

小特集 材料プロセッシングを支える熱プラズマの新展開

2. 熱プラズマの熱力学・輸送・放射特性

横水 康伸, 松村 年郎, 田中 康規¹⁾, 岩尾 徹²⁾

名古屋大学, 金沢大学¹⁾, 武蔵工業大学²⁾

(原稿受付日: 2006年 5月15日)

熱力学・輸送・放射特性は熱プラズマの基礎特性を表すとともに, さらには, 同特性を組み込んだ各種保存方程式を数値計算することによって, ある外的条件下における熱プラズマの数多くの特性を詳細に把握することができる. 上述の観点から, 熱力学・輸送・放射特性の理論値を求めることが行われている.

本報告では, はじめに, 熱力学・輸送・放射特性の導出に必要な粒子組成・衝突断面積を述べる. 次に, 熱平衡状態下における熱力学・輸送・放射特性の理論式と計算例を示す. 最後に, 非平衡状態下での熱プラズマの同特性を記述する.

Keywords:

high temperature gas, collision cross section, partition function, thermodynamic property, transport property, radiation property

2.1 はじめに

熱プラズマにおける温度などの特性は, ガス圧力, ガス種, 電流, 入力電力および装置寸法など多くの外的条件によって左右される. この熱プラズマの挙動は, 外的条件を考慮した上で, 概略, 質量密度・比熱などの熱力学特性と, 導電率・熱伝導率・放射などの輸送特性とから記述できる. そこで, 熱プラズマの熱力学・輸送特性を理論的に計算することが行われている.

上述の観点から, 本報告では, はじめに, 熱力学・輸送特性の導出に必要である粒子組成・衝突断面積およびその例を述べる. 次いで, 熱平衡状態下での熱力学・輸送特性・放射特性の理論式と計算例を記述する. さらには, 非平衡時の熱プラズマまでも対象として, その熱力学・輸送特性を述べる.

2.2 粒子組成・衝突断面積

熱プラズマの挙動は, 概略, 質量密度・比熱などの熱力学特性と, 導電率・熱伝導率・放射などの輸送特性とから記述できる. これらの熱プラズマの熱力学・輸送特性は, 温度, 圧力, 粒子密度組成と衝突断面積の関数で表すことができる.

2.2.1 分配関数と高温プラズマの粒子組成

熱プラズマにおいては, 温度が 10,000 K 程度と高く, 圧力も大気圧程度である場合が多い. この場合, 各粒子間の衝突が十分に行われており, 局所熱平衡 (LTE) 状態になっているといわれている.

熱平衡状態が成り立つ場合には, 温度と圧力が決まれば, 熱力学第二法則に従って粒子組成状態は系のエントロ

ピーが最大となるように決定される. 具体的に熱平衡状態における粒子組成を計算するには, 次の 2 つの熱統計力学的手法がよく用いられる.

1. 系の Gibbs free energy G を求め, これを最小化させるように粒子組成を求める.
2. 状態方程式のもと, 解離平衡についての Guldberg-Waage の式, 電離平衡についての Saha の式を連立させて各粒子密度を解く.

これらをいずれも状態方程式が成り立つという制約条件の下で解くことにより粒子組成が得られる. 上記 2 つの方法は等価な関係である.

このような熱平衡状態における粒子組成の計算や, エンタルピー・比熱などの熱力学特性を計算するには, 各粒子の分配関数を求めておくが必要になる. 分配関数は粒子の並進・振動・回転エネルギー準位などを考慮して計算する. 粒子 i の分配関数 Z_i は次のように書ける:

$$Z_i = V \left(\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} Z_i^{\text{int}} \quad (1)$$

$$Z_i^{\text{int}} = Z_{\text{nuclear}} \cdot \left[\sum_e g_e \exp \left(-\frac{E_e}{kT} \right) \right] \cdot \left[\sum_v g_v \exp \left(-\frac{E_v(e)}{kT} \right) \right] \cdot \left[\sum_r g_r \exp \left(-\frac{E_r(e,v)}{kT} \right) \right] \quad (2)$$

2. Thermodynamic, Transport and Radiation Properties of Thermal Plasmas

YOKOMIZU Yasunobu, MATSUMURA Toshiro, TANAKA Yasunori and IWAOKA Toru

corresponding author's e-mail: yokomizu@nuee.nagoya-u.ac.jp

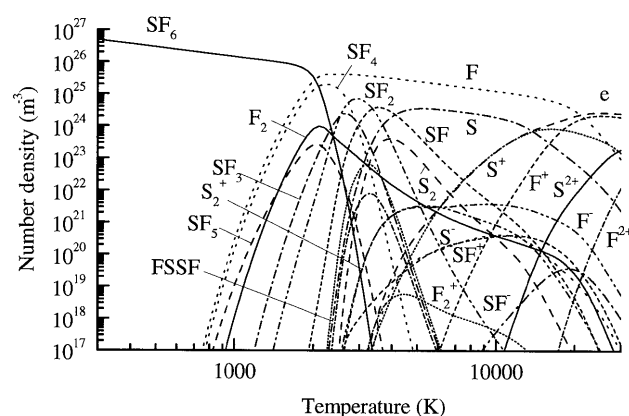


Fig. 1 圧力 2 MPa における SF₆ の熱平衡粒子組成 [1].

ここで、 Z_i^{int} は粒子 i の内部状態数、 Z_{nuclear} は原子核スピンからの寄与、 V は体積である。添字 e, v, r はそれぞれ電子励起、振動、回転状態を表し、 E_e および g_e はそれぞれ粒子の電子励起エネルギーとその統計重率（縮退度）、 $E_v(e)$ および g_v は振動エネルギーとその統計重率、 $E_r(e, v)$ および g_r は回転エネルギーとその統計重率である。これら分配関数は NIST [2] などの原子・分子定数データを用いて計算できる。

上記のように計算した分配関数を用い、非常に多種の粒子系に対しても平衡組成が計算されている。Fig. 1 は、圧力 2 MPa、温度 300–30,000 K における SF₆ の熱平衡組成の計算結果である。これは、Guldberg-Waage の式、Saha の式を連立させて解いた結果で、22 種の粒子を考慮している。電子密度の増加による電離エネルギーの低下についても考慮している。温度が 300 K から上昇していくと SF₆ が熱分解し F, SF₄, SF₂ が生じ、さらに温度が上昇すると原子の密度が増加し、さらにイオン、電子の密度が増加していくことがわかる。ほかに 80 種類以上の粒子を考慮して極めて複雑な組成状態を計算した例もある [3]。

一方、熱プラズマにおいても反応論的非平衡性が問題となる場合がある。その場合には上記のように平衡状態を仮定できないため、熱・統計力学的にその位置での組成を求めることができない。この場合には反応速度を考慮した組成を計算する必要がある、この詳細については本小特集「3. 熱プラズマにおける非平衡性」で述べる。

2.2.2 衝突断面積、衝突積分

(a) 衝突断面積

いわゆる気体・高温プラズマの輸送特性を求めるには衝突断面積が、電離・化学反応などの反応レートを求める際にはその反応の衝突断面積が必要である。熱プラズマにおいては、電子、イオンのほか、分子、原子などが、数百から数万 K の非常に広い温度範囲に存在している。したがって、熱プラズマの輸送特性を求めるにあたっては、通常低圧プラズマの解析に用いられる電子衝突断面積のほか、これらのすべての重粒子間に対する衝突断面積が必要になる。

電子衝突断面積は理論計算と実験の両方から求められている。電子と原子・分子の衝突には量子的性質が現れるた

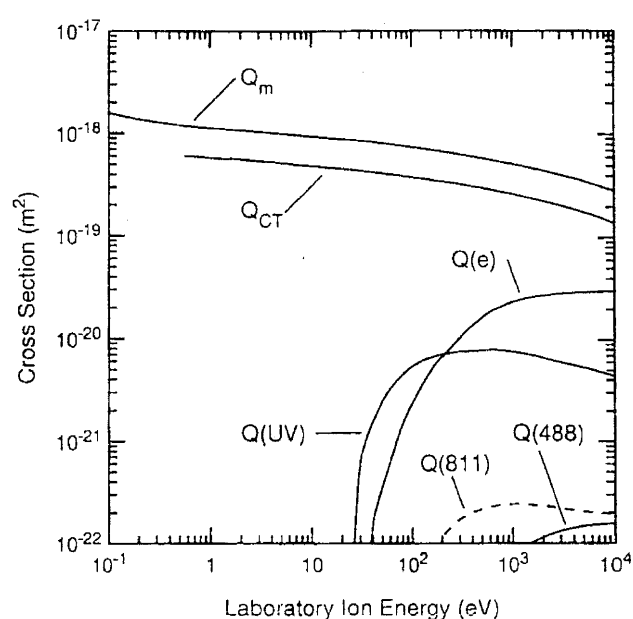


Fig. 2 Ar⁺-Ar 間の衝突断面積。Q_{CT}, 電荷交換断面積；Q_m, 運動量交換断面積；Q(e), 電離断面積；Q(488), Ar II 488-nm 励起断面積；Q(UV), Ar I UV 共鳴線励起断面積；Q(811), Ar I 811-nm 励起断面積 [4]。

め、衝突断面積の理論計算においては、原子・分子の非摂動場と電子との相互作用、交換相互作用および分極相互作用などが考慮される。しかし、分子構造が複雑な場合には計算が極めて困難となるため様々な近似が行われ、その精度についても様々な検討されている。実験的に電子衝突断面積を求める際には、電子ビーム法と電子スウォーム法とがよく用いられる。最近では原子-原子間衝突断面積についても理論・実験による多くのデータ収集が行われている。Fig. 2 は、実験的に求められた Ar-Ar 間の衝突断面積である [4]。電荷交換衝突断面積 Q_{CT} が現れているのが同種原子-イオン間衝突の特徴である。このほか、荷電粒子間の Coulomb 衝突断面積、原子・中間分子（ラジカル）間の衝突断面積など膨大なデータが厳密な熱プラズマ解析には不可欠である。

(b) 衝突積分

熱プラズマの輸送特性を求めるには、おもに Chapman-Enskog 法による近似計算 [5] が用いられる。この方法においては、各粒子速度分布関数を Maxwell-Boltzmann 分布から大きくずれていないとして、平衡状態の Maxwell-Boltzmann 分布分と摂動関数分とに分解する。さらに摂動関数を Sonine 多項式と呼ばれる多項式で展開し、これを Boltzmann 輸送方程式に代入して流束を求め、その係数から輸送特性を求める。この定式において衝突断面積は、実効衝突断面積というべき衝突積分の形で取り扱われる。気体分子運動論から粒子 i - j 間の衝突積分 $\bar{\Omega}_{ij}^{(\ell, s)}$ は以下のように記述できる [6]。

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(\ell, s)} = \frac{4(\ell+1)}{\pi(s+1)! [2\ell+1 - (-1)^\ell]} \cdot \int_0^\infty \exp(-\gamma_{ij}^2) \gamma_{ij}^{2s+3} Q_{ij}^\ell(g_{ij}) d\gamma_{ij} \quad (3)$$

$$Q^\ell = 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos^\ell \chi) b db \quad (4)$$

$$\gamma_{ij} = \left(\frac{\mu_{ij} g_{ij}^2}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \quad (5)$$

ここで、 g_{ij} は粒子 i - j 間の相対速度の大きさ、 m_i は粒子 i の質量、 k は Boltzmann 定数、 b は衝突パラメータ、 χ は散乱角、 T は粒子の温度、 ℓ, s は Sonine 多項式の次数を表している。原子-原子間の衝突積分については、原子間相互ポテンシャルが Born-Mayer 型ポテンシャルと仮定して、計算することがしばしば行われる [7]。

2.3 熱力学・輸送特性

熱プラズマにおいては、ガス温度は十分に高まって、電子温度とほぼ等しく、数千ケルビン以上の熱平衡状態になっている場合が多い。熱平衡状態にあるということは、構成分子および原子の運動、励起、解離、電離から至るあらゆる属性が一つの温度で記述できることを意味している。このことを前提として、熱プラズマの構成粒子である分子、原子、イオンおよび電子の粒子密度の温度依存性を理論計算すること、さらには、得られた粒子組成から、熱プラズマの熱力学・輸送特性の温度依存性を導出することも行われている。一旦、熱プラズマの熱力学・輸送特性を得ることができれば、熱プラズマにおけるエネルギー収支式などを解き、熱プラズマの多くの特性、たとえば温度の空間分布および過渡変化などを詳細に把握することができる。

以下で、熱プラズマの熱力学・輸送特性の計算方法を述べる。さらに、計算結果の例として、ガス種としてアルゴンを取り上げ、温度域 300~30,000 K、圧力 0.1~1.0 MPa における高温アルゴンの特性を記述する。熱プラズマアーク放電の応用分野では、雰囲気ガスとしてアルゴンを用いることがあるからである。高温状態での構成粒子として、Ar, Ar⁺, Ar²⁺ および電子 e を考慮している。

2.3.1 熱力学特性

(a) 質量密度

ある温度 T での質量密度 ρ は、各構成粒子の数密度 n_i および質量 m_i の総和として計算される。

$$\rho = \sum_i m_i n_i \quad (6)$$

Fig. 3 は、高温アルゴンにおける質量密度を両対数目盛で示している。温度域 300~15,000 K では、質量密度は、温度増加に対して、反比例で低下する。しかし、温度 15,000 K 以上の領域では、質量密度は、温度増加に対して反比例の場合よりも急激に減少している。15,000 K 以上では、Ar および Ar⁺ の電離反応が進み、質量の軽い電子が高密度で生成されるからである。

(b) エンタルピーおよび定圧比熱

高温気体のエンタルピー h は、各粒子の内部状態和 Z_i^{int} および標準生成エンタルピー U_i から次式のように計算

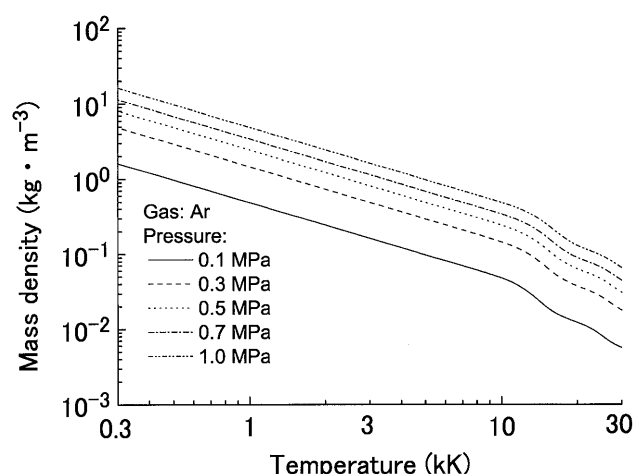


Fig. 3 温度 300~30,000 K における高温アルゴンの質量密度。

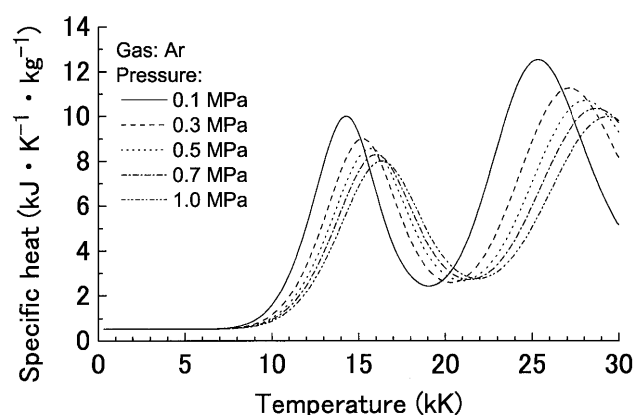


Fig. 4 温度 300~30,000 K における高温アルゴンの定圧比熱。

される。

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_i \left(\frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Z_i^{\text{int}}) + U_i \right) n_i \quad (7)$$

ここで、 k : Boltzmann 定数である。 U_i の値は、たとえば、文献 [8] から採用される。

ある圧力 P での定圧比熱 C_p は、同一圧力下のエンタルピー h から求められる。

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{P = \text{const.}} \quad (8)$$

Fig. 4 は、高温アルゴンの定圧比熱の温度依存性を示している。圧力 0.1 MPa の場合の定圧比熱は、温度域 300~8,000 K では、0.52 kJ/(K·kg) 程度であるが、温度 14,300 および 25,300 K で 10.0 および 12.5 kJ/(K·kg) に高まる。これらは、それぞれ、Ar および Ar⁺ の電離による寄与である。さらに、Fig. 4 から、圧力の増加につれて、これら極大値が少しずつ低下するとともに、極大となる温度が、少しずつ高くなることもわかる。圧力の増加に伴って、電離反応の進行が高温側に移っていくからである。

2.3.2 輸送特性

粒子組成の数値データに加えて、衝突断面積の数値デー

タから, first Chapman-Enskog approximation に基づいた式[9]を用いることによって, 導電率, 熱伝導率および粘性係数が計算される。

(a) 導電率

導電率 σ は, 次式によって与えられる。

$$\sigma = \frac{e^2}{kT} \frac{n_{e^-}}{\sum_{i=1}^N n_i \Delta_{e^-i}^{(1)}} \quad (9)$$

ここで,

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (10)$$

であり, e : 電気素量, $\pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$: i 種粒子- j 種粒子間の運動量変換断面積である。

Fig. 5は, 導電率の温度依存性を示している。同図に見られるように, 温度が5,000 Kに高まると, 高温アルゴンが導電性を持つようになり, さらに温度が15,000 K程度にまで高くなると, 導電率は4桁も高くなる。

(b) 熱伝導率

高温気体の熱伝導機構では, 3つの寄与があり, 高温気体の熱伝導率 κ は, それら寄与の総和, すなわち, 接触熱伝導率 κ_{tr} , 内部熱伝導率 κ_{int} および反応熱伝導率 κ_{re} の総和で計算される。

$$\kappa = \kappa_{tr} + \kappa_{int} + \kappa_{re} \quad (11)$$

ここで,

$$\kappa_{tr} = \frac{15}{4} k \sum_{i=1}^N \frac{n_i}{\sum_{j=1}^N \alpha_{ij} n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (12)$$

$$\kappa_{int} = k \sum_{i=1}^N \frac{\left(\frac{C_{pi} M_i}{1000 \mathcal{R}^*} - \frac{5}{2} \right) n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(1)}} \quad (13)$$

$$\kappa_{re} = k \sum_{l=1}^{N_{re}} \frac{\left(\frac{\Delta H_l}{\mathcal{R}^* T} \right)^2}{\sum_{i=1}^N \frac{\beta_{li}}{n_i} \left(\sum_{j=1}^N (\beta_{li} n_j - \beta_{lj} n_i) \Delta_{ij}^{(1)} \right)} \quad (14)$$

上の式において,

$$\alpha_{ij} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{m_i}{m_j} \right) \left(0.45 - 2.54 \frac{m_i}{m_j} \right)}{\left(1 + \frac{m_i}{m_j} \right)^2} \quad (15)$$

$$\Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16}{5} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} \quad (16)$$

である。ここで, $\pi \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$: i 種粒子- j 種粒子間の粘性断面積, M_i : i 種粒子の分子量, $\mathcal{R}^*$: 気体定数, C_{pi} : i 種粒子の定圧比熱, N_{re} : 化学反応の種類の数, β_{li} : l 番の化学反

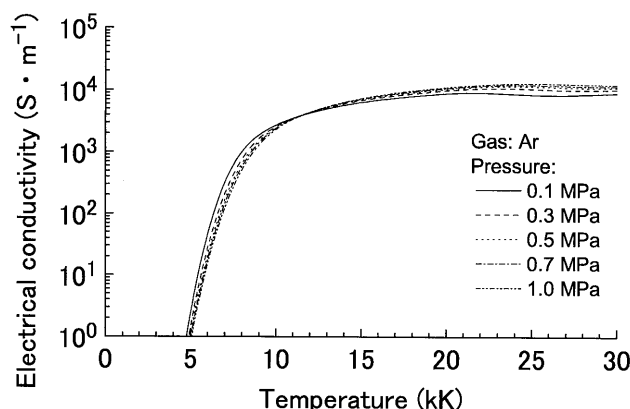


Fig. 5 温度 300~30,000 K における高温アルゴンの導電率。

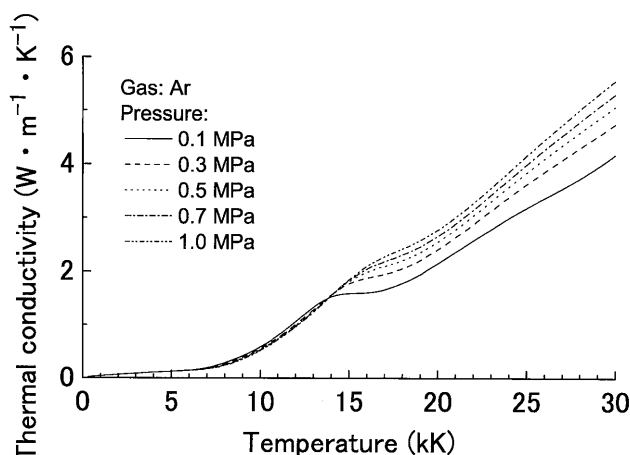


Fig. 6 温度 300~30,000 K における高温アルゴンの熱伝導率。

応における i 粒子の係数, ΔH_l は 1 mol 当たりの反応熱[J/mol]である。

Fig. 6は, 高温アルゴンの熱伝導率を示している。同図に見られるように, 熱伝導率は, 15,000 K付近をのぞいて, 温度の上昇につれて線形的に高くなり, 圧力 0.1 MPa の場合では, 温度 30,000 K で 4.17 W/(m·K) に達する。この熱伝導率の上昇は, 温度増加による接触熱伝導率の上昇に起因している。15,000 K付近では, 接触熱伝導率の他に, 電離反応に起因する反応熱伝導率が加算され, 熱伝導率は Fig. 6 に示すような温度依存性を示す。

(c) 粘性係数

粘性係数 μ は, 以下の式で求められる。

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{m_i n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (17)$$

Fig. 7は, 高温アルゴンの粘性係数を示している。粘性係数は, 温度の上昇につれて 12,000 K までは, 高くなる。しかし, 12,000 K 以上の温度域では, 温度の増加につれて, 粘性係数は低下してしまう。この温度域では, Coulomb 衝突に関わる衝突断面積が大きいからである。

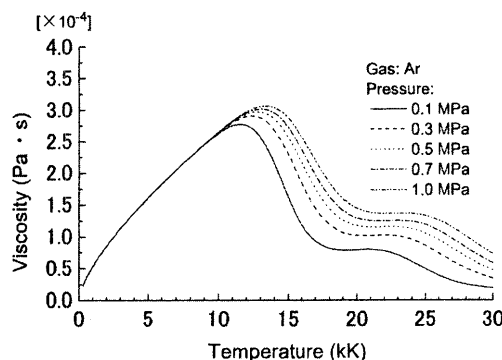


Fig. 7 温度 300~30,000 K における高温アルゴンの粘性係数.

2.4 放射特性

熱プラズマは、超高温という特徴だけでなく高輝度という特徴を持つ。この高輝度な放射エネルギーは、紫外線から赤外線まで幅広く放射が可能であり、殺菌、大規模照明、赤外線加熱等、さまざまな用途に応用が期待されている。この放射特性は、高温気体の電子の振る舞いにより決定され、線スペクトルや連続スペクトルが放射される。本節では、線スペクトルや連続スペクトルに関し述べるとともに、高温気体の放射係数に関し述べる。

2.4.1 線スペクトル

原子やイオンが取りうるエネルギー準位は、核外電子の配置により決まる。このエネルギー準位間の遷移により放射・吸収が生じ、各元素固有のスペクトルが現れる。線スペクトルの放射係数[10], 吸収係数[11, 12]を各々次式に示す。

$$\epsilon_{\text{line}} = \frac{n_i}{4\pi Q_i} \frac{hc}{\lambda_m} g_{mi} A_{mni} \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right) \quad (18)$$

$$\kappa_{\text{line}}(\nu) = \frac{h\nu}{c} B_{nmi}(\nu) \frac{n_i g_{ni}}{Q_i} \exp\left(-\frac{E_{ni}}{kT}\right) \Phi(\nu) \quad (19)$$

ここで、 n_i は i 価の粒子密度、 h はプランク定数、 c は光速、 λ_m は波長、 g_{mi} と g_{ni} は m, n 準位の縮退度、 A_{mn}

と B_{nm} は遷移確率、 E_{mi} と E_{ni} は i 価の m, n 準位のエネルギー、 k はボルツマン定数、 ν は振動数、 $\Phi(\nu)$ は圧力幅、 Q_i は粒子種 i の分配関数である。

2.4.2 連続スペクトル

線スペクトルと異なり、広い波長範囲で連続的な強度分布を持つものが連続スペクトルである。連続スペクトルは次の2つの過程により生じる。

●制動放射

自由電子がクーロン電場の影響でエネルギーが小さくなる場合に、そのエネルギーを光として放射する。

●再結合放射

自由電子とイオンが再結合する場合に、その余ったエネルギーを光として放射する。

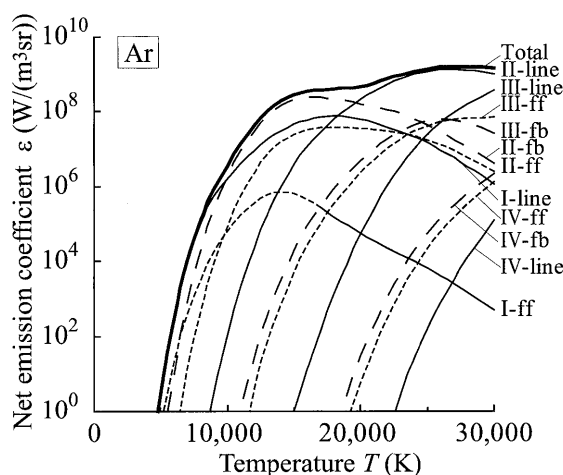
この連続スペクトルの放射係数[13], 吸収係数[14]を各々次式に示す。

$$\epsilon_{\text{ff}}^{\text{ci}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} Z_{\text{eff},i}^2 \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) \xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i) \Delta\lambda \quad (20)$$

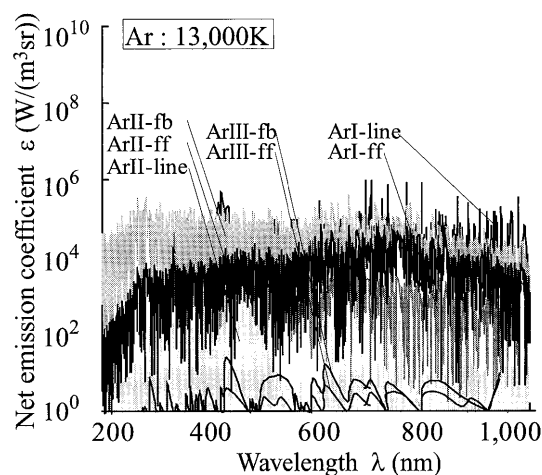
$$\epsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} = C_2 \frac{n_e n_a}{\lambda^2} \sqrt{T_e^3} S(T_e) \left[\left(1 + \frac{hc}{\lambda k T_e}\right)^2 + 1 \right] \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) \Delta\lambda \quad (21)$$

$$\kappa_{\text{ff}}^i = \frac{32\pi^2 e^6}{3\sqrt{3} c^3 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (4\pi\epsilon_0)^3} \frac{Q^2}{2h\nu\sqrt{kT}} \frac{n_e n_{i+1} c^2 g_{\nu\text{ff}}^i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \quad (22)$$

$$\epsilon_{\text{fb}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} Z_{\text{eff},i}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) \right] \cdot \frac{g_{m,i}}{Q_i} \xi_{\text{fb}}(\lambda, T_e, i) \Delta\lambda \quad (23)$$



(a) Temperature dependence



(b) Wavelength dependence

Fig. 8 高温アルゴンにおける放射係数の温度・波長依存性.

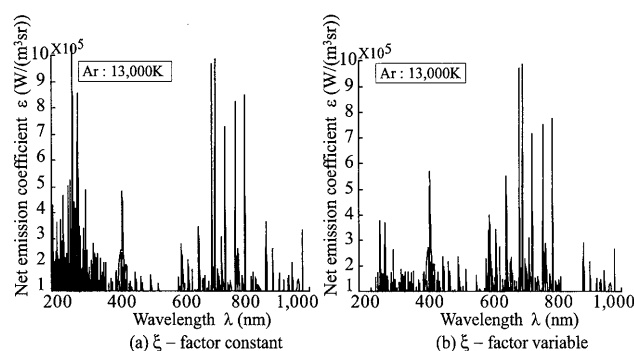


Fig. 9 Biberman factor を考慮した高温アルゴンの波長別放射係数.

$$\kappa_{\nu fb}^i = \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{\frac{3}{2}}} \frac{Q^4}{(4\pi\epsilon_0)^5} \frac{n_e n_{i+1}}{Z_{i+1}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (2J_n^i + 1) \sigma_{nk}^i(\nu) \exp\left(\frac{E_{\infty}^i - \Delta E - E_k^i}{kT}\right) \quad (24)$$

ここで、 n_e は電子密度、 n_a は原子密度、 Z_{eff} は有効電荷数、 $S(T_e)$ (m^2) [15] は中性粒子-電子間衝突断面積、 $\xi_{\text{ff}} = \xi_{\text{fb}}$ [13, 16] は Biberman factor、 $g_{\nu \text{ff}}$ は Gaunt factor、 σ_{nk} は光電離断面積である。

2.4.3 温度変化時における放射係数

Fig. 8 にアルゴンにおける放射係数の温度依存性、波長依存性を示す。トータルの放射係数は、15,000 K まで急激に増加し、15,000 K~30,000 K では緩やかに増加し、最大値である $10^9 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{sr})$ 程度となる。線スペクトルは、温度が上昇するにつれ、原子よりもイオンからの放射が支配的となる。連続スペクトルでは、再結合放射が支配的であるが、30,000 K と高温になると、制動放射の割合も増加する。波長依存性は、原子は赤外線付近で、イオンは波長全体にわたり支配的であり、特に再結合放射の影響が大きい。

2.4.4 連続スペクトルにおける ξ 因子の影響

線スペクトルは、遷移確率やシュタルク幅により各元素固有の放射が決定される。連続スペクトルでは、各元素固有の放射波形を決定する要素として、 ξ 因子 (Biberman factor) [13, 16] の影響が無視できない。 ξ 因子は定数として扱われる場合もあるが、厳密には波長と温度の関数である。一例として Fig. 9 に、アルゴンの放射係数において、 ξ 因子を 1.5 の定数とした場合と、波長依存性を考慮した場合の波長別放射係数を示す。 ξ 因子を 1.5 と一定として扱った場合、紫外線と赤外線が過大に放出される結果となるが、波長依存性を考慮することで、可視光線が増加し支配的となり、紫外線や赤外線は減少する。このことから、より精密な放射成分の計算を行うには、 ξ 因子の波長依存性を考慮する必要がある。

2.5 熱プラズマにおける非平衡時の熱力学・輸送特性

2.5.1 非平衡性と熱力学・輸送特性の計算

熱プラズマで問題となる非平衡性は「3. 熱プラズマにおける非平衡性」で詳細に取り上げるが、ここでは、熱的

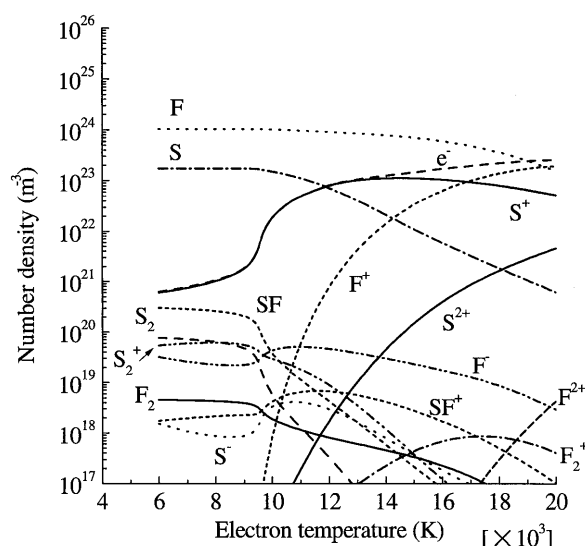


Fig. 10 圧力 0.1 MPa、重粒子温度 $T_h=6,000 \text{ K}$ における二温度状態での SF_6 の粒子組成の電子温度依存性 [18].

非平衡性と反応論的非平衡性を概説する。ここでいう熱的非平衡状態とは電子温度 T_e と重粒子温度 T_h の差が生じている状態であり、熱プラズマの周辺付近で高い電界が印加されている場合に問題となる場合がある。一方、反応論的非平衡状態とは反応が平衡状態に達していない状態であり、熱プラズマの状態変化 (拡散なども含む) に比較して反応速度が遅い場合に現れる。このような非平衡性がある場合には、これらを考慮して熱プラズマの導電率、熱伝導率などの輸送特性を計算する必要がある。

粒子の速度分布関数が Maxwell-Boltzmann 分布から大きく外れていなければ、前々節「熱力学・輸送特性」での熱平衡時の熱力学・輸送特性計算式を、若干の修正を施して用いることができる。一般に熱プラズマの輸送特性解析においては、粒子の速度分布関数が Maxwell-Boltzmann 分布から大きくずれないと仮定されている。したがって、何らかの手法により非平衡状態における粒子組成を計算できれば、その状態における熱力学・輸送特性を、平衡時の計算手法を若干修正して同様に計算できる。

2.5.2 2 温度状態における粒子組成計算例

輸送特性を計算するには、粒子組成状態を求める必要がある。実際の熱プラズマの計算においては、密度勾配、対流、反応速度の影響を考慮して各位置における粒子組成を計算する必要がある。しかし、非平衡組成が与えられた場合には、各輸送特性が T_e および T_h に対してどのような依存性を示すのかを認識しておくことも重要である。0 次元的な解析が、その理解に都合がよい。

非平衡状態の一つに、2 温度状態 (Two-temperature state) がある。ここでの 2 温度状態とは $T_e > T_h$ となっている状態のことで、いわゆる熱的非平衡状態を指す。電界が印加され、2 温度状態のまま十分に時間が経過すると、最終的にある組成状態になると考えられる。これが 2 温度状態の粒子組成である。高気圧の 2 温度状態における粒子組成の計算方法はいくつかあり、まだ議論されている。特

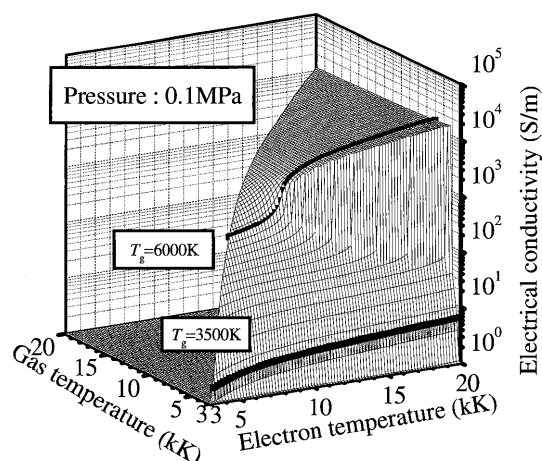


Fig. 11 二温度状態における SF₆ の導電率の温度依存性[21].

に最近では、これまで適用されてきた Potapov 式が誤りである[17,18]という認識が広がり、新しく 2 温度状態における粒子組成を計算する手法が出てきている[18-20].

Fig. 10 は、2 温度状態における SF₆ の粒子組成を示したものである。各粒子 j に対して新しく実効励起温度 T_j^{ex} を導入し、質量作用の法則を適用して求めたものである。重粒子温度を 6,000 K 一定としている。同図から、6,000 K 以下で解離が完了し、 T_e を 9,000 K 程度に上昇させると S 原子の電離が急激に生じ、粒子組成が大きく変わることがわかる。このような急激な変化は、レート方程式を解いて粒子組成を求める手法でも出現する[19,20]。これは、 T_e が 6,000 K 付近では電子密度 n_e が 10^{21} m^{-3} 以下で、単位体積あたりの電子衝突による電離頻度はそれほど大きくはないが、 T_e が 9,000 K になると n_e が 10^{21} m^{-3} 以上となり、これにより単位体積あたりの電子衝突による電離頻度が正帰還的に大きくなるため、急激な電離が生じていると考えられる。

2.5.3 2 温度状態における輸送特性計算例

Fig. 11 は、前項で求めた 2 温度状態における粒子組成を用いて計算した導電率 σ である[21]。この計算には、以下の Chapman-Enskog 法の第 3 次近似を用いている。

$$\sigma = \frac{3e^2 n_e^2}{2} \left(\frac{2\pi}{m_e k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \begin{vmatrix} q^{11} & q^{12} \\ q^{21} & q^{22} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} q^{00} & q^{01} & q^{02} \\ q^{10} & q^{11} & q^{12} \\ q^{20} & q^{21} & q^{22} \end{vmatrix}^{-1} \quad (25)$$

ここで、 q は衝突積分に関係する量である。同図から、 T_h が 3,500 K の場合には、 T_e が上昇すると導電率は緩やかな上昇を見せる。しかし、 T_h が 6,000 K の場合には、 T_e が 9,000 K 程度まで上昇すると、導電率が急激に上昇する。この原因は電子密度の急激な増加である。

2.6 まとめ

本報告では、熱プラズマにおける熱力学・輸送・放射特性を述べた。一旦、熱プラズマの熱力学・輸送特性を得ることができれば、質量・運動量・エネルギー保存式などを解き、熱プラズマの多くの特性を詳細に検討することができる。たとえば、温度、導電率、入力・放射パワーなどの空間分布および過渡変化が明らかになり、熱プラズマ内で発生している現象を詳細に解明できる。

参考文献

- [1] T. Mori *et al.*, IEEE Trans. Power Delivery **20**, 2466 (2005).
- [2] National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data <http://www.nist.gov/srd/>.
- [3] P. Andre, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 1963 (1996).
- [4] A.V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data. **20**, 557 (1991).
- [5] S. Chapman *et al.*, *The Mathematical Theory of Non Uniform Gases* (New York, Cambridge University Press, 1952).
- [6] J.O. Hirschfelder *et al.*, *Molecular Theory of Gases and Liquids* (New York, Wiley, 1964).
- [7] J.T. Vanderslice *et al.*, Phys. Fluid **5**, 155 (1962).
- [8] M.W. Chase, Jr., "NIST-JANAF Thermochemical Tables Fourth Edition", Monograph No.9, American Chemical Society (1998).
- [9] J.M. Yos, "Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30,000 K" (1967) Research and Advanced Development Division AVCO Corporation, Amendments to AVCO RAD-TM-63-7, Massachusetts.
- [10] 山村 学, 村山精一: プラズマの分光計測 (学会出版センター, 1995).
- [11] 岩尾 徹, 井上順恵, 山口慶高, 水野仁一, 稲葉次紀, 電気学会論文誌 A, **123**, 7, 630 (2003).
- [12] 岩尾 徹, 宮崎宏和, 吉田秀幸, 山口慶高, 井上順恵, 水野仁一, 稲葉次紀, 電気学会論文誌 B, **123**, 7, 866 (2003).
- [13] A.T.M. Wilbers *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transf. **45**, 1 (1991).
- [14] 池田弘一 他, 電気学会論文誌 A **120**, 414 (2000).
- [15] E.J. Robinson *et al.*, Phys. Rev. **153**, 4 (1967).
- [16] 本田 賢, 岩尾 徹, 湯本雅恵, 稲葉次紀, 電気学会論文誌 B, **126**, 166 (2006).
- [17] E. Richely *et al.*, J. Appl. Phys. **53**, 8537 (1982).
- [18] Y. Tanaka *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 991 (1997).
- [19] Y. Tanaka *et al.*, Proc. Int. Conf. Electr. Eng. ICEE'98 (1998) p.583.
- [20] G.J. Cliteur *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 1851 (1999).
- [21] T. Matsumura *et al.*, Proc. 12th Int. Conf. Gas Discharges and Their Applications (1997) Vol.1, p.94.