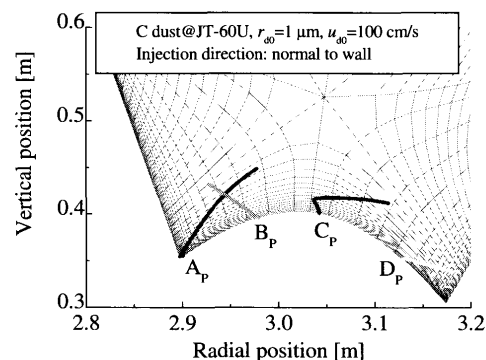


図7 JT-60Uにおけるドーム域からのカーボンダスト挙動計算例。初期ダスト半径  $1.0\mu\text{m}$ 、初期ダスト速度  $1.0\text{ m/s}$ 。

- [5] Y. Tomita, G. Kawamura, T. Yamada and O. Ishihara, J. Plasma Fusion Res. SERIES **8**, 273 (2009).
- [6] A. Yu. Pigarov *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 122508 (2005).
- [7] R.D. Smirnov *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 347 (2007).
- [8] Y. Tanaka *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 052504 (2007).
- [9] Y. Tanaka *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 073704 (2008).