J. Plasma Fusion Res. Vol.88, No.4 (2012) 220-227

解説

発散磁場配位下 RF プラズマ中の無電流ダブルレイヤー

高橋和貴[1-3)]，CHARLES Christine[2)]，BOSWELL Rod W.[2)]
[1)]岩手大学工学部，
[2)]Space Plasma, Power and Propulsion Laboratory, Research School of Physics and Engineering, The Australian National University,
[3)]岩手大学ソフトパス工学総合研究センター

（原稿受付：2012年2月15日）

不均一磁場配位下におけるプラズマ粒子加速，閉じ込め現象は，多くの室内実験やスペースプラズマにおいて観測されており，いくつかの現象は自発的に形成されるダブルレイヤー構造に関与していると考えられている．本解説では，近年多くの室内実験で観測されている発散磁場配位下高周波プラズマ中における無電流ダブルレイヤー形成に関連する粒子エネルギー分布関数に関する結果と，無電極ヘリコンプラズマスラスターの開発に関する研究について紹介する．

Keywords:
current-free double layer, magnetically expanding plasmas, helicon wave plasmas, ion/electron energy distribution function, plasma propulsion, electrodeless plasma thruster

1．はじめに

プラズマ中に形成されるダブルレイヤー（電気二重層，DL，Double Layer）は，局所的に電気的中性条件が崩壊し電荷密度が正・負となる領域が隣接して形成され，その結果として局所的な強電場が自発的に形成されるものである．その研究歴史は古く，オーロラ中の粒子加速機構を説明するものとしてCurrent-Driven Double Layer（CDDL）が提唱され，衛星を用いた観測，シミュレーション，室内実験によって研究が進められてきた．CDDLの代表的な室内実験としてはトリプルプラズマ装置やQマシーンを用いたものがあり，高電位側に粒子源を持つ加速イオンと捕捉電子（電位差が小さなweak DLの場合には自由電子もある），低電位側に粒子源を持つ捕捉イオンと加速電子を考慮することでDLの解があることが示され，実験室プラズマでは粒子エネルギー分布関数を調整することで解明されてきた[1-3]．この場合には，低電位側から高電位側へと加速される電子が主な電流のキャリアとなり，その形成機構の物理的描像は，Hershkowitzらによる文献[3]等が理解しやすい．

一方で，DLに正味の電流が流れないCurrent-Free Double Layer（CFDL）は，1970年代後半にPerkinsとSunによって提唱され[4]，その後いくつかの実験でCFDLの形成が報告されている[5-7]．2003年にCharles and Boswellによって発散磁場配位下でのヘリコンもしくは誘導結合性プラズマ中でのDL構造が観測され[8]，続いて付随するイオン加速現象が報告されてきた[9,10]．ここで使用するヘリコンプラズマ源はガラス管および絶縁物のエンドプレートで上流域と径方向を終端しているため，必然的に系全体を流れる定常電流はゼロとなりCurrent-Freeの条件が与えられている．未だにその形成機構は明確になっていないが，このCFDLによるイオン加速のプラズマスラスターへの応用（ヘリコンダブルレイヤースラスター）が提唱されて以降，2005年頃から多くの研究グループがこのヘリコンダブルレイヤーに関する研究を行っている[11-17]．本解説ではこのヘリコンダブルレイヤープラズマ中のイオン・電子エネルギー分布関数について著者らの研究グループによる実験結果を中心に紹介する．

ヘリコン波放電を用いたプラズマスラスターはイオンエンジン，ホールスラスター，MPDアークジェットに代表される他の電気推進方式のようにプラズマに暴露される電極がないため，原理的には推進機自体の長寿命化が可能になると期待される．この種のスラスターの先駆けであるVASIMR（Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket）では，ヘリコン波放電によって高密度プラズマを生成した後に，下流域でイオンサイクロトロン共鳴加熱により増大した径方向エネルギーを磁気ノズルで軸方向エネルギーへと変換するという手法を取っている．著者の知る限りではヘリコンプラズマ生成電力30－50 kW，イオンサイクロトロン共鳴加熱電力200 kWによって推力5.7 N，比推力5000 sec，推進効率約70%のパフォーマンスが得られているが[18]，ここで示された推力はプラズマ源下流に吊るした円板へのモーメントフラックスを計測したものであり[19]，推力を直接計測できていないという問題点もある．

一方ごく最近では，RF電力が数kW程度の小型ヘリコンスラスターの推力直接計測が開始されている[20-24]．本解説の最後では，この数kW以下のヘリコンスラスターも

Current-Free Double Layer in Magnetically Expanding RF Plasmas
TAKAHASHI Kazunori, CHARLES Christine and BOSWELL Rod W.
corresponding author's e-mail: kazunori@iwate-u.ac.jp

©2012 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

しくは‘ダブルレイヤー’スラスターの推力発生機構に関する研究についても最新の結果を含めて言及する．

なお本解説であげる研究結果に関しては，現時点でも議論が終結していない部分が多く，今後の研究が大きく進展すると期待して執筆していることをご了承いただきたい．

2．CFDL 形成時の粒子エネルギー分布関数

2.1　装置概略とプラズマ電位構造

CFDL が観測されている典型的な装置図を**図 1** に示す．多くの装置は金属製真空容器（拡散容器）に直径の小さいガラス管（プラズマ源）を接続し，ガラス管上流域もしくは拡散容器側からガスを導入し，真空容器内部を数 mTorr 以下に保っている．ガラス管周辺に設置した高周波アンテナ（ダブルサドルアンテナ，ループアンテナ，ヘリカルアンテナ等）に 10 MHz 近傍の高周波電力を投入し，誘導結合性放電またはヘリコン波放電によりプラズマを生成している．ここでガラス管の周辺にソレノイドコイルを配置して発散磁場を印加した際に，**図 2** のプラズマ電位 z 軸方向分布に示すような急激な電位降下が，磁力線の発散する領域もしくはガラス管出口近傍に形成される[8, 25]．この電位降下の空間スケール長は装置によって若干異なるが，デバイ長の50倍～数100倍程度となる．この構造は，13.56 MHz の RF 電源をパルス駆動した際にプラズマが準定常状態に移る前（50－200 μsec 程度）から既に形成されており，定常状態でも安定して存在している[26]．プラズマ源の上流側は絶縁板で終端されており，径全体および DL を流れる定常電流がゼロとなるため，'Current-Free'の条件が満足されている．

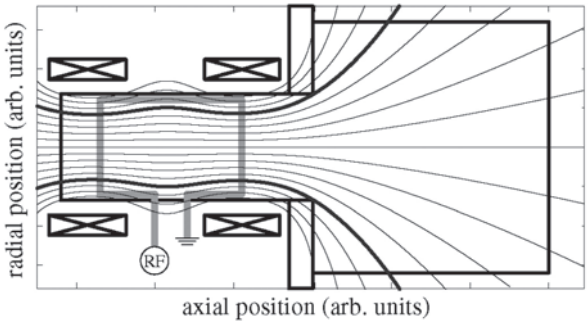


図 1　発散磁場配位下 CFDL 形成が観測されている典型的な装置配置．

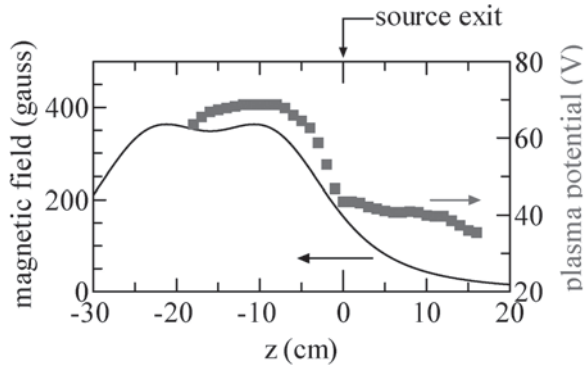


図 2　岩手大学 EMPI（ElectronMagnets expanding Plasma machine @ Iwate）装置で観測されたプラズマ電位構造（■）と外部印加磁場強度の z 軸方向分布（実線）（参考文献[25]より）．

他にも，プラズマ源自体を真空容器内部に設置した場合にも CFDL の形成が観測され[27]，磁力線が発散する位置を変えた時には CFDL の位置が移動する[28]，プラズマ源内部におけるイオンのラーマー半径がガラス管半径よりも小さくなった時に CFDL が形成される[25]等，発散磁場配位の効果に注目した研究がいくつか報告されている．このように，CFDL の形成に対しては発散磁場配位がキーパラメータとなっていることが明らかになっている．CFDL 形成に対する磁場配位の形状に関する実験もいくつか報告されており，プラズマ源内部で比較的一様な磁場分布の際に CFDL が形成されることが実験的にわかっている[29]．これを踏まえて，岩手大学 PMPI 装置では，**図 3** (a) に示すような永久磁石の配列を用いて CFDL 形成に関する研究を進めてきた[30-34]．ここで永久磁石には強磁場発生が可能なネオジム磁石を採用し，すべて径方向内向きに磁化したものを用いた．**図 3** (b) に示した磁力線のイメージ図のように，周方向に配列した磁石アレイ一組では磁石の長手方向中心にカスプ磁場が形成され，磁場強度が一様な領域が形成されない．そこで径の異なる磁石アレイを z 軸方向の位置を変えて二組設置すると，カスプ磁場の下流側（図中右側）に磁場強度が一定の領域が形成され，更に下流では磁力線が発散する構造が形成される．この磁石配置を内径6.5 cm のプラズマ源に設置した際に CFDL の形成と後述するイオン加速現象が起こる．このような形状のプラズマ源を電気推進として使う際には，プラズマ源自体の大口径化によって推力，比推力をあげることが可能になると予想されるが，永久磁石を用いた場合には大口径化したガラス管の中心に強磁場を生成することが困難になる．し

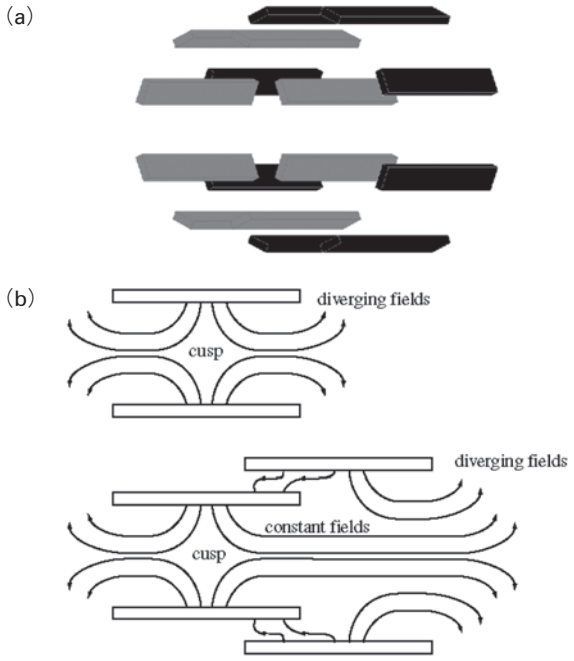


図 3　(a) 発散磁場配位形成のための永久磁石配列．(b) 磁石アレイ一組，および二組を設置した場合の磁力線のイメージ図．（参考文献[32]より）

かし幸いにも，CFDL の形成条件である“イオンラーマ―半径＜ガラス管半径”という関係に着目すると，大口径化に伴い必要な磁場強度も減少する．その結果直径 13.3 cm の永久磁石利用 CFDL プラズマ源の開発も行われ，CFDL の存在が観測されている[35]．

2.2 イオンエネルギー分布関数

CFDL が形成された際には，高電位側で生成されたイオンが電位降下で加速されて，下流域には超音速イオンビームが励起される．**図 2** に示した電位構造が形成された際のイオンエネルギー分布関数（IEDF: Ion Energy Distribution Function）を**図 4** に示す．**図 4** の横軸はイオンのエネルギー選択電圧となっており，プラズマ電位がゼロエネルギーに相当することに注意されたい．観測された IEDF は二つのピークを有しており，低エネルギー側はプラズマ電位 ϕ_p に相当（ドリフトエネルギーがゼロ）しており，高エネルギー側をビーム電位 ϕ_{beam} と定義する．ϕ_{beam} は CFDL の高電位側のプラズマ電位にほぼ一致しており，上流域から下流域へと CFDL の電位降下で加速されたイオンビームであることが分かる．ここでイオンのエネルギー ε_{beam} は（1）式から見積もることができる．

$$\varepsilon_{beam} = e(\phi_{beam} - \phi_p). \quad (1)$$

図 4 におけるイオンビームエネルギーは約 22 eV（約 10 km/sec）程度であり，この条件でのイオン音速は C_s = 4－5 km/sec 程度なので，励起されたイオンビームは超音速であることがわかる．

この類の実験装置では，動作ガス圧を 1 mTorr 程度としているため，イオンと中性粒子の荷電交換反応が頻繁に起きており，その平均自由行程は数cm程度となっている．したがって加速されたビームイオンと中性粒子の荷電交換反応によりプラズマ電位近傍で観測される熱的なイオンが生成されていると考えられる．実際に West Virginia 大の HELIX装置においてレーザー誘起蛍光法（LIF）で観測したイオン速度分布関数の z 軸方向分布を見ると，CFDL の下流数 cm 程度の領域ではイオンの大半は加速された成分であるが，さらに下流域では徐々に熱的なイオンが増加していることが観測されている[11]．同様の現象は，一次元 PIC シミュレーションにおいても起こることが報告されている[11]．後述するプラズマスラスターの推力発生機構と関連するモーメントに注目すると，荷電交換反応によってイオンの有するモーメントが中性粒子モーメントへと変換されるが，その総和は保存されるため，下流域における中性粒子とのモーメントのやりとりは推力発生機構には大きく影響しないと考えられる[36]．

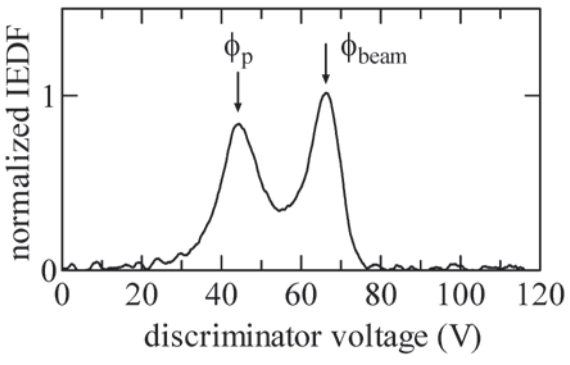


図 4　CFDL の下流域で観測される典型的なイオンエネルギー分布関数（参考文献[25]より）．

図 5 には大口径化（直径 13.3 cm）した永久磁石プラズマ源において，CFDL 下流で計測した IEDF の半径方向分布を示す[35]．ここでプラズマ源の内径は 13.3 cm としている．これを見ると，プラズマ電位に相当する 20－40 V 付近の熱的なイオンに加えて，50－70 V 付近に超音速イオンビームが励起されており，その径はガラス管の径にほぼ一致していることがわかる．したがって励起されるイオンビームの径はプラズマ源の径によって決定される．

図 6 には，内径 6.6 cm の永久磁石プラズマ源において CFDL の下流域に生成されたイオンビームの半径を計測したものを示す（図中□）．図中の実線は，プラズマ源出口でのイオンビーム径がガラス管径 r_0 に相当し，発散磁場に沿って拡がるという仮定をし，式（2）から見積もった半径である．

$$\frac{B(z)}{B_0} = \left(\frac{r_0}{r_{cal}}\right)^2. \quad (2)$$

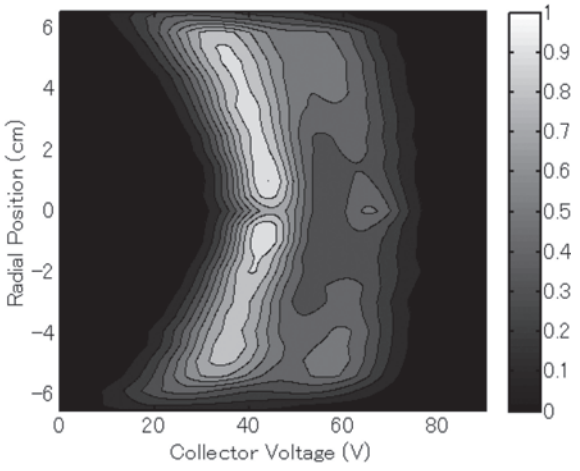


図 5　大口径（内径 13.3 cm ガラス管）永久磁石 CFDL プラズマ源の下流域で計測した IEDF の径方向分布（参考文献[35]より）．

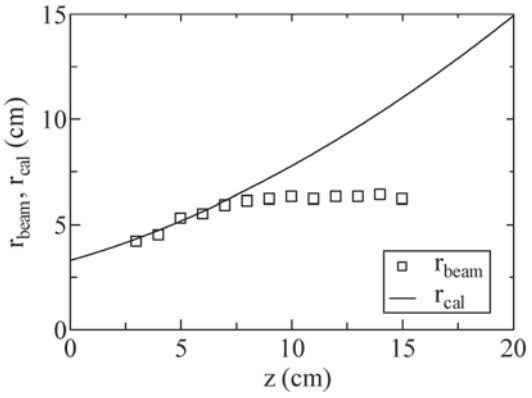


図 6　イオンビーム半径 r_{beam} の z 軸方向分布計測結果（□）．磁化モデルから算出したイオンビーム半径の計算結果（r_{cal}）．（参考文献[34]より）．

プラズマ源出口近傍では磁力線によるイオンビーム発散を示しているが，下流 10 cm 程度からは磁力線の拡がりとは無関係にほぼ一定の値を示していることがわかる．すなわちCFDLによって加速されたイオンは磁力線から逸脱していることが示唆されている[34]．類似した現象はオーストラリア国立大学 Chi-Kung 装置でも観測されている[37]．その物理機構は現時点では明らかになっておらず，デタッチメントに関するモデリングがごく最近報告されているが[38]，十分な実験データが得られていないのが現状であり，今後の実験的研究の進展に期待したい．

2.3　電子エネルギー分布関数

本節では，CFDL が形成された際の電子エネルギー分布／確率関数（EEDF/EEPF: Electron Energy Distribution/Probability Function）に関して解説する．ここで，EEPF $g_p(\varepsilon)$ は EEDF $g_e(\varepsilon)$ と次式のような関係で表され，

$$g_e(\varepsilon)=\sqrt{\varepsilon}g_p(\varepsilon), \qquad (3)$$

マクスウェル分布の場合にはEEPFの対数プロットが直線となり，その傾きが電子温度に相当する．DLプラズマ中のEEPF の計測は，トリプルプラズマ装置等では静電ラングミュアプローブによって計測することができる．一方でヘリコンプラズマは 13.56 MHz 帯の高周波放電によりプラズマを生成しているため，プラズマ電位が 13.56 MHz もしくはその高調波で振動しており，プローブの電流 - 電圧特性が大きく乱される．したがって，ヘリコンDLプラズマ中のEEPF/EEDF を計測するためには，高周波補償プローブを用いる必要がある．さらに円筒プローブを用いた場合にはEEPFは電流-電圧特性の二階微分に相当するため（分布関数が等方的であるかどうかは議論が必要ではあるが），デジタルデータの微分からは信用性のあるデータを得ることができない．この問題に対しては，交流電圧重畳法などが有効であるとされているが，ヘリコン DL における EEPF 計測ではパルスプローブ法を用いて，アナログ回路で微分された信号を 14 bit デジタイザで計測した[39-43]．パルスプローブ法では微分後の信号を時間ドメインで平均化するため，デジタル微分の平均化のように電圧の分解能を損なうことがなく，比較的簡便に S/N 比，電圧分解能の良いデータを得ることができる．

ヘリコンCFDL形成に関する一次元モデルがいくつか報告されているが，DL の解が存在するためには下記どちらかの EEPF/EEDF が必要とされている．

（ⅰ）下流から上流域への電子ビーム成分が存在している（この場合 Current-Free は上流の絶縁物終端版で電子が反射されて再度DLを乗り越えることで満足される）[44]．

（ⅱ）二温度分布となっており，高エネルギー電子成分が存在している[45]．

しかし実験で観測されたEEPFは上記モデルと大きく異なる．**図 7** (a)(b)に Chi-Kung 装置において CFDL の上流と下流域で観測された EEPF を示す．これらの EEPF は以下の特徴を有している[39]．

（ⅰ）上流の EEPF は高エネルギー成分の傾きが小さい．

（ⅱ）上流の EEPF の傾きが変化するエネルギー（ε_{break}）は，CFDL の電位降下に相当する．

（ⅲ）下流の EEPF はマクスウェル分布となっており，その温度は上流 EEPF の高エネルギー成分の傾きにほぼ等しい．

これらの特徴から，上流域に存在する ε_{break} よりも低いエネルギーの電子は CFDL と絶縁板の間に捕捉され RF 加熱によって比較的高い温度（$T_{e\ up\ trapped}$）の分布になり，ε_{break} よりも高いエネルギーの電子（温度は低い：$T_{e\ up\ tail}$）は CFDL の電位を乗り越えて下流へと流入すると考えられる．その結果下流域では温度 $T_{e\ down}$ が $T_{e\ up\ tail}$ とほぼ等しい値を示している．したがって，高エネルギー・低温度（$T_{e\ up\ tail}$）の電子が CFDL で加速された超音速イオンビームを電気的に中和していることが実験的に明らかになった．ここではプラズマ源から排出される電子とイオンのフラックスが等しくなるようにCFDLの電位降下が決定されていると考えられる．

以上のことは CFDL を乗り越える電子のエネルギーが DL のエネルギー源であり，この電子エネルギーが DL を介してイオンの加速エネルギーへと効率よく変換されていることを示唆している．したがってイオンビームエネルギー，CFDL の強度を見積もるためには，EEPF/EEDF を見積もることが重要になる．分布関数がマクスウェル分布の場合にはプラズマ源での電離による粒子生成と表面損失のバランス方程式から容易に電子温度を見積もることが可能であるが，EEPFが**図 7** (a)のような形状の場合にはいささか複雑になる[43, 46]．電離生成と粒子損失のバランス方程式はイオンの損失フラックスがボームフラックスであると仮定して次式のように表される．

$$K_{iz}n_g\pi R^2 l = u_B(2\pi R^2 h_l + 2\pi R l h_R). \qquad (4)$$

ここで，K_{iz}，n_g，u_B，R，l は電離レート係数，ガス密度，ボーム速度，プラズマ長，プラズマ径であり，h_l，h_R は中

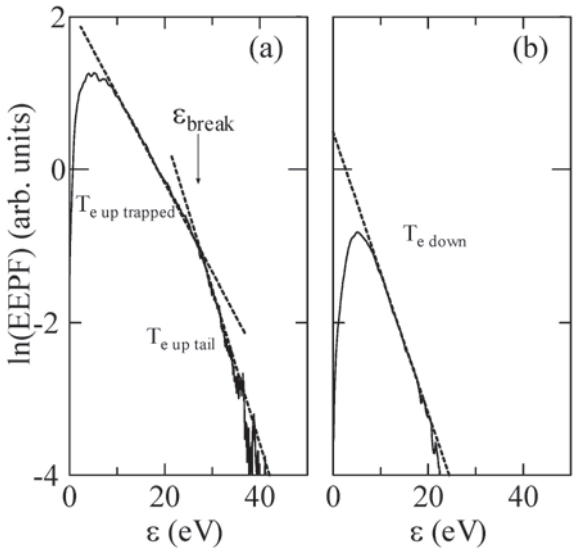


図 7　径方向中心位置において，CFDL の(a)上流，(b)下流で観測された電子エネルギー確率関数（EEPF）．図中点線は EEPF の傾き（参考文献[39]より）．

心とシース端の軸方向，径方向の密度比である．EEPF の形状は K_{iz} と u_B の値に影響するため，EEPF $g_p(\varepsilon)$ をいくらか一般化して式(5)のように表す．

$$g_p(\varepsilon) = g_x \frac{n_e}{T_{rff}^{3/2}} \exp[-C_x(\varepsilon/T_{eff})^x]. \quad (5)$$

ここで，g_x，C_x は電子密度 n_e，実効電子温度 T_{eff} と EEDF の関係から決定される定数である．式(5)中の x というパラメータがEEPFの形状を決定しており $x=1$,2がそれぞれ Maxwell 分布，Druyvesteyn 分布に対応しており，実験で観測されたものと最も近い値を解析で用いる．参考文献[43]で示すように，**図 7** (a)の EEPF と最も近い形状となるのは $x=2$，すなわち Druyvesteyn 分布の時である．電離レート係数の定義式，および一般化されたボーム条件[47]に式(5)を代入して一般化した EEPF における解析的な電離レート係数とボーム速度を求めることができる．最終的に式(4)を解くことで実効電子温度の解析解を得ることが可能となる．**図 8** にオーストラリア国立大学 Chi-Kung 装置，岩手大学 PMPI 装置で計測した EEPF から求めた実効電子温度と $x=2$ とした場合の解析解（実線）を示すが，よく一致していることがわかる（ここでは CFDL へと流入しプラズマ源から流れ出す粒子フラックスもボーム速度として解析を行った）．これより EEPF の形状を考慮することで，実効的な電子温度を見積もることができ，同時に計測された EEPF の正当性を示していると考えられる．

しかし上述のような EEPF と CFDL の形成は実験と PIC シミュレーションでは確認されているが[48]，この種の EEPF を有するプラズマ中での DL の解析解が報告されておらず大きな課題であると考えられる．

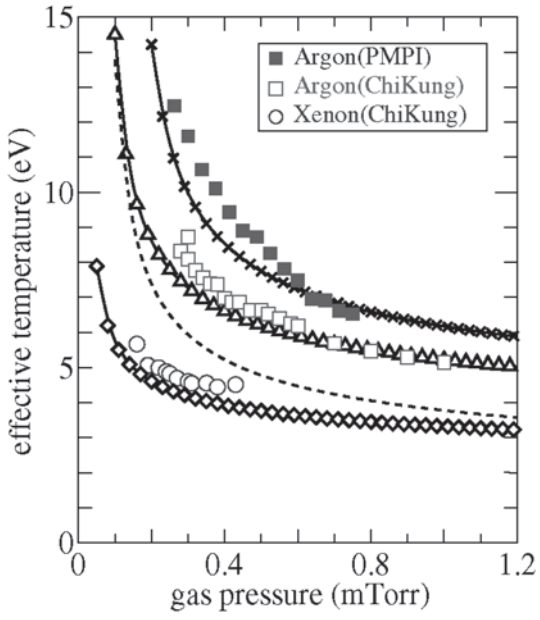


図 8　実効電子温度 T_{eff} のガス圧依存性の実験結果と計算結果．(■, ×)：PMPI，アルゴン．(□,)：Chi-Kung，アルゴン．(○, ◇)：Chi-Kung，キセノン．点線は比較のために示したアルゴン，Chi-Kung の条件での $x=1$ とした場合の計算結果（参考文献[43]より）．

3．無電極ヘリコンスラスター

ヘリコン波放電をプラズマスラスターへと応用する際には，前述のようにプラズマ源から排出される電子とイオンのフラックスが等しい(Current-Free)ため，イオンエンジンやホールスラスターのような中和器を搭載する必要がなく，更にプラズマに暴露される電極がないため長寿命化が可能になると期待される．一方でその推力の直接計測はごく最近になり開始されたため，推力発生機構は明確に示されておらず，更に性能向上の指針も確立されていない．本章では，ヘリコンスラスターの推力計測結果とその物理機構，および性能計測に関する初期的な結果について解説する．

図 9 にはヘリコンスラスターの推力計測装置の概略図を示す．真空容器内部にフレキシブルの金属板で製作した二重振子型のスラストバランスを設置し，振子下部にプラズマ源（**図 9** では PM-HDLT: Permanent Magnets Helicon Double Layer Thruster）を設置する．真空容器壁から導入した高周波アンテナはガラス管から機械的に分離しており，プラズマ生成の際の振子の変位をレーザー変位計で計測して振子に加わる力を測定することが可能となっている．ここであらかじめ，振子の変位と力の校正曲線を計測しておいて，プラズマ生成による振子の変位を力へと換算する．磁気ノズルスラスターでは磁力線からのプラズマデタッチメントの問題や残留ガスの問題もあるため，かなり大きな真空容器での実験が必要とされるが，研究の初期段階として直径 60－100 cm 程度の小型スペースシミュレーションチャンバーを用いて実験が開始されている．

2011年の PM-HDLT を用いた実験[21]では，高周波電力 900 W 程度において推力 2.5－3 mN が得られ，上流域の電子圧力に相当する推力が得られることが示された．外部印加磁場が存在しない場合には，電子圧力が電圧降下を介してイオンの運動量へと変換され，その総和が保存されることが示されており，上記の結果はこれと矛盾ないと考えられる[49]．参考文献[49]の解析では，DL によるモーメント

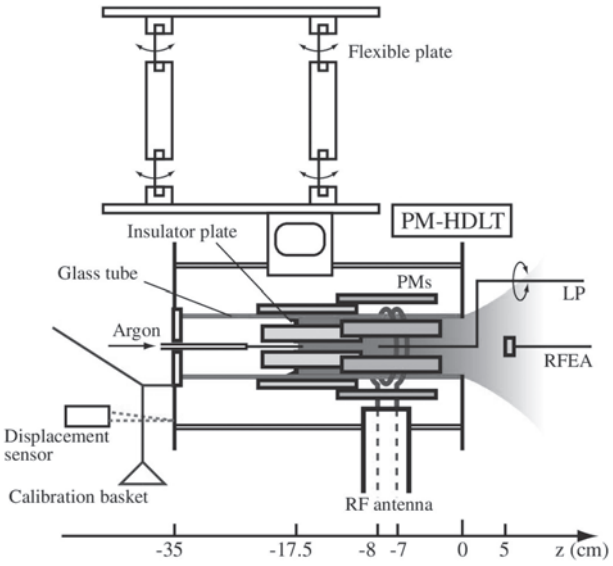


図 9　ヘリコンスラスターの推力計測装置概略図（参考文献[21]より）．

自体の増加はないとされており，この計算とも実験結果は矛盾がないことがわかる．CFDL 形成に起因する電位降下によって RF 電磁場によって生成された電子はプラズマ源内部に閉じ込められるため，磁力線が発散する領域では密度が既に 3 桁程低下しており，外部印加磁場の効果が観測されていなかった．そこで，電磁石により発散磁場を形成してより柔軟性に富んだ実験がその後行われた[23]．

図10には，プラズマ源出口近傍で一度磁力線が収束し，その後下流域で発散する磁場配位を適用した際の実験結果を示すが，この条件下では局所的な電位降下は観測されず，下流域で比較的高いプラズマ密度が観測されている．ガラス管にプラズマ圧力によって加わる力を T_s，磁力線のみに加わる力を T_B，総力を T_{total}（$=T_s+T_B$）としたときに，T_{total} と T_B を直接計測した結果を□，○で示す．T_{total} は最大で 6 mN 程度となり大幅な推力の性能向上が観測され，その 50% に相当する 3 mN が磁力線に加わる力 T_B であることが示されている．この現象に関しては 1 次元，2 次元の理論モデルが報告されているが[49,50]，先ずは簡易的なモデルとして 2 次元の流体方程式を下記の仮定のもと解析を行い実験結果と比較が行われた（下記の近似が妥当かどうかは今後議論が必要である）．

(1)　軸対称な円筒プラズマ．
(2)　プラズマ半径は軸上の磁場分布で決定される（磁気ノズルの一次元近似）．
(3)　イオン慣性項の径方向成分は無視．
(4)　電子の慣性項は無視．
(5)　イオン温度はゼロ．
(6)　プラズマ源壁面におけるイオンのモーメント損失は無視．

詳細な導出は参考文献[23]に記述してあるが，総推力 T_{total} は次式のように表される．

$$T_{total} = T_s - 2\pi \iint_r \frac{B_r}{B_z}\frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} dV. \qquad (6)$$

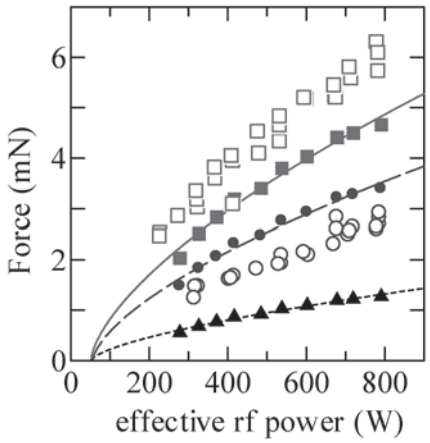


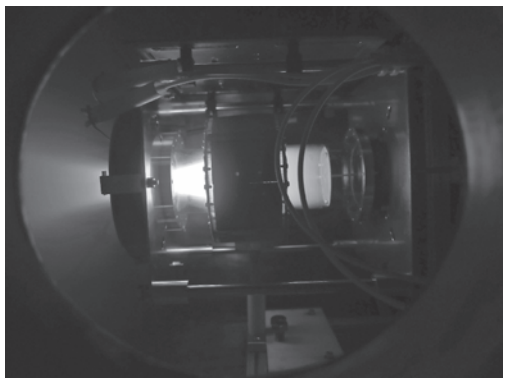
図10　電磁石を用いたヘリコンスラスターの推力計測結果と解析結果．□，○はそれぞれ総推力，磁力線のみにかかる力の計測結果，▲，●，■はそれぞれプラズマ源内部の電子圧力項，電子反磁性ドリフトと外部印加磁場によるローレンツ力，総推力の計算結果を表す（参考文献[23]より）．

ここで，第 2 項は電子反磁性ドリフト電流と外部印加磁場の径方向成分によるローレンツ力を体積積分したものであり，T_B に相当する．計測したプラズマパラメータを用いて T_s，T_B，T_{total} を計算した結果を**図10**に▲，●，■でプロットする．実験結果といくらか差異はあるものの妥当な値を示していることがわかり，上記実験で用いたような無電流プラズマにおいても外部印加磁場型 MPD アークジェットのように，周方向電流と，外部印加磁場の径方向成分のローレンツ力によって推力の増大が起こることが明らかになったといえる．一方で，前述の近似・簡単化が妥当かどうかは今後議論すべき点であり，詳細な計測・解析を行うことが必要である．

上記で得られたパラメータから重要な性能指標である比推力 I_{sp} と推進効率 η を計算すると，I_{sp}～800 sec，η～2.5 %と非常に低い値を示しておりその性能改善が大きな課題であり，現在岩手大学でもその推力計測と性能向上に関する実験を開始しているところである．

図11(a)には岩手大学の装置における放電の様子，**図11**(b)には投入 RF 電力を1000W とした際の推力，比推力，推進効率の計測結果を示す．現時点では，I_{sp}～2500 sec，η～6% 程度まで性能が向上している．ここでは内径 60 cm

(a)



(b)

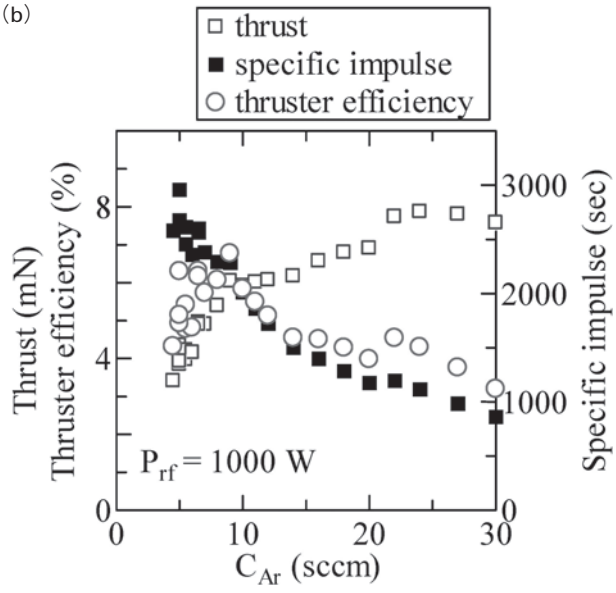


図11　(a)岩手大学におけるヘリコンスラスター放電の様子．(b)推進機性能（推力，比推力，推進効率）の計測結果．

の真空容器を用いており，（6）式中の体積積分の項に制約がかかっているため磁気ノズルの効果が最大限に得られていない可能性がある．今後大型スペースチャンバーにおける実験も含めて，性能改善とその物理機構の理解が期待されるところである．

4．まとめと今後の展望

本解説では，発散磁場配位下で生成した無電極高周波プラズマ中に自発的に無電流ダブルレイヤー（CFDL）が形成された際の，イオンおよび電子のエネルギー分布関数に関して，実験的な結果を主に述べた．CFDL 形成に伴い，イオンは超音速まで加速され，一方で電子は高エネルギー成分のみがCFDLを乗り越えて超音速イオンビームを電気的に中和していることを示した．ただしCFDL 形成の場合に限らず，両極性電場が形成された場合にも同様の挙動が起こるであろうことに留意されたい．一方で，このCFDLの電位降下および付随するイオン加速エネルギーに相当するプラズマ源内部の電子温度を定量的に議論したが，これまでに報告されてきたCFDLモデルとは電子エネルギー分布関数が大きく異なることから，ヘリコンダブルレイヤーは新しいタイプのCFDLに分類され，そのモデル確立が大きな課題であることを述べた．

また上記の荷電粒子挙動をもとに，中和器を必要とせずプラズマに暴露される電極のないヘリコンスラスターへの応用について言及し，その初期的な実験結果について紹介した．いずれにせよ現時点では不明な課題が多いという現状があり，ヘリコンスラスターは米・欧・豪等で盛んに研究が行われているが，今後国内でもこの分野の研究が大きく進展することを期待したい．

参 考 文 献

［1］B.H. Quon and A.Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **37**, 1393 (1979).
［2］N. Sato *et al.,* Phys. Rev. Lett. **46**, 1330 (1981).
［3］N. Hershkowitz, Space Sci. Rev. **41**, 351 (1985) and references therein.
［4］F.W. Perkins and Y.C. Sun, Phys. Rev. Lett. **46**, 115 (1981).
［5］R. Hatakeyama *et al.,* Phys. Rev. Lett. **50**, 1203 (1983).
［6］G. Hairapetian and R.L. Stenzel, Phys. Rev. Lett. **61**, 1607 (1988).
［7］G. Hairapetian and R.L. Stenzel, Phys. Fluids B **3**, 899 (1991).
［8］C. Charles and R. Boswell, Appl. Phys. Lett. **82**, 1356 (2003).
［9］S.A. Cohen *et al.,* Phys. Plasmas **10**, 2593 (2003).
［10］C. Charles and R.W. Boswell, Phys. Plasmas **11**, 1706 (2004).
［11］X. Sun *et al.,* Phys. Rev. Lett. **95**, 025004 (2005).
［12］N. Plihon *et al.,* Phys. Plasmas **14**, 013506 (2006).
［13］C. Charles, Plasma Sources Sci. Technol. **16**, R1 (2007) and references therein.
［14］K. Takahashi *et al.,* Phys. Plasmas **15**, 084501 (2008).
［15］H.S. Byhring *et al.,* Phys. Plasmas **15**, 102113 (2008).
［16］S.C. Thakur *et al.,* Phys. Rev. Lett. **102**, 035004 (2009).
［17］M. Wiebold *et al*., Phys. Plasmas **18**, 063501 (2011).
［18］E. A. Bering *et al.,* the 49thAIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Orlando, 2011).
［19］D.G. Chavers and F.R. Chang-Diaz, Rev. Sci. Instrum. **73**, 3500 (2002).
［20］O. V. Batishchev, IEEE Trans. Plasma Sci. **37**, 1563 (2009).
［21］K. Takahashi *et al.,* Appl. Phys. Lett. **98**, 141503 (2011).
［22］S. Pottinger *et al.,* J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 235201 (2011).
［23］K. Takahashi *et al.,* Phys. Rev. Lett. **107**, 235001 (2011).
［24］C. Charles *et al.,* Appl. Phys. Lett., **100**, 113504 (2012).
［25］K. Takahashi *et al.,* Appl. Phys. Lett. **97**, 141503 (2010).
［26］C. Charles and R.W. Boswell, Phys. Plasmas **11**, 3808 (2004).
［27］M.D. West *et al.,* J. Propul. Power. **24**, 134 (2008).
［28］O. Sutherland *et al.,* Phys. Rev. Lett. **95**, 205002 (2005).
［29］C. Charles, Phys. Plasmas **12**, 044508 (2005).
［30］K. Takahashi *et al.,* J. Plasma Fusion Res. SERIES, **8**, 1269 (2008).
［31］K. Takahashi and T. Fujiwara, Appl. Phys. Lett. **94**, 061502 (2009).
［32］K. Takahashi *et al.,* Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 025004 (2010).
［33］K. Takahashi *et al.,* Appl. Phys. Lett. **97**, 041501 (2010).
［34］K. Takahashi *et al.,* J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 015204 (2011).
［35］Y. Itoh *et al*., IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 2440 (2011).
［36］A. Fruchtman, IEEE Trans. Plasma Sci. **36**, 403 (2008).
［37］W. Cox *et al.,* Appl. Phys. Lett. **93**, 071505 (2008).
［38］E. Ahedo and M. Merino, Phys. Plasmas **18**, 053504 (2011).
［39］K. Takahashi *et al*., Phys. Plasmas **14**, 114503 (2007).
［40］K. Takahashi *et al.,* Phys. Plasmas **15**, 074505 (2008).
［41］K. Takahashi *et al.,* Appl. Phys. Lett. **94**, 191503 (2009).
［42］K. Takahashi *et al.,* J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 162001 (2010).
［43］K. Takahashi *et al*., Phys. Rev. Lett. **107**, 035002 (2011).
［44］M.A. Lieberman and C. Charles, Phys. Rev. Lett. **97**, 045003 (2006).
［45］E. Ahedo and M.M. Sanchez, Phys. Rev. Lett. **103**, 135002 (2009).
［46］J.T. Gudmundsson, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 76 (2001).
［47］H. Amemiya, J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 1335 (1997).
［48］S.D. Baalrud *et al.,* Phys. Plasmas **18**, 063502 (2011).
［49］A. Fruchtman, Phys. Rev. Lett. **96**, 065002 (2006).
［50］E. Ahedo and M. Merino, Phys. Plasmas **17**, 073501 (2010).

高橋和貴（たかはしかずのり）

2006年9月東北大学大学院工学研究科博士課程修了後，日本学術振興会特別研究員を経て現在岩手大学工学部　助教とソフトパス工学総合研究センターに所属（兼任）．2006–2007年，2010–2011年にオーストラリア国立大学客員研究員．現在は主にヘリコンスラスターの実験的研究に従事．家族は妻と息子（0歳）で，父親になったばかりで奮闘中．今回の写真を撮ってようやく自分のアスペクト比の変化に気付いた…

Christine Charles

Professor Christine Charles is Head of the Space Plasma, Power and Propulsion laboratory at the Australian National University. Born in Brittany (France), she has a French Engineering degree in applied physics, a Ph. D. in plasma physics, a French Habilitation thesis in materials science and a Bachelor of Music degree in Jazz from the ANU. For the past twenty years, she has been working on experimental expanding plasmas and their applications to electric propulsion, microelectronics and optoelectronics, astrophysical plasmas, and more recently to the development of fuel cells for the hydrogen economy.

Rod W Boswell

Rod Boswell is a Professor at the Australian National University. He is active in the fields of plasma processing of surfaces for microelectronics and optoelectronics, plasma thrusters, fuel cells as well as basic linear and non-linear processes in plasmas. His helicon reactor is well known as a fascinating research experiment and an effective processing tool in the microelectronics industry. In recent years he has become interested in applying electric double layers to astrophysical phenomena and to space propulsion. His group will be contributing to the hydrogen economy by deposition of nano-agregates of catalysts and new proton conducting membranes. He has been elected Fellow of the Australian Academy of Sciences. He is a keen skier and long board surfer and has been known to paddle a canoe down very long rivers.