

論文の内容の要旨

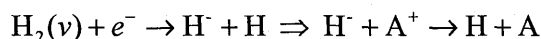
論文題目：

レーザー光脱離法を用いたダイバータプラズマにおける負イオンの挙動に関する実験的研究

氏名 梶田 信

1. 序章

国際熱核融合実験炉(ITER)などの次期核融合実験炉において周辺プラズマの理解と制御は重要な課題であり、プラズマ対向壁(ダイバータ板)への熱負荷軽減のために、プラズマを壁直前でガス化させる“非接触プラズマ”がITERでの標準運転モードとして考えられている。非接触プラズマ形成の物理機構にはプラズマの体積再結合過程が重要であり、その素過程の一つに下記の負イオンを介した再結合過程の存在が指摘されている[1]。



ここでAはH, Heなどの各粒子種を表わす。この再結合素過程は理論的な予測がされたものの、実験検証に関しては多くの課題を残しており、直接的な計測が可能な負イオン密度 n_- の計測は素過程の解明に際して重要な手法の一つとなる。ただし、 n_- の計測に広く用いられてきたレーザー光脱離法(LPD: laser photodetachment)をダイバータ領域のような高密度で磁場が存在するプラズマに適用する際にはいくつかの問題が指摘される。本研究では、それらの問題に対して計測手法の開発を行い、ダイバータ領域での負イオン密度計測法を確立し(2章及び3章)、その手法をダイバータ模擬装置MAP-IIに適用し負イオンの生成、消滅、輸送過程に関する考察を行なった(4章)。

2. ダイバータ領域での負イオン密度計測法

レーザー光脱離法(LPD)の原理

LPDでは負イオンの電子親和力(H⁻では0.754 eV)よりも大きな光子エネルギーを持つレーザーをプラズマに入射し、光脱離反応($\text{H}^- + h\nu \rightarrow \text{H} + e^-$)により生じた脱離電子を空間電位 V_s より正にバイアスした静電プローブで検出する。バイアス電圧 V_p における電子電流 $I_p(V_p)$ とレーザー導入による増加電子電流 $\Delta I_p(V_p)$ の比は、 n_-/n_e と関係づけることができ、下式の様に与えられる。

$$\frac{\Delta I_e(V_p)}{I_e(V_p)} = \frac{\Delta I_e(V_s)}{I_e(V_s)} = \frac{n_-}{n_e} [1 - \exp(-W\sigma_{pd}/h\nu)]. \quad (1)$$

ここで、 V_s は空間電位、 W は1パルスのレーザーパワー[J/cm²]、 σ_{pd} は光脱離反応の断面積[cm²]、 $h\nu$ はレーザーの一光子あたりのエネルギー[J]である。式(1)の $1 - \exp(-W\sigma_{pd}/h\nu)$ は光脱離率を表しており、レーザーの波長が $\lambda=532$ nmの時には $W=50$ mJ/cm²で98%の負イオンが光脱離反応により電子を放出し、信号強度は飽和する。

ダイバータ領域での負イオン計測の4つの課題

高密度でかつ不純物が存在するダイバータ領域へのLPD適用に際して図1に示す主に四つの問題が指摘される。プローブ表面にレーザーを照射するとプローブ表面のアブレーションにより負イオン密度が過大評価されることが本研究で明らかになった[2](図1(a))。磁場中では脱離電子を十分捕集できなくなり信号強度が減少する可能性がある(図1(b))。また図1(c)のようにプローブ電流の揺動が信号ノイズ比を下げ、再結合プラズマ中では電子電流が異常に減少し単針プローブの評価が信頼できない問題が指摘されており[3]負イオン密度計測にも深刻な影響を与える(図1(d))。

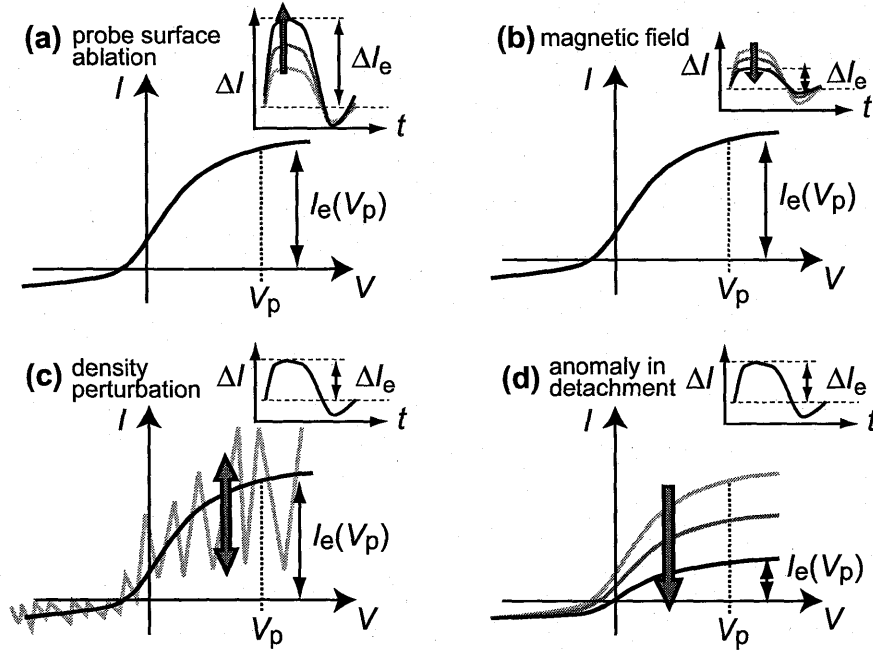


図 1 : ダイバータ領域での負イオン密度計測において特徴的に表れる 4 つの問題.

新しい計測法の開発

図 1(a)のプロブ表面のアブレーション避けるために、アブレーションの発生メカニズムを調べると共に、図 2(a)のようにレーザー光路中に遮光用のワイヤーを挿入しプロブへの直接的なレーザー照射を防止する“エクリプス光脱離法”を開発した。このエクリプス光脱離法においては、電子シース端とレーザー照射領域とが離れているため図 2(b)のように信号のピーク到達時間に遅れが生じる。この遅れ Δt_{peak} 及び信号の回復時間（信号強度が元の値に戻る時間） t_{recov} を利用して、(i)空間電位における t_{recov} からの変化、(ii)空間電位における Δt_{peak} からの変化、(iii) t_{recov} と Δt_{peak} を利用する、という三通りの手法でシース厚の計測が可能となる[4]。加えて影の位置をスキャンしたときの信号強度の分布から、十分な脱離電子を供給するために必要な領域（脱離電子の捕集領域）の長さ L_{PDE} を計測でき、磁場中での LPD の妥当性を検証できる。

さらに、図 1(c)のノイズの問題に関してはフィルタリングと信号の積算により信号ノイズ比を 2 桁程度改善し光脱離信号の検出を可能とした。図 1(d)の問題に対しては、電子電流の変化の影響を受け

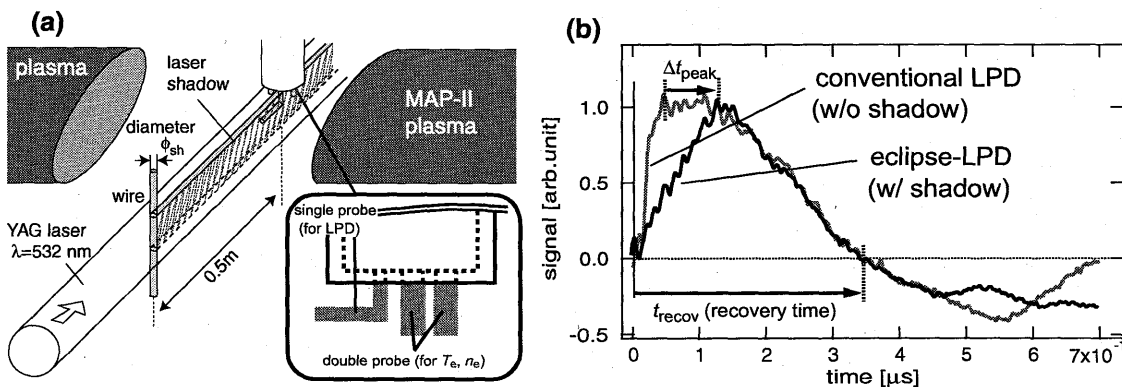


図 2 (a)ダブルプローブを用いたエクリプス光脱離法の概略図。(b)従来の光脱離法とエクリプス光

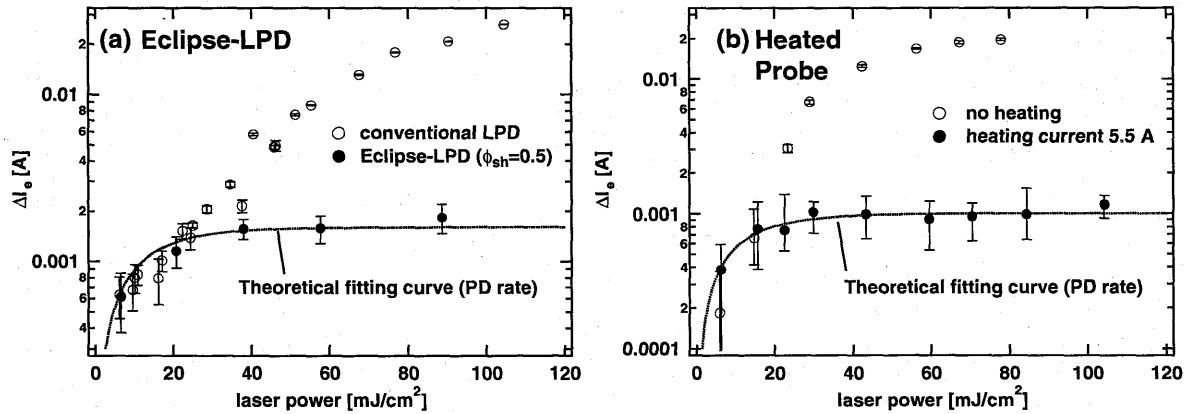


図 3 (a)エクリプス光脱離法, (b)フィラメント型加熱プローブを用いた時のレーザーパワー依存性の従来の光脱離法との比較.

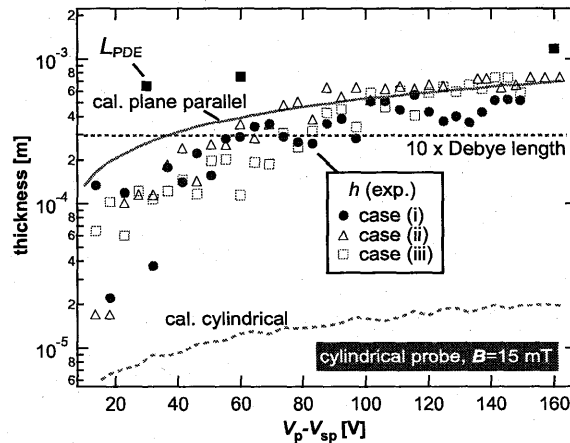


図 4 エクリプス光脱離法から得られた h と L_{PDE} のプローブバイアス依存性.

にくいダブルプローブの電子温度と単針プローブ電子電流の相対値を利用することで、より正確に負イオン密度を評価できることを明らかにした[5].

3. ダイバータ領域での負イオン密度計測法の評価

図 3(a)は従来の光脱離法とエクリプス光脱離法における信号強度のレーザーパワー依存性である。従来の手法では信号強度がレーザーパワーに対して増加し続けるがエクリプス光脱離法ではアブレーションの影響が消え、式(1)の光脱離率と一致していることから純粋な光脱離信号だと判断できる。エクリプス光脱離法では脱離電子の捕集領域の一部（もしくは全体）がレーザーの影に入るため信号強度の減衰が懸念されたが、レーザーの半径よりも十分に細い幅の影を使えば信号強度への影響がないことを検証した[6]. 加えて図 3(b)はフィラメント型の加熱プローブを用いたときと従来の手法とのレーザーパワー依存性の比較であり、プローブ表面のアブレーションは表面から放出された中性粒子の電離に起因するため、加熱によりプローブ表面を洗浄するとアブレーション信号が消え n_e の計測が可能となることを明らかにした[7].

シース厚及び捕集領域の計測

エクリプス光脱離法で計測された磁場中での円筒プローブ周辺のシース厚と平板型、円筒型の Child Langmuir(CL)則[8]から求められるシース厚を図 4 に示す。三つの異なる導出結果 (case(i), (ii), (iii))

がお互いに一致し、円筒型ではなく平板型の CL シースと一致したことは弱磁化プラズマ中においても磁場の影響を強く受けていることを示唆している。図 4 の L_{PDE} は捕集領域の長さであるが、捕集領域はレーザーの半径(2 - 3.5 mm)よりも十分に小さいことが確認され MAP-II では捕集領域に与える磁場の影響は無視できることを検証した。

4. MAP-II における負イオン密度計測

MAP-II はプラズマソース部及びドリフト管で互いに接続されたソースチャンバーとターゲットチャンバーからなる。プラズマソース部においてアーク放電でプラズマを生成し、円柱状のプラズマ(長さ約 2 m, 直径約 5 cm)が形成される。ターゲットチャンバーの中心部における典型的な n_e 及び T_e はそれぞれ、 $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\sim 5 \text{ eV}$ であり、 n_e は実機に比べ 1-2 桁小さいものの、 T_e が関与する原子分子素過程の実験検証に適していると考えられる。

T_e の比較的高い接触プラズマ[9]と、より再結合を誘起した非接触プラズマ[5]において計測を行なった。ここでは、非接触プラズマでの結果を報告する。水素分子の振動温度 T_{vib} は水素分子 Fulcher- α 帯分光計測から評価し[10], n_e の計測には図 1(a)に示したエクリプス光脱離法とダブルプローブを組み合わせる手法を用いた。

図 5(a)は n_e の径方向分布であるが、負イオンは周辺部に局在化するホローな分布を示しており、周辺部の密度は図 5(b)のように $\sim 5 \text{ mTorr}$ 以上ではガス圧増加に伴い減少した。図 5(c)は振動温度のガス圧依存性であるが、中心部に比べて周辺部では振動温度が低いことが判明した。

負イオンの生成と消滅、輸送を含むレート方程式は、

$$\frac{dn_-}{dt} = n_e \sum_{v^n} n_{\text{H}_2(v^n)} \alpha_{e,\text{H}_2(v^n)} - n_e n_e \alpha_{e,\text{H}^-} - n_e n_+ \alpha_{+,\text{H}^-} - n_- / \tau, \quad (2)$$

と書ける。ここで $\alpha_{e,\text{H}_2(v^n)}$, α_{e,H^-} , α_{+,H^-} はそれぞれ水素分子への電子付着、電子衝突脱離、相互中性化反応の反応速度係数であり、最後の項は輸送項である。輸送項はまずは考慮に入れずに後に議論する。図 6 には式(2)から得られる計算結果を示す。図 6(a)のように消滅レートの分布幅は、生成レート

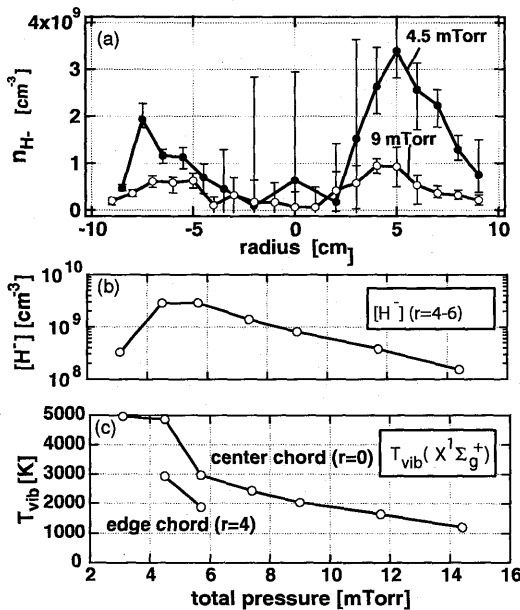


図 5 (a) 負イオン密度の径方向分布, (b)周辺部での負イオン密度のガス圧依存性, (c)周辺部と中心部での振動温度のガス圧依存性。

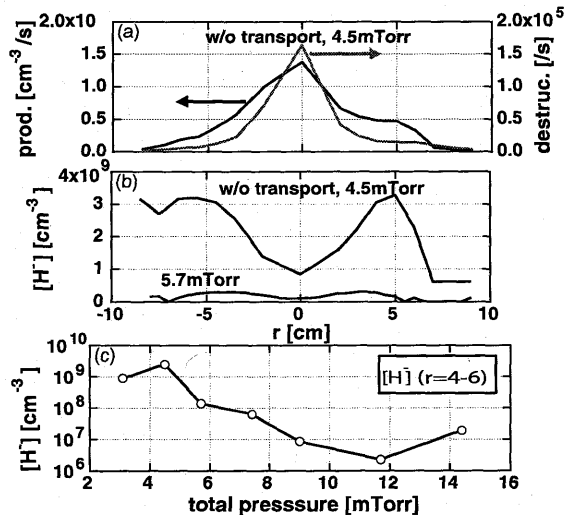


図 6 (a) 4.5 mTorr における負イオンの生成と消滅レートの計算, (b)負イオン密度の計算結果(径方向分布), (c) 負イオン密度の計算結果(周辺部でのガス圧依存性)。

の分布幅に比べて狭いため、負イオンは周辺部に存在しており、図 5(a)と図 6(b)を比較すると 4.5 mTorr においては n_e の分布がほぼ再現されている。ただしこの計算では、中心部での T_{vib} を用いており、実際には周辺部は T_{vib} が低いため実際には負イオンの生成には寄与できない。式(2)の輸送項を考えると中心部では流出項としてはたらくが、周辺部では流入項としてはたらくため、中心部で生成され周辺部へと逃げてきたものが壊されずに残っている可能性が高い。4.5 mTorr においては負イオンの平均自由行程は数 cm 以上あり、中心部で生成された負イオンが周辺部へと流出してくる可能性が裏付けられる。

図 6(c)は周辺部における n_e の圧力依存性の計算結果であるが、図 5(b)に比べ高いガス圧領域では著しく低い値になっており中心部での T_{vib} を用いても説明がつかない。このような差を生む原因としては、中心部からの負イオンの流出の影響と共に、非ボルツマン成分の振動励起分子の影響が考えられる。負イオンの輸送を含む粒子輸送シミュレーションに加えて非マクスウェル分布の振動励起水素の寄与の可能性等の定量的な評価が今後の研究課題となる。

5. 結論

ダイバータ領域での負イオン密度計測法の開発とその評価を行なった。静電プローブ表面のアブレーションの影響を回避する手法の開発に加えて、光脱離信号への磁場の影響を調べるために電子シース厚及び脱離電子の捕集領域の計測法を開発し、ダイバータ模擬装置での適用妥当性を検証した。これらの手法は、ダイバータ領域における適用にも有効な手法と考えられる。

ダイバータ模擬装置 MAP-II で負イオン密度計測の結果から、MAP-II においてはプラズマ周辺部に負イオンが存在しており、ガス圧増加に対しておよそ電子密度と同程度の割合で減少していくことが明らかになった。計測した振動温度等を基としてレート方程式から算出される負イオン密度との比較から、周辺部の負イオンは主に中心部で生成され周辺部に輸送されてきていると考えられる。

- [1] R. Janev, *et al.*: *J. Nucl. Mater. Phys. Scr.* **T96** (2002) 94.
- [2] S. Kajita, *et al.*: *Contrib. Plasma Phys.* **44** (2004) 607.
- [3] N. Ohno, *et al.*: *Contrib. Plasma Phys.* **41** (2001) 473.
- [4] S. Kajita, *et al.*: *Phys. Rev. E* **70** (2004) 066403.
- [5] S. Kado, *et al.*: *J. Nucl. Mater.* (in press).
- [6] S. Kajita, *et al.*: submitted to *Plasma Sources Sci. Technol.*
- [7] S. Kajita, *et al.*: (in preparation)
- [8] I. Langmuir, *et al.*: *Phys. Rev.* **22** (1925) 347.
- [9] S. Kajita, *et al.*: *J. Nucl. Mater.* **313-316** (2003) 748.
- [10] B. Xiao, *et al.*: *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** (2004) 653.