



解説

常識となっていないシース現象

Sheath Phenomena of Not-So-Common Knowledge

河野明廣

KONO Akihiro

名古屋大学名誉教授

(原稿受付：2013年5月5日)

多くの教科書は詳しく触れていないが、基本的と考えられる、プラズマ-壁境界領域の構造に関する2つの主題を取り上げる。正イオンと電子よりなる低圧プラズマが壁と接するとき、壁へ向かうイオンのドリフト速度がボーム速度に達する点と、壁直近の電子がほとんど存在しないイオンシース層の間には厚い遷移層が存在する。遷移層とイオンシース層の厚さは異なるスケーリング則に従う。これらの厚さや関連する物理量が圧力（イオンの平均自由行程）とともにどのように変化するかについて論じる。もう1つの主題は負イオンを含むプラズマが壁と接するときできるシースの構造に関するものである。シース端での負イオン密度と電子密度の比 α の大きさにより、3通りの大きく異なる構造が現れる。 α のある範囲では、シース領域に不安定性が生ずることを理論的に示す。

Keywords:

sheath, sheath edge, sheath thickness, transition layer, electronegative plasma, sheath instability

1. はじめに

プラズマによる材料プロセスなど、プラズマと固体表面の相互作用に関わる問題を理解するためには、プラズマと壁（あるいは電極）との境界領域にできるシースの基本的な性質を理解しておくことが重要であることは論をまたない。シースやその近傍の基本的な特性はプラズマ分野の多くの教科書（例えば[1, 2]）に述べられているが、2000年代に入っても学術誌上で基本事項について議論が続き、新しい知見が加わり、レビュー論文も書かれている[3]。本解説では、このような、教科書があまり触れていないシースに関する2つの話題について解説する。

1つは、無磁場のもとで、一種類の正イオンと電子からなる低温プラズマが壁と接して定常状態にある場合のシースの厚さというきわめて基本的な事柄である。シースの厚さは、当然、どの領域をシースと考えるかに依存する。この点に関連して近年活発な議論があった[3-9]。シースをChild-Langmuirの式で近似されるような、電子密度が概ね無視できる領域と考えるなら、その厚さ L_s は典型的にはデバイ長の数倍の大きさとなる。一方、低圧の無衝突シースでは、ボームのシース形成条件により、安定なシースが形成されるためには、シース領域に流れ込むイオンのドリフト速度がイオン波の音速（ボーム速度）を超えている必要がある。そこで、イオン流速がボーム速度に達する位置をシース端（sheath edge）と考え、シースは壁近傍の電子密度が無視できる領域（イオンシース層と呼ぼう）とシース端からイオンシース層までの領域（遷移層と呼ぼう）で構成されることになる。遷移層の厚さを L_t とす

る。教科書[2]では L_t がデバイ長程度との記述があるが、実際には L_t はイオンの平均自由行程 λ に依存し、平行平板系のプラズマでは $\lambda \rightarrow \infty$ で $L_t \rightarrow \infty$ となる。遷移層については古くから多くの研究がなされているが[10-14]、本解説では、流体モデルで記述したプラズマ-壁境界領域にイオンシース端を明確に定義することにより L_s , L_t を精密に求めた筆者の取り扱い[9]に基づいて、プラズマ-壁境界領域の基本的性質を論じる（第2節）。

本解説のもう1つの話題は、負イオンを含むプラズマと壁の境界にできるシースの不安定性に関するものである。正負イオンの温度が電子温度よりずっと低いプラズマを考える。負イオンが存在するとイオン波の音速は負イオンが無い場合よりずっと遅くなる。壁へ向かう正イオン流がこの遅い音速に達すると、ボームのシース条件が満たされてシースの形成が始まる。シース電界により、まず、温度の低い負イオンがプラズマ側に跳ね返され、シース領域は正イオンと電子のみ含むようになる。この領域のイオン波の音速は速くなり、イオン流はこの速い音速には達してない。したがって、ボーム条件が満たされず、不安定性につながる。このような不安定性の存在は、計算機モデリングに基づき、1999年頃、いくつかのグループにより独立に見出された[15-17]。第3節では、このような不安定性の生じる条件やメカニズムについて、筆者の研究[17-19]に基づいて解説する。

author's e-mail: kono.akihiro@nagoya-u.jp

2. シース領域の特徴付けとシースの厚さ

2.1 基礎となる方程式

1種類の正イオンと電子よりなる低温プラズマ（イオン温度0を仮定）の壁近傍の振る舞いを記述する無次元化された流体方程式を考える。電子密度 N_e およびイオン密度 N_+ は、ある基準点の電子密度 N_{e0} で規格化して、 $n_e = N_e/N_{e0}$, $n_+ = N_+/N_{e0}$ と置き、イオンのドリフト速度 U は、ボーム速度 $c_0 = (kT_e/M_+)^{1/2}$ で規格化して $u = U/c_0$ と置く。ポテンシャル V は $\phi = eV/kT_e$ と無次元化する。このとき、電子はボルツマン平衡にあるものと仮定すれば、 $n_e = e^\phi$ である（基準点のポテンシャルを0とする）。プラズマ全体のサイズに比べてずっと薄い壁近傍の領域のみを考えるので、この領域の電離を無視する。するとイオンフラックス n_+u は保存量となるから、 $n_+u = 1$ となるように基準点の位置を選ぶ。すなわち $N_e c_0 = N_+ U$ となる点を基準点とする。このとき、イオン密度は $n_+ = 1/u$ で与えられる。以上の仮定のもとで、イオン流の運動量バランス（運動方程式）とポアソン方程式は次式のように書くことができる[9]。

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{d\phi}{dx} - \nu_m u, \quad \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{1}{u} + e^\phi. \quad (1)$$

ここで、平板系のプラズマを仮定して物理量の空間変化は1次元的であるとしており、 x は基準点におけるデバイ長 λ_{D0} で規格化された無次元座標である。また ν_m は無次元化されたイオンの運動量移行衝突周波数であり、 $\nu_m = F_m/(c_0/\lambda_{D0})$ で定義される (F_m は次元をもつ衝突周波数)。イオンの平均自由行程 λ がイオン流速に依存しないとするモデルでは(1)で $\nu_m = \delta u$ と置いて

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{d\phi}{dx} - \delta u^2, \quad \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{1}{u} + e^\phi \quad (2)$$

を用いればよい。ここで $\delta = \lambda_{D0}/\lambda$ である。以下に述べる結果はこの(2)に基づくものである。なお、壁の位置はあらかじめ特定しない（(2)の解のポテンシャルが壁ポテンシャルになる点が壁の位置となる）。プラズマは壁の左側 (x 軸の負の方向) に存在するものとする。

2.2 無衝突シース

低圧 ($\delta \ll 1$) における(2)の解の性質を考える。(2)を解くための正しい境界条件は、解がプラズマの内部 ($x \rightarrow -\infty$) で $n_+ = n_e$ と置いた準中性近似（プラズマ近似）の方程式

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{d\phi}{dx} - \delta u^2, \quad -\frac{1}{u} + e^\phi = 0 \quad (3)$$

の解と漸近的に一致することである。(3)の解を準中性解と呼ぼう。これは解析的に求められ

$$(e^{2\phi} - 1) \frac{d\phi}{dx} = -\delta, \quad \frac{1}{2}(e^{2\phi} - 1) - \phi = -\delta x \quad (4)$$

となる。ここで積分定数は $x=0$ で $\phi=0$ となるように選んだ。(3)(4)から負の大きな x について ϕ , $d\phi/dx$, u を求

め、これを初期条件として壁に向かって (x の正方向へ) (2)を数値的に積分することにより、(2)を解くことができる。(2)の解を完全解と呼ぼう。

このようにして得られた準中性解と、完全解の電界 ($-d\phi/dx$) を図1に示す。準中性解では $x=0$ において電界が発散し、準中性近似が破綻することがわかる。また、この点で、準中性解では $u=1$ (イオン流速がボーム速度に達する) となる。この位置は通常、シース端 (sheath edge) と呼ばれるが、本節では、この点を「プラズマ端」と呼ぶことにする。(この呼び方は非標準的であるが、議論を明確にするために有用であると考えられる。なお、この呼び方は[8]の示唆による。) 図1はまた、 δ が小さくなると、プラズマ端の電界も小さくなることを示している。

さて、(2)の第1式においてイオンの衝突項を無視すると

$$u \frac{du}{dx} = -\frac{d\phi}{dx}, \quad \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{1}{u} + e^\phi \quad (5)$$

である。これは解析的に積分できて

$$u = \sqrt{1-2\phi}, \quad \frac{d\phi}{dx} = -\sqrt{2}(\sqrt{1-2\phi} + e^\phi - 2)^{1/2} \quad (6)$$

を得る。積分定数は $\phi=0$ のとき $d\phi/dx=0$ となるように選んだ。シースに深く入って $\phi \ll -1$ となる領域では電子密度 e^ϕ が無視できるので、(6)は

$$u = \sqrt{1-2\phi}, \quad \frac{d\phi}{dx} = -\sqrt{2}(\sqrt{1-2\phi} - 2)^{1/2} \quad (7)$$

と近似される。この第2式を再度積分して

$$\frac{\sqrt{2}}{3}(\sqrt{1-2\phi} - 2)^{3/2} + 2\sqrt{2}(\sqrt{1-2\phi} - 2)^{1/2} = x - x_s \quad (8)$$

を得る。ここで、 x_s は積分定数である。(7)(8)をイオンシース解と呼ぶことにする。(7)(8)より $x=x_s$ において電界 ($d\phi/dx$) は0となり、 $x < x_s$ ではイオンシース解が存

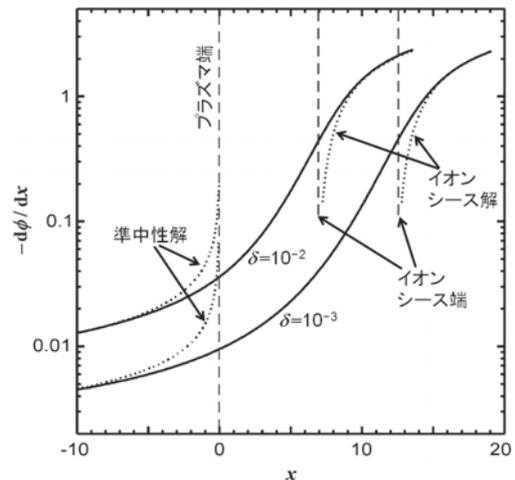


図1 低圧 ($\delta = 10^{-2}$ および $\delta = 10^{-3}$) における壁近傍領域の規格化電界に対する完全解 (実線) と、準中性解 (点線) およびイオンシース解 (点線)。

在しないことがわかる．そこで $x = x_s$ を「イオンシース端」と定義しよう．積分定数 x_s の値は，イオンシース解と完全解が， $x \rightarrow \infty$ で漸近的に一致するという要請から決めることができる．図1には，このようにして x_s を定めたイオンシース解も示されている．イオンシースの厚さ，すなわちイオンシース端から壁までの距離は，(8)において， ϕ を規格化された壁のポテンシャル ϕ_w で置きかえればよい．よって次元のある通常の単位におけるイオンシースの厚さを L_s と書けば

$$L_s = \left[\frac{\sqrt{2}}{3} (\sqrt{1-2\phi_w} - 2)^{3/2} + 2\sqrt{2} (\sqrt{1-2\phi_w} - 2)^{1/2} \right] \lambda_{D0} \quad (9)$$

となる．なお，(9)は十分大きな負の ϕ に対して $L_s = (\sqrt{2}/3)(-2\phi)^{3/4} \lambda_{D0}$ と近似できるが，これはよく知られた Child-Langmuir シースの関係式である．

さて，(8)における積分定数 x_s の値は， $\delta = 10^{-2} \sim 10^{-7}$ にわたる多数の完全解とイオンシース解との比較から，きわめてよい近似で

$$x_s = 3.411\delta^{-1/5} - 0.34 - 0.28\delta^{1/5} \quad (10)$$

と表されることが示される[9]．(10)はプラズマ端からイオンシース端までの規格化距離であるから，遷移層の厚さを L_t と書けば， $L_t = x_s \lambda_{D0}$ である．(10)の右辺の主要項(第1項)は $\delta \rightarrow 0$ の極限でいくらでも大きくなる．図1からも δ が小さくなると， x_s が大きくなることがわかる．すなわち， L_s と L_t は異なるスケーリング則に従う量であることがわかる．

ここで， $\delta = 10^{-2}$ の場合について，電子密度とイオン密度の空間分布を図2に示す． $x < 0$ のプラズマ領域(プレシース領域)では高い精度で準中性が保たれており，遷移層では準中性からのずれがはっきりするものの，依然として $n_e \sim n_+$ であり，イオンシースに領域に入ると， n_e が急速に減少して $n_e \ll n_+$ となることがわかる．

なお，完全解において，ポテンシャル，電界，イオン流速はイオンシース端で以下の値をとる．

$$\begin{aligned} \phi &= -1.0017 + 5.1\delta^{4/5} \approx -1, & -\frac{d\phi}{dx} &= 0.448, \\ u &= \sqrt{1-2\phi} \approx 1.73. \end{aligned} \quad (11)$$

2.3 衝突シース

イオンの平均自由行程の短い ($\delta \gg 1$) 高圧極限では，イオンの運動量バランスにおける慣性力 $u(du/dx)$ が無視でき，(2)は

$$\frac{d\phi}{dx} = -\delta u^2, \quad \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{1}{u} + e^\phi \quad (12)$$

となる．これを基礎方程式として前節と同じ解析をする．すなわち，まず $x = 0$ がプラズマ端(電界が発散する点)となるような準中性解(解析解)を求め，次に $x \rightarrow -\infty$ で準中性解と漸近的に一致するような(12)の完全解を数値積分*図3~6は筆者による unpublished data による．

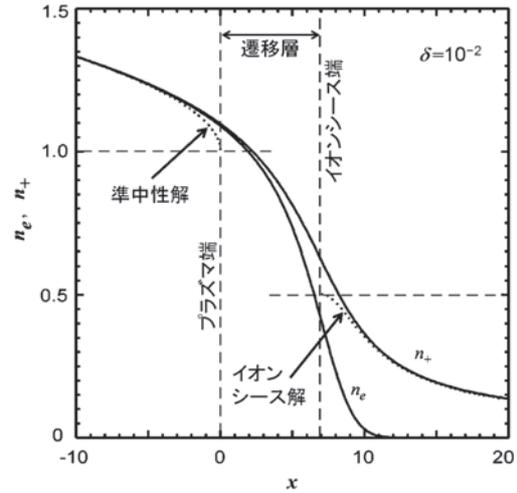


図2 $\delta = 10^{-2}$ における規格化電子密度 n_e およびイオン密度 n_+ に対する完全解(実線)，準中性解(点線)，およびイオンシース解(点線)．

により求める．次に完全解と $x \rightarrow \infty$ で漸近的に一致するようなイオンシース解(解析解)を求め，イオンシース解で電界が0となる点をイオンシース端とする．このような計算の結果，(9)に対応するイオンシースの厚さとして

$$L_s = \frac{2}{3} \left(\ln \delta - \frac{5}{2} \phi_w - 2.302 \right)^{3/5} \delta^{-1/5} \lambda_{D0} \quad (13)$$

が得られる．また，(10)に対応して

$$x_s = 0.7716\delta^{-1/5} \quad (14)$$

が得られる[9]．ここで， $L_s \gg x_s \lambda_{D0}$ であるから，衝突シースではプラズマ端とイオンシース端を区別することはあまり意味がない．また，イオンの衝突周波数を一定とする(1)に基づいて，同様に衝突シースの解析をすると，プラズマ端とイオンシース端はまったく同一の点になることが示される[9]．すなわち，衝突シースでは遷移層は消失する．なお，完全解において，ポテンシャル，電界，イオン流速はイオンシース端で以下の値をとる．

$$\begin{aligned} \phi &= \ln(0.5983\delta^{2/5}), & -\frac{d\phi}{dx} &= 0.8622\delta^{1/5}, \\ u &= \left(-\frac{1}{\delta} \frac{d\phi}{dx} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

2.4 無衝突シースから衝突シースへの移り変わり

低圧・高圧両極限の中間で2.2, 2.3節と同様な解析をすることにより，種々の物理量が2.2, 2.3節で求めた両極限における値とどの程度異なるかをみてみよう．中間領域では完全解だけでなく，イオンシース解も数値的に求めて，イオンシース端を決めなければならない．このような計算をいくつかの離散的な δ 値に対して行った結果を以下に示す.*

図3に，壁ポテンシャルの3つの値 $\phi_w = -10, -4.68, -3.53$ に対するイオンシース厚さの δ 依存性を示す．点線は式(9)(13)が与える値である．二つの式の値が一致する

$\delta = 0.1$ の近くで両式を切り替えて使えば、 δ の全範囲にわたってかなりよい近似となることがわかる。図4は $\delta^{-1/5} \lambda_{D0}$ を単位とする遷移層の厚さの δ 依存性である。

図5に種々の δ 値に対するポテンシャルを、イオンシース端を位置0にそろえてプロットした（プラズマ端の位置は短い縦棒で示した）。各 δ における基準点（ $\phi = 0$ の点）の位置を見ると、 $\delta \ll 1$ ではプラズマ端に近く、 δ の増加とともに次第に壁側に寄り、 $\delta > 10$ では若干イオンシース層の内部に入った位置にあることがわかる。2.1節で述べたように、基準点は $N_e c_0$ がイオンフラックスに等しい点であり、このように規準点を選んだ場合に、壁の浮遊ポテンシャルは δ の値に無関係に

$$\phi_w = \frac{1}{2} \ln \frac{2\pi m}{M_+} \quad (16)$$

で与えられる（ m は電子の質量、 M_+ は正イオンの質量）。

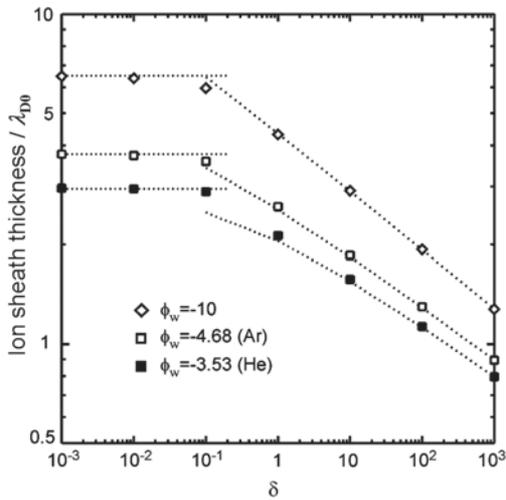


図3 壁の規格化ポテンシャル $\phi_w = -10$, -4.86 (Ar^+ に対する浮遊ポテンシャル), -3.53 (He^+ に対する浮遊ポテンシャル) に対するイオンシース厚さの δ 依存性。点線は式(9)および(13)。

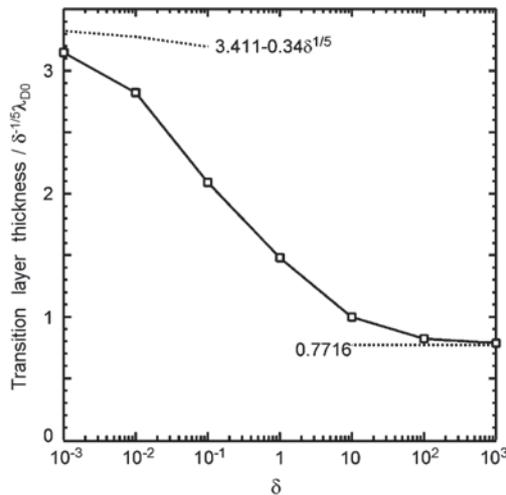


図4 $\delta^{-1/5} \lambda_{D0}$ を単位として表した遷移層の厚さの δ 依存性。点線は無衝突シースおよび衝突シースの式(10)(14)に対応する値。

一方、図5および(15)が示すように、イオンシース端のポテンシャルは δ とともに増加するので、イオンシース端と浮遊壁のポテンシャル差は δ とともに増加する。

図6に、プラズマ端、イオンシース端、および $\phi_w = -4.68$ の壁におけるイオン流速の δ 依存性を示す。各位置のイオン流速は $\delta \ll 1$ では概ね変化せず、 $\delta \gg 1$ では $\delta^{-2/5}$ に比例して減少する。 $\delta \ll 1$ のとき、プラズマ端におけるイオン流速が、ボーム速度 ($u = 1$) より若干小さいのは、完全解ではなく準中性解において $u = 1$ となる点をプラズマ端と定義したためである。(15)の第1式を用いてイオンシース端におけるデバイ長 λ_{Ds} を求めると $\lambda_{Ds} = 1.293 \delta^{-1/5} \lambda_{D0}$ を得る。したがって、 $\delta \gg 1$ におけるイオンシース端の流速 $u = 0.929 (\lambda_{D0} / \lambda)^{-2/5}$ は、 λ_{Ds} を用いて表すと、 $u = 0.817 (\lambda / \lambda_{Ds})^{1/2}$ となる。これは教科書[1]の(6.2.19)式に対応する。

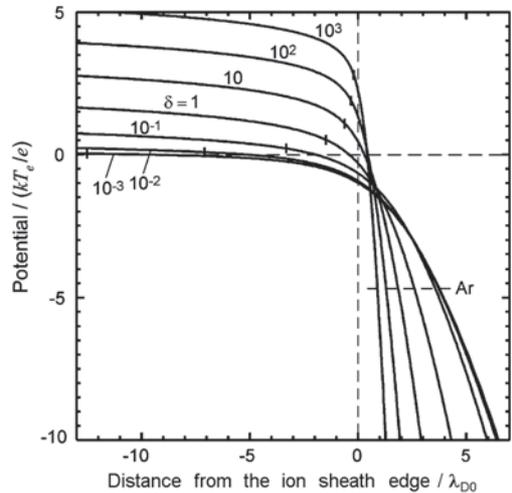


図5 種々の δ の値に対する規格化ポテンシャルの空間分布。位置0はイオンシース端であり、各カーブ上の短い縦棒はプラズマ端の位置。 Ar^+ に対する浮遊壁ポテンシャルも示す。

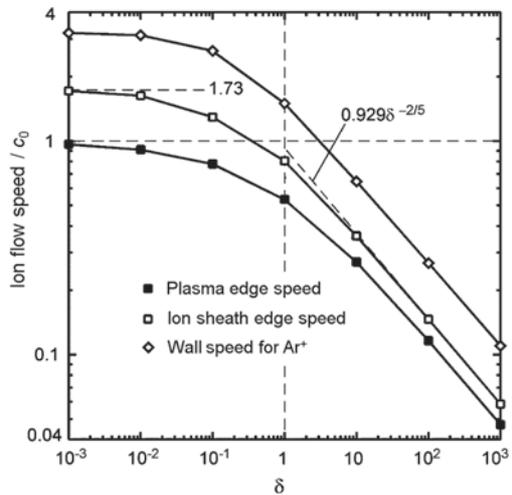


図6 プラズマ端、イオンシース端、および $\phi_w = -4.68$ (Ar^+ に対する浮遊壁ポテンシャル) の壁位置におけるイオン流速の δ 依存性。

3. 負イオンを含むシースにおける不安定性の発生

3.1 理論およびシミュレーション

一種類の正イオン、一種類の負イオン、および電子からなる低圧の低温プラズマを考える。負イオン密度と電子密度の比を $\alpha = n_-/n_e$ と置き、電子温度と正負イオン温度との比を $\gamma_+ = T_e/T_+$, $\gamma_- = T_e/T_-$ と置く。電子温度はイオン温度よりずっと高く γ_{\pm} は数十以上の値を持つものとする。電子と負イオンはボルツマン平衡にあるものとするれば、各密度は $n_e = e^{\phi}$, $n_- = \alpha_0 \exp(\gamma_- \phi)$ で与えられる。ここで2.1節と同様に、 $\phi \equiv eV/kT_e$ は規格化ポテンシャルであり、 n_e, n_- は規準点 ($\phi = 0$ の点) の電子密度で規格化された無次元量である。また α_0 は規準点における α の値である。このようなプラズマが壁と接しているときにできるシースを考える。

壁に向かって、 ϕ が減少していくとき、負電荷はボルツマン因子に従って減少し、正電荷は正イオン流の加速によって減少してゆく。前者の減少が後者より速ければ、正の空間電荷が成長してシースが成長する。この条件は

$$\frac{dn_e}{d\phi} + \frac{dn_-}{d\phi} \geq \frac{dn_+}{d\phi} \quad (17)$$

と書くことができる。正イオンの衝突を無視し、正イオンのエネルギー保存と準中性条件を用いれば(17)より

$$U \geq c_{\alpha} \equiv \left(\frac{1+\alpha}{1+\gamma_-\alpha} \right)^{1/2} c_0 \quad (18)$$

が得られる。ここで2.1節と同様に U は正イオン流速であり、 $c_0 = (kT_e/M_+)^{1/2}$ である。 c_{α} は負イオン存在下のイオン波の音速であり、 $\alpha = 0$ なら(18)は通常のポーム条件に帰着する。

ある点で $U = c_{\alpha}$ が満たされる場合、その近傍の U と c_{α} の空間分布をプロットすると図7(a)のようになることが想定される。プラズマ内の U が次第に増加して局所音速 c_{α} に達するとシースの形成が始まりポテンシャルが急減する。この時、まず温度の低い負イオンがポテンシャル壁に跳ね返されて急減するので、 $\alpha \rightarrow 0$ となり、 c_{α} は c_0 まで急増して U を上回るようになる。その後、正イオン流は次第に加速されて U は c_0 に達する。すなわち $U = c_{\alpha}$ となる点が2か所できる。ここでは最初に $U = c_{\alpha}$ となる点を内部シース端、 $U = c_0$ となる点を外部シース端と呼ぶことにする。

さて、シース端が生じるためには、

$$\left| \frac{dU}{d\phi} \right| > \left| \frac{dc_{\alpha}}{d\phi} \right| \quad (19)$$

が成り立つ必要がある (これが成り立たないと、正イオンの加速が、 c_{α} の増加に追いつかない)。(19)から

$$\frac{2(1+\gamma_-\alpha)^2}{(\gamma_--1)^2\alpha} \geq 1 \quad (20)$$

が導かれる。この不等式は次の2つの α の領域で満たされる。1つは $\alpha \leq (\sim 2/\gamma_-^2)$ であり、 $\gamma_- \gg 1$ だから $\alpha \approx 0$ である。これはシース端に負イオンがほとんど存在しないことを要

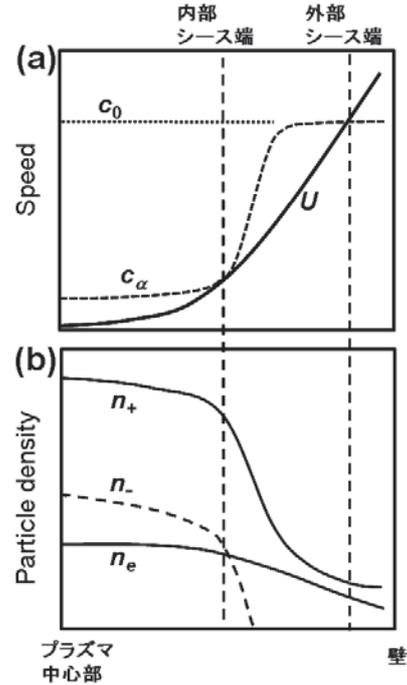


図7 負イオンを含むプラズマと壁との境界領域における物理的諸量の空間変化の模式図。(a)イオン流速 U と局所音速 c_{α} (b)荷電粒子密度。

求しており、外部シース端の状況に対応する。もう1つは $\alpha \geq \alpha_{c1}$ であり、 α_{c1} は γ_- に依存する定数であり、0.5よりやや小さい値をとる。したがって、壁近傍の α 値が臨界値 α_{c1} に達しないようなプラズマでは内部シース端は発生しない。このようなプラズマでは、壁に近づくにつれて、両極性電界により負イオン密度が滑らかに減少し、壁近傍は電子と正イオンのみが存在するプラズマとなる。この領域でシース端が生じるが、これは負イオンのないプラズマのシース端と同じ性質をもつ。

壁近傍の α 値が α_{c1} より大きく、内部シース端が生じる場合を考えよう。図7(a)が示すように、内部シース端と外部シース端の間では条件(18)、したがって(17)が満たされないため、壁に近づくにつれて、正イオン密度は電子密度より速く減少する。この様子を図7(b)に示す。内部シース端における正イオン密度を n_{+s} と置くと、これは外部シース端で $n_{+s}(c_{\alpha s}/c_0)$ まで減少する ($c_{\alpha s}$ は内部シース端における局所音速)。また内部シース端の電子密度を n_{es} とすると、外部シース端における電子密度は $n_{es}e^{-\Delta\phi}$ となる ($\Delta\phi$ は両シース端のポテンシャル差)。したがって、条件

$$n_{+s}(c_{\alpha s}/c_0) > n_{es}e^{-\Delta\phi} \quad (21)$$

が満たされれば、両シース端の間で空間電荷は常に正になる。条件(21)が成り立てば内部シース端から壁までの空間電荷は常に正であり、このとき、負イオンを含むプラズマが単純な正イオンシースを介して壁と接することになる。(21)から

$$\frac{(1+\alpha_s)^3}{1+\gamma_-\alpha_s} > e^{-2\Delta\phi} \quad (22)$$

が導かれる (α_s は内部シース端における α 値). これから $\alpha_s > \alpha_{c2}$ が導かれる. α_{c2} はある臨界値であり, 例えば, $\gamma_- = 30, \Delta\phi = 1/2$ を仮定すれば, $\alpha_{c2} = 1.65$ となる (正イオンは, 内部シース端における流速 $c_{as} \ll c_0$ から外部シース端における c_0 [通常のボーム速度] まで加速されるから, $\Delta\phi \approx 1/2$ である). 以上より, α が十分大きい場合には負イオンを含むプラズマが単純な正空間電荷層を介して壁と接することがわかる.

$\alpha_{c2} > \alpha_s$ の場合は, 内部シース端と外部シース端の間で, 正イオン密度が電子密度より小さくなる領域ができる. すなわち, 内部シース端近傍で一旦できた正空間電荷が, 負の空間電荷に転じ, 電気2重層あるいは多重層が生じる. このような状況を流体モデルによるシミュレーションで実現した例を図8に示す[18]. これは, 直径 $50\lambda_D$ の球状電極を無衝突プラズマに浸した場合にできるシース構造であり (λ_D は電極から十分遠方におけるデバイ長), 内部シース端と外部シース端の間で, ポテンシャルおよび電子密度と正イオン密度に空間振動構造が現れることがわかる.

図9に, α_s (内部シース端における α 値) に対する2つの臨界値 α_{c1}, α_{c2} を γ_{\pm} ($\gamma_+ = \gamma_-$ を仮定) の関数として示す. (18)(20)は冷たい正イオン ($\gamma_+ = \infty$) を仮定した式であり, これらから得られる α_{c1}, α_{c2} は γ_+ に依存しないが, 有限の γ_+ に対するより厳密な取り扱いでは α_{c1}, α_{c2} は γ_+ にも依存する[19]. α_s が図中の斜線の領域にあるときは, 内部シース端と外部シース端の間でポテンシャルの空間振動が発生し, Double layer と記した領域にあるときは, 両シース端の間に負空間電荷の部分が生じるがポテンシャル振動には至らない. これらのパラメータ領域が, γ_+ と γ_- の独立した変化, 正イオン流の衝突, 電離の存在, 電極の幾何学的形状等によりどのように変化するか[19]で論じられている.

さて, 流体モデルで得られる図8のようなポテンシャル振動構造は, 実際のプラズマでは不安定であると考えられ

る. 実際のプラズマでは, 必ず正イオンの散乱があり, これにより運動エネルギーの低い正イオンが発生するとポテンシャルの谷にトラップされる. また, わずかに存在する電子の付着により遅い負イオンができることもトラップされる. トラップされたイオンが次第に蓄積すると, ポテンシャルの振動構造が破壊され, トラップ粒子は散逸する. するとまたポテンシャルの振動構造をつくるメカニズムが優勢になる. このようにしてポテンシャルやイオン密度の弛張振動が発生すると考えられる. このような振動が発生することはPICシミュレーションにより確認された[18]. PICシミュレーションにおいて, 正イオンの散乱をOFFにして計算を実行し, 図8の流体モデルによるシミュレーションとほぼ同一のポテンシャルの空間振動構造が安定に作られることが確かめられた. その後, 弱い正イオン散乱をONにすると, 次第に空間振動構造が不安定になり, ポテンシャルの時間振動が発生した. したがって, 図9はポテンシャルの空間振動が生じる条件であるが, これは実際のプラズマにおいては, シース領域に不安定性が生じる条件を表しているといえる.

3.2 実験的検証の試み

滝澤らは負イオンを含むプラズマの壁近傍の電界を, Ar高励起状態のスペクトルのシュタルク変形をレーザー誘起蛍光減光法で測る手法により測定した[20]. Ar/SF₆混合ガスを用いて誘導結合プラズマを生成し, SF₆の混合比を変えることでプラズマ中の α 値を制御している.

図10にプラズマに接する平板電極近傍の測定電界を2つのSF₆混合比に対して示す. 電極に近づいていくとき, SF₆4%では $z=3$ mmあたりから電界があまり構造を示さずに増加していくのに対し, SF₆6%では, 急激に立ち上がった電界が, 緩い増加あるいはほぼ一定値を示す領域を経て電極近傍で再度急激に増加を始めるという構造がみられる. SF₆6%における $z=2.5$ mm 近くの電界の急激な立ち上がりは内部シース端の発生と解釈できるかを考えてみる. このときプラズマ内部の α の測定値は18であるが, こ

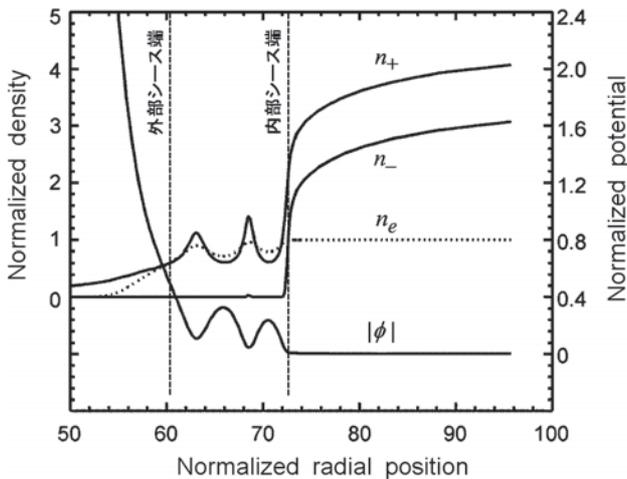


図8 流体モデルシミュレーションで得られた半径 $50\lambda_D$ の球状電極のまわりの荷電粒子密度およびポテンシャル分布の例 (λ_D は電極から遠方の位置のデバイ長). $\gamma_+ = \gamma_- = 100$ で電極から遠方の位置で $\alpha = 3.4$ の無衝突プラズマに対するもの.

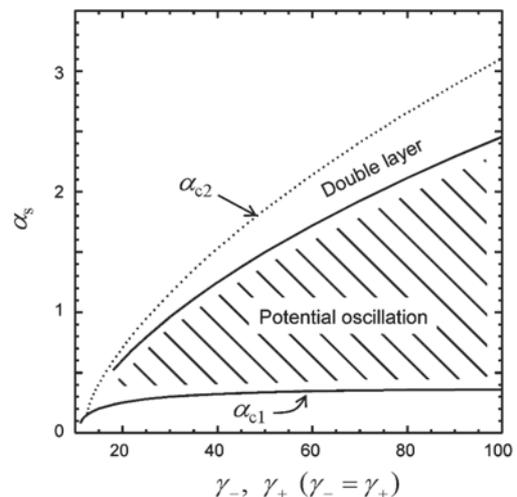


図9 α_s に対する2つの臨界値 α_{c1}, α_{c2} の γ_{\pm} への依存性. $\alpha_{c2} > \alpha_s > \alpha_{c1}$ のとき, 外部シース端と内部シース端の間でポテンシャル振動やダブルレイヤーが発生する.

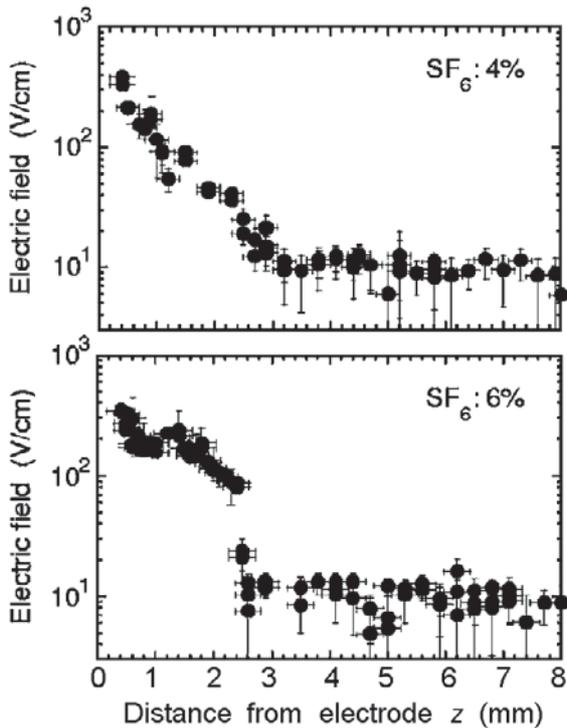


図10 Ar/SF₆ 混合ガスプラズマと接する電極近傍の電界の測定値。

れが内部シース端で図9の条件を満たす値まで減少することはあり得るであろう。内部シース端から壁側でポテンシャルの振動構造があると、この部分の電界はデバイ長の空間スケールで正負に振動する(図8のφを参照)。また不安定性があるなら時間的にも振動する。実験で、このような変動する電界のrms値に近いものが得られると仮定するならば、内部シース端より電極側の測定電界がゆっくりした変化を示すことは理解できる。この近傍の測定電界は100 V/cmのオーダーであるが、これはプラズマ内部の電子密度 $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、純 Ar 放電における電子温度 3.7 eV を用いると、規格化電界値として 1.6 である。SF₆ 混合プラズマでは純 Ar プラズマより電子温度がずっと高い可能性があり、これを考慮すると 100 V/cm 対応する規格化電界は 1 に近いかもしれない。これは理論的に予想される規格化電界と比べて不当に高いとはいえない。したがって、SF₆ 6% で測定された電界構造は、内部シース端の発生によって生じた可能性がある。はっきりした結論を得るためには、詳細なシミュレーションとの対応づけが必要であると考えられる。

4. おわりに

第2節では、プラズマ-壁境界領域に、「プラズマ端」と「イオンシース端」を明確な基準に基づいて定義することにより、境界層とイオンシース層の厚さや、各点におけるイオン流速等を精密に表現し、これらの圧力(イオンの平均自由行程)に対する依存性を示した。各量を精密に表現することは、実用的な意味よりも、プラズマ-壁境界領域の基本特性を明瞭に理解する上で有用であると考えられる。

プラズマ-壁境界領域において、正負電荷のバランスが

目立って崩れ始める位置と、電子密度が無視できるようになる位置は、低圧プラズマでは大きく異なっており、各位置におけるイオン流速や電界等の物理量も大きく異なる。どちらの位置をシース領域の端と考えるかを明確しておくことが議論の混乱を避けるために必要であろう。このために「プラズマ端」という言葉も有用と思われる。

第3節で述べた負イオンを含むプラズマのシース領域に生じる不安定性については実験的な確証には至っていない。シミュレーションにおいても、平板系では、ポテンシャルの谷にトラップされた粒子の谷に沿っての散逸等を考慮すると複雑であろう。理論・実験両面における今後の進展を期待したい。

参考文献

- [1] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd Ed. (John Wiley & Sons Inc., New York, 2005).
- [2] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1974).
- [3] R.N. Franklin, *J. Phys. D* **36**, R309 (2003).
- [4] V. Godyak and N. Sternberg, *Phys. Plasmas* **9**, 4427 (2002).
- [5] V. Godyak and N. Sternberg, *Phys. Plasmas* **10**, 44587 (2003).
- [6] N. Sternberg and V. Godyak, *IEEE Tans. Plasma Sci.* **31**, 665 (2003).
- [7] K-U. Riemann, *J. Phys. D* **36**, 2811 (2003).
- [8] R.N. Franklin, *J. Phys. D* **37**, 1342, (2004).
- [9] A. Kono, *J. Phys. D* **37**, 1945 (2004).
- [10] C.H. Su and S.H. Lam, *Phys. Fluids* **6**, 1479 (1963).
- [11] R.N. Franklin and J.R. Ockendon, *J. Plasma Phys.* **4**, 371 (1970).
- [12] J.L. Blank, *Phys. Fluids* **11**, 1686 (1968).
- [13] K-U. Riemann, *Phys. Plasmas* **4**, 4158 (1997).
- [14] M.S. Benilov and R.N. Franklin, *J. Plasma Phys.* **67**, 163 (2002).
- [15] I.G. Kouznetsov *et al.*, *J. Appl. Phys.* **86**, 4142 (1999).
- [16] T.E. Sheridan, *J. Phys. D* **32**, 1761 (1999).
- [17] A. Kono, *J. Phys. D* **32**, 1357 (1999).
- [18] A. Kono, *J. Phys. D* **34**, 1083 (2001).
- [19] A. Kono, *J. Phys. D* **36**, 465 (2003).
- [20] K. Takizawa *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 011503 (2007).



こうの あきひろ
河野 明廣

名古屋大学工学研究科・電子情報システム専攻を定年退職(2012年)。現在中部大学非常勤講師。低温プラズマ・反応性プラズマの診断やプラズマ内原子分子過程の研究に従事。直近10年では、開発した高効率トムソン散乱計測システムを用いた表面波プラズマ、マイクロプラズマ等の生成機構の研究や、シース構造の研究に取り組んだ。趣味は絵、囲碁(学生時代部活、以後休眠中を再開)など。ほぼ40年ぶりに再視聴を始めたNHK囲碁トーナメントで、昔の青年棋士が皆シニアの対局解説者として登場するのを見て、未来ヘタムスリップした感を味わう(自分も変わったのを忘れてる)。