

ダイバータプラズマ模擬のための 直線型高周波プラズマ源の開発

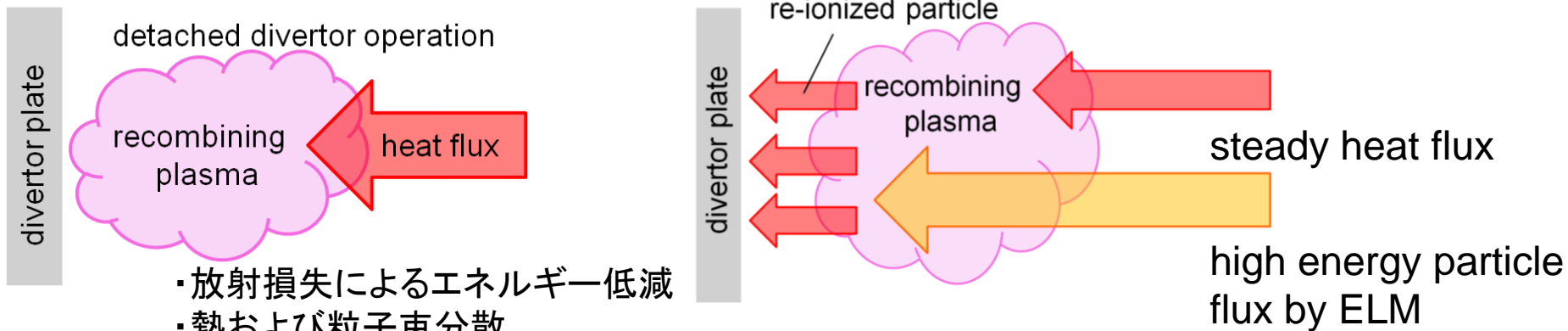
高橋宏幸

東北大学大学院工学研究科

共同研究者 岡本敦、川村悠祐、熊谷孝宏、大坊昂
北島純男、笹尾眞實子

1-1. 磁場閉じ込め核融合炉とダイバータ

- 磁場閉じ込め核融合炉ではダイバータで不純物の排気を行う
 - 炉心プラズマからの熱・粒子負荷がストライクポイントに集中しダイバータ板の損耗が懸念される
- 非接触ダイバータを形成する運転モードが提案されている
 - ダイバータ板近傍でプラズマの体積再結合過程を促進しプラズマとダイバータ板を非接触化することで負荷を低減する
- ELMにより発生する間欠的な高エネルギーフラックスが非接触ダイバータ定常維持に与える影響が懸念
 - 再結合プラズマの高エネルギー電子・イオンに対する挙動を調べることは重要な研究対象



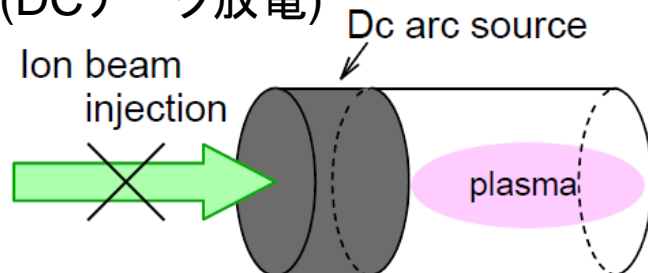
1-2. 再結合プラズマ - 高エネルギー粒子相互作用

- 従来のダイバータプラズマ模擬装置による貢献
 - 高エネルギー電子による再結合プラズマの再電離が確認されている
 - 高エネルギーイオンが与える影響については未報告
- 再結合プラズマと高エネルギーイオンとの相互作用
 - イオンビーム入射装置(単一エネルギーによる減少の単純化)
 - 高周波プラズマ源(イオンビームがプラズマ生成部を通過可能)
 - 高周波プラズマ源で再結合プラズマを生成できれば調査が可能となる

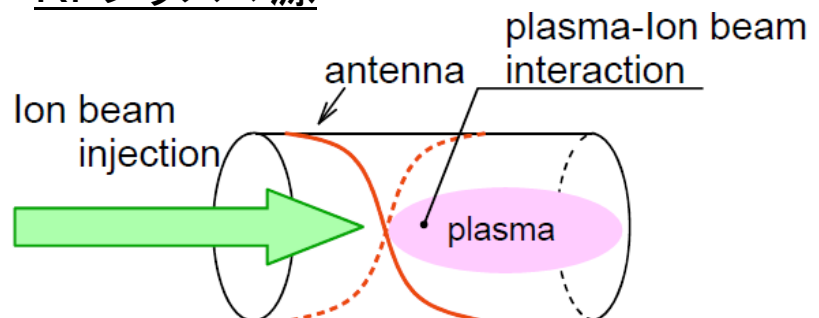


電子温度低下のための定常的なガスパフおよび安定したRF放電の両立が課題

従来のダイバータプラズマ模擬装置
(DCアーク放電)



RFプラズマ源

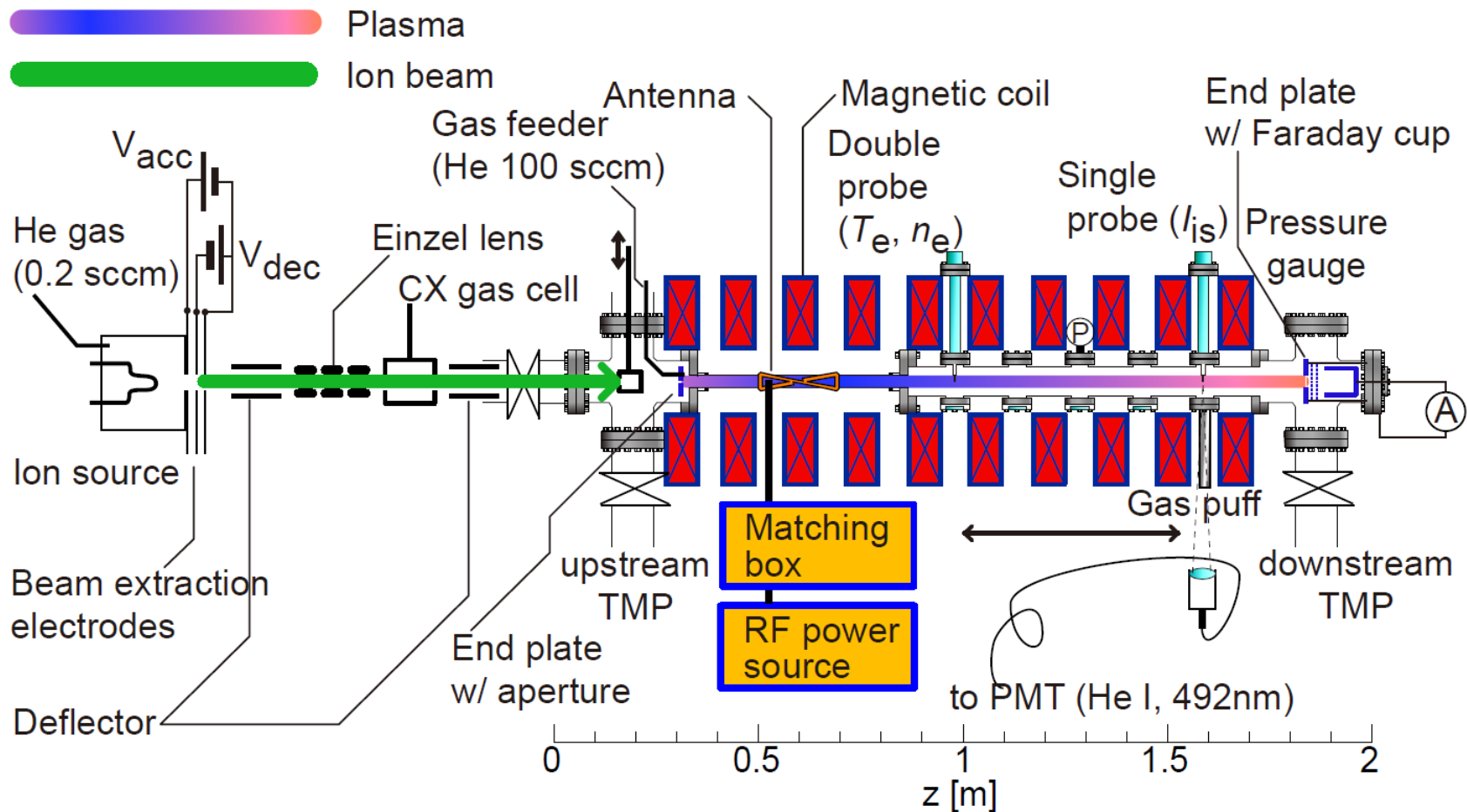


1-3. イオンビーム入射実験に向けた装置開発・実験計画

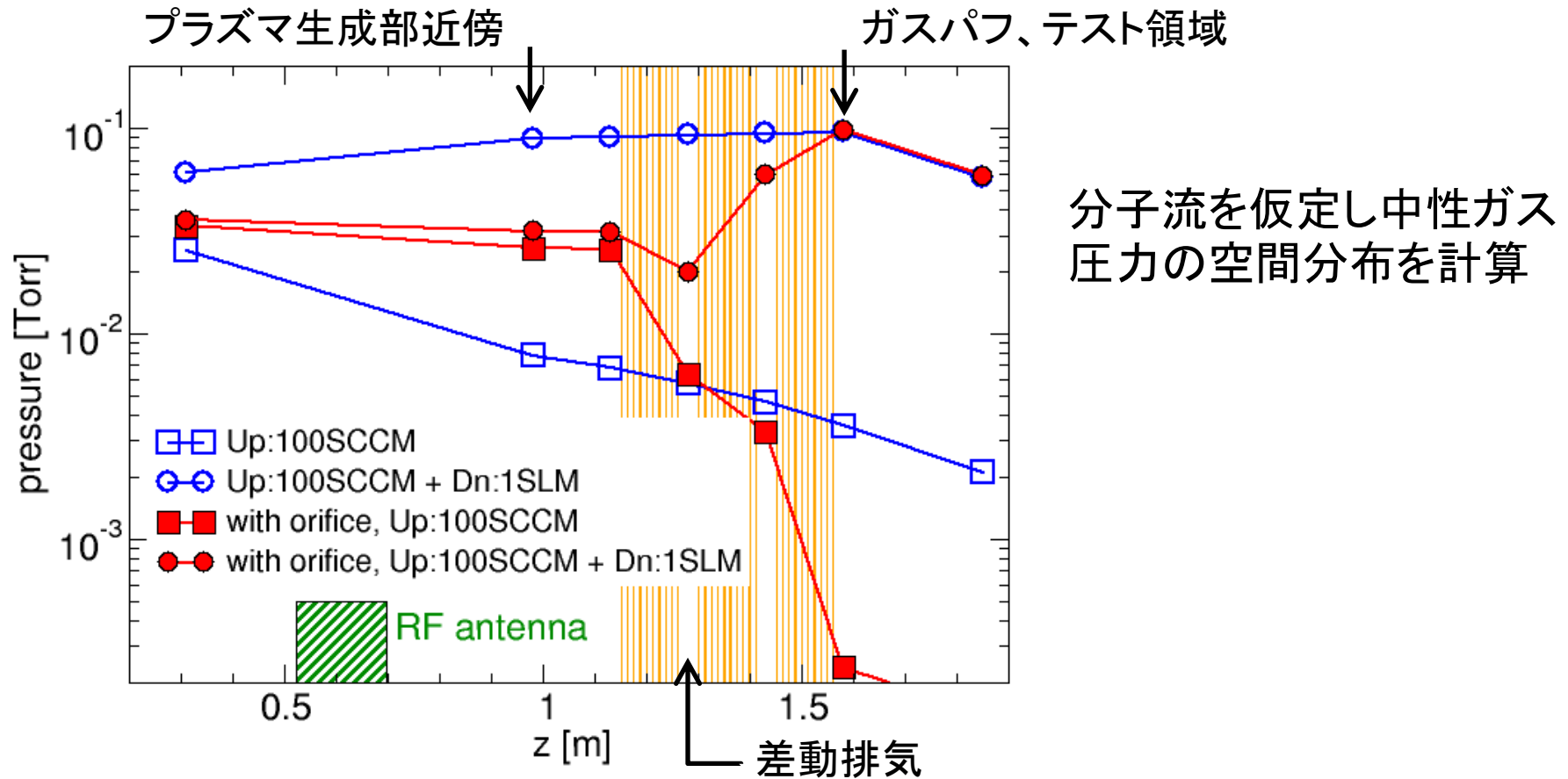
- Beam penetrating plasma source
 - use of RF plasma production: DT-ALPHA (2008)
- Ion beam source
 - Extraction and transport (2010)
 - **Injection into ionizing plasma**
- Recombining plasma
 - High density plasma production (2010)
 - **Temperature cooling using additional gas puffing**
 - **Controlling Spatial Distribution of Neutrals**
 - **Steady-state plasma production**
 - Recombining plasma production
- Ion beam injection to recombining plasma

2. 直線型高周波プラズマ源DT-ALPHA

- $B_0 \sim 0.2$ T, $f_{RF} = 13.56$ MHz, $P_{RF} \leq 3$ kW, $p \sim 0.5 - 10$ Pa (He)
- (He plasma) + (He⁺ beam) + (He gas puff)



3-1. コンダクタンス制限オリフィスによる2次ガス逆流抑制



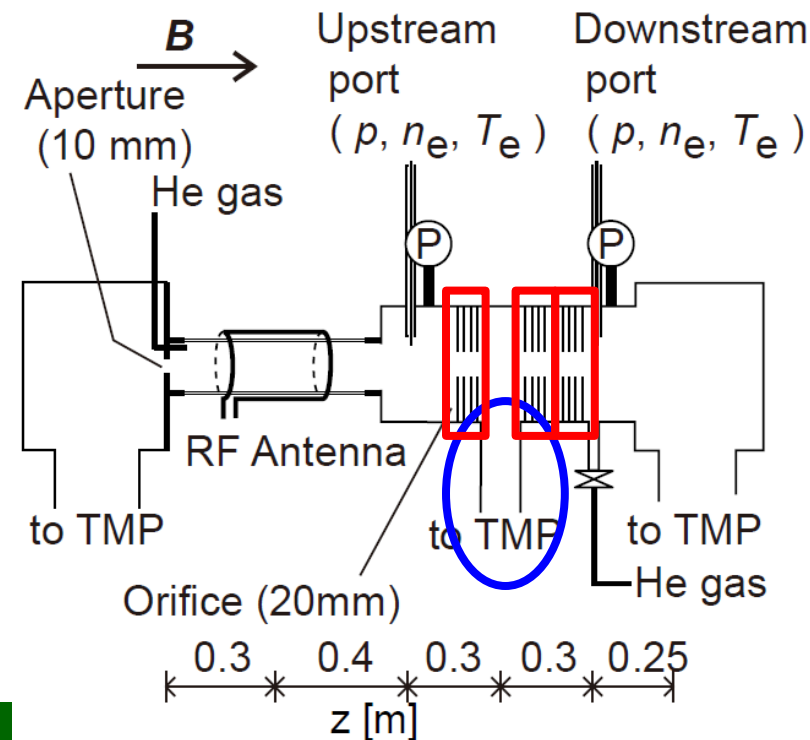
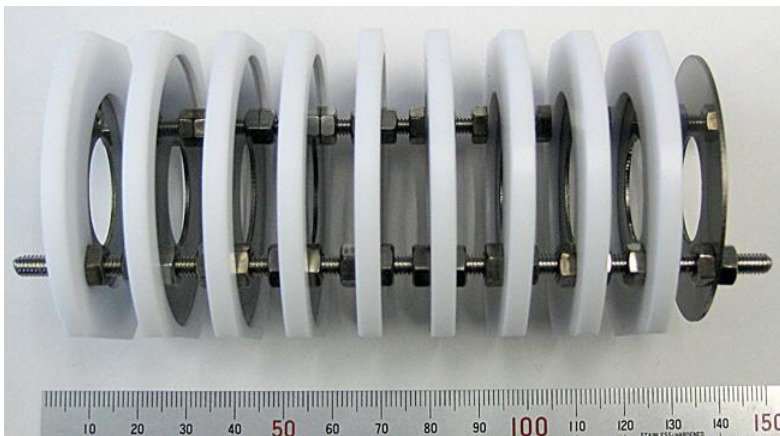
- オリフィスを設置せずにテスト領域で2次ガス導入を行うとプラズマ生成に影響を与えてしまう
- コンダクタンスを制限するオリフィスの設置と差動排気により2次ガスの逆流を制限する

3-2. 多段オリフィス

オリフィスを設計・製作しDT-ALPHA内部に設置

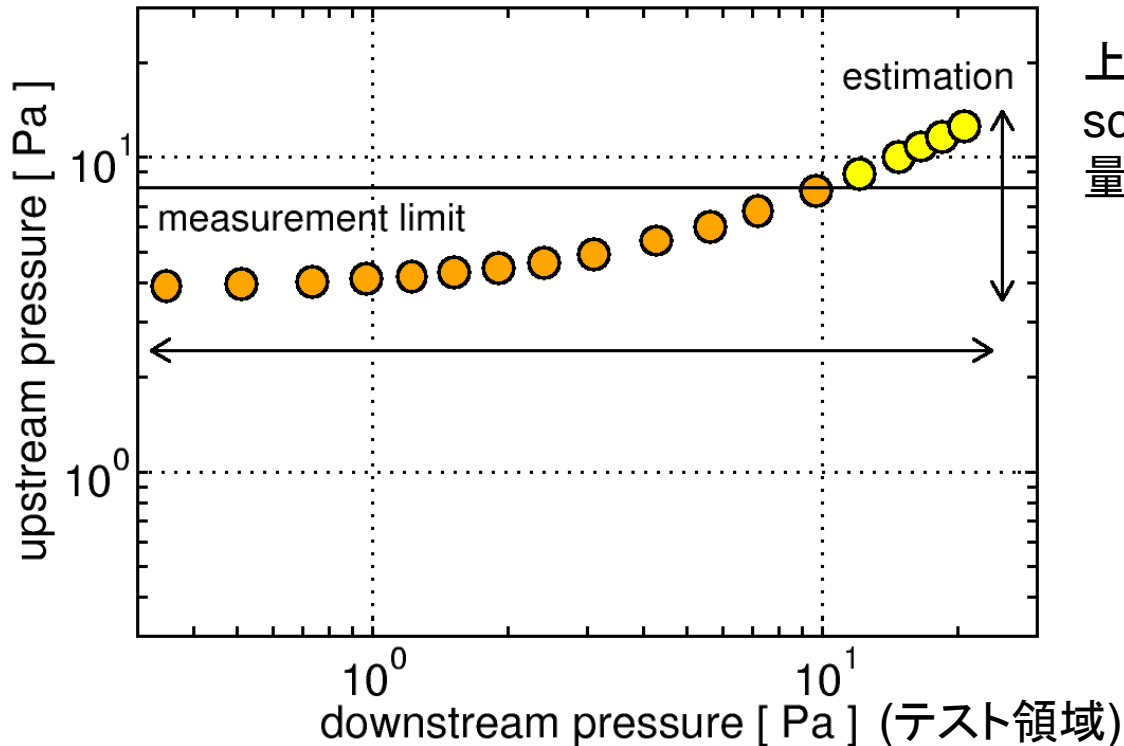
- 内径20 mm、長さ150 mmの多段オリフィスを3組設置
- コンダクタンスを $0.4 \rightarrow 0.01 \text{ m}^3/\text{s}$ に制限
- $z = 1280 \text{ mm}$ に差動排気ポンプ(50 l/s)を設置

▶ 高ガス圧力領域を生成し($z = 1580 \text{ mm}$)ガス圧力に対するプラズマの応答を計測



3-3. 装置内圧力分布制御

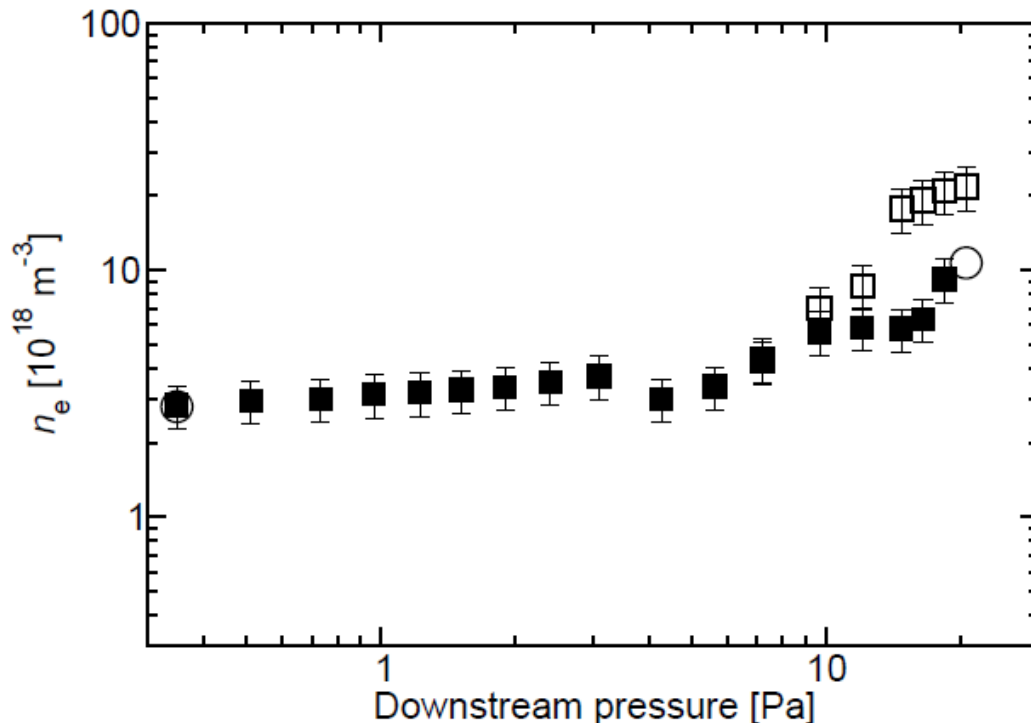
orifice x 3, differential pumping



上流から定常ガス導入 (100 sccm) 時に、下流からのガスパフ量を変化させ圧力を計測

- 高ガス圧力領域の生成に成功
 - 下流圧力は0.3 ~ 21 Paまで変化
- ガスパフによる上流圧力の変化量は3倍程度と予想される
- プラズマ生成部の圧力変化抑制に成功している

4-1. プラズマ生成部近傍の電子密度変化

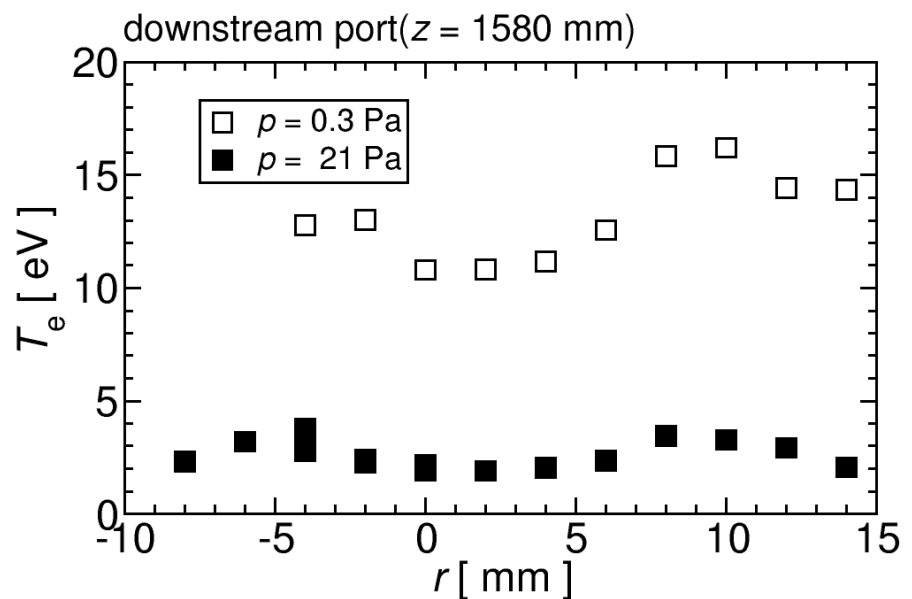
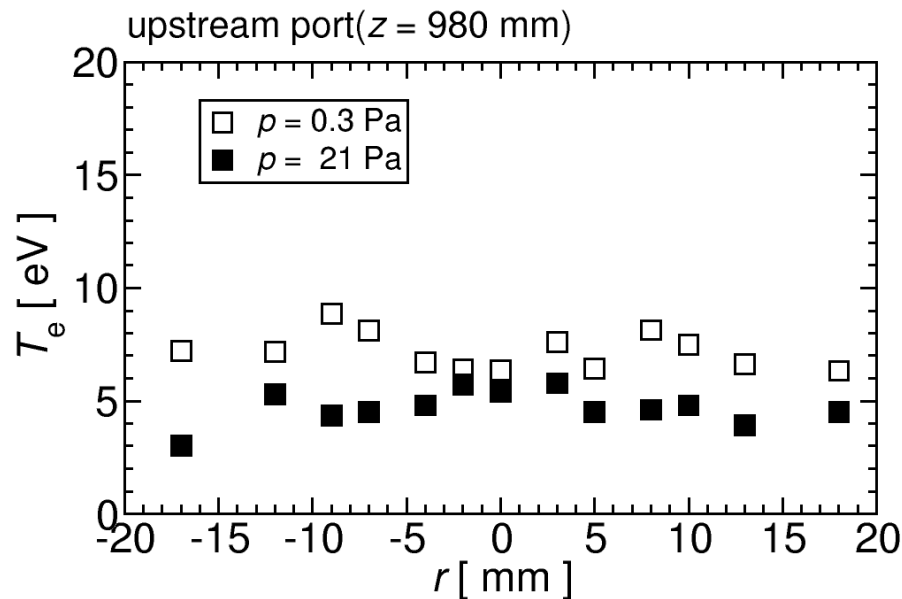


テスト領域のガス圧力を変化させプラズマ生成部近傍($z = 980 \text{ mm}$)の電子密度を計測

- spectroscopy(squares)
- langmuir probe(circles)

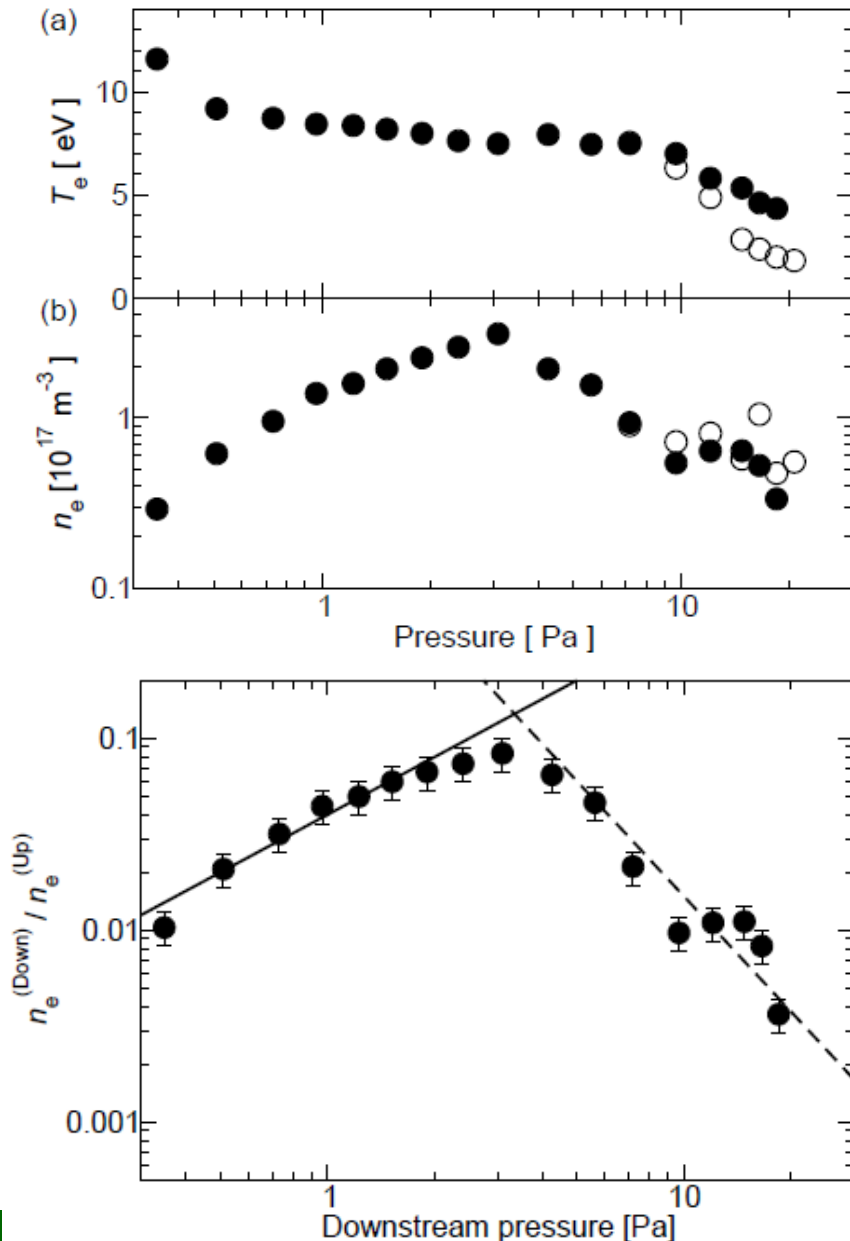
- ガスパフによる電子密度の変化もガス圧力の変化と同様に抑制されている
- He I線強度比(I_{667} / I_{728})を用いて $r = 0 \text{ mm}$ の電子密度を算出
- プロブによる測定結果と良い一致を示す

4-2. 電子温度空間分布の変化



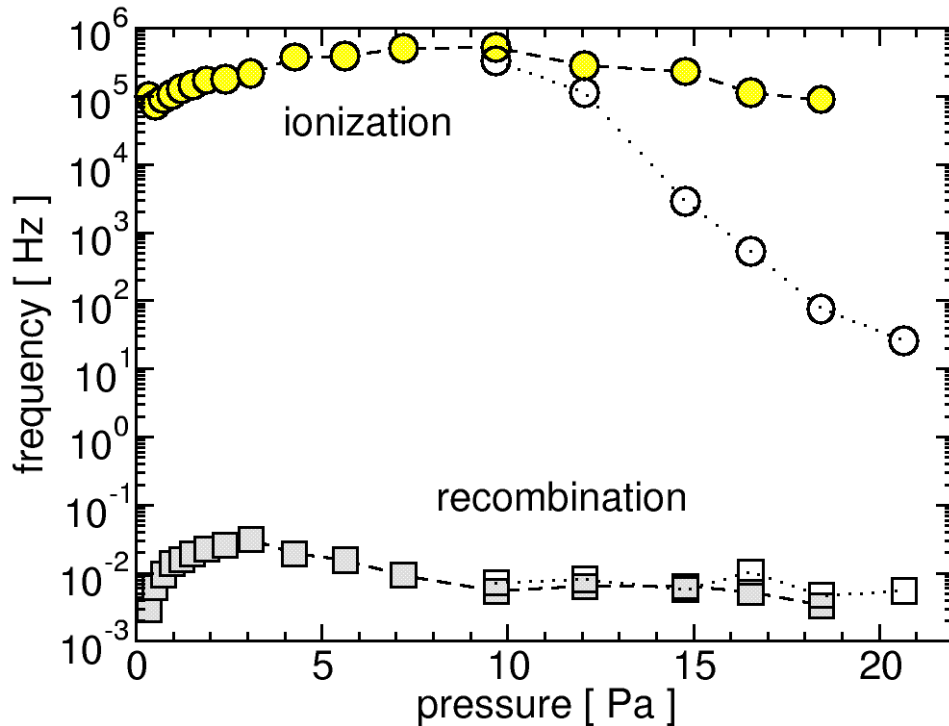
- テスト領域(downstream port)のガス圧力を0.3 Pa \rightarrow 21 Paまで変化させ電子温度径方向分布を計測
- テスト領域ではガス圧力の増加により電子温度が減少し $T_e < 2$ eVを達成
- プラズマ生成部近傍(upstream port)ではガス圧力が変化しても $T_e \sim 5$ eV

4-3. テスト領域におけるプラズマのガス圧力依存性



- テスト領域の圧力を変化させ電子温度、電子密度を計測
 - 電子温度はガス圧力に対して単調減少を示す
 - 電子密度は $p < 3 \text{ Pa}$ では増加した後減少に転じる
- テスト領域の電子密度をプラズマ生成部近傍の電子密度で規格化
 - $n_e \propto p (p < 3 \text{ Pa})$
 - テスト領域での電子衝突電離を示唆
 - $n_e \propto p^2 (p > 3 \text{ Pa})$
 - p^2 に比例する理由は検討中
 - 減少の主たる要因は拡散が原因と考えている

4-4. 電離周波数と再結合周波数の比較

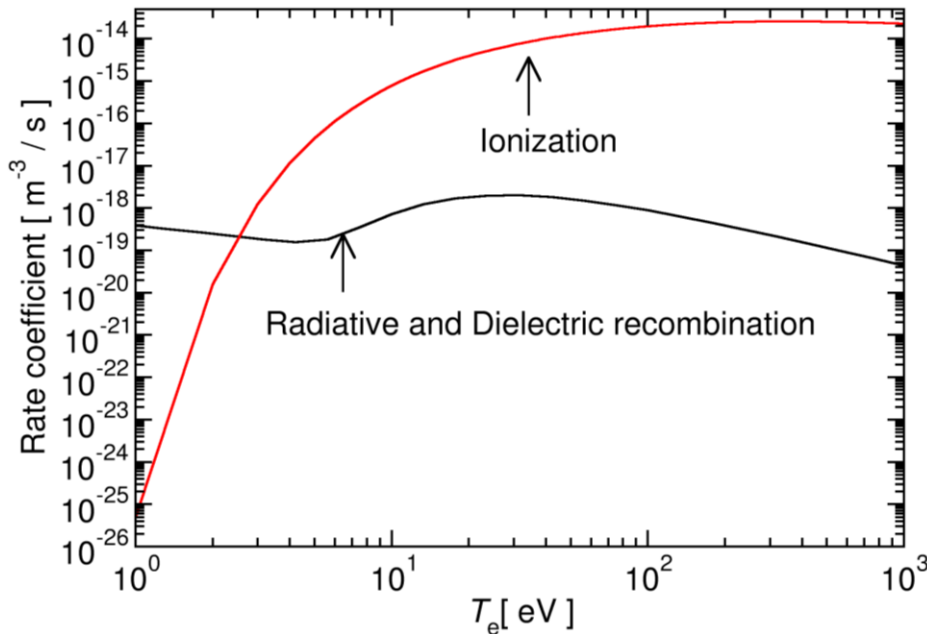


- 電離周波数($n_n \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$)と再結合周波数($n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}$)を比較
 - 再結合周波数は電離周波数に比べて大幅に小さい
 - 電子密度の減少は拡散(両極性拡散)が効いている?
 - 再結合プラズマ生成のためには電子温度をさらに低下させる必要があると考えられる

5-1. 再結合プラズマ生成に向けて

プラズマの高電子密度化・低電子温度化の2つのアプローチ

▶ 電子温度をさらに低下させることで再結合プラズマ生成を狙う



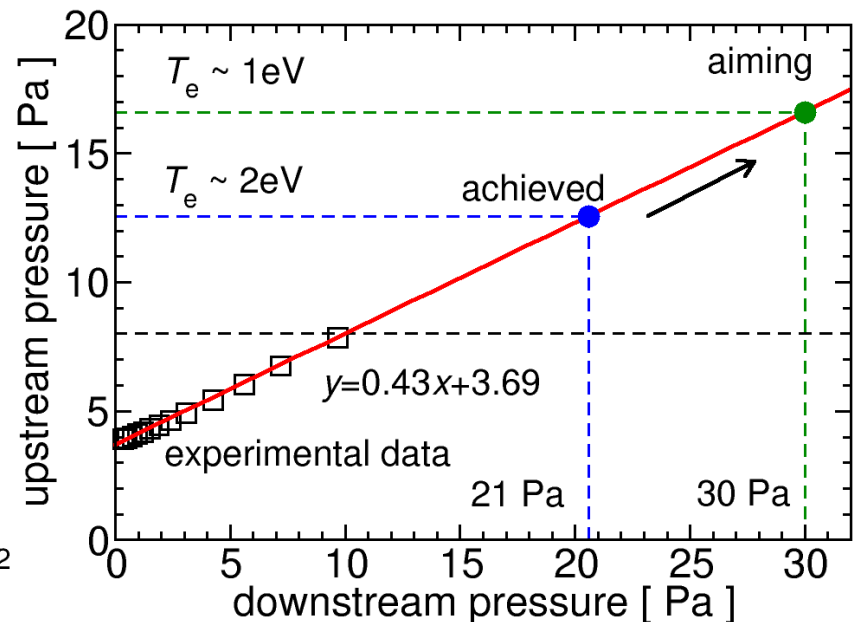
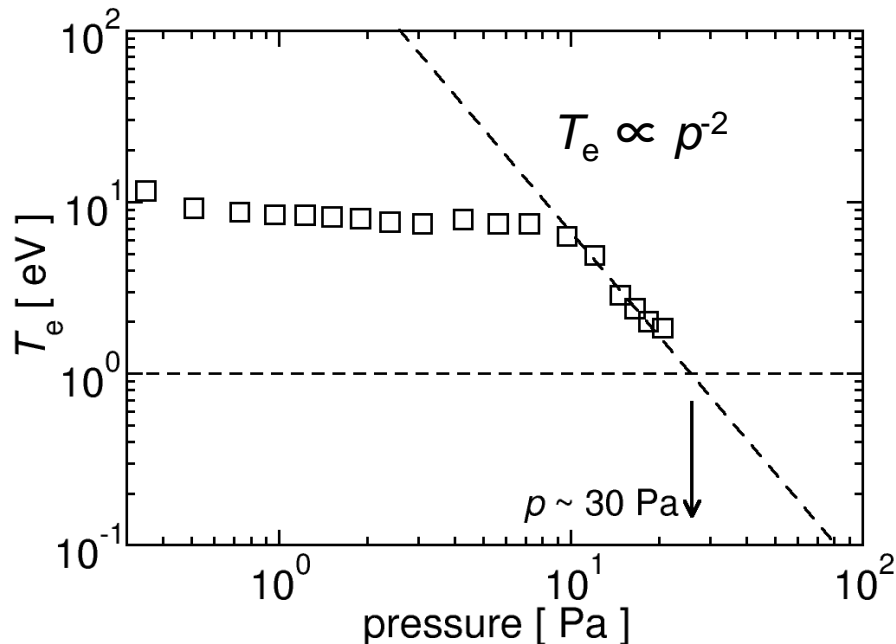
■ 電離速度係数と放射再結合速度係数を比較

- $T_e \sim 1$ eVとすれば再結合速度係数が電離速度係数より大幅に大きくなる
- $T_e \sim 1$ eVとすることで再結合プラズマ生成を期待

| $T_e [eV]$ | $\langle \sigma v \rangle_{ion} [m^3s^{-1}]$ | $\langle \sigma v \rangle_{rec} [m^3s^{-1}]$ |
|------------|--|--|
| 2 | $\sim 10^{-20}$ | $\sim 10^{-19}$ |
| 1 | $\sim 10^{-26}$ | $\sim 10^{-19}$ |

5-2. 再結合プラズマ生成に向けて

- 再結合プラズマ生成が期待される電子温度 $T_e \sim 1$ eVを達成するために必要なテスト領域の中性ガス圧力を推定
 - $T_e \sim 1$ eVとなるガス圧力は $p \sim 30$ Paと推定される
 - $p > 21$ Paでは既存のターボ分子ポンプ排気能力を越えるため対策を行う必要がある
 - プラズマ生成部近傍の圧力は $p \sim 17$ Paと考えられ、プラズマ生成に大きな影響は与えないものと考えられる

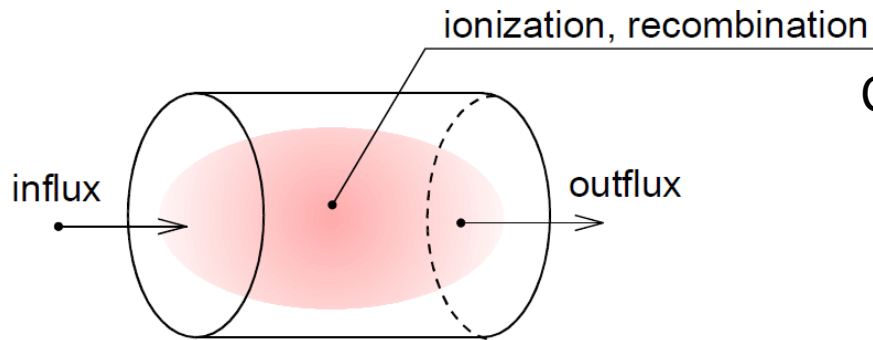


6. まとめ

- 再結合プラズマ生成を目指した高周波プラズマ源の開発を行っている
 - オリフィスを用いたコンダクタンス制御を行い高ガス圧力領域の生成に成功した
 - 2次ガスによるプラズマ生成への影響は小さいと考えられる
 - テスト領域においてガス圧力の上昇に伴い電子密度・電子温度が低下することを確認した
 - 現時点では再結合プラズマの生成には至っていないと考えている
 - テスト領域のガス圧力を $p \sim 30 \text{ Pa}$ とすることで再結合プラズマを生成できることを期待している

電子密度減少過程について

- 円筒状のプラズマカラムを想定し粒子の生成・消滅バランスを考える



Considering steady state

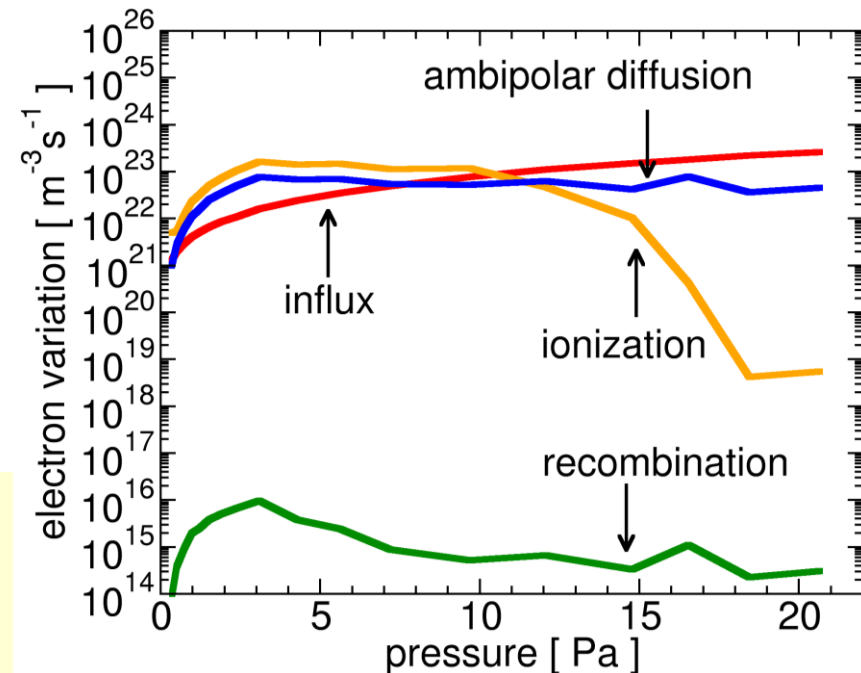
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\text{influx} + \text{ionization}) - (\text{recombination} + \text{outflux}) = 0$$

- 流入粒子束、流出粒子束、電子衝突電離、再結合による電子密度の変化を比較

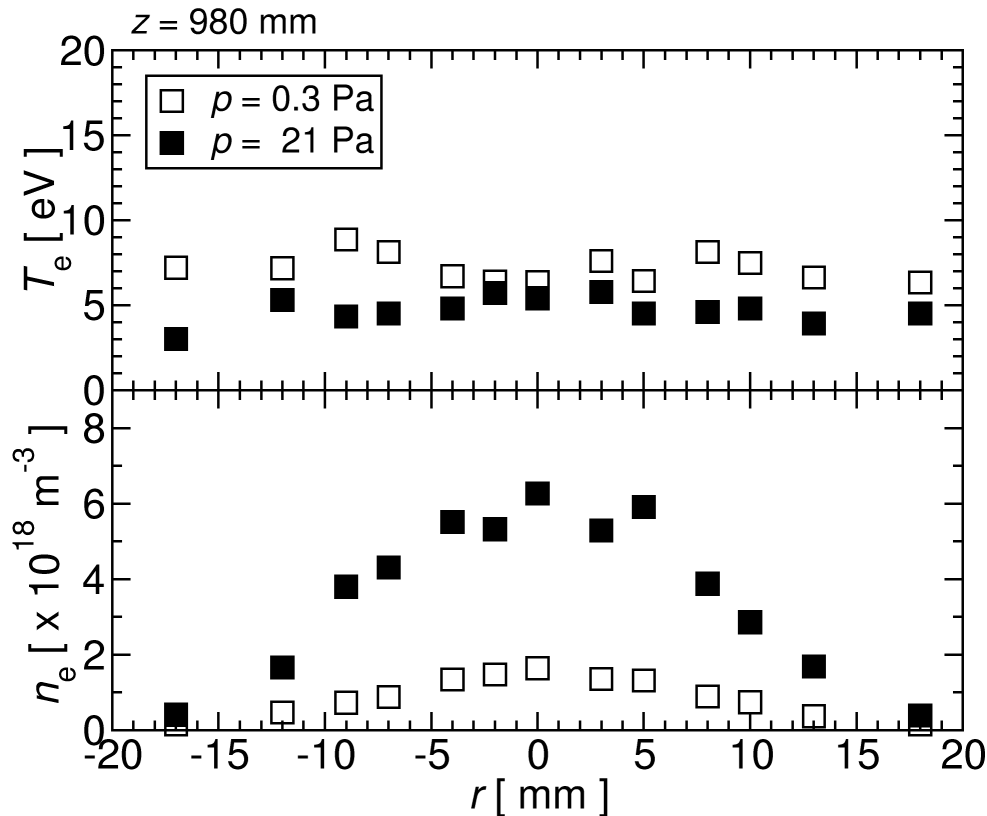
- 流出項として両極性拡散を仮定
- 電子密度の増加項と減少項が数倍程度で一致



電子密度の変化はこれらのバランスで説明でき、両極性拡散が電子密度の減少を支配していると考えられる



プラズマ生成部近傍プラズマパラメータ変化



- ガスパフの有無におけるプラズマの電子温度・電子密度の空間分布をプラズマ生成部近傍($z = 980 \text{ mm}$)において計測
- 電子温度はガスパフの有無に関係なく $T_e \sim 5 \text{ eV}$ で径方向一様
- 電子密度はガスパフで変化
 - ガスパフにより4倍程度増加している
 - 分布形状に変化は見られない
 - ($z = 980 \text{ mm}$ のガス圧力変化は3倍程度と推定される)



ガスパフがプラズマ生成に与える影響は小さいと考えられる

He Iスペクトル線強度比法による T_e, n_e 計測

$$\frac{d}{dt} n(p) = \underbrace{\sum_{q < p} C(q, p) n_e n(q)}_{p\text{への電子衝突励起}} - \left\{ \underbrace{\left[\sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right] n_e}_{q\text{への電子衝突電離}} + \underbrace{\sum_{q < p} A(p, q)}_{q\text{への放射遷移}} \right\} n(p) + \sum_{q > p} \underbrace{[F(q, p) n_e + A(q, p)]}_{p\text{への電子衝突脱励起}} n(q) + \underbrace{[\alpha(p) n_e + \beta(p)]}_{\text{再結合項}} n_e n_z$$

$$\frac{d}{dt} n(p) = 0 \Rightarrow n(p) = \underbrace{n_0(p)}_{\text{再結合項}} + \underbrace{n_1(p)}_{\text{電離項}}$$

再結合項 電離項 → プラズマの T_e, n_e に依存

$$\frac{I(q_1, p_1)}{I(q_2, p_2)} = c \frac{n(q_1)}{n(q_2)} \quad \text{異なる2つの波長 } \lambda_1(q_1 \rightarrow p_1), \lambda_2(q_2 \rightarrow p_2) \text{ の発光強度比を観測し } T_e, n_e \text{ を推定[1]}$$

現在、DT-ALPHAでは $\lambda = 667 \text{ nm}(2^1\text{P}-3^1\text{D}), 706 \text{ nm}(2^3\text{P}-3^3\text{S}), 728 \text{ nm}(2^1\text{P}-3^1\text{S})$ を使用

- $n^1\text{S}/n^3\text{S} \rightarrow$ 電子温度依存性が大きい
- $n^1\text{D}/n^1\text{S} \rightarrow$ 電子密度依存性が大きい

輻射捕獲の考慮

- ある位置で放出された光が光吸収により他の位置の原子またはイオンを励起させる過程
 - 励起準位(n^1P)から基底状態(1^1S)への自然放出過程を実効的に減少させる
 - n^1P からの自然放出係数 A に対して実効的減少度を与えるoptical escape factor Λ を乗じ輻射捕獲の影響を考慮する[2]

$$\Lambda_{P-F}(\tau) = \frac{1.02 - 1.3(1 + \tau^{1.2}) - 1}{(\tau + 0.62)\{\pi \ln(1.357 + \tau)\}^{0.5}}$$

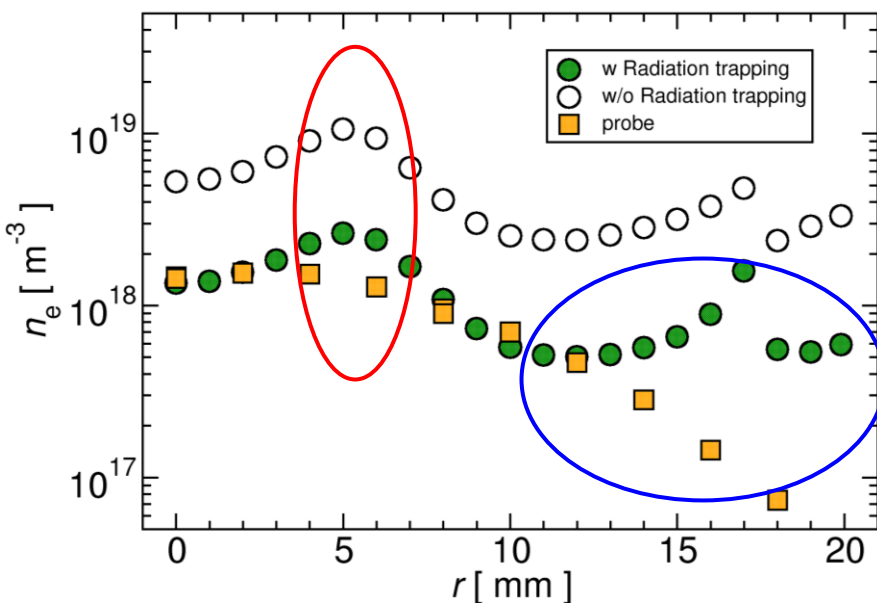
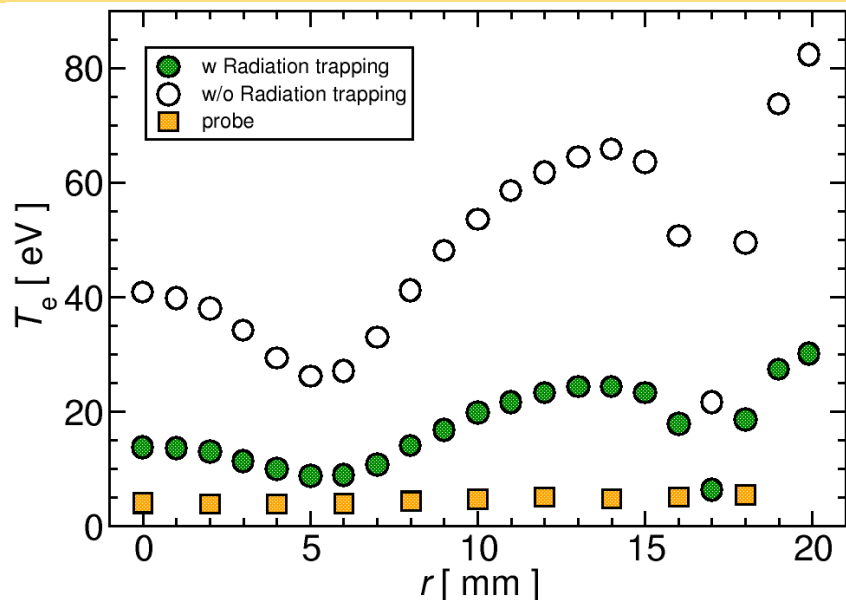
$$\tau = \frac{e^2 \lambda_{q,p} \sqrt{m_{\text{He}}}}{4 m_e \epsilon_0 c \sqrt{2\pi k_B T_p}} n(p) f_{p,q} R$$

T_p → 室温(300 K)を使用

R → 計測チャンバー内径(0.032 m)を使用

| | |
|-----------------|-------------------------------|
| τ | 光学的厚さ |
| e | 電荷素量 |
| m_e | 電子質量 |
| m_{He} | ヘリウム原子質量 |
| ϵ_0 | 真空中の誘電率 |
| c | 光速 |
| k_B | ボルツマン定数 |
| T_p | 基底準位の温度 |
| $n(p)$ | 基底準位の占有密度 |
| $\lambda_{q,p}$ | $q \rightarrow p$ 遷移時のスペクトル波長 |
| $f_{p,q}$ | 振動子強度 |
| R | 系の代表長さ |

分光法による電子温度・電子密度計測



■ 輻射捕獲を考慮することで、考慮しない場合に比べて電子温度・電子密度がプローブによる結果に近づいた

■ 電子温度については分光法による結果の方がプローブの結果よりも全体的に大きく、まだ差が見られている

■ 電子密度については $r \sim 6$ mmで局所的な増加が見られ、 $r \sim 12$ mmで差が大きくなっている

➤ 反射光の影響($r \sim 6$ mm)

➤ 線強度比法の適用範囲外?($r \sim 12$ mm)



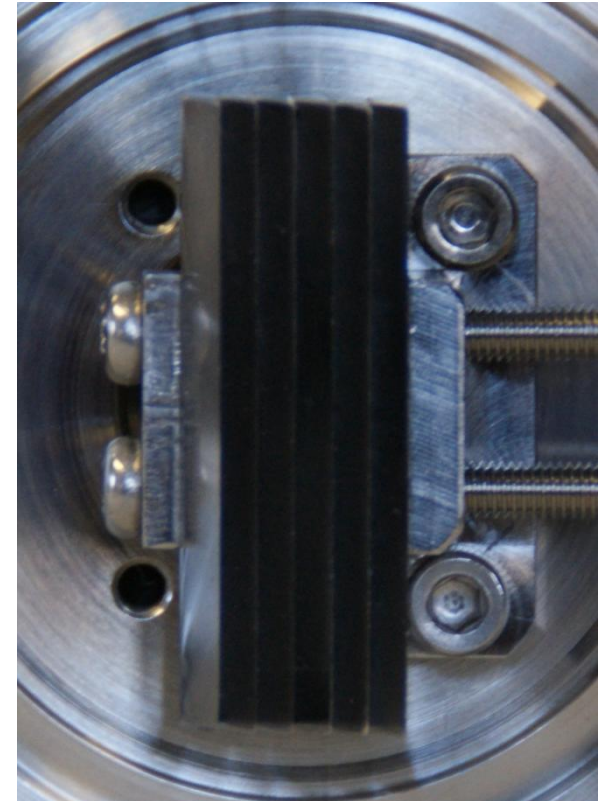
装置内壁からの反射光を抑制する viewing dumpを設置

反射光の考慮 – viewing dumpの設置

- 装置内壁からの反射光を抑制する viewing dumpをDT-ALPHA内部に設置
- knife edgeの金属を複数重ね合わせ
- 反射光を抑え電子温度・電子密度の空間分布をより正確に計測できることを期待

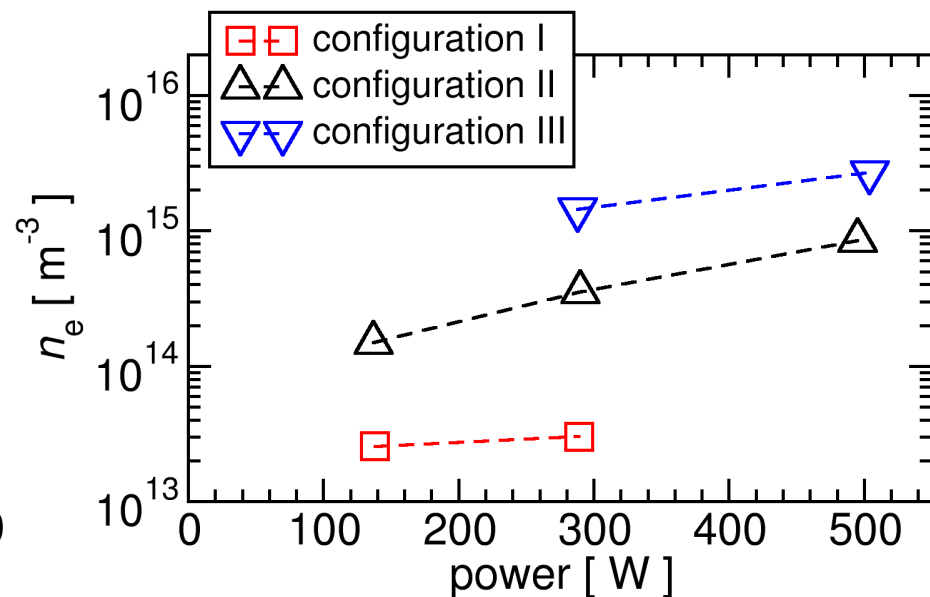
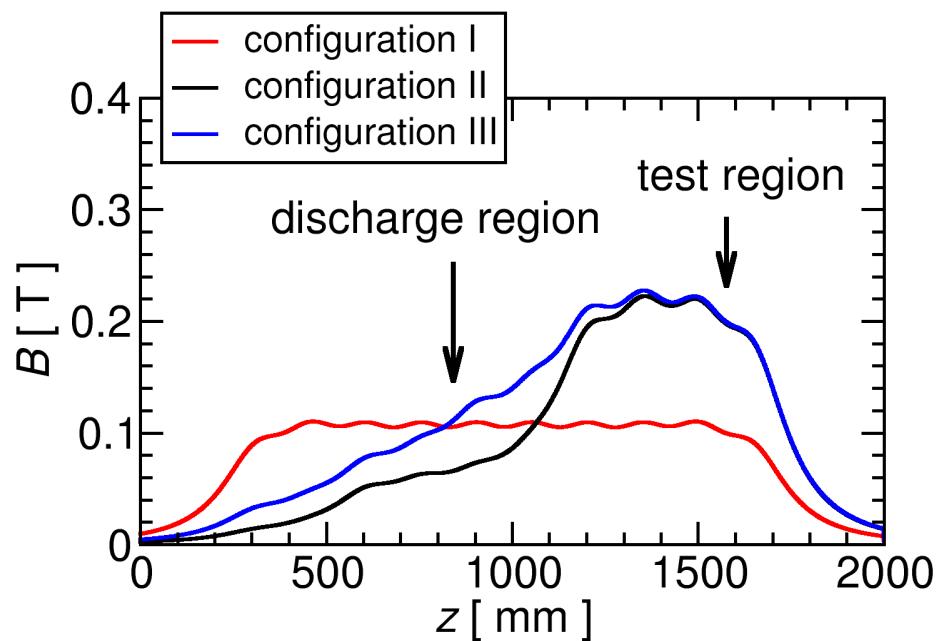


viewing dumpの効果については第67回物理学会年次大会(24aYE-7)にて



磁場配位変更によるプラズマの高密度化

- 三体再結合の速度係数はプラズマの電子密度に比例する
- 装置内に形成される磁場はプラズマの拡散に影響を与える
 - 磁場配位調整によりプラズマの高電子密度化を試みた
 - 磁場配位を変更することで従来に比べて電子密度が二桁高いプラズマを生成可能となった



磁場配位変更によるプラズマの装置内分布変化

- 磁場配位を調整しプラズマの電子温度および電子密度の軸方向分布を計測
 - プラズマ生成部近傍($z = 980$ mm)、テスト領域($z = 1580$ mm)および中間($z = 1280$ mm)で計測を行った
 - テスト領域の電子密度が上昇するのは生成されるプラズマの密度が上昇しているためである
 - 再結合プラズマ生成に向けて高電子密度・低電子温度のプラズマを生成することができた

