

東海大学大学院令和2年度博士論文

直線型装置における非接触ダイバータ模擬による
先進磁場配位の効果および壁材料に関する研究

指導 利根川 昭 教授

東海大学大学院 総合理工学研究科
総合理工学専攻

瀧本 壽来生

目次

第1章 序論

1.1 ■ 核融合とは	1
1.2 ■ 発電のために	5
1.3 ■ ダイバータ配位	9
1.4 ■ ダイバータの課題と研究の現状	11
1.5 ■ 非接触プラズマ	15
1.6 ■ 先進的ダイバータ	22
1.7 ■ プラズマ対向材料 (PFMs)	25
1.8 ■ 直線型ダイバータ模擬装置	35
1.9 ■ 本研究の目的と取り組む課題	38

第2章 実験装置

2.1 ■ 直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV	43
2.2 ■ プローブ計測	49
2.3 ■ 分光計測	58
2.4 ■ 昇温脱離装置 (TDS)	60
2.5 ■ 研磨装置	63
2.6 ■ 赤外線 (IR) カメラ	64

第3章 発散湾曲磁場での非接触プラズマ生成および中性粒子逆流特性

3.1 ■ 概要	68
3.2 ■ 実験装置	69
3.3 ■ 衝突輻射モデル	72
3.4 ■ 実験結果	74

3.5 ■ まとめ.....	85
----------------	----

第4章 発散湾曲磁場によるプラズマの膨張と熱・粒子束の低減

4.1 ■ 概要	87
----------------	----

4.2 ■ 実験装置	89
------------------	----

4.3 ■ 実験結果①	92
-------------------	----

4.4 ■ 実験結果②	106
-------------------	-----

4.5 ■ まとめ.....	109
----------------	-----

第5章 非接触プラズマ曝露によるタングステンへの影響

5.1 ■ 概要	111
----------------	-----

5.2 ■ 実験装置	113
------------------	-----

5.3 ■ 実験結果	116
------------------	-----

5.4 ■ まとめ.....	130
----------------	-----

第6章 総括

6.1 ■ 本研究のまとめ	132
---------------------	-----

本論文に関わる研究業績	136
-------------------	-----

謝辞	139
----------	-----

第1章

- 序論 -

1.1 ■ 核融合とは

プラズマを閉じ込め加熱することによって核融合反応を起こせるプラズマを生成・維持し、最終的に核融合反応によって生じるエネルギーを核融合炉から取り出すことが、核融合研究の目的である。核融合研究は、核融合炉の開発という明確な目的を持つ研究であり、その意義は長期的なエネルギー問題の解決にある。我が国のエネルギー供給を支えるベースロード電源は3・11以降、火力発電の比重が非常に大きくなった。しかし、これによって、我が国の電力自給率は低下しており[1]、またパリ協定[2]における二酸化炭素排出量の目標達成を妨げている。そして、火力発電のみに依存した先には、化石燃料の枯渇という大きな問題が待っている[3]。そのため、いかにエネルギーの生成方法を多様化し、安定的に供給していくかが重要な課題である。現在、新たなエネルギー源として、太陽光発電、風力発電などの自然エネルギーが注目されてはいるが、日本においてこれらはベース電力源足り得ない。したがって、大電力を安定的に供給可能な発電方法が必要となる。原子力発電はその最たるものであるが、現在では世論の煽りを受けて下火となっている。また、原子力も、現状はウラン資源の枯渇に課題を抱えている。核融合発電は、1gの燃料（重水素と三重水素）から石油数トン分に相当するエネルギーを得ることができる。また、燃料となる資源は海中に豊富に存在する[4,5]ため、地域的な偏在もなく枯渇まで数百～数億年の猶予がある。さらに、炉の暴走は原理的にあり得ないため安全性も高く、二酸化炭素や高レベル放射性破棄物などは発生しないため環境や周囲への影響も小さい。このような利点をもって、核融合発電は次世代のベースロード電源として期待されている。ここでは、まず始めに核融合反応そのものについての概要を説明

する。

大きな運動エネルギーを持つ軽い原子核は、その静電反発力に打ち勝って接近すると核力が働き、核融合反応が生じる。それに伴って発生する荷電粒子や中性子の運動エネルギーをエネルギー源として利用することが核融合発電の根本である[6]。反応を起こすために必要なエネルギーを考えると、原子核の正電荷による斥力が小さい軽元素を用いる方が有利である。核融合も核分裂も反応前後の質量差がエネルギーとして取り出される。元素ごとの核子あたりの結合エネルギーの概要[7]を Fig.1.1.1 に示す。この図に示すように最も安定なのは鉄であり、ここに向けて核融合・核分裂ともに進んでいく。また、核子一個当たりから得られるエネルギーは、核融合の方が大きいことも分かる。核子あたりの結合エネルギーを軽元素について表した Fig.1.1.2 から分かるように、 ^{12}C より軽い元素では、 ^4He の核子あたりの結合エネルギーが最も大きい[8,9]。したがって、水素同位体から ^4He に転じる核融合反応が最も生成されるエネルギーが大きく、エネルギー生産の観点から好ましい。しかし、イオンのエネルギーが低いところで反応断面積が大きい方が、核融合発電の実現を考えると好ましい。ここで、現在候補として挙げられている核融合反応[6,8,10]

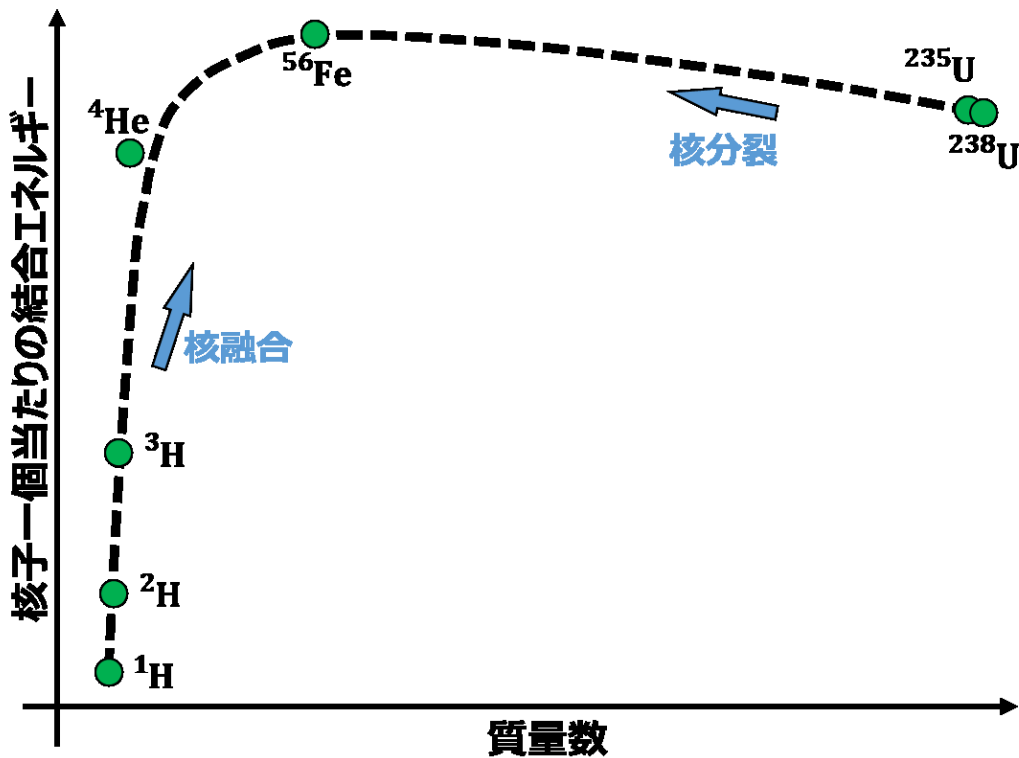


Fig. 1.1.1. 核子あたりの結合エネルギー [7].

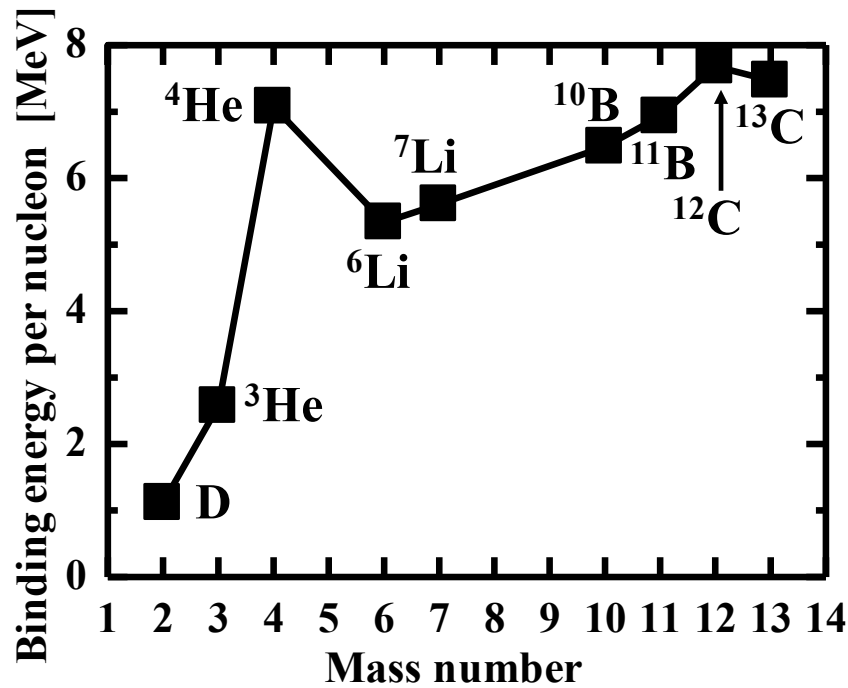
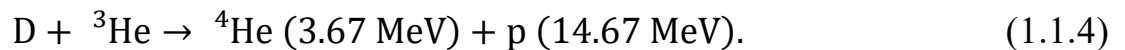
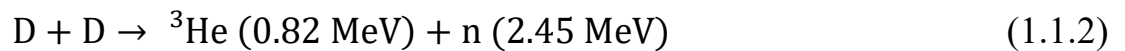
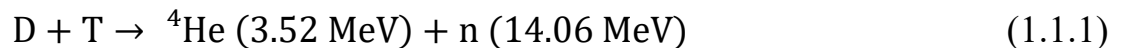


Fig. 1.1.2. 軽元素の核子あたりの結合エネルギー [7,10].

を以下に示す.



ここで, D, T はそれぞれ重水素 (deuterium), 三重水素 (tritium), p, n はそれぞれ陽子 (proton), 中性子 (neutron) である. ⁴He はヘリウム (helium) の原子核であるが, 通常 α 粒子と呼ばれる. 当面の研究開発の焦点は, 比較的低温で最も有効な D-T 反応 (次節 Fig. 1.2.1 参照) を利用する核融合炉に当てられている. T は β 線を出す, 半減期約 12 年の放射性同位元素で, 自然界には極めて微量にしか存在しないため,



と表される反応[6,8,10]によって, 炉心プラズマの周囲に置かれたブランケット (blanket) 内で三重水素の増殖を行うことが考えられている. この

反応において、リチウム (lithium) は中性子を減速して熱を発生する。(1.1.2)式および(1.1.3)式に示される三重水素に依存しない D-D 反応では、発生する中性子のエネルギーも大きすぎることはなく、D-T 反応より望ましいが、次節 (Fig. 1.2.1) で示す核融合反応断面積のイオン温度依存性から分かるように、D-T 反応より高温のプラズマを生成し、閉じ込めなければならないという難題が存在する。(1.1.4)式の反応は反応生成物が He と荷電粒子のみであり、中性子を含まない。したがって、荷電粒子の運動エネルギーを直接電気エネルギーに変換できる可能性があり、放射性が少なく高効率な発電方式として魅力があるが、この反応にも同様の難題が待ち構えている。

さて、これらの反応を効率よく発生させる手法について考えてみる。最も単純な方法として浮かんでくるのは、固体あるいは気体の D や T の標的に、加速器で D を加速して打ち込む方法である。しかし、この場合にはビーム・エネルギーの大部分が核外電子の励起に費やされ、核融合反応で得られるエネルギーは入射ビームのエネルギーに比して著しく小さくなってしまうため、炉として成立しない。また、核外電子を無くすために標的を低温、高密度のプラズマとした場合は、入射ビーム・エネルギーのほとんどが電子の加熱に使われてしまい、プラズマ・イオンとビーム・イオンの直接反応の効率は極めて低い。では電子を無くせば良いかということ、イオンのみの集団ではクーロン反発力のために炉心に閉じ込めることは物理的に不可能である (Earnshaw の定理[11])。以上の問題を解決するには、イオンと電子の混合体である、電氣的にほぼ中性のプラズマを磁場により閉じ込め、その温度を上げることで熱運動によるイオン間衝突によって核融合反応を起こさなければならない。これを熱核融合反応 (thermonuclear fusion reaction) と呼ぶ。

1.2 ■ 発電のために

前節では、D-T 反応が最も実現可能性の高い核融合反応であることを述べた。したがって、ここからは D-T 反応の核融合炉に話題を絞って説明する。核融合エネルギー利用の実現のためには、高温・高密度のプラズマを一定時間以上閉じ込めることで、十分な熱核融合反応を起こす必要がある。このとき、炉心プラズマが満足すべき条件について説明していきたい。話の簡単のために、ここでは炉心プラズマは熱平衡状態にあり、プラズマを構成する粒子はマクスウェル分布をしており、全てが等温としている。

D-T 反応の場合には、重水素と三重水素をそれぞれ半分ずつ混合するとすれば、 $n_D \sim n_T \sim n_i/2$ である。 n_D , n_T , n_i はそれぞれ重水素, 三重水素, 総イオンの密度である。定常状態では, (1.1)式から分かるように反応生成物である He が数%程度存在しているはずであるが, ここでは He の影響は無視する。単位時間, 単位体積あたりに発生する核融合反応の数, すなわち核融合反応の起こりやすさ (核融合反応率) は,

$$R = n_D n_T \langle \sigma v \rangle = (n_i/2)^2 \langle \sigma v \rangle \quad (1.2.1)$$

で表される[10]。 σ は核融合反応の断面積, v は反応する粒子の相対速度, $\langle \rangle$ は速度分布関数にわたっての平均を意味する。反応率を決定する要素 $\langle \sigma v \rangle$ をイオン温度に対してプロットしたもの[12]を Fig. 1.2.1 に示す。ここで, イオン温度 T_i は [keV] の単位で与えられているが, 1 eV は自由空間内において電子一個が 1 V の電位により加速される際に得られるエネルギーである。ここで, 素電荷は 1.60×10^{19} C であるから, 1 eV は 1.60×10^{19} J と表せ, これをボルツマン定数 $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ [J/K] で割ることで, 1 eV がおよそ 1.16×10^4 K に相当すると言える。これを用いると, 核融合実験炉における 10 keV というプラズマ温度が, 1 億 1 千万度という途方もない数字であることが分かる。

さて, ここで炉心プラズマのエネルギー平衡を以下に示す。

$$\frac{d}{dt} (3n_i T) = P_\alpha + P_H - P_L = \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_\alpha + P_H - \frac{3n_i T}{\tau_E} . \quad (1.2.2)$$

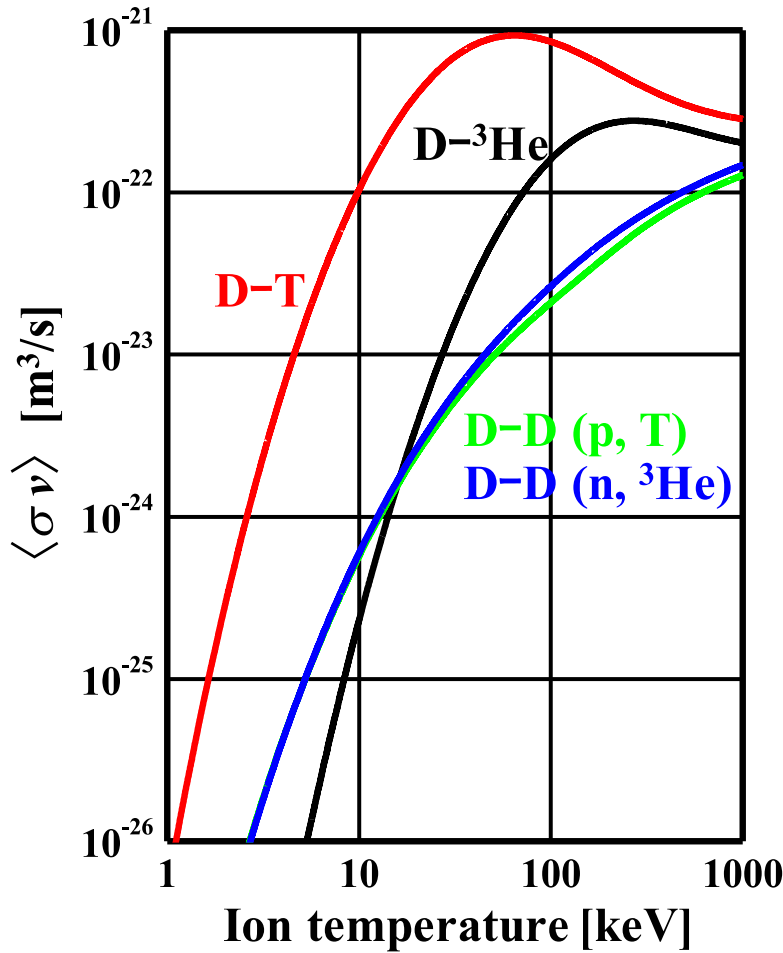


Fig. 1.2.1. 核融合反応断面積のイオン温度依存性 [12].

$3n_i T$ は単位体積あたりの電子とイオンの熱エネルギーの和である． P_α はD-T 反応で発生する α 粒子によるプラズマ加熱パワーである．発生する α 粒子のエネルギーを E_α (≈ 3.5 MeV)とすると，

$$P_\alpha = (n_i/2)^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha \quad (1.2.3)$$

となる． P_H は外部からのプラズマ加熱のための投入パワーを示す．例としては，波動加熱や中性粒子ビーム入射加熱（NBI-heating; Neutral Beam Injection heating）などがある． P_L は単位時間あたりのプラズマからのエネルギー損失であり，

$$\tau_E = 3n_i T / P_L \quad (1.2.4)$$

によって定義される特性時間を用いると，(1.7)式の右辺第3項が表現できる． τ_E は炉心プラズマの持つ内部エネルギーが，熱伝導や放射などにより失われる時間の目安であり，その炉の閉じ込め性能を表すことから，閉

じ込め時間と呼ばれる[10].

定常状態を考えて、(1.7)式の左辺を 0 と置くと、

$$n_i \tau_E = \frac{3n_i^2 T}{P_L} = \frac{3n_i^2 T}{P_\alpha + P_H} = \frac{3n_i^2 T}{P_\alpha \left(1 + \frac{P_F P_H}{P_\alpha P_F}\right)} = \frac{3n_i^2 T}{P_\alpha \left(1 + \frac{A}{Q}\right)} = \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle E_\alpha \left(1 + \frac{A}{Q}\right)} \quad (1.2.5)$$

となる. ここで, A は核融合反応で生じる全パワー P_F と P_α の比で, (1.1.1) 式の反応を考えると,

$$A = \frac{P_F}{P_\alpha} = \frac{3.52 + 14.06 \text{ [MeV]}}{3.52 \text{ [MeV]}} = 5.0 \quad (1.2.6)$$

となる. Q は核融合反応から得られるエネルギーとプラズマ加熱に費やすエネルギーの比で,

$$Q = P_F / P_H \quad (1.2.7)$$

と表される. ここで, $Q = 1$, すなわち投入したエネルギー分を核融合により回収できる場合を, 臨界プラズマ条件 (break-even plasma condition) と呼ぶ. これは(1.10)式より,

$$n_i \tau_E = \frac{2T}{\langle \sigma v \rangle E_\alpha} \quad (1.2.8)$$

と表される. また, $Q = \infty$, すなわち外部からの加熱入力なしで, 内部の α 粒子による加熱のみで反応を持続できる条件を, 自己点火条件 (ignition condition) と呼び,

$$n_i \tau_E = \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle E_\alpha} \quad (1.2.9)$$

と表される. これが, 核融合による発電のために実現すべき条件となる. (1.2.8)および(1.2.9)式から分かるように, Q を固定すると $n_i \tau_E$ はプラズマ温度のみの関数となる. Fig. 1.2.2 に, $Q = 1$ および ∞ の場合の条件を図示したローソン・ダイアグラム (Lawson diagram) と, 核融合炉研究において達成された条件を示す[13]. これは核融合炉に必要なプラズマの閉じ込め性能を表す重要な関係である.

この図から, 密度が $10^{20} \sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$ のプラズマを 1 s 近く閉じ込められ

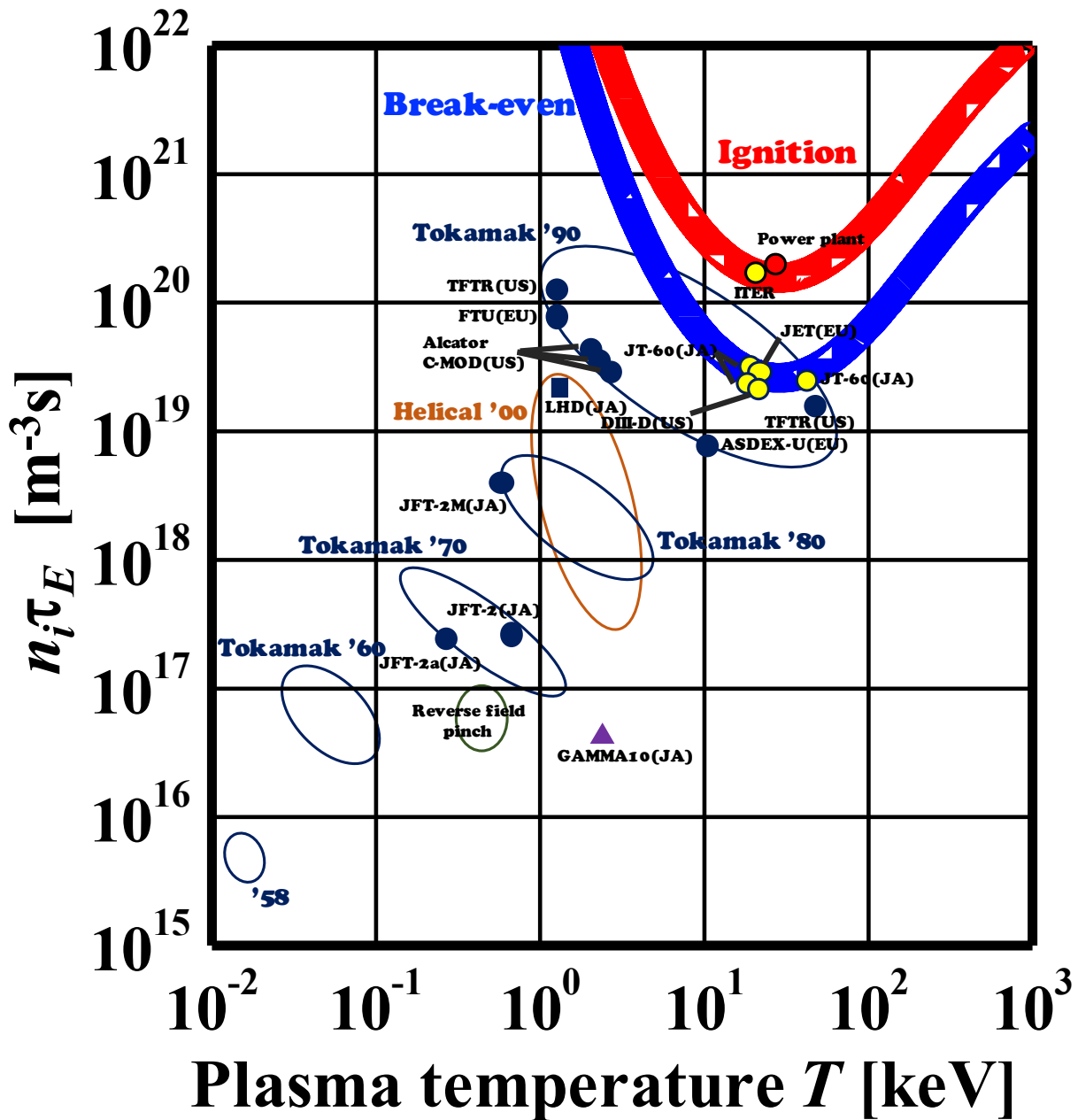


Fig. 1.2.2. ローソン・ダイアグラムと核融合研究の進展 [13].

たとすると、10 keV 前後の温度が必要であることが分かる。つまり、このレベルの高温高密度のプラズマを生成し一定時間閉じ込めることが、核融合発電実現への道程となる。Fig. 1.2.2 を見てわかるように、マイルストーンの一つである臨界条件は、JT-60 を含む大型トカマク炉において既に達成されている。現在、南仏 サン＝ポール＝レ＝デュランス (Saint-Paul-lez-Durance) にある、フランスの原子力研究センターであるカダラッシュ (Cadarache) に建設中である、国際熱核融合実験炉 ITER においては、自己点火条件を達成する予定となっている。

1.3 ■ ダイバータ配位

これまで述べてきたように、核融合発電のためには高温高密度のプラズマを閉じ込める必要がある。トカマク型核融合炉において、トロイダルコイルによる大半径方向磁場と、プラズマ電流により駆動される小半径方向のポロイダル磁場の合成による、螺旋状の磁場によって閉じ込めを実現する。しかし、プラズマは構成粒子の衝突や乱流等による拡散の過程で、磁力線を横切って真空壁側へと流出してしまう。超高温プラズマの維持には、高温プラズマとプラズマ対向壁の相互作用をできるだけ小さくする必要がある。そのため、今日の核融合実験炉にはダイバータ (divertor) と呼ばれる機構が設けられている。ここでは、ダイバータ配位について説明する。

初期のトカマク炉では、プラズマが壁に直接接触しないよう、リミタ (limiter) と呼ばれる熱に強い素材でできた突起物を設置し、プラズマ表面を決定した。接触したプラズマによりスパッタされたリミタ由来の不純物は、すぐさま炉心プラズマ中に混入する。金属不純物の炉心プラズマへの混入は、多大な放射損失や燃料濃度の希釈につながり、炉心プラズマの性能を劣化させる[14,15]。したがって、リミタ配位は核融合炉には適さない[15]。そこで見出されたのがダイバータ配位[15,16]である。ダイバータ配位は Fig. 1.3.1 に示すように、従来の炉の下部にダイバータコイルを設置し、このコイルにプラズマ電流と同じ向きの電流を流すことで、8の字型のセパトリクス (separatrix) 磁場配位を作り出し、炉心プラズマ表面を決定する。これにより、閉じた磁力線に囲まれた炉心プラズマと真空壁の直接的な接触を、セパトリクスによって防ぐことが可能となった。炉心プラズマの粒子と熱は磁力線を横切って、開いた磁力線領域 (Scrape Off Layer; SOL) へと流出する。SOL プラズマの粒子と熱の大部分は磁力線方向に輸送され、リミタ配位と異なり、炉心プラズマから十分に離れたダイバータ板と接触する。そのため、 α 加熱後の He 灰や壁由来の不純物の炉心プラズマへの混入が防がれる。このダイバータ配位は日本の JFT-2a (DIVA) [17]において 1970 年代後半に世界初の実験が行われ、実際に不純物混入の抑制効果が確認された[18]。また、ダイバータ配位の効能は

これだけに留まらず，ドイツの ASDEX において炉心プラズマの閉じ込め改善（Hモード）が確認された[19].

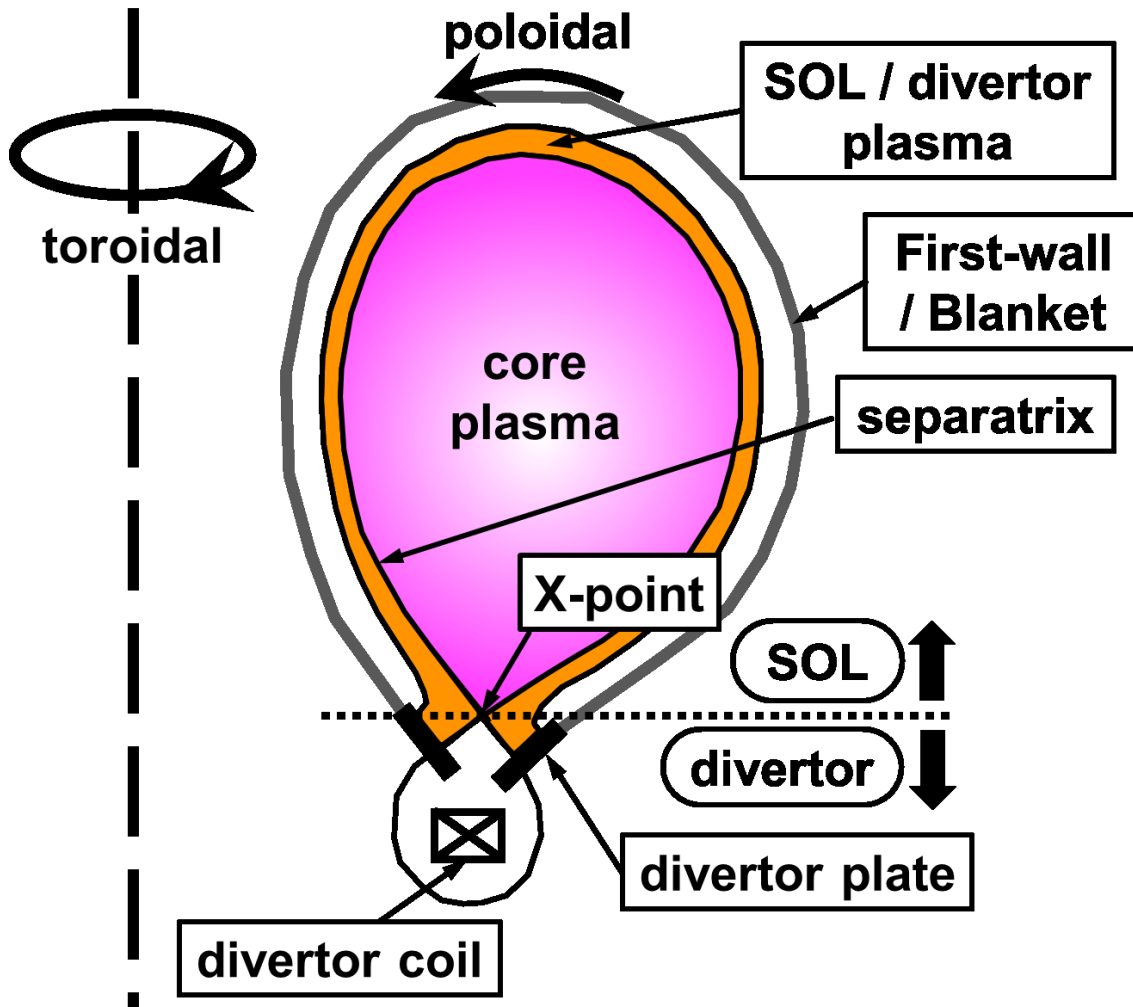


Fig. 1.3.1. トカマク炉の断面図 [15].

1.4 ■ ダイバータの課題と研究の現状

核融合炉の性能向上に大きな貢献を果たしたダイバータ配位にも、未だ課題が残されている。ここでは、ダイバータの課題と研究の現状について説明する。

核融合発電の実現に向けたダイバータの最も大きな課題は、炉心プラズマから吐き出される熱の処理である[16]。Fig.1.4.1 に改めて典型的なトカマク炉の断面図を示す。また、Table 1.4.1 に ITER および日本の DEMO 炉 (JA DEMO[20]) のスペックを示す。ダイバータ板で終端するプラズマは、炉心プラズマ由来の高い密度と温度を有しているため、直接このプラズマと接するダイバータへの熱負荷は相応に大きなものとなる。ITER では、核融合出力利得 $Q \geq 10$ を得るために設計されており、投入パワー 50 MW、400~600 秒の長パルスにおいて、500 MW の核融合出力を生成する [21]。このとき、SOL へと排出される熱はおよそ 100 MW である。予測される ITER のダイバータへのプラズマ熱負荷を、代表的な事例と並べて比較したのが Fig. 1.4.2 である。ここからも、如何にダイバータの環境が過酷であるかが窺える。この非常に大きな熱負荷に長時間耐えうるプラズマ対向材料は存在しない。また、ダイバータ板表面には常に荷電粒子あるいは中性粒子が入射しているため、スパッタリング (sputtering) によってダイバータ材は損耗する。スパッタによって弾き出された粒子は、プラズマに不純物として混入し、プラズマ温度の低下や閉じ込め性能の劣化を招く。したがって、ダイバータには高い熱負荷と損耗に耐えることが要求される。プラズマ対向材料の詳細と課題については、1.7 節において説明

Table 1.4.1. Comparison between parameters of ITER and JA DEMO [20].

パラメータ	ITER	JA DEMO
大半径 R [m]	6.2	8.5
プラズマ電流 I_p [MA]	14	12.3
トロイダル磁場 B_t [T]	5.3	5.94
核融合出力 P_{fus} [MW]	500	1462
エネルギー増倍率 Q	10	17.5
炉心からの排出熱 P_{sep} [MW]	100	294
放射損失割合 f_{rad} [%]	50	80
レグ長 L_{div} [m]	1	1.6-2

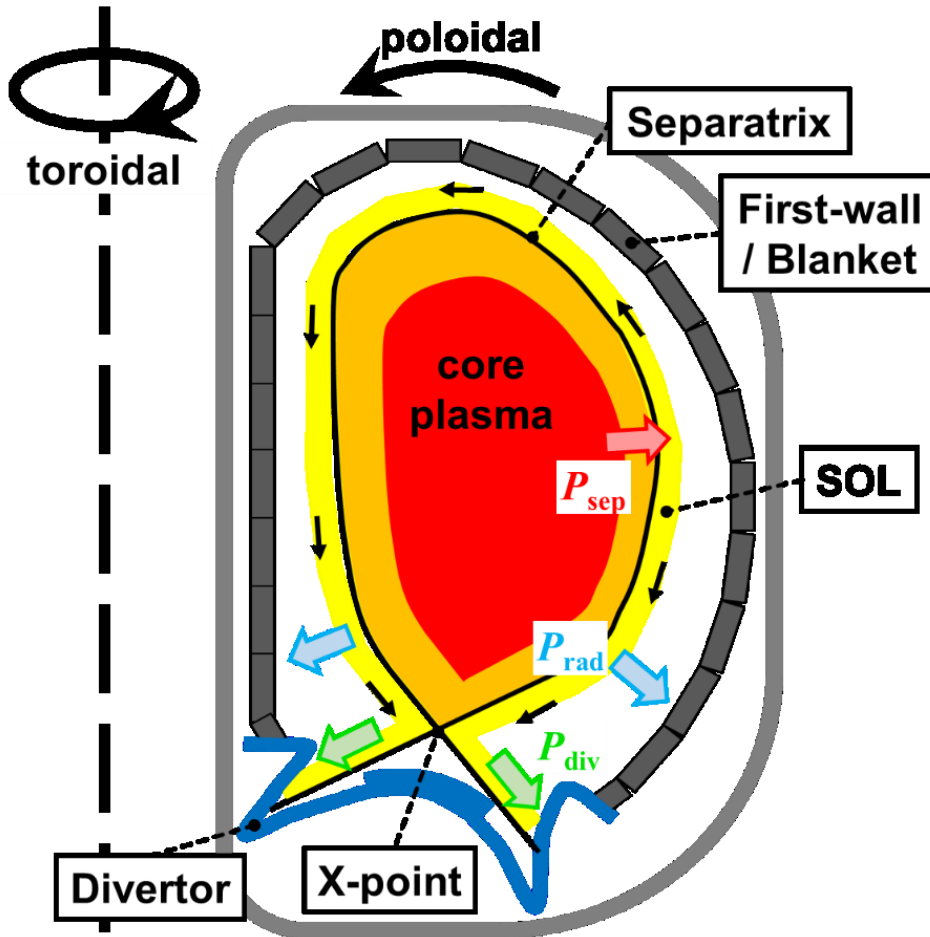


Fig. 1.4.1. トカマク炉の断面図.

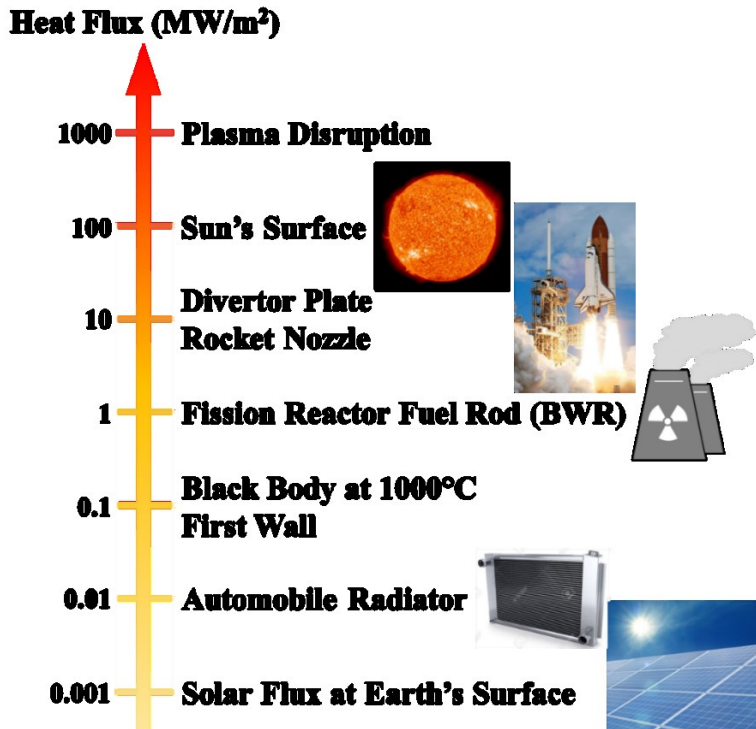


Fig. 1.4.2. ダイバータ板への熱負荷と代表的な事例との比較 [22].

する。

この高水準の要求を満たすには、材料の高性能化も重要であるが、これには限界があり、耐熱負荷性能は定常熱負荷に対して 10 MW/m^2 程度とされている。これは、ITER ダイバータのプラズマ対向材に採用されたタングステンとダイバータ冷却系の限界である[23,24]。そこで、ダイバータ板に入射するプラズマに中性粒子を導入することでプラズマを冷却し、粒子束を減らすことで熱負荷を低減する方式が提案された。この方式のダイバータは、冷却によりプラズマの再結合が進むことでプラズマが気相中に消滅していくため、ダイバータ板からプラズマが離れるように見えるため、非接触ダイバータ (detached divertor) と呼ばれる。

非接触ダイバータにおいて、ダイバータ板から離れたプラズマ、非接触プラズマ (detached plasma) を生成するにはガス導入が必要であり、多量のガス導入はダイバータのガス圧力を高め、炉心への中性粒子の逆流を引き起こす。そのため、大型トカマクでは完全な非接触プラズマの生成が困難である。また、非接触プラズマが生成されると、放射損失のピークが上流へと移動し X 点付近で増大する、X 点 MARFE (Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge) [15]が発生する。このとき、ダイバータに向かう流れによって抑えられていた不純物が炉心へと流入するとともに、ダイバータ内で発生した中性粒子なども直接炉心へと流入するようになり、閉じ込め性能の劣化をもたらす。さらに、生成された非接触プラズマは、Hモードに付随する炉心プラズマと SOL 間の急峻な圧力勾配から生じる周辺局在化モード (Edge Localized Mode; ELM) [25]と呼ばれる不安定性による炉心プラズマからの周期的な (10~100 Hz 程度) 熱・粒子の放出現象によって、周期的かつ間欠的にダイバータプラズマに大きなエネルギーが流入することで、容易く崩壊する。したがって、非接触ダイバータにおいては、如何に効率的に非接触プラズマを生成し、その状態を維持するかが重要な課題となっている。非接触プラズマ自体の詳細は、次節にて説明する。

また、最近の研究ではポスト ITER を見据えたダイバータも提案されている。ITER の成果を受けて設計される発電実証炉となる DEMO 炉[26,27]において、炉心プラズマのパワーを ITER の数倍を見込んでいることから、ダイバータはさらに過酷な要求を突きつけられることになる。また、

DEMO 炉では、中性子のフルエンスも ITER より一桁程度増加するため、ダイバータ壁の水冷管の候補材として新たに低放射化フェライト鋼 F82H などが候補材として研究されている[16]。これにより、ダイバータ壁の冷却効率が著しく落ちるため、ダイバータにおいて処理しなければならない熱は大幅に増大する。このような背景から、さらなる熱負荷低減を目指した先進的ダイバータ (advanced divertor) が、提案・研究されている。先進的ダイバータについての詳細は、1.6 節で紹介する。

1.5 ■ 非接触プラズマ

前節でも述べているように、ダイバータの熱負荷の課題を材料的に解決することは極めて困難である。したがって、プラズマ自体の熱流束・粒子束の低減を目指す必要がある。そこで考案されたのが、非接触プラズマである。確認しておく、中性粒子との相互作用によりダイバータ板から離れたプラズマを非接触プラズマ (detached plasma) と呼び、その反対にダイバータ板に接しているプラズマを接触プラズマ (attached plasma) と呼ぶ。ダイバータプラズマに冷却用ガスを入射することでイオンは荷電交換反応 (CX : Charge eXchange), 電子は放射によって冷却される。

Fig1.5.1 に、水素原子に対する実効的な電離速度係数と再結合速度係数、荷電交換反応の速度係数を示す[28-31]。このグラフからわかるように、プ

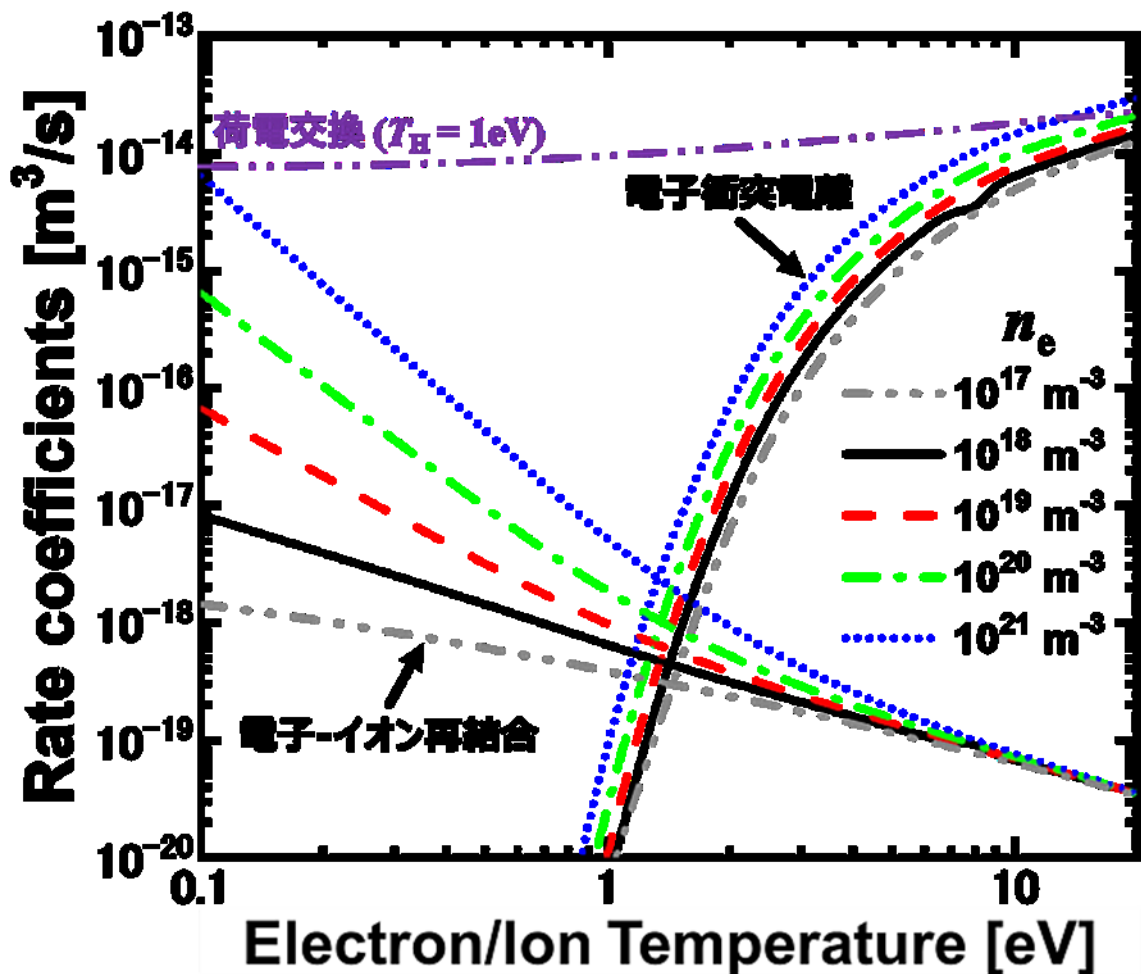
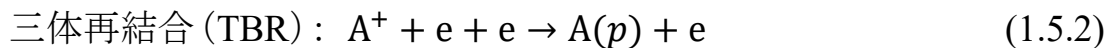
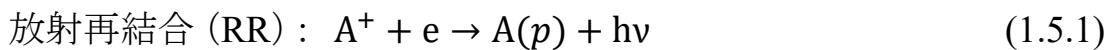


Fig. 1.5.1. 水素原子の電離・再結合・荷電交換の反応速度係数[28-31].

ラズマの温度が 5 eV 以下まで低下すると、電離過程に比して荷電交換の速度係数が大きくなり、プラズマの運動量の緩和に有効に働く。さらに、電子温度が 1 eV 程度まで低下するとイオンと電子の間で再結合速度係数が急激に増大し、プラズマ体積中での再結合が誘起される。さらに再結合が促進すると、プラズマがガス化しダイータ板と非接触状態となる非接触プラズマが形成される。そのため非接触プラズマでは、以下に示す体積再結合過程として古くから認識されてきた、放射再結合 (RR : Radiative Recombination), 三体再結合 (TBR : Three Body Recombination) による、電子-イオン再結合 (EIR : Electron-Ion Recombination) が支配的であると考えられてきた。



ここで、A は水素やヘリウムなどの各粒子、e は電子、p は励起準位を示している。EIR が生じると励起原子が生成されるため、高励起準位からの放射光を観測することにより、実験的に EIR を観測することが可能である。非接触プラズマの定義[32]は、以下のようなものである。

- ① ダイバータ部あるいはその近くの SOL 領域からの強い放射損失.
- ② ダイバータ板近くのプラズマ温度の著しい低下.
- ③ ダイバータ領域における中性ガス密度増大.
- ④ ダイバータ板へのプラズマ粒子束および熱流束の著しい低下.
- ⑤ ダイバータ領域においてプラズマ圧力が磁力線に沿って著しく低下していること.

ここまでの説明を理解しやすくするため、磁力線に沿った非接触プラズマの模式図[33,34]を Fig.1.5.2 に示す。SOL 上流の高温プラズマを、冷却用ガスによる放射でプラズマ温度が低下する。次に、この放射領域の先に電離フロント (Ionization front) が存在し、ダイバータ板表面やリサイクリングにより生じた中性粒子を電離させ、低温高密度なプラズマの領域となる。そして、プラズマ密度の上昇とプラズマ温度の低下により体積再結合が誘起され消失し、再結合領域 (Recombination region) において、

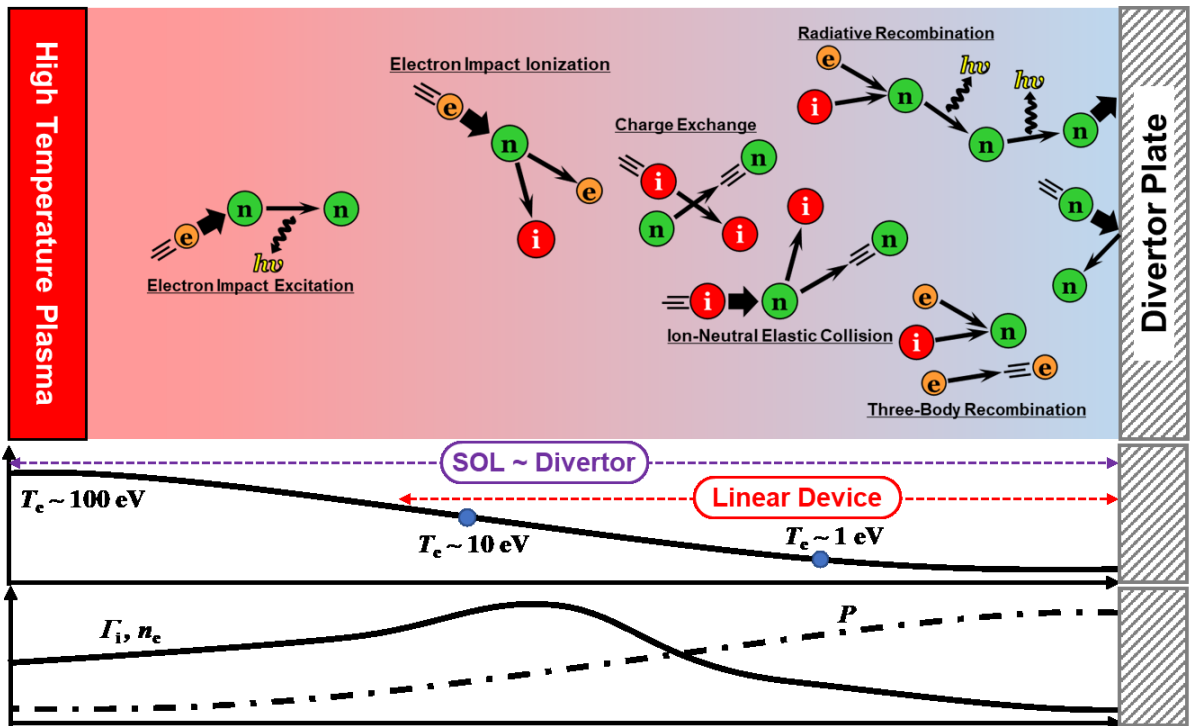


Fig. 1.5.2. 磁力線に沿った非接触プラズマの概念図 [33,34].

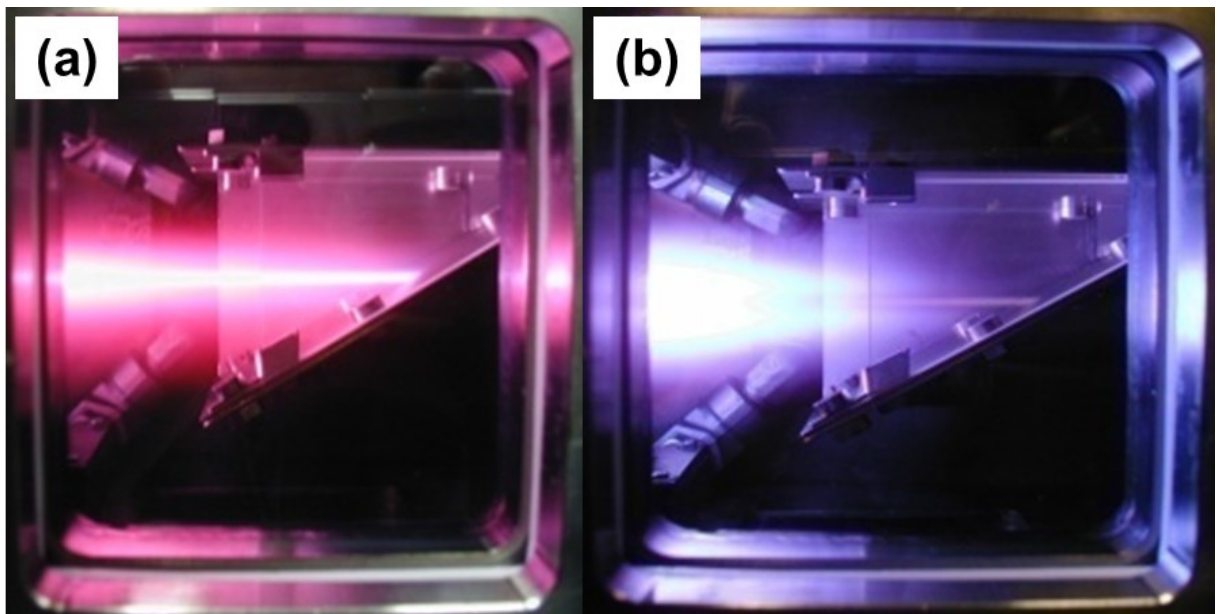


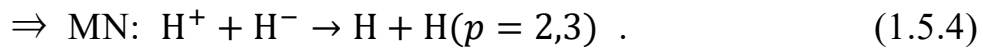
Fig. 1.5.3. 直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV における(a)接触プラズマおよび (b)非接触プラズマの写真 [29].

プラズマはダイバータ板と非接触状態となる．直線型装置を使った基礎研究では， T_e が 10~20 eV 以下の図中に赤矢印で示した領域を模擬する．

本研究室で開発した直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV を用いて，

接触プラズマと非接触プラズマの状態を再現した写真を Fig.1.5.3 に示す。プラズマに中性粒子を接触させると、プラズマがダイバータ板に接していた接触プラズマから、ダイバータ板から離れ、かつ強い発光を伴う非接触プラズマに遷移していることがわかる。

EIR の反応速度係数が大きくなるのは電子温度が ~ 1 eV であるのに対し、数 eV 程度の値で EIR より大きな反応速度係数となる分子性再結合 (Molecular Assisted / Activated Recombination ; MAR) の存在が 1980 年代頃, Janev, Pigarov, Krasheninnikov らにより理論的に指摘された[35] (Fig.1.5.4 参照)。水素分子が介在する MAR の反応式を以下に示す。まずは、



これは、振動励起状態である水素分子 $\text{H}_2(v)$ が電子と衝突し解離性電子付着 (Dissociation Electron Attachment ; DA) により負イオンが生成され、それに引き続きイオンと負イオンが相互中性化反応 (Mutual Neutralization ; MN) により再結合となる過程である。次に、

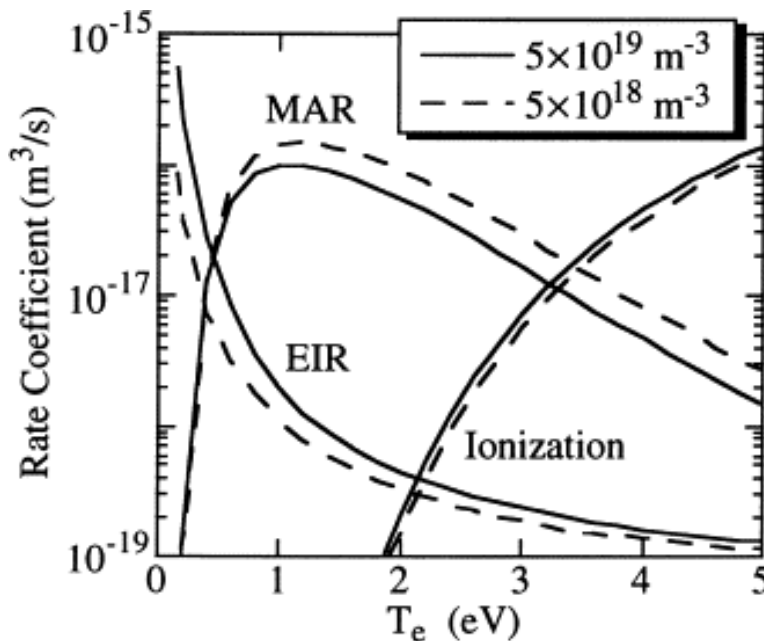
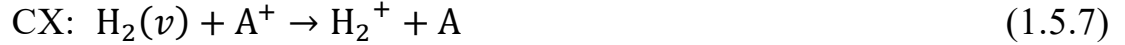


Fig. 1.5.4. EIR・MAR・電離の反応速度係数[36].¹

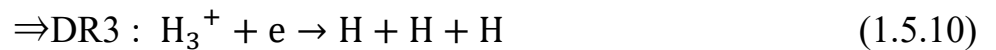
¹ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 266-269, D. Nishijima et al., Two-dimensional structure of the detached recombining helium plasma associated with molecular activated recombination, Copyright \(1999\), Page 1162, Fig. 1, with permission from Elsevier.](#)



および



これは、イオン転換 (Ion Conversion; IC / Conversion of atomic ion into molecular ion; CNV) あるいは荷電交換反応 (Charge eXchange ionization; CX) に始まり分子イオンを介した解離性再結合 (Dissociation Recombination; DR2) となる過程である。A は主に放射係数が高い冷却ガスである Ar, Kr, N₂などが考えられる。また、A が水素原子の場合、両者に区別は無い。最後に、



これは、H₂⁺とH₂によるイオン転換でH₃⁺が生成され、その後H₃⁺と電子が衝突し解離性再結合へと至る過程である。

EIR 及び MAR を含んだ体積再結合の観測は名古屋大学の直線型ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II において行われ[37]、高密度ヘリウムプラズマに水素ガスを導入し非接触プラズマを生成したところ、EIR で生じる高励起準位の発光を伴わないにも関わらず磁力線方向のイオン流束及び熱流束の減少の観測、さらに衝突輻射モデルによる発光強度解析により詳細が調べられた。一方、UCSD の PISCES-A では低密度水素プラズマでオメガトロン型質量分析器での実験的観測が行われてきた[38]。しかし、非接触プラズマでの検証は行われていない。

本研究室では同時期に直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV において高密度水素プラズマに水素ガスを導入し非接触プラズマを生成した際の再結合過程について、レーザー支援プローブ法による水素負イオン、オメガトロン型質量分析装置による正イオンの計測が行われ、EIR, MAR の効果が詳細に調べられた[39,40]。また、筑波大学プラズマ研究センターの

GAMMA-10/PDXにおいて、電子温度 2 eV 以上での密度のロールオーバーが確認されており、密度減少とともに減少する H_{β} の発光強度に対して H_{α} の発光強度が増加することから、DR2 による MAR が発生したことが確認されている[41]。また、炭化水素ガスを導入した際の体積再結合に関しては東京大学 MAP-II で実験的観測が行われた[42]。

実機クラスにおける非接触プラズマの報告例は、日本原子力研究機構 JT-60U (JAEA Tokamak 60U) [43]、EU カラム研究所 JET (Joint European Torus) [44]、米国の General Atomics 社 DIII-D (Doublet III) [45]、同じく米国マサチューセッツ工科大学の Alcator C-Mod (Alto Campo Toro) [46]、独国の Max-Planck 研究所 ASDEX-Upgrade (Axially Symmetric Divertor Experiment) [47]等 でなされている。一方、MAR を含んだ非接触プラズマの研究例は、Alcator C-Mod の一例で、水素原子 Lyman 系列の発光強度比と衝突輻射モデルによる比較により $p = 2,3$ の励起原子が増加したという報告だけである[48]。ほとんどの実機クラスのトカマク炉で MAR が観測されない理由として次のことが考えられる。

MAR による体積再結合が有効になるか否かは、振動励起分子の存在が必要不可欠となる。式 (1.3)、式 (1.4) の負イオンを介した再結合は $\nu=7-9$ が、式 (1.7)、式 (1.8) の解離性再結合過程では $\nu \geq 4$ が重要となる。また、振動励起分子を介した反応には再結合過程だけでなく、分子性電離 (Molecular Assisted Ionization ; MAI) や分子性解離 (Molecular Assisted Dissociation ; MAD) があり、それらの反応を以下に示す。



ASDEX-Upgrade では、MAI や MAD の反応が支配的となり、再結合が促進されないという報告がある[49] (Fig.1.5.5 参照)。しかし、彼らの装置では Fig. 1.5.6 に示すような反応速度係数の関係であり、この報告例では電子温度は >2 eV 程度であるため、これを下回った場合には MAR が観測されるかは、非常に興味深い点である。また、こういったプラズマ中の粒子比率の変化が、ダイバータ壁との相互作用にどのような影響をもたらすのか、プラズマ・材料の両観点から検証していく必要がある。

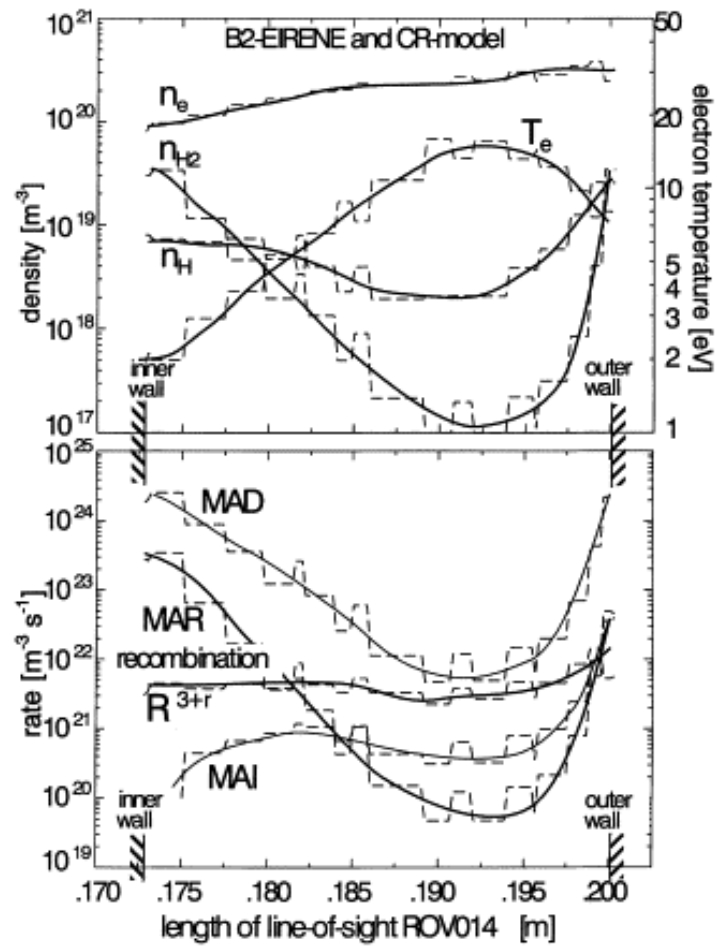


Fig. 1.5.5. MAR・MAD・MAIに関わる粒子の密度と反応レートの空間分布を三体再結合と放射性再結合と比較した[49].²

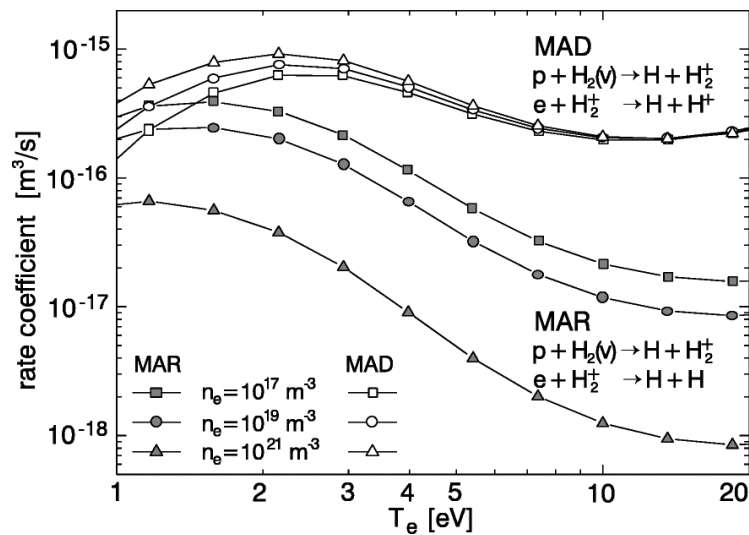


Fig. 1.5.6. MAR と MAD の反応速度係数[49].³

² Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 290-293, U. Fantz et al., Hydrogen molecules in the divertor of ASDEX Upgrade, Copyright \(2001\)](#), Page 371, Fig. 6, with permission from Elsevier.

³ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 290-293, U. Fantz et al., Hydrogen molecules in the divertor of ASDEX Upgrade, Copyright \(2001\)](#), Page 368, Fig. 4, with permission from Elsevier.

1.6 ■ 先進的ダイバータ

現在のダイバータ構造は、閉ダイバータと呼ばれるものが一般的である。初期のダイバータ構造と閉ダイバータ構造の比較図を Fig. 1.6 に示す。プラズマとプレートの接触箇所が炉心に対して完全な開放構造である初期ダイバータに対して、閉ダイバータでは幾何学的構造を工夫することで、中性化した粒子が単純な軌道で炉心に向かわないようにされている。これは、非接触ダイバータにおいても有効であり、現在のダイバータはこの閉ダイバータ構造を基本概念としている。ITER においては、図の例のような V 字ダイバータと呼ばれる構造が採用されている。しかし、DEMO 炉[20]では、ダイバータへの熱流束が数倍となり、水冷管材料の変更（低放射化フェライト鋼へ）に伴う熱伝導率の低下から、ダイバータに要求される熱処理能力はさらに大きくなる。これに対して、単純に冷却ガス量を増加するだけでは非接触ダイバータを実現することが難しく、V 字ダイバータの幾何学的な構造を改良したいくつかのダイバータが考案された。炉とダイバータ領域との接続長を延長することにより、中性粒子の逆流を抑制するロングレッグダイバータ[50]が代表的な構造であり、さらに逆

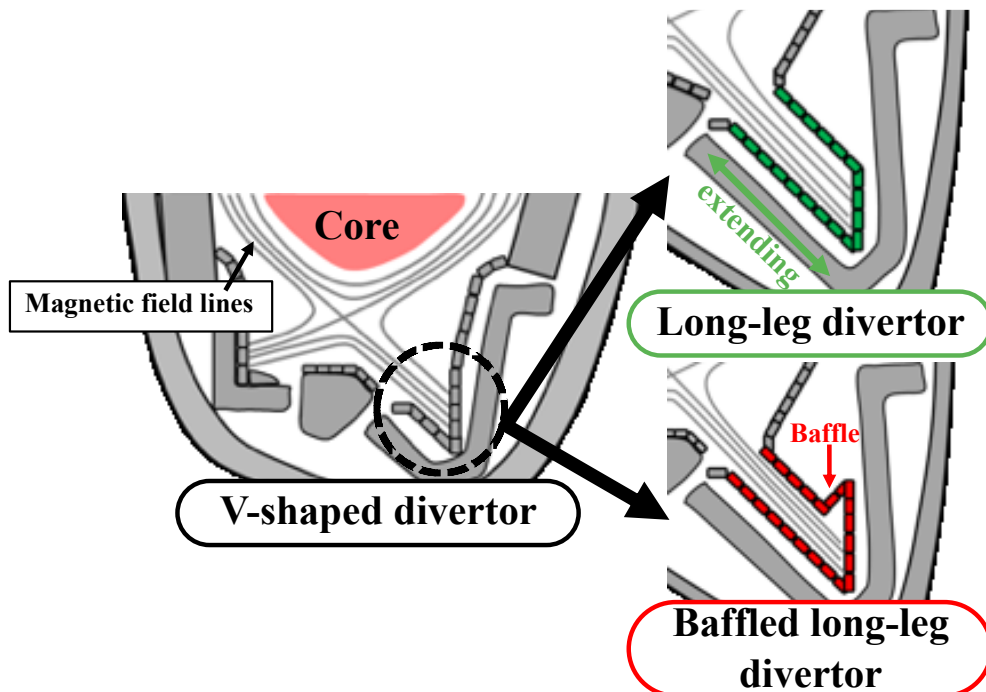


Fig. 1.6.1. ダイバータ構造概念図。左が V 字ダイバータ，右上がロングレッグダイバータ，右下がバッフル付きロングレッグダイバータ。

流方向への流れを妨げるバッフルを設置することも検討されている。日本の原型炉では、V字ダイバータおよび、レグを延長したロングレグダイバータで構想を練っているようであるが、ダイバータ構造の高度化の必要性も示している[50,51]。

ここまでに紹介したダイバータは、非接触プラズマの生成により適した構造に改良したダイバータであると言える。それに対して、磁場配位を改良することによって、そもそもの原因であるダイバータ板に到達する熱流の低減をコンセプトとした先進磁場配位による先進的ダイバータが考案されている。先進的ダイバータの例を Fig. 1.6.2 に示す。変調コイルを用いてダイバータ板近傍の領域のみ磁場を発散させ、ダイバータ板のプラズマ対向面積を増加させる X ダイバータ (XD) [52], Fig.1.6.2 に示すように大半径方向に大きく終端部を遠ざけ、十分な冷却距離と発散磁場によってダイバータ板のプラズマ対向面積を増加させる Super-X ダイバータ (SXD) [53], 磁力線とダイバータ板との接続部を複数に分割するとともに大きな磁場発散によってプラズマ対向面積を増加させる Snowflake ダイバータ (SFD) [54]などがそれに当たる。このような磁場配位によって、先進的ダイバータは従来のダイバータに比べて、ダイバータ板へと流入するイオン粒子束を低減し、熱負荷を分散することができる。さらには、発散磁場によってプラズマが膨張するため、ダイバータ板に近付くにつれてプラズマと中性粒子の衝突面積も増加するため、不純物の滞留場所がダイバータ板に近づく。これによって、先進的ダイバータの特徴である発散磁場では、放射フロントを X 点から遠ざけることが可能であると考えられている[55]。しかし、非接触プラズマ生成の観点からは、好ましくない働きをする可能性がある。EIR の過程では、高い電子密度と低い流速が、その効率的な生成に有効である。しかし、発散磁場中のプラズマは、膨張によって電子密度は低下する。また、磁気モーメントの保存と運動エネルギーの保存によって、発散磁場は荷電粒子のダイバータ板方向への速度を増加させる働きを持つため、イオンの流速は大きくなる。

先進的ダイバータを備えた大型装置において、実験的研究も行われている。SFD はスイスの TCV などの大型装置で実験が行われ、一定の成果が上がっている[56]。それに対して、カラム研究所 (英) にあるトカマク装置 MAST-U のグループでは、SXD の実験的検証が始まろうとしている

[57]. また、先進磁場配位や液体ダイバータの検証を主目的として、DTT (Divertor Tokamak Test facility) [58,59]が 2025 年のファーストプラズマを目標に、イタリアに建造中である。しかし、どちらを採用するにしろ、既存のダイバータとはダイバータ形状および磁場構造が大きく変化する。大型装置において磁場を変更することは容易ではない。したがって、磁場配位を容易に変更し得る直線型装置を用いて、先進ダイバータの基礎研究を行うことが必要となってくる。

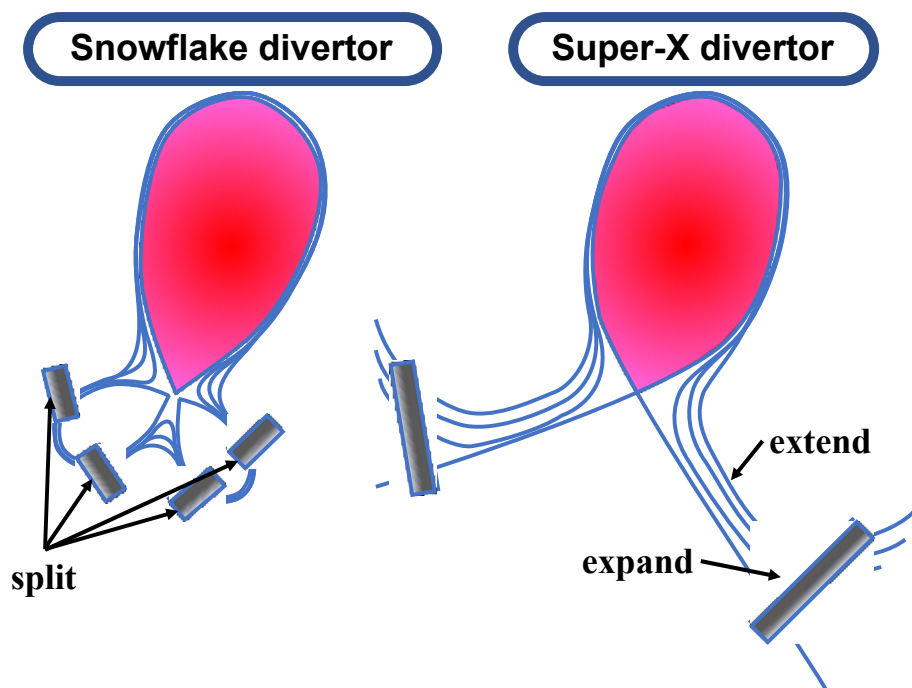


Fig. 1.6.2. ダイバータ構造概念図. 左が Snow-flake ダイバータ, 右が Super-X ダイバータ.

1.7 ■ プラズマ対向材料 (PFMs)

さて、ここでプラズマと接するダイバータ壁材、すなわちプラズマ対向材料 (PFMs : Plasma Facing Materials) としてタングステンが採用された経緯について、話を移す。ITER ダイバータにおいて、当初は炭素系複合材 (CFC : Carbon-fiber Composite) を用いる予定であったが、ITER 計画の見直しの一環として、2011 年にプラズマ対向面をすべてタングステン (tungsten/W : wolframium (羅)) とするフル W ダイバータ・ターゲットが提案され、2013 年に設計変更が決定された[60]。Fig.1.7.1 にダイバータ材料のスパッタリング率の比較を、Fig.1.7.2 に炭素の化学スパッタ率の重水素イオン粒子束依存性を、Fig.1.7.3 にダイバータ材料の重水素吸蔵量の比較を示す。スパッタについては先ほども述べたダイバータの課題の一つである。重水素吸蔵量については、先に述べたように核融合燃料であるトリチウムが放射性同位元素であることから、安全管理の面で炉内保有制限値が 1 kg [61]と定められており、また希少であるために経済性の面からもこれを炉内構造材中に死蔵するのは避けたいため、燃料粒子が主成分である高熱流プラズマに直接曝されるダイバータにおいては考慮すべき点である。

まず、Fig.1.7.1 および Fig.1.7.2 より、CFC ダイバータではエネルギーや粒子束が小さくともダスト (dust) の大量発生が懸念される。ダストはスパッタ等により浸食された壁材が再び壁へ堆積し、それが厚くなるなどして剥がれ落ちるなどしたものである。ダストが炉内を移動する過程で、炉心プラズマへ混入することで性能劣化、果てはディスラプション (disruption) を引き起こすことや、炉内構成物の隙間に入り込み、絶縁性や気密性を損なうなど思わぬ効果をもたらすことが懸念されている[62]。また、壁への堆積の際には、雰囲気中の水素同位体粒子とともに共堆積することが指摘されており、大量のトリチウムを取り込むと考えられている。そのため、Fig.1.7.3 に示すように、炭素壁におけるトリチウム吸蔵量は ITER の管理上の制限値である 700 g を早い段階で超えることが懸念されている[63]。これに対して、W は重水素イオンに対するスパッタ率、重水素吸蔵量ともに比較的小さい。したがって、炭素系材料の大きな懸念点

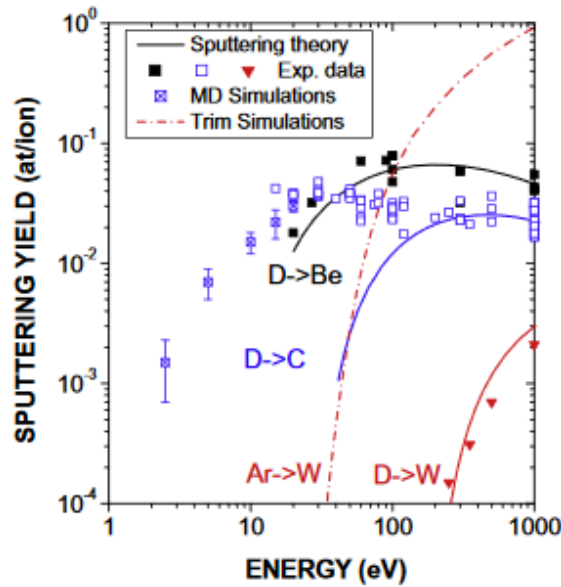


Fig. 1.7.1. 炭素 (C), ベリリウム (Be), タングステン (W) の重水素 (D) イオンに対するスパッタリング率. C は MD シミュレーションによる低エネルギーでの特性も示す. W のみ不純物であるアルゴン (Ar) についても TRIM シミュレーションの結果を示す[63].⁴

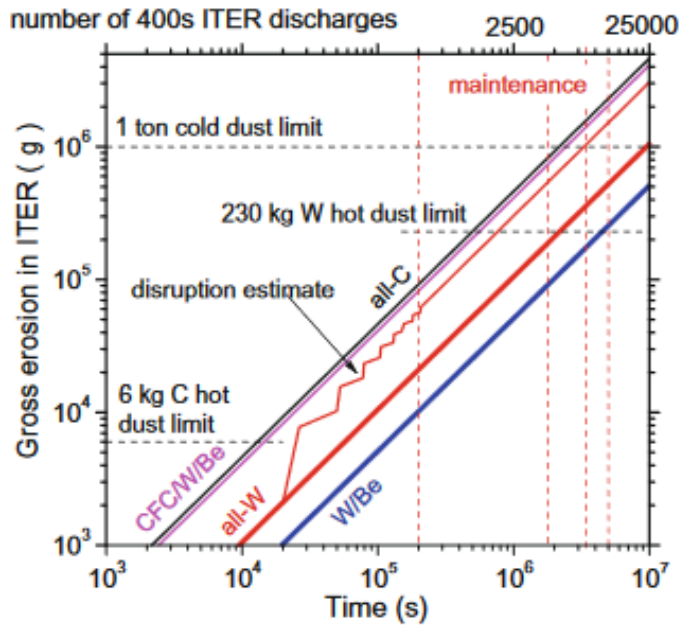


Fig. 1.7.2. ITER のために提案された壁材候補に対する総侵食量を, 各材料のダストに対するそれぞれの限界値と比較し, 定常状態の侵食量を計算している. また, フル W 型 PFC に対しては, ディスラプションによる追加平均侵食量が示されている[63].⁵

⁴ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials](#), Vol. 390-391, Joachim Roth *et al.*, [Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER](#), Copyright (2009), Page 3, Fig. 1, with permission from Elsevier.

⁵ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials](#), Vol. 390-391, Joachim Roth *et al.*, [Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER](#), Copyright (2009), Page 5, Fig. 4, with permission from Elsevier.

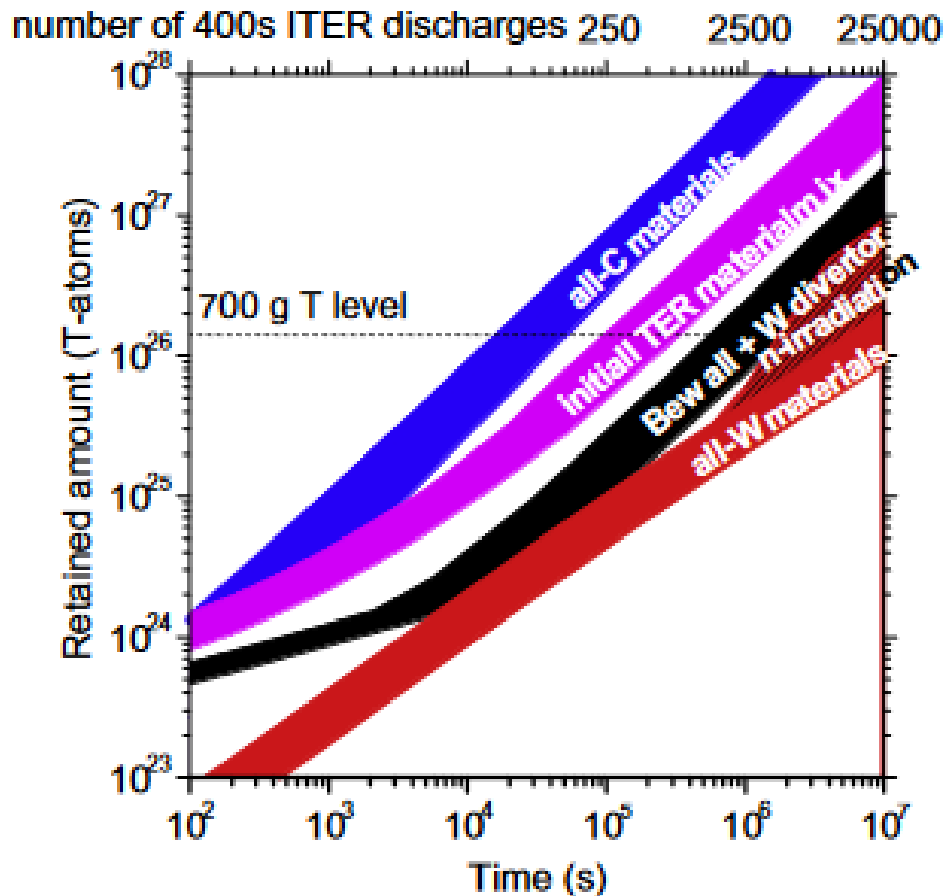


Fig. 1.7.3. ITER の第一壁およびダイバータにおけるプラズマ対向面の材料の組み合わせによる、炉内トリチウム保持量の推定値. 青は全て炭素系材料, マゼンタは Be 第一壁・CFC/W ダイバータ, 黒は Be 第一壁・W ダイバータ, 赤は全て W である[63].⁶

に対し、W は十分な性能が期待されるため、ITER ダイバータはフル W が採用された。

しかし、W が完璧というわけではない。Fig.1.7.1 にも示されているように、非接触プラズマ生成に使用される不純物ガスである Ar 等に対しては、スパッタリング率も重水素に対するものより高い。これは他の不純物、例えば Ne や窒素に対しても同様である[64]。また、Fig.1.7.4 に示すように、ELM 等の非定常熱負荷や非接触プラズマの崩壊などによって、十分な熱除去がされずにダイバータの温度が 1200 K 程度を超えると、タングステンの再結晶が始まり、その後に結晶粒の成長が起こる。これによって、機械特性や熱伝導率等が変化することで、脆くなったタングステン

⁶ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 390-391, Joachim Roth et al., Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER. Copyright \(2009\), Page 7, Fig. 7, with permission from Elsevier.](#)

がスパッタや剥離によって、ダストやタングステン片としてプラズマに混入することによるプラズマの消滅や、冷却性能が十分に発揮されないことによって、定常熱負荷 10 MW/m^2 では運転できなくなってしまうことが考えられる。ここで、現在のタングステン材料の使用について述べておく。本研究室でも使用している ITER グレードと呼ばれる W は、文献 [66] を引用すると、「粉末焼結と熱間圧延で製造された工業用の W 材料の厚板材の一般的な規格 (ASTM 準拠) で、不純物レベルがそこそこ低く、結晶粒径が約 $120 \mu\text{m}$ 以下、硬さが $\text{Hv} : 410$ と、再結晶していない熱間圧延材であれば、ほぼ満たしている基準である。これは材料の調達先を広げ、コストを下げるために比較的ゆるい基準にしたものと思われる。」と書かれている。仕様の詳細は、文献 [67] の表 3 にまとめられている。これに対して、高性能な W 材料として、再結晶温度を上げる、延性脆性遷移温度 (DBTT) を下げる、高温における強度を上げるといった点に主眼が置かれており、純 W の生成手法の工夫や、K-doped W といった W 合金などが研究・開発されている [66]。

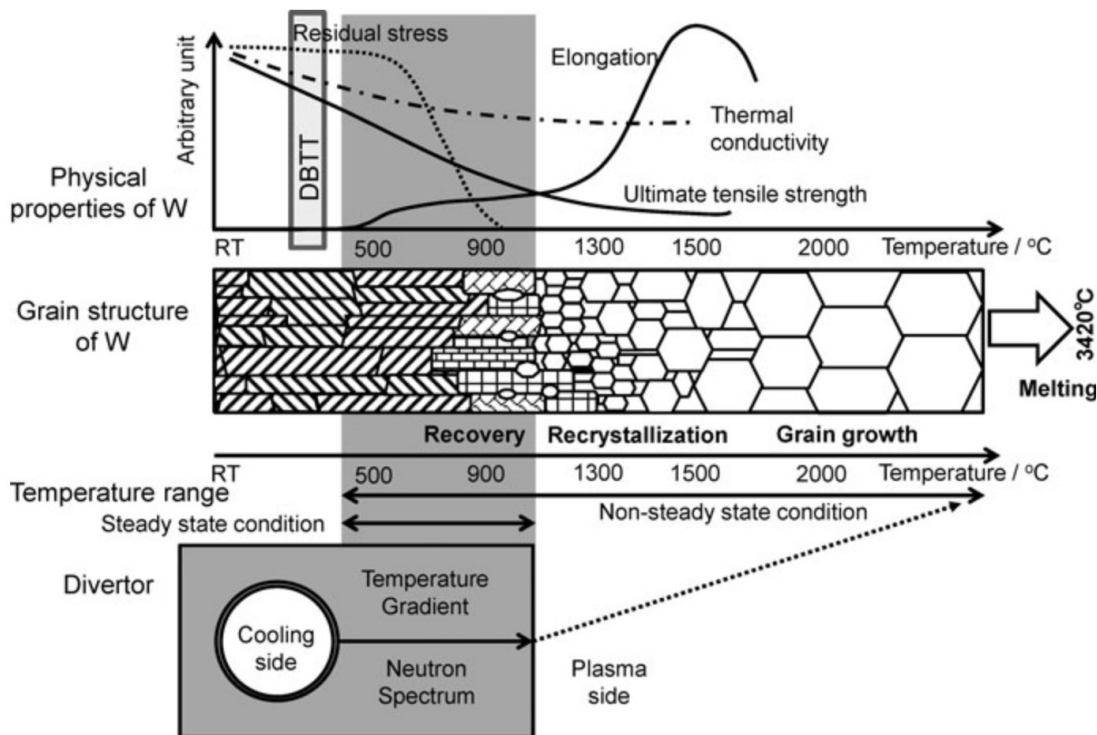


Fig. 1.7.4. ダイバータの温度環境と W の組織および機械特性の温度依存性 [65].⁷

⁷ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 471, Akira Hasegawa et al., Neutron irradiation effects on the microstructural development of tungsten and tungsten alloys, Copyright \(2015\), Page 176, Fig. 1, with permission from Elsevier.](#)

さらに、ダイバータプラズマに含まれる He は、Fig.1.7.5 および Fig.1.7.6 に示すように、フルエンスが 10^{25} m^{-2} を超え、1200 K 以上の高温の W 表面に照射されると、表面近傍にヘリウムバブルを生じる[68,69]。ヘリウムバブルは、試料に打ち込まれたヘリウムが試料中で集まることで生じる空孔であり、5 nm 以下から 500 nm 程度の大きさが確認されている[70]。なぜヘリウムが金属内で集合するかについては、文献[71]に詳細に記載されており、それによると He 原子が金属内を移動するために必要な活性化

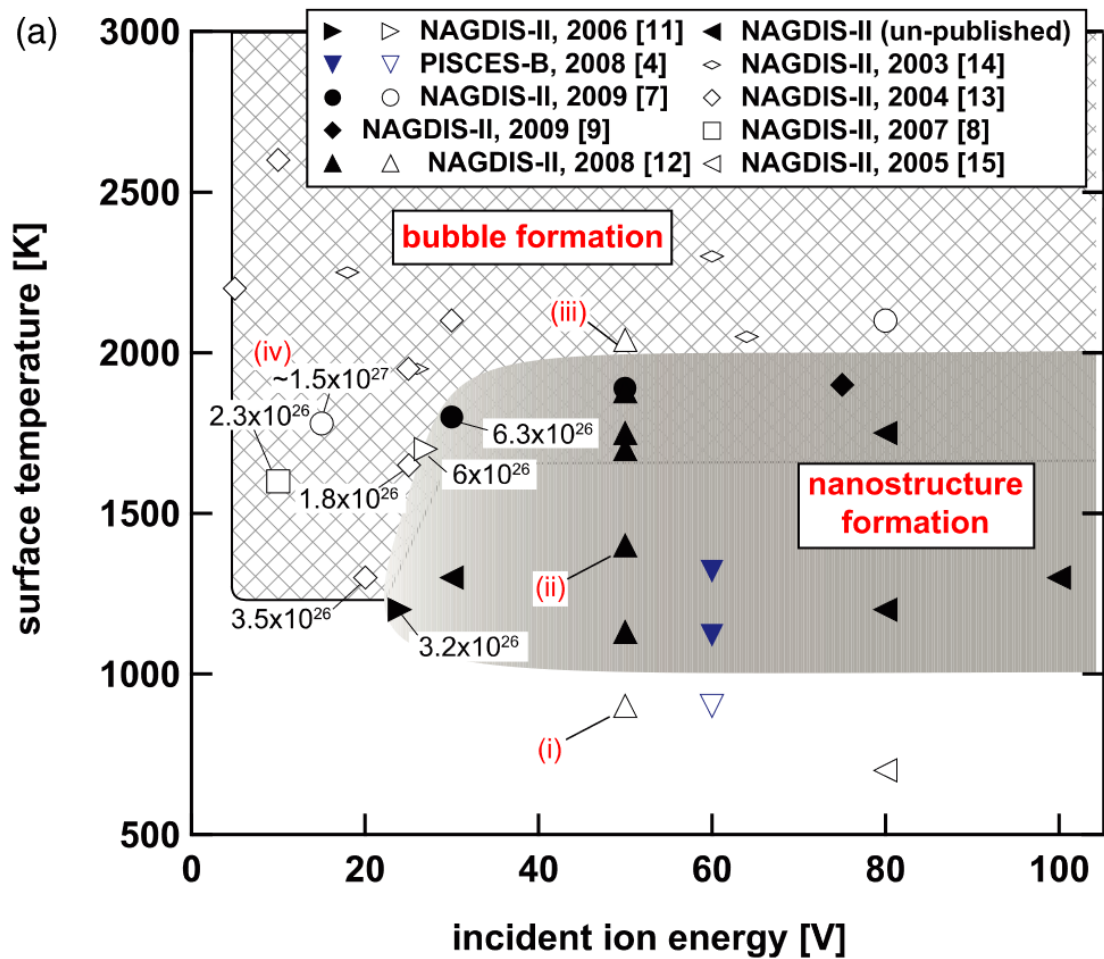


Fig. 1.7.5. ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II 及び PISCES-B で行ったヘリウム照射実験での入射イオンエネルギーに対して表面温度をプロットしたもの。黒色のプロットはナノ構造が形成された条件、白色のプロットは観察されなかった条件をそれぞれ示している[68].⁸

⁸ この図は、[“Formation process of tungsten nanostructure by the exposure to helium plasma under fusion relevant plasma conditions”, Nucl Fusion 49, No. 9, 095005 \(2009\), by Shin Kajita et al.](#) の Figure 1 (a)を IAEA の許可を得て転載したものです。この図のキャプションは、本論文の著者が翻訳しました。この図の原本は、IAEA または IAEA に代わって正規の権限を与えられた者によって配布された英語版です。IAEA は、本翻訳およびその出版物の正確性、品質、真正性、仕上がりについて、いかなる保証も責任も負わず、また、本翻訳の使用から直接または間接的に生じる、結果的あるいはその他の損失または損害についても一切の責任を負いません。

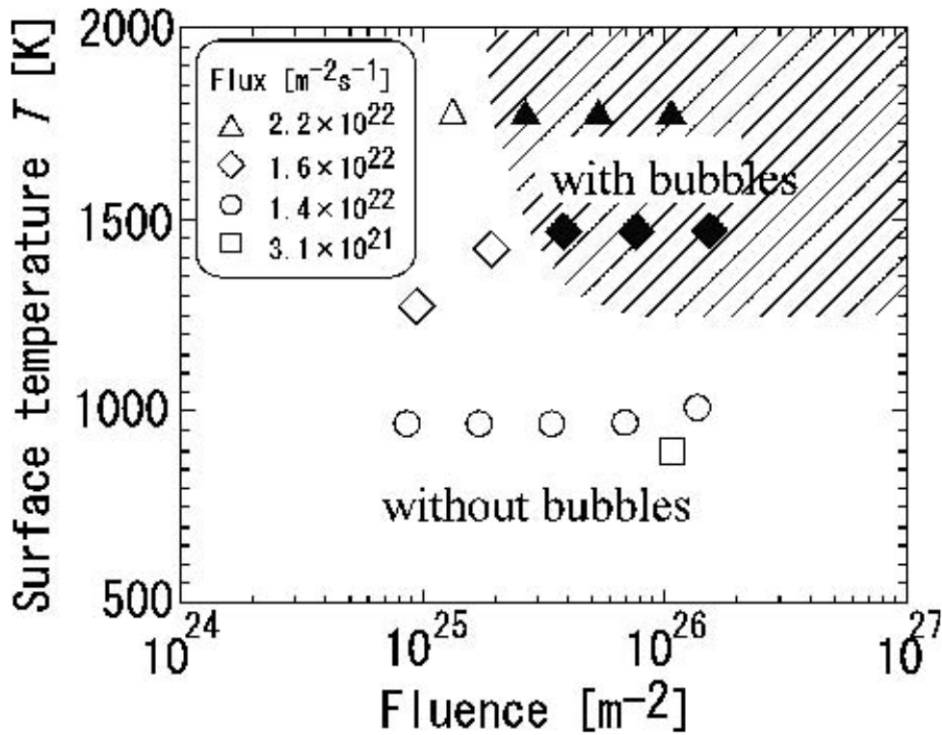


Fig. 1.7.6. バブルが形成される試料温度および He イオンフルエンス条件[69].⁹

エネルギーは非常に低く、希ガスであるヘリウムが安定して留まっていられる場所は、原子空孔やボイド（三次元集合体）、表面・粒界・転位などにある空隙の部分と言われている。Wilson らが提案した Fe-He 原子間のポテンシャル関数[72]と Beck が提案した He-He 間のポテンシャル関数[73]が示された文献[71]の Fig. 1 では、Fe-He 原子間のポテンシャルはどの距離においても正の値を示す。これは、Fe 中において He 原子は Fe 原子が周囲に存在しない場所（Fe 原子から離れた場所）に移動する性質を持つことを意味している。これはまさに、原子空孔やそれが集合した材料内の空隙に相当する。また、He-He 間のポテンシャルはどの距離においても、Fe-He 原子間のポテンシャルよりも小さい。すなわち、He 原子は Fe 原子に囲まれるよりも He 原子に囲まれる方が、安定することを意味する。したがって、He 原子は Fe 中にバラバラに存在するよりも集合した方が安定するということである。さらに、前述したように He 原子は空隙に移動し易いため、ボイドのような金属中の空隙に He が溜まることになる。これによって、特に自ら凝集する性質を持たない He が、金属内において容易に集合するというわけである。こういった経緯により、ヘリウムバブ

⁹ 高村秀一著「低エネルギー高粒子束ヘリウム/重水素プラズマ照射によるタンゲステン表面のメゾスケール損傷」プラズマ・核融合学会誌 Vol. 81, No. 1, 25-30 (2005)の Fig. 6 をプラズマ・核融合学会の許可を得て転載。

ルは形成される。ヘリウムバブル層は、タングステン中の水素の拡散障壁として機能し、タングステンバルク中の水素透過を減少させると考えられている[61,64]。具体的な現象については、モデリングによるシミュレーション研究が先行しており、PISCES-A での実験研究を TMAP-7 でモデリングした結果、ヘリウムバブル層の水素拡散率は確かに低下していることが示唆されている[62]。また、この材料表面まで開いた多孔質な層は、[74]の Figure 1 に示されているように、 H_2 が脱離するための経路を提供するとも考えられ、それを支持する実験結果が報告されている[75,76]。本研究室においても、He が混合されることによる W への水素吸蔵量の減少を支持する結果が得られている[77]。しかし、この実験では、W の後ろに重ねて設置した Ti の重水素量が増加したことから、He によって重水素がより W の奥まで透過することが示唆された。したがって、W 内における実際の水の拡散過程についてはまだ明らかにされていないが、先に述べたように、He によって W に残留する水素の量が減少することについては、事実として共通の認識がある。しかし、水素同位体が W を透過し冷却管まで到達する場合は、冷却水に混入したトリチウムの処理を考慮した炉設計が余儀なくされる。したがって、水素同位体のタングステン中の吸蔵透過特性を明らかにすることは、DEMO 炉などの今後の大型炉の設計に大きく影響する非常に重要な研究である。ただし、ここで述べたような多くの研究成果によって、He が混合されたプラズマによる W への水素同位体吸蔵については、かなり理解が進んできている。

また、炉心から遠いダイバータであっても、核融合反応生成物である中性子に晒されることによる放射化や、それに伴う核変換および熱負荷、壁材内部を透過する際の損傷などの影響を無視することはできない。放射化は核融合炉において、避けられないことであるが、ダイバータにおけるタングステンの量を考えると、その処理に掛かる手間は大変なものであろう。また、材料原子の核変換も問題である。壁材料の物質が変化することにより、機械的・化学的な性質の変化による装置系としての様々な齟齬や性能劣化が生まれるため、あまり歓迎できることではない。Fig.1.7.8 に、文献[66]より、Re ドープ率の増加に伴う熱伝導率の低下を示すグラフを紹介する。これを見ても、先ほど述べたタングステンの再結晶化や、

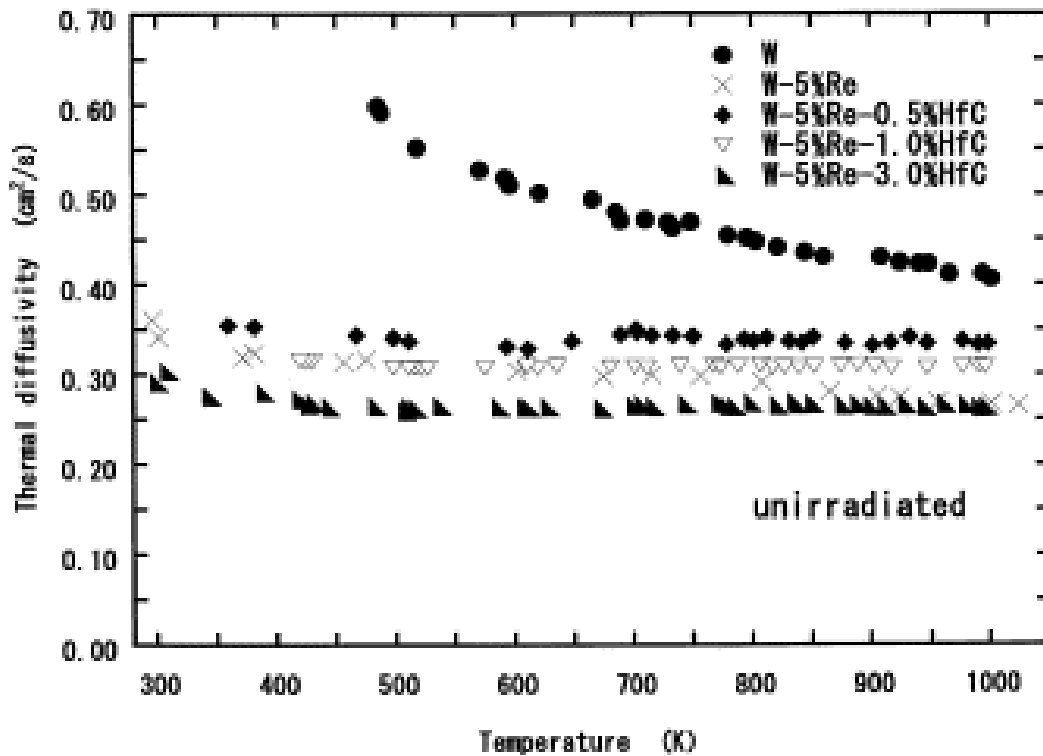


Fig. 1.7.8. W の熱拡散率に及ぼす Re と測定温度の影響[66].¹⁰

冷却能力の低下につながる現象であることが明白である。また、中性子の照射効果の中でも、水素同位体の吸蔵に特に影響するのは照射損傷である。Fig.1.7.9 に示すように、中性子照射による欠陥導入後に、重水素プラズマに暴露した後のタングステン内に吸蔵される重水素は、1～2桁程度と大幅に上昇する。また、このときの TDS による脱離ピークは、中性子照射を行った試料ではより高温側にシフトしており、内部欠陥により試料内部へと重水素が拡散していると考えられている。

最後に、実際のダイバータプラズマの特徴は、非接触プラズマであるという点について触れる。現在のプラズマ曝露実験では、接触プラズマによる実験が行われてきた。しかし、1.5 節で述べたように、非接触プラズマの生成過程では、荷電交換による高速原子の生成や、振動励起分子や分子イオンの増加、再結合反応による高励起のものを含む水素原子の大量生成が行われる。つまり、プラズマを構成する粒子の内訳は、接触プラズマから非接触プラズマへと移行していく中で大きく変化していく。このような変化が、プラズマと接する壁の表面変質や水素同位体の吸蔵・透過特性にどのように影響するかは、今後の核融合炉における長時間運転を

¹⁰ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 307-311, M. Fujitsuka et al., Change of thermal diffusivity and lattice constants of W-5% Re-HfC alloys irradiated in a fission reactor, Copyright \(2002\), Page 429, Fig. 2, with permission from Elsevier.](#)

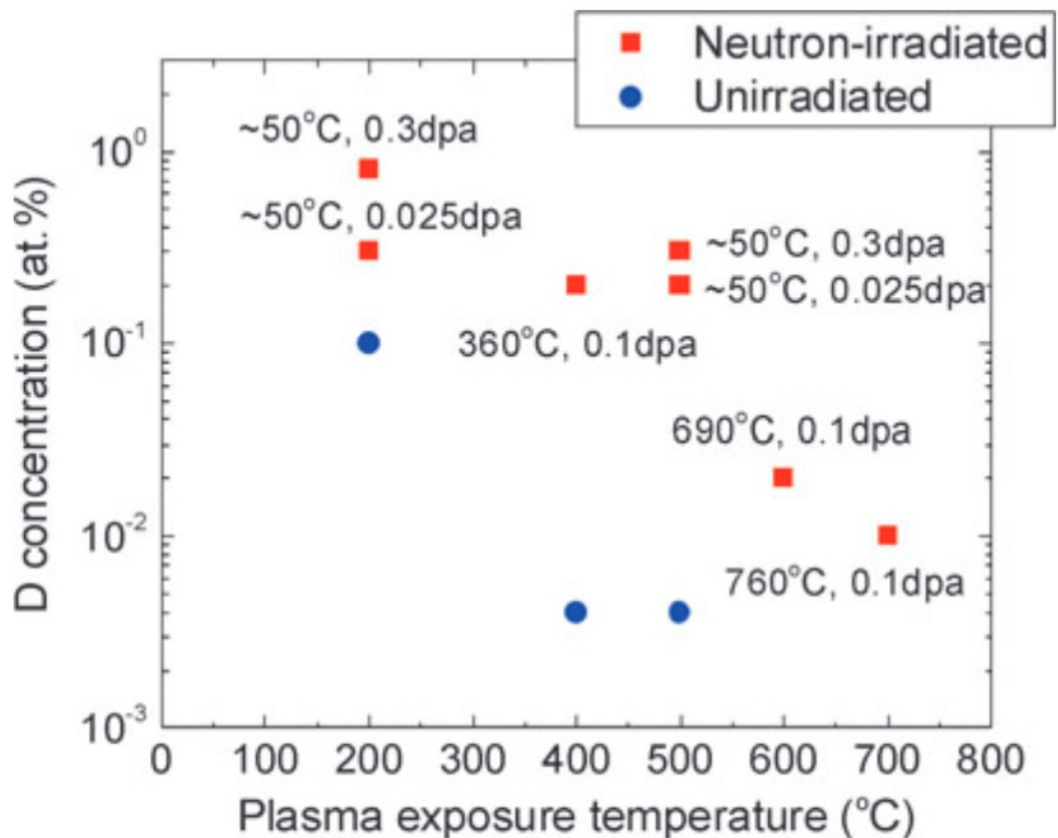


Fig. 1.7.9. 非照射タングステンおよび中性子照射タングステンにおけるプラズマ照射温度と重水素滞留量の関係[78].¹¹

考える上で必要な知見である。今まで述べてきたように、Heの影響や中性子の影響については多くの研究が進められているが、非接触プラズマへの暴露実験は進められていない。したがって、He混合の非接触プラズマや、中性子による損傷のあるWへの非接触プラズマ曝露の影響なども、あまり理解が進んでいないということである。

また、実際のダイバータでは、非接触プラズマ生成のため、冷却ガスとしてArやNe、N₂などを導入するため[20]、これらの影響も検証していかなければならない。接触プラズマでの結果ではあるが、これらが混合されたプラズマの影響が最近報告されている[79]。この中では、ArとNeとの混合プラズマでは、試料温度500 K程度で、重水素吸蔵への促進効果が、770 K程度では抑制効果が働いたことが報告されている。また、窒素との混合プラズマでは、希ガスと異なりタングステンとの化合物層を形成し、重水素の拡散を妨げるが、入射される重水素はエネルギーが高いためこの層を透過するため、粒子の流入・流出のバランスが流入に傾き、重水

¹¹ 大矢恭久他著「タスク3 トリチウム挙動および中性子照射効果」プラズマ・核融合学会誌 Vol. 96, No. 3, 140-144 (2020)の図4をプラズマ・核融合学会の許可を得て転載。

素吸蔵量が増加することが報告されている (Fig.1.7.9 参照). さらに, 非接触プラズマ生成に窒素ガスを用いるのは, 燃料リサイクルの観点から好ましくないとも言及している. このように, 非接触に用いる不純物ガスも, ダイバータへの燃料粒子残留に大きく影響する. しかし, この研究も接触プラズマでの実験であることには留意しておきたい. したがって, 非接触プラズマとダイバータ壁 (タングステン) への影響を, これまで行われた中性子やヘリウム, 他の不純物による吸蔵サイトの増減や拡散障壁などの影響との相互作用も含め, 検証していく必要がある.

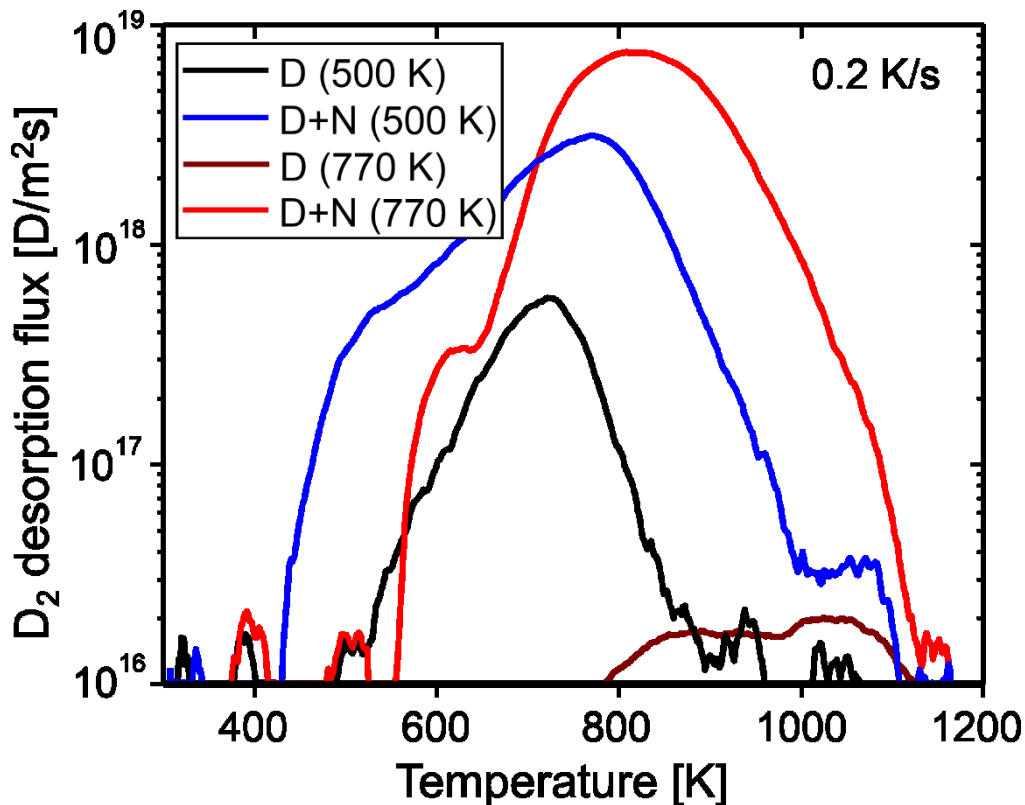


Fig. 1.7.9. 試料温度 500 K と 770 K で純 D プラズマと D+N プラズマに曝露されたタングステン試料の TDS スペクトル[79].^{12,13} 縦軸が対数であることに注意.

¹² この図は, [“Influence of plasma impurities on the fuel retention in tungsten”, Nucl. Fusion 59, No. 8, 086029 \(2019\), by A. Kreter et al.](#) の Fig. 11 を IAEA の許可を得て転載したものです. この図のキャプションは, 本論文の著者が翻訳しました. この図の原本は, IAEA または IAEA に代わって正規の権限を与えられた者によって配布された英語版です. IAEA は, 本翻訳およびその出版物の正確性, 品質, 真正性, 仕上がりについて, いかなる保証も責任も負わず, また, 本翻訳の使用から直接または間接的に生じる, 結果的なあるいはその他の損失または損害についても一切の責任を負いません.

¹³ 解像度の高い図のデータを提供して下さった, [文献\[79\]](#)の主著者である Arkadi Kreter 博士に感謝いたします.

1.8 ■ 直線型ダイバータ模擬装置

前節で述べたように、ダイバータの基礎研究は重要である。そのためには、ダイバータの形状や接続長、磁場構造などを変化させた、対照実験を行うことになる。そして同時に、ダイバータプラズマ中の粒子挙動や反応過程などについて明らかにするために、多角的かつ詳細な計測を行う必要がある。しかし、トーラス型の実験装置では、ダイバータの構造を大きく変化させるにはかなりの時間と費用が必要となる。また、トーラス型では装置の構造上、計測ポート等の制限が多く、十分な計測が行うことができない。さらに、現存するトーラス型の実験装置では基本的にパルスとまではいかないが、数秒程度の放電であることがほとんどであり、平衡状態に達するまでの時間が長い現象を観測することはできないことや、条件を一定にするような運転制御が容易ではないことなどが挙げられ、実用炉で重要となる定常運転での特性を調べることは不可能である。これらの欠点を克服するために開発された、ダイバータのように開いた磁力線部分を模擬する直線型の磁場配位を有するプラズマ生成装置を直線型ダイバータ模擬装置と呼ぶ。他にも単に直線型プラズマ装置あるいは直線型装置と呼ぶ場合もある。

これまで、直線型ダイバータ模擬装置は SOL/ダイバータ領域の様々な物理現象の解明に大きく寄与してきた。現在では、直線型ダイバータ模擬装置による研究は、Fig. 1.8.1 に示すように各国で精力的に進められている。国内外の主要な直線型ダイバータ模擬装置のパラメータを Table 1.8.1 に示す。これらの直線型ダイバータ模擬装置の主な特徴としては、低温高密度プラズマを安定的に長時間生成することができ、幾何学的配置が単純であり、尚且つ計測系の設置が容易であることが挙げられる。Table 1.8.1 で紹介している、米国 UCSD の PISCES-A、名古屋大学の NAGDIS-II は実際のダイバータプラズマに近い高密度プラズマを定常的に生成可能であるが、プラズマの形状は円柱状である。また、蘭国 DIFFER の MAGNUM-PSI では、 10^{21} m^{-3} という高密度の円柱プラズマが生成可能であるが、電子温度は低い。さらに、筑波大学の GAMMA10/PDX も同様に発散磁場による Cone 状のプラズマで、100 eV 以上の非常に温度の高いプ

ラズマを生成できるが、放電時間が最長で 0.4 秒と短く、プラズマ密度が

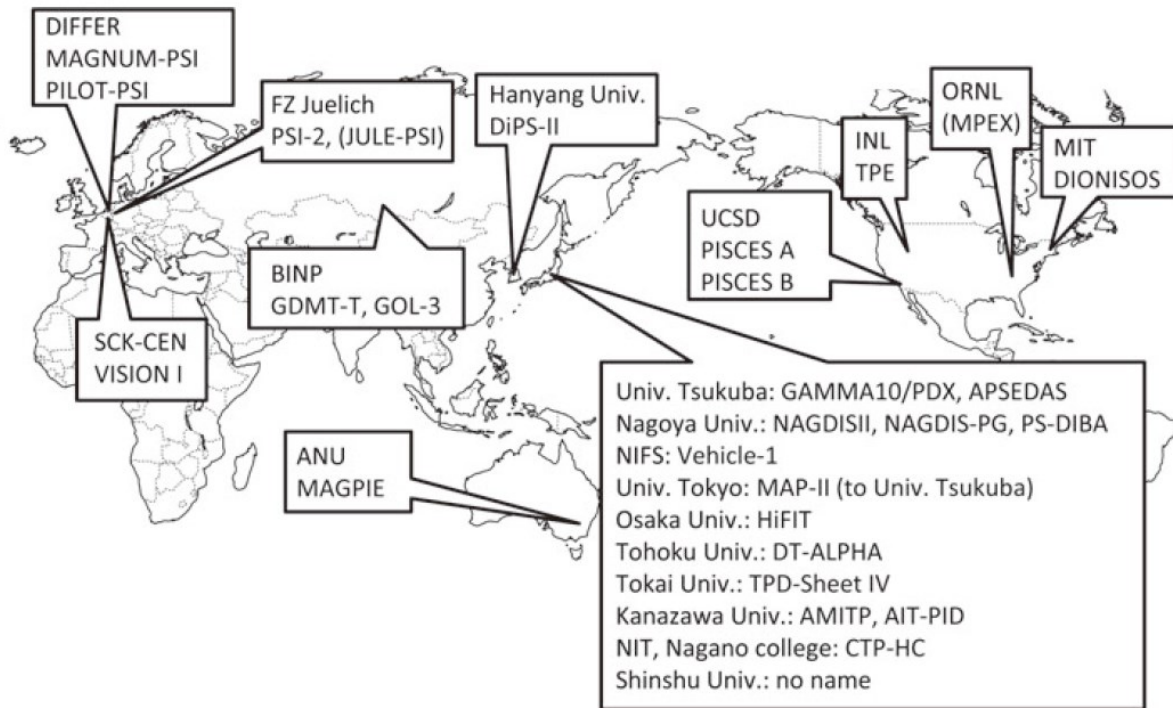


Fig. 1.8.1. 世界の直線型ダイバータ模擬装置[80].¹⁴

Table 1.8.1. 直線型ダイバータ模擬装置の比較[33,63,81-84].

	ITER Divertor	東海大学 TPD-Sheet IV	名古屋大学 NAGDIS-II	筑波大学 GAMMA10/PDX	UCSD (米) PISCES-A	DIFFER (蘭) MAGNUM-PSI
プラズマ源	-	TPD-type LaB6	TPD-type LaB6	ECH/ ICRF/ NBI	DC arc LaB6	Cascade arc
プラズマ形状 直径 [mm]	円盤 0.7 ~ 5.9 (厚) ※SOL(Midplane)	シート 10 (厚), 40 (幅)	円柱 20	円柱 100 ~ 1000	円柱 15	円柱 5
電子温度 T_e [eV]	≤ 10	~ 15	10	≤ 100	20	2
イオン温度 T_i [eV]	≤ 10	~ 4 ~ 11 with ICR	1-5	≤ 100	2	
電子密度 n_e [m ⁻³]	$\sim 10^{21}$	~ 10^{19}	1×10^{20}	3×10^{18}	1×10^{19}	4×10^{21}
放電時間	~ 400 s	定常	定常	0.4 s	定常	6 ~ 112 s
磁場強度 B [T]	≤ 6 ※Outer divertor	< 0.12	< 0.25	0.15 ~ 1.5	0.2	0.43 ~ 1.73
非接触プラズマ	(主に D, T)	○ (H ₂)	○ (He)	○ (H ₂)	○ (He)	○ (H ₂)

¹⁴ 坂本瑞樹他著「直線型プラズマ生成装置の現状と DEMO のダイバータ設計における課題」プラズマ・核融合学会誌 Vol. 90, No. 8, 473-479 (2014)の図 1 をプラズマ・核融合学会の許可を得て転載.

D-module と呼ばれるダイバータ模擬領域では 10^{17} m^{-3} 台と小さい[85]. ただし, SOL を含むダイバータ上流からの模擬という意味では, 電子・イオン温度が高いことは, 基礎研究を担う装置として他にない特徴である.

一方, 本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV (Test Plasma produced by Directed current (TPD)-type discharge for Sheet plasma IV) [86]では, 電子温度・密度はプラズマの厚さ方向に急激な勾配を持ち, 幅方向には比較的一様な分布を持つ, 高密度 ($10^{18} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$) の水素シートプラズマが生成される. このようなシート状のプラズマは, 実際のダイバータプラズマに近い形状であるため, ダイバータ模擬に最適であると考えられる. さらに, TPD-Sheet IV では定常的に水素放電での非接触プラズマ生成が可能であるため, ダイバータプラズマの原子分子素過程の研究に適している. 装置の詳細は, 2.1 節で説明する.

1.9 ■ 本研究の目的と取り組む課題

これまで述べてきたように、磁場閉じ込め型核融合炉では炉心プラズマを良好な状態に維持するため、ダイバータによる粒子排気が重要である。原型炉で想定される大きな熱負荷に対しては、非接触ダイバータの冷却ガスなどの不純物の逆流という限界から、新たな先進磁場配位が提案された。新たなダイバータ構造である XD, SXD, SFD などは、その幾何学的構造や磁場構造が従来とは大きく異なる。したがって、これらの先進的ダイバータの研究・検証が必要である。

また、ダイバータへの水素同位体残留もダイバータにおける課題である。トリチウムは放射性物質であるため、ITER では炉内の保有制限値が 1 kg と設定されている。また、トリチウムは自然界に存在しない希少な元素であるため、経済性の観点から未反応分は回収し、再度燃料として利用したい。そのため、炉内に死蔵する量は削減する必要がある。これまでイオンビームや直線型装置によるプラズマ曝露実験によって、ダイバータ材料への水素同位体蓄積量が評価されてきたが、非接触プラズマの効果は検証されていない。非接触プラズマに至る過程では、分子イオン、高速中性粒子、励起した原子分子が生成される。こういったプラズマ中の粒子の変化は、接触プラズマから非接触プラズマの間で異なる材料への相互作用をもたらすと予想される。

本研究では、比較的模擬が容易である XD, SXD の磁場配位について、①非接触プラズマとの適合性、②中性粒子の逆流特性、③プラズマ膨張による熱・粒子束の低減および④プラズマ対向面積の増大について、その基礎特性を明らかにすることを目的として、直線型ダイバータ模擬装置を用いた実験を行った。また、⑤非接触プラズマ曝露による壁材料への影響について、暴露後の表面変質や重水素吸蔵量の接触プラズマとの差異に注目し、その基礎データの取得を目的として、直線型ダイバータ模擬装置を用いたタングステン試料片へのプラズマ曝露実験を行った。これらの研究課題と目的を、Fig.1.9.1 に図示する。

本論文は全 6 章から構成されており、以下にその概要を記す。

第1章は序論であり、核融合研究とダイバータについて、先行研究の流れと課題点を示し、本研究の目的と意義を述べる。第2章では、実験に用いた直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV とシートプラズマについての説明、計測系および計測方法について述べる。第3章では、直線型ダイバータ模擬装置を用いた先進磁場配位における非接触プラズマ生成と中性粒子の逆流特性について説明する。第4章では、先進磁場配位におけるプラズマ膨張とそれに伴う熱負荷低減について説明する。第5章では、非接触プラズマに暴露したタングステンの表面変質と重水素吸蔵量について説明する。第6章では、本論文全体の総括と本研究で明らかになった点をまとめる。

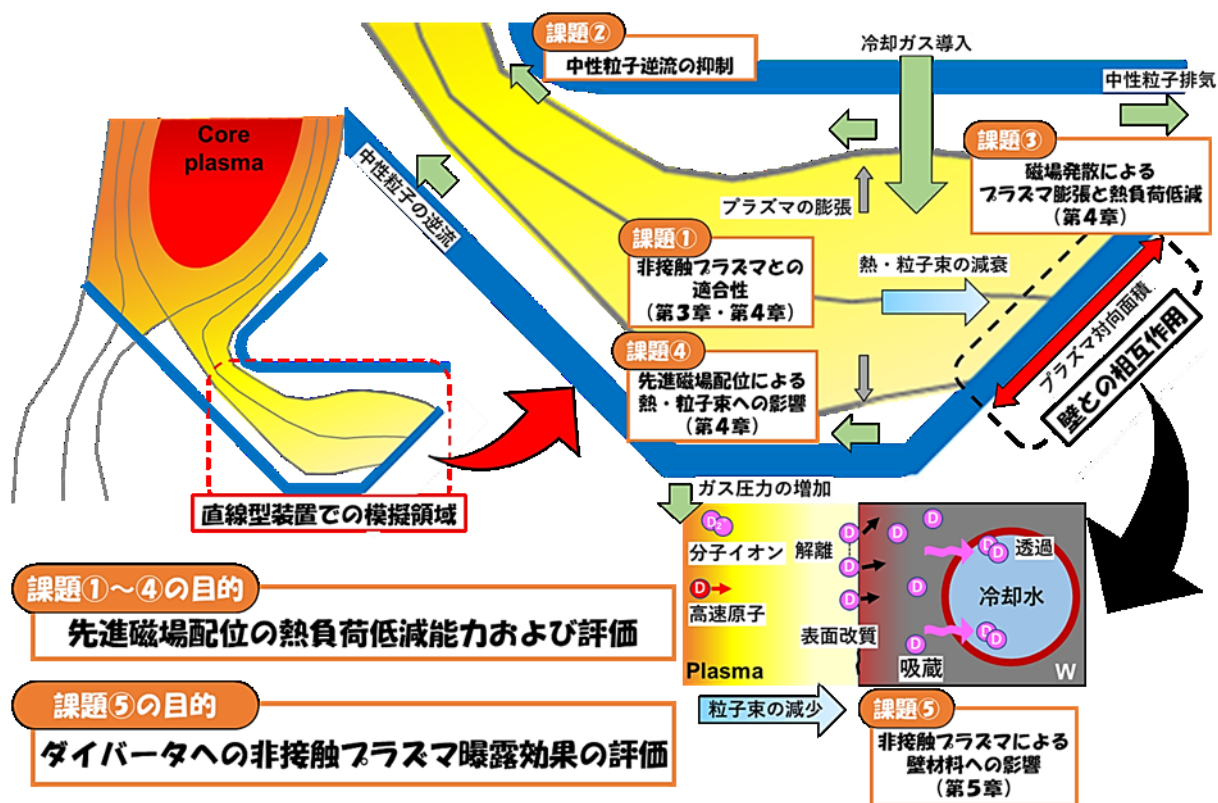


Fig. 1.9.1. 本研究における研究課題と目的。

[参考文献]

- [1] 経済産業省 資源エネルギー庁「総合エネルギー統計 2017 年度」.
- [2] 外務省ホームページ「2020 年以降の枠組み：パリ協定」, https://www.mofa.go.jp/mofaj/ic/ch/page1w_000119.html.
- [3] 中部電力ホームページ「エネルギー資源の現状」, https://www.chuden.co.jp/energy/ene_about/ene_japan/state/.

- [4] 「テキスト 核融合炉」, プラズマ・核融合学会誌, Vol.87-02 特集号 (2011).
- [5] 「理科年表」机上版, 丸善出版, 平成30年, 第91冊.
- [6] 飯島勉, 森茂, 日本物理学会誌 **36** (1981) 441.
- [7] 篠原厚, 化学と教育 **65** 卷3号 (2017年)
- [8] 上田良夫 他, 日本原子力学会誌 **46** (2004) 12.
- [9] DOE FUNDAMENTALS HANDBOOK: NUCLEAR PHYSICS AND REACTOR THEORY Volume 1 of 2, DOE HDBK-1019/1-93 (1993), <https://www.steamtablesonline.com/pdf/Nuclear-Volume1.pdf>.
- [10] 高村秀一著, 「境界領域プラズマ理工学の基礎」, 森北出版 (2010).
- [11] S. Earnshaw, Trans. Camb. Phil. Soc., vol.7 (1842) pp. 97-112.
- [12] 渡辺二太 他, プラズマ・核融合学会誌, **74** (1998) 850.
- [13] D. Meade: 50 years of fusion research, Nucl. Fusion, **50** (2010) 014004 (14pp).
- [14] 宮本健郎, 日本物理学会誌, Vol.51, No.8 (1996) 549-556.
- [15] 清水勝宏 他, J. Plasma Fusion Res., Vol.80, No.3 (2004) 183-189.
- [16] 鈴木哲 他, J. Plasma Fusion Res., Vol.82, No.10 (2006) 699-706.
- [17] 下村安夫 他, [JAERI-M 6135 \(1975\)](#).
- [18] DIVA Group, Nucl. Fusion, Vol.18, No.12 (1978) 1619.
- [19] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett., **49** (1982) 1408.
- [20] N. Asakura *et al.*, Nucl. Fusion, **57** (2017) 126050.
- [21] ITER 機構ホームページ, <https://www.iter.org/sci/Goals>.
- [22] 高村秀一, 電学論 B, **113** 卷9号 (1993).
- [23] M. Merola *et al.*, Fusion Eng. Des., **89** (2014) 890.
- [24] T. Hirai *et al.*, J. Nucl. Mater., **463** (2015) 1248.
- [25] 鎌田裕 他, J. Plasma Fusion Res., Vol.82, No.9 (2006) 566-574.
- [26] H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion, **53** (2013) 073019 (6pp).
- [27] M. Wischmeier, J. Nucl. Mater., **463** (2015) 22-29.
- [28] T. Fujimoto, “Plasma spectroscopy”, OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS (2004).
- [29] 飯島貴朗, 「直線型ダイバータ模擬装置を用いたデタッチプラズマの反応過程に関する研究」, 平成27年度博士論文.
- [30] A. Hatayama, J. Plasma Fusion Res., **80** (2004) 205-211.
- [31] A. Yu. Piganovand *et al.*, Phys. Lett., **A222** (1996) 251.
- [32] 高村秀一, プラズマ・核融合学会誌 第72巻 第9号 1996年9月.
- [33] N. Ohno, Plasma Phys. Control. Fusion **59** (2017) 034007 (9pp).
- [34] Y. Hayashi *et al.*, [Nucl. Fusion 56 \(2016\) 126006](#).
- [35] R.K. Janev *et al.*, J. Nucl. Mater., **121** (1984) 10.
- [36] D. Nishijima *et al.*, [J. Nucl. Mater. 266 \(1999\) 1161](#).

- [37] N. Ohno *et al.*, Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 818.
- [38] E. M. Hollmann *et al.*, Phys. Plasmas, **9** (2002) 4330.
- [39] A. Tonegawa *et al.*, J. Nucl. Mater., **313** (2003) 1046.
- [40] H. Yazawa *et al.*, J. J. App. Phys. **45** (2006) 8208.
- [41] M. Sakamoto *et al.*, Nucl. Mater. Energy, **12** (2017) 1004-1009.
- [42] S. Kado *et al.*, J. Nucl. Mater., **754** (2003) 313.
- [43] K. Fujimoto *et al.*, Plasma and Fusion Research, **4** (2009) 025.
- [44] G. M. McCracken *et al.*, J. Nucl. Mater., **266** (1999) 37.
- [45] M. E. Fenstermacher *et al.*, Phys. Plasmas, **4** (1997) 1761.
- [46] B. Lipschultz *et al.*, Phys. Plasmas, **6** (1999) 1907.
- [47] U. Wenzel *et al.*, J. Nucl. Mater., **266-269** (1999) 1252-1256.
- [48] J.L. Terry *et al.*, Phys. Plasmas, **5** (1998) 1759.
- [49] U. Fantz *et al.*, [J. Nucl. Mater., 290 \(2001\) 367-373](#).
- [50] N. Asakura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **9** (2010) 136.
- [51] K. Hoshino *et al.*, Fusion Eng. Des., **85** (2010) 46-52.
- [52] M. Kotschenreuther *et al.*, [Phys. Plasmas 14, 072502 \(2007\)](#).
- [53] P.M. Valanju *et al.*, Fusion Eng. Des., **85** (2010) 46-52.
- [54] D.D. Ryutov, Phys. Plasmas, **14** (2007) 064502.
- [55] M. Kotschenreuther *et al.*, [Phys. Plasmas 20, 102507 \(2013\)](#).
- [56] F. Piras *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52** (2010) 124010 (9pp).
- [57] MAST Upgrade のホームページ, http://www.ccf.ac.uk/mast_upgrade_project.aspx.
- [58] DTT ホームページ, <https://www.dtt-project.enea.it/index.php>.
- [59] Aldo Pizzuto, “DTT Divertor Tokamak Test facility Project Proposal: report short version”, ISBN: 978-88-8286-326-5 (2016).
- [60] S. Suzuki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Vol.**92**, No.12 (2016) 665-890.
- [61] Y. Ueda *et al.*, J. Nucl. Mater. **386-388** (2009) 725-728.
- [62] M.J. Baldwin *et al.*, Nucl. Fusion **57** (2017) 076031 (11pp).
- [63] J. Roth *et al.*, [J. Nucl. Mater. 390-391 \(2009\) 1-9](#).
- [64] A. Kreter *et al.*, Nucl. Fusion **59** (2019) 086029 (12pp).
- [65] A. Hasegawa *et al.*, [J. Nucl. Mater. 471 \(2016\) 175-183](#).
- [66] M. Fujitsuka *et al.*, [J. Nucl. Mater. 307-311 \(2002\) 426-430](#).
- [67] S. Suzuki, J. Plasma Fusion Res. Vol.**87**, No.9 (2011) 607-614.
- [68] S. Kajita *et al.*, [Nucl. Fusion 49 \(2009\) 095005](#).
- [69] 高村秀一, [Plasma Fusion Res. Vol.81, No.1 \(2005\) 25-30](#).
- [70] D. Nishijima *et al.*, J. Nucl. Mater. **329-333** (2004) 1029-1033.
- [71] K. Morishita, J. Plasma Fusion Res. Vol.**81**, No.1 (2005) 12.

- [72] W.D. Wilson and R.D. Johnson, “Interatomic Potentials and Simulation of Lattice Defects”, (Plenum, 1972) p.375.
- [73] D.E. Beck, *Mol. Phys.* **14** (1968) 311.
- [74] M. Reinhart *et al.*, *Nucl. Fusion* **59** (2019) 046004 (10pp).
- [75] M. Miyamoto *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **415** (2011) S657–S660.
- [76] M. Reinhart *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **463** (2015) 1021–1024.
- [77] T. Hayashi, T. Takimoto *et al.*, *Fusion Engineering and Design* **136** (2018) 545–548.
- [78] 大矢恭久 他, [J. Plasma Fusion Res. Vol.96, No.3 \(2020\) 140-144.](#)
- [79] A. Kreter *et al.*, [Nucl. Fusion 59 \(2019\) 086029.](#)
- [80] 坂本瑞樹 他, [J. Plasma Fusion Res. Vol.90, No.8 \(2014\) 473-479.](#)
- [81] T. Eich *et al.*, *Nucl. Fusion* **53** (2013) 093031.
- [82] F. Crisanti *et al.*, *Nucl. Mater. Energy* **12** (2017) 1330–1335.
- [83] J.P. Gunn *et al.*, [Nucl. Fusion 57 \(2017\) 046025.](#)
- [84] C.S. Chang *et al.*, *Nucl. Fusion* **57** (2017) 116023.
- [85] M. Yoshikawa *et al.*, *JINST* **14** (2019) P06033.
- [86] A. Tonegawa *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316** (2003) 1046-1051.

第2章

- 実験装置 -

2.1 ■ 直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV

本研究で用いた直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV (Test plasma Produced by Directed current (TPD)-type discharge for Sheet plasma IV) [1]の概略図とその磁場配位を Fig. 2.1.1(a) (b)に示す. TPD-Sheet IV は全長およそ 2 m で, シートプラズマ源, 矩形磁場コイル, 真空チャンバー, ガス導入系, 排気系から成り立っており, 放電領域, 実験領域, そしてエンド部の3つの領域に分けられる. 放電装置として, 放電電源(主放電電源: 100 A, 300 V, 予備放電電源: 10 A, 500 V), 磁場電源(300 A, 60 V), 浮遊電極切替スイッチ及びガス流量コントローラーを設置している. 真空チャンバー内は, ロータリーポンプ (Rotary Pump: RP) 3台とターボ分子ポンプ (Turbo Molecular Pump: TMP) 3台 (500 l/s: 2台, 1500 l/s: 1台)により差動排気され, 各領域間で圧力差がつけられている. 到達真空度は放電領域で 10^{-4} Pa, 実験領域からエンドチャンバーの領域で $\sim 10^{-5}$ Pa の高真空状態にすることが出来る. このように圧力勾配があるため, 中性ガスとともにプラズマがエンドチャンバー方向に流れるようになっている. また, プラズマは11個の水冷された矩形磁場コイルにより, 磁力線を横切る方向への拡散が防がれ, 実験領域の水冷ターゲットに終端する. Fig. 2.1.1(b)に示すように, 磁場強度は最大 0.1 T 程度となっている. 水冷ターゲットは, 実験によって面がプラズマに対して垂直なターゲット以外にも傾斜しているターゲットなど, 目的に応じて変更することが可能である.

プラズマ源の概念図を Fig. 2.1.2 に示す. 放電には, 予備電源 (10 A, 500 V) と主電源 (100 A-300 V) を併せ持つ直流安定化電源を使用し, Fig. 2.1.2 に示すような回路となっている. 陰極には, 針状のタングステン

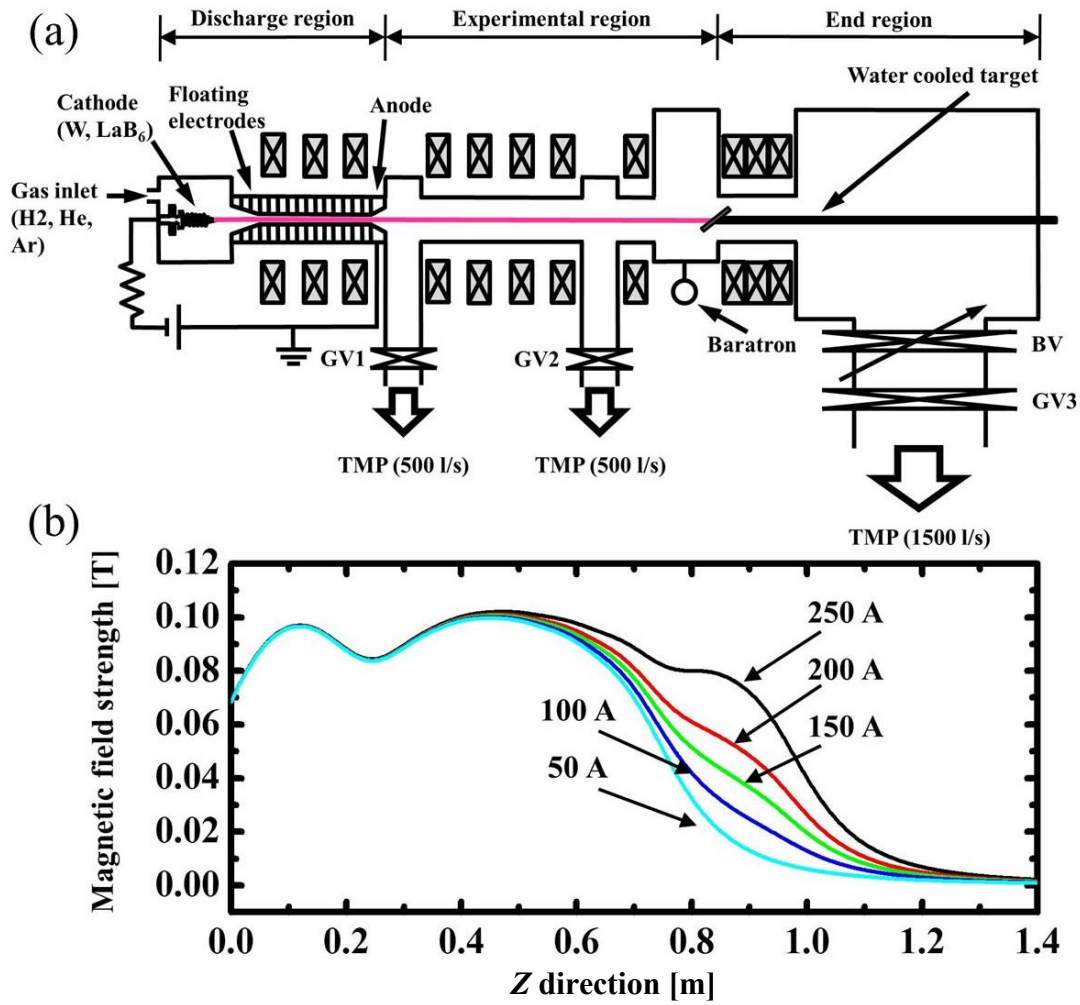


Fig. 2.1.1. (a)直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV の概念図. (b)TPD-Sheet IV におけるプラズマ進行方向 (Z 軸方向) の典型的な磁場配位[1,2].

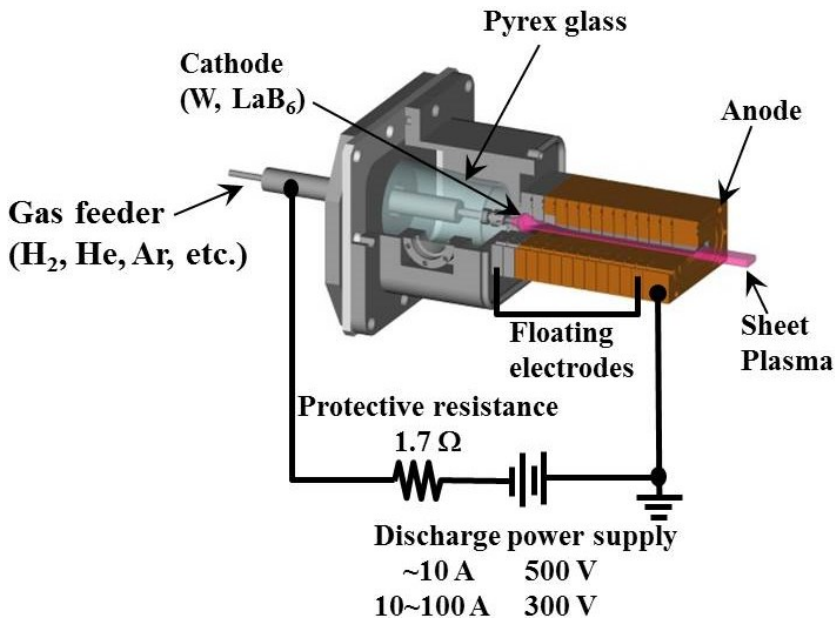


Fig. 2.1.2. TPD-Sheet IV 放電領域の概念図. 陰極, 陽極, 浮遊電極から構成される.

(長さ=30~32 mm, $\phi=3\sim 4$ mm) の周りにタングステン線 ($\phi=1$ mm) を螺旋状にした支持体を設置し, 内部に熱電子放出材である六ホウ化ランタン (LaB_6 : Lanthanum Hexa Boride) の粒を詰めている. LaB_6 は金属ではないが, 表面に存在する陽電性の La 原子により電気二重層が形成され, 仕事関数が小さくなると考えられている[3]. タングステンの仕事関数が 4.54 eV なのに対し, LaB_6 の仕事関数は 2.7 eV であるため, 比較的低い温度でタングステン以上の熱電子を得ることができる. これは, リチャードソン=ダッシュマンの式[3]

$$J = AT_m^2 e^{\frac{-W}{kT_m}} \text{ [A/m}^2\text{]} \quad (2.1.1)$$

から明らかである. ここで, J は金属の熱電子放出 (エジソン効果) による電流密度, T_m は金属の温度, k はボルツマン定数, W は金属の仕事関数であり, A は次式で示されるリチャードソン定数である.

$$A = \frac{4\pi m_e k^2 e}{h^3} = 1.20173 \times 10^6 \text{ [A/m}^2\text{K}^2\text{]} \quad (2.1.2)$$

ここで, m_e は電子質量, e は電気素量, h はプランク定数である. これを計算してみると, 1000°Cにおけるタングステンの電子放出による電流密度は, 2 $\mu\text{A/m}^2$ であるのに対して, LaB_6 は 40 A/m^2 とまさに桁違いの電子放出量であることがわかる. 陰極はモリブデン製のホルダに支持され, 水冷された SUS304 製の支持棒に取り付ける. プラズマ点火時に陰極後方で異常放電しないよう, モリブデンとアルミナで構成される防熱板から後ろを, アルミナ (Al_2O_3) 製の絶縁管とパイレックスガラス管で覆っている. 陰極と陽極の間には 12 枚のフローティング電極を設置している. それぞれのフローティング電極間はバイトン製 O-ring により真空が保たれており, 絶縁破壊の起こりやすい陽極付近のフローティング電極は, 電極間にテフロンシートを挿入することにより絶縁を保っている. これらの電極のスリット部と O-ring との間には, 凹型の溝と凸型の突起を組み合わせた汚染防止機構が備えられており, プラズマによる O-ring の損傷, 汚染による絶縁不良を防止している. フローティング電極と陽極はプラズマと直接接触することにより高温となるため, 電極内部にスリットを囲むように開けた穴に冷却水を循環させている. 直接プラズマと接触す

るスリット部（テーパー状のスリット，最終スリット：幅 40 mm×高さ 2 mm）には，融点の高いモリブデンを用いている．プラズマが流入する陽極と，陰極に最も近い位置にある浮遊電極は熱負荷が大きいため，その他のフローティング電極と比べ板厚が 2 倍程度となっており，特に陽極は冷却水の導入経路を倍に増強している．

放電ガスはマスフローコントローラーから陰極支持棒に導入され，モリブデン製ホルダを通過し放電室へと流入する．プラズマの点火は，通常，放電電圧が低く生成が容易な Ar ガスを用いた放電から開始される．放電室に 50 Pa 程度 Ar を導入し，全ての浮遊電極をアースに接続した状態で 200-300 V 程度印加し，グロー放電を生成する．グロー放電により陰極温度が十分に上昇すると熱電子放出が始まり，アーク放電へと移行する．このとき，放電電流はおよそ 10 A，放電電圧は約 40 V である．続いて，陰極に近い浮遊電極から順にアースから切離していき，12 個の浮遊電極全てをフローティングにする．このときプラズマは，テーパー状のフローティング電極とそれに沿うように形成される磁場によりシート状に圧縮される．この圧縮の概念図を Fig. 2.1.3 に示す．イオンは Larmor 半径も大きく平均自由行程 (Mean free path) も短いので，磁場による運動の制限は小さく，容易にフローティング電極に衝突して浮遊電極をプラズマ電位に対して正の電位にする．この電位は電子を引き寄せるように作用するが，電子は磁場で強く制限されているため容易に浮遊電極に達することができない．しかし，浮遊電極からの電場と拡散によって到達することができるいくらかの電子がある．この電子は浮遊電極面の電荷を中和するが，高エネルギーのイオンが電位に逆らってフローティング電極に達するためフローティング電極の正の電位が定まる[4,5]．結果として，正の電位となった浮遊電極は多くのイオンを排斥するので，電極面でのイオンの消滅を著しく少なくする．前述したとおり，放電路は浮遊電極のスリットにより排気抵抗が大きいため，ガス圧力は放電領域では約 1 Pa，実験領域では 10^{-2} - 10^{-1} Pa 程度になる．このガス圧力差と磁場コイルにより生成された磁場によりプラズマは実験領域へと噴出し，ターゲットまで到達する．放電電流 50 A で Ar アーク放電は放電電圧が約 85 V となる．Ar アーク放電で安定した後，目的のガス種である H₂ や D₂ などを導入する放電電圧は放電電流 50 A の場合，水素プラズマ(放電ガス流量:75 sccm)

で 230-250 V，重水素プラズマ（放電ガス流量：65 sccm）で 190-210 V となる。

生成されたシートプラズマの特徴について以下に説明する[4,5]。一般的なプラズマとシートプラズマの比較を Fig. 2.1.4 に示す[6]。シートプラズマは，磁場と浮遊電極によりプラズマの厚さがイオンの Larmor 半径の 2 倍程度に圧縮されたシート状のプラズマで，一般的なプラズマではイオンの旋回中心がランダムであるのに対して，シートプラズマではイオンの旋回中心がプラズマ中心軸上に集中しているという特徴を持っている。そのため，一般的なプラズマは電位分布・密度分布がほぼ一様なのに対して，シートプラズマでは中心部から周辺部にかけて急激な電位分布，密度

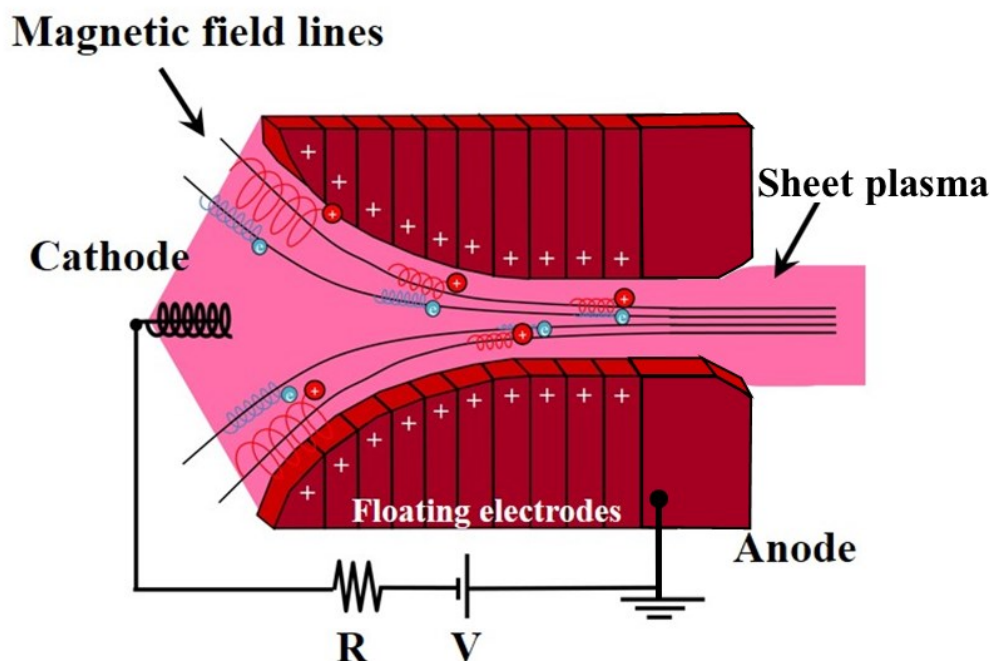


Fig. 2.1.3. TPD 型放電によるシートプラズマ生成の概念図[5].

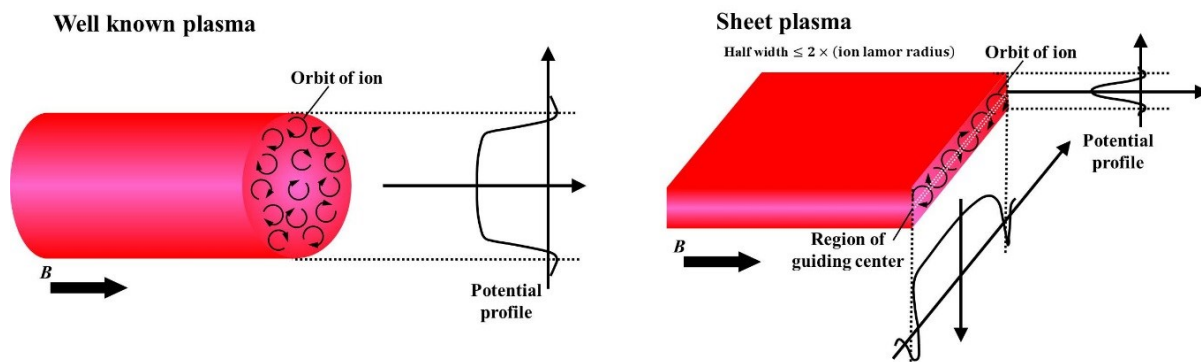


Fig. 2.1.4. 一般的な円柱プラズマとシートプラズマの比較.

分布を持っている。典型的なプラズマパラメータは、実験領域において Langmuir プローブで計測されたプラズマ中心の電子温度、電子密度に関して、 $T_e > 10$ [eV], $n_e > 10^{18}$ [m⁻³]程度である。

2.2 ■ プローブ計測

本研究では、プラズマの基礎パラメータである電子温度、電子密度や空間電位、イオン飽和電流を各種プローブにより計測する。プローブ法とはプラズマ中に微小金属を挿入し、基準電極に対して電圧を印加して得た電流電圧特性からプラズマの物理量を算出する計測法で、様々な方式が存在する[7]。プローブ法は直接電極をプラズマ中に挿入するため比較的低温、低密度プラズマに限定はされるが実際に荷電粒子を捕捉するので、粒子のエネルギー分布関数を知ることができる。また、挿入した位置での計測のため、空間分解能に優れているという利点がある。しかし欠点としてプラズマの擾乱、不純物の混入等が挙げられる。高熱流プラズマでのプローブ計測はプローブの熱的損耗やそれにより発生するダストでの擾乱など、計測が困難となる。そのため、TPD-Sheet IV には圧空ピストン及びステッピングモーター駆動による高速スキャンングプローブが設置されている[6]。高速スキャンングプローブはステッピングモーターにより三次元に駆動・スキャンングすることができ、さらにプローブが損耗しないよう圧空ピストンにより高速掃引が可能である。ピストン駆動には電磁弁を介してコンプレッサーを用いた圧縮空気が用いられる。高速スキャンングプローブによる計測の一連の流れは、GP-IB を介して LabVIEW (National Instruments 社) により制御されている。プラズマの計測に古くから用いられてきた、本研究でも使用する Langmuir プローブ法の一般的な回路図を Fig. 2.2.1 に示す[8,9]。プローブには基準電極（陽極）に対しプローブ電圧 V_p が印加され、プローブ電流 I_p を検出して電流-電圧特性を得る。実際の計測では、プローブ電流 I_p を容易に得るためシャント抵抗を利用してその両端の電圧からプローブ電流を算出する。絶縁アンプを用いてシャント抵抗 R の両端の電圧をデジタルオシロスコープによって検出する。また、瞬時に電流-電圧特性をとり、かつサンプル数を多くとりたいため、プローブ印加電圧には可変交流電源を用いて sin 波をかける。 V_p を多数回掃引し、信号対雑音比の向上のためデジタルオシロスコープで加算平均をとる。この方法での回路図を Fig. 2.2.2 に示す。Langmuir プローブには絶縁管（アルミナ： Al_2O_3 あるいはムライト： $\text{Al}_6\text{O}_{13}\text{Si}_2$ ）に $\phi =$

1 mm のタングステンを挿入して作成されている．タングステン線の径 ϕ は，計測対象となるプラズマのデバイ長 $\lambda_D \sim 10^{-6} \text{ m}$ より十分に大きく，かつプラズマの熱・粒子負荷に耐え切れる程度になるように選定した．プローブ先端の形状は，電子速度分布関数を求めるため平面プローブとし，絶縁管の浮遊電位とプローブ電極との間で形成される電場の影響を軽減させるため，角を削り取った．Fig. 2.2.3 に Langmuir プローブの図を示す． $\phi = 1 \text{ mm}$ のタングステンの電極は，先端以外とプラズマ間の絶縁及び熱からの保護のため，セラミック管により覆った．プローブの測定部分であ

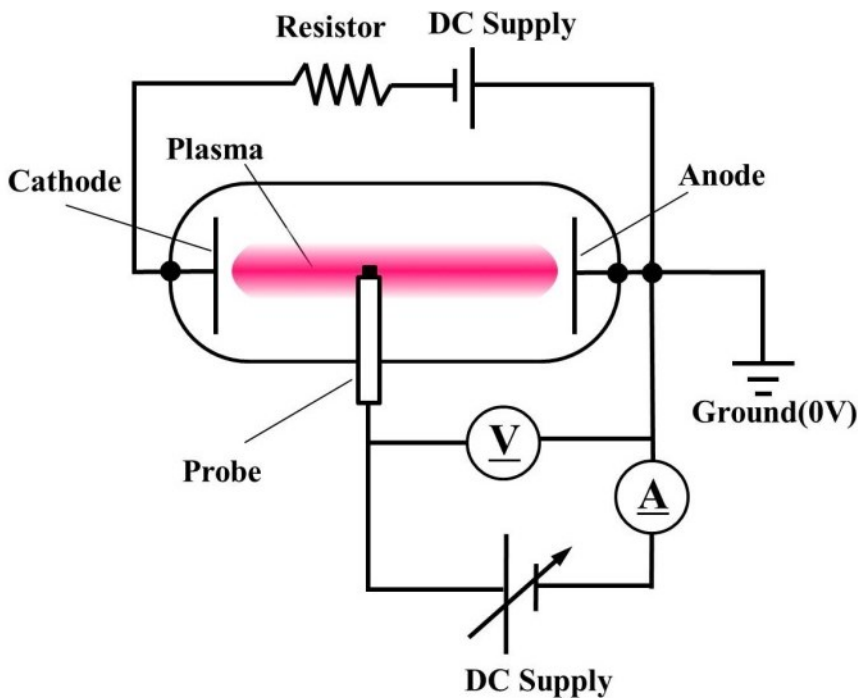


Fig. 2.2.1. Langmuir プローブ法の典型的な回路図.

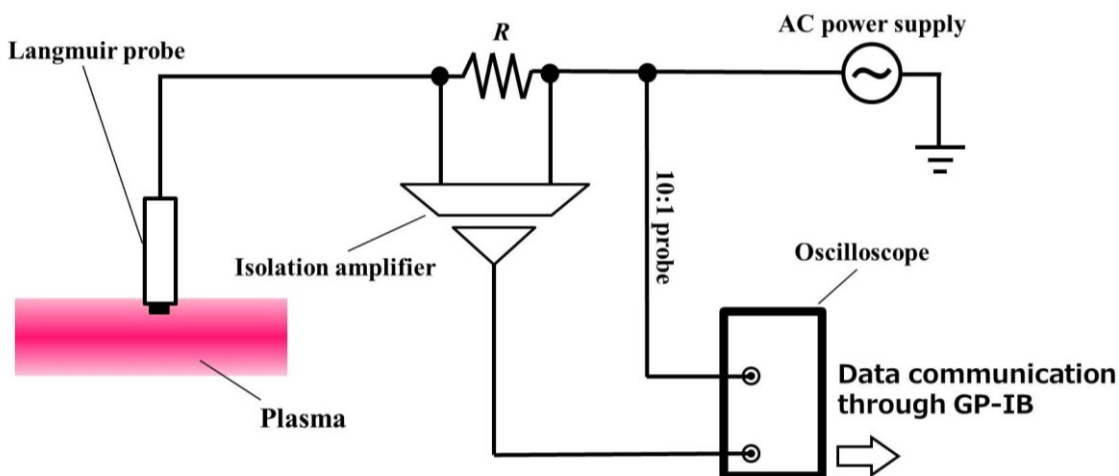


Fig. 2.2.2. 本研究室における Langmuir プローブ法の回路図.

る先端の平面はプラズマに対向しており、接合部分はプラズマに浸食されないように先端から十分な長さを取り、アロンセラミックにより保護されている。

プラズマ中のプローブに電圧 V_p を加えると、プラズマ中の電子とイオンがプローブに流入する。このときの Langmuir プローブの電流電圧特性を Fig. 2.2.4 に示す。グラフの縦軸である電流は便宜上、マイナスを上方向にとる。電流-電圧特性は、(a)電子電流飽和領域、(b)電子電流とイオン

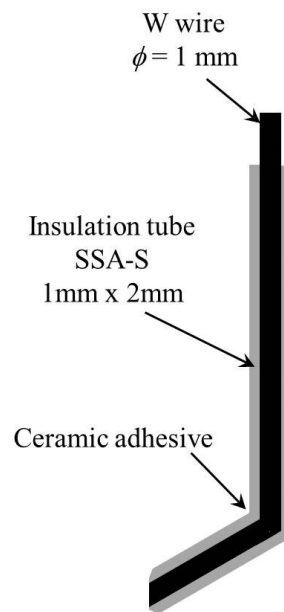


Fig. 2.2.3. 平面プローブの断面図。

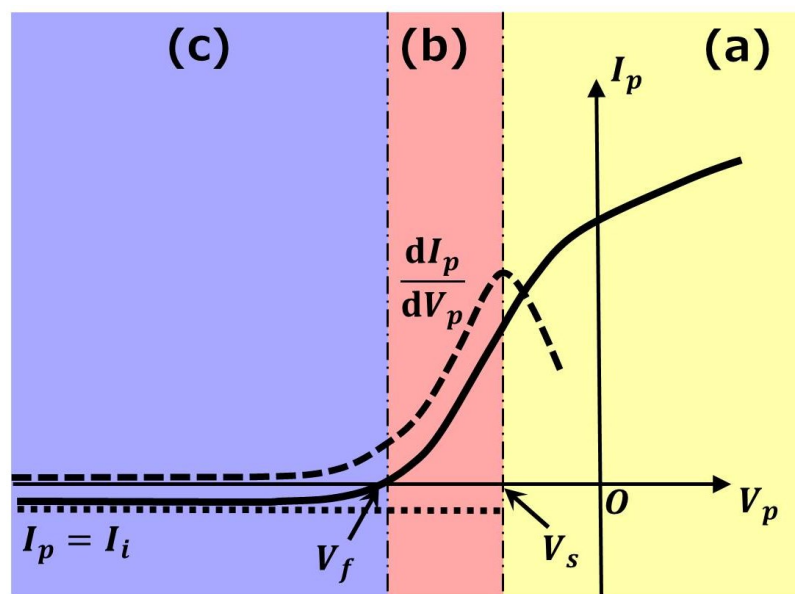


Fig. 2.2.4. Langmuir プローブの電流(I_p)-電圧(V_p)特性と電流の一階微分。

電流両方が流れる遷移領域, (c)イオン飽和電流領域の三つの領域に分けられる. V_S はプローブの置かれた位置におけるプラズマの電位で, 空間電位という. V_f はイオン電流と電子電流がつり合い0となる電位で, 浮遊電位という. 空間電位 V_S の位置を決定する方法はいくつか存在するが, ここでは電流-電圧特性の一階微分の極大値から読み取る方法をとる.

以下に Langmuir プローブの電流電圧特性の詳細と, それからの電子温度, 電子密度, 電子速度分布関数の解析法について述べる[10,11].

プローブの電位が空間電位 V_S のとき, 周囲のプラズマと同電位となっているためプローブには熱運動による熱拡散電流が流入する. このときの, プローブ表面の単位面積を単位時間に通過する電子の個数を Γ_e とし, 電子の速度が Maxwell 分布に従う場合,

$$\Gamma_e = \int_0^\infty v_e dn(v) = n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} = \frac{1}{4} n_e \langle v_e \rangle \quad (2.2.1)$$

となる. $\langle v_e \rangle$ は電子の熱平均速度で,

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (2.2.2)$$

である. したがって, プローブに流入する電子電流 I_{eS} は以下のように表すことができる.

$$I_{eS} = \frac{1}{4} e S n_e \langle v_e \rangle = \frac{1}{4} e S n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}. \quad (2.2.3)$$

ここで, S はプローブの表面積である. イオンに関しても同様に,

$$I_{iS} = \frac{1}{4} e S n_i \langle v_i \rangle = \frac{1}{4} e S n_{ei} \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \quad (2.2.4)$$

とできる. プローブには電子電流とイオン電流の両方が流入するが, $m_i \gg m_e$ のため, T_i が T_e に比べはるかに大きくない限り $\langle v_e \rangle \gg \langle v_i \rangle$ となり, $I_{eS} \gg I_{iS}$ が成立する. 結果的にプローブに流入する電流は電子電流が支配的となる.

次に, プローブの電位が周囲のプラズマより正の領域では, イオンはプ

ローブの表面から追い返され、電子は引き寄せられる。そのため、プローブ表面に電子シースが形成され、プローブ電圧の増加に伴い電子電流は増大する。

空間電位 V_S より負の電圧を印加する場合、プラズマに対してプローブは負の電位となるため、電子は減速される。電位差 ΔV を超えられるエネルギーを持つ電子だけがプローブに流入し、 ΔV 以下のエネルギーを持つ電子はプローブ表面に形成された電場により追い返されるので、電子電流は減少する。一方で、イオンは引き寄せられるためイオン電流は増大する。しかしながら電子電流はイオン電流に比べ断然大きいので、依然として見かけ上プローブには電子電流が流入する。この領域において、無衝突プラズマかつ電子は統計的に等方的な速度分布 $f(v)$ に従って運動しているとす。 v から $v+dv$ の範囲の電子密度は $f(v)dv$

である。電子は、シース端ではプローブ表面に対し角度 θ で入射する。速度 v の電子は $v \cos \theta \geq v_{\min} = (2e\Delta V/m)^{1/2}$ においてプローブに入る。よってプローブに流入する電流 I_e は表面積 S , $n_e f(v)dv$, 速度成分 $v \cdot \cos \theta$, 速度空間の微小体積 $2\pi v \cdot \sin \theta v dv$ と $v \cdot \cos \theta$ の積によって決定する。したがって電子電流 I_e は $0 \leq \theta \leq \cos^{-1}(v_{\min}/v) = \theta_{\max}$, $v_{\min} \leq v \leq \infty$ での積分で表される。

$$\begin{aligned} I_e(\Delta V) &= en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} dv \int_0^{\theta_{\max}} d\theta 2\pi v \cdot \sin \theta v \cdot v \cdot \cos \theta f(v) \\ &= 2\pi en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 f(v) \cdot dv \frac{1}{2} [1 - \cos^2(\theta_{\max})] \\ &= \pi en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 \left(1 - \frac{v_{\min}^2}{v^2}\right) f(v) \cdot dv \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

実際には、プラズマ中の粒子は様々な方向に運動している。そこで単位体積中 n_e 個のうち、速度の絶対値が $v+dv$ のあいだに入る数は、速度空間で原点を中心とする半径 v , 厚さ dv の球殻の中に入る速度点の数に等しいので、この球殻の体積 $4\pi v^2 dv$ をかけて、 $4\pi v^2 f(v)dv = F(v)dv$ を代入し、

$$I_e(\Delta V) = \frac{1}{4} en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v \left(1 - \frac{v_{\min}^2}{v^2}\right) F(v) dv \quad (2.2.6)$$

$\frac{1}{2}m_e v^2 = E$ とおき,

$$\begin{aligned} I_e(\Delta V) &= \frac{1}{4}en_e S \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \int_{e\Delta V}^{\infty} v \left(1 - \frac{e\Delta V}{E}\right) \left(\frac{E}{k_B T_e}\right) \frac{1}{k_B T_e} \cdot d \\ &= \frac{1}{4}en_e S \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\Delta V}{k_B T_e}\right) \\ &= I_{eS} \exp\left(-\frac{e\Delta V}{k_B T_e}\right) \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

(2.7) 式の両辺を, 自然対数をとって V で微分すると,

$$\frac{d(\ln I_e)}{dV} = \frac{e}{k_B T_e} \quad (2.2.8)$$

となる. したがって, 電子温度 T_e を求めるには, プローブ電流を, イオン電流 I_i と電子電流 I_e に分けた後, 電子電流の片対数グラフの傾きから得ることができる. I_i は, 球型プローブでは電圧 V に比例し, 円筒型プローブでは $V^{1/2}$ に比例する. また平面プローブでは, I_i は V に対して一定の値となる. これは各プローブ形状でのシースの形成の違いによる.

一方, 電子密度 n_e は, 空間電位 V_S における電流が熱拡散電流 I_{eS} であることから, T_e と I_{eS} の値を式 (2.2.3) に代入することにより求めることができ, 次式となる.

$$n_e = \frac{I_{eS}}{Se} \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}\right) \quad (2.2.9)$$

また, イオンシースの生成条件が電子温度に依存することから, T_e とイオン飽和電流 I_{is} より, 電子密度を次式から求めることができる.

$$I_{eS} = n_e e S \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2.2.10)$$

しかし, イオン飽和電流値を用いる場合, プローブ表面からの 2 次電子放出があると見かけ上イオンビーム電流が流れるため, 留意する必要がある.

次に, Langmuir プローブの電流-電圧特性から電子の速度分布関数を求め, そこから電子温度, 電子密度を算出する方法について説明する.

電子の速度分布関数を $f(v)$ とすると電子の総和 N は以下の式となる。

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv \quad (2.2.11)$$

ここで、 $f(v)$ を積分した値が1となるように規格化した $f_0(v)$ を導入する。

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dv = 1 \quad (2.2.12)$$

$f(v)$ と $f_0(v)$ の関係は、

$$f(v) = n_e f_0(v) \quad (2.2.13)$$

となる。 n_e は、平面プローブの面積を S として

$$n_e = \frac{N}{S} \quad (2.2.14)$$

である。プローブは平面のため、電子の速度分布関数は1次元方向になる。この平面プローブに流入するランダムな電子電流 I_e は、

$$I_e = eN \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f_0(v) dv_x \quad (2.2.15)$$

となる。また、電子電流密度 J_e は、以下のように表される。

$$J_e = en_e \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f_0(v) dv_x \quad (2.2.16)$$

ここで、

$$\frac{1}{2} m_e v_x^2 = eV_p \quad (2.2.17)$$

を微分し、

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{1}{2} m_e v_x^2 \right) = \frac{d}{dv} (eV_p) \quad (2.2.18)$$

$$\therefore v_x = \frac{e}{m_e} \frac{dV_p}{dv_x} \quad (2.2.19)$$

これを代入してプローブ印加電圧に関する式に直すと、電子電流密度は

以下のように表すことができる。

$$J_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dV_p \quad (2.2.20)$$

したがって、規格化された速度分布関数は、以下の式で表される。

$$f_0(v) = \frac{m_e}{e^2 n_e} \frac{dJ_e}{dV_p} \quad (2.2.21)$$

速度分布関数の両辺を積分すると、

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dv_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.2.22)$$

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.2.23)$$

$$\therefore n_e = \frac{m_e}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.2.24)$$

となり、電子密度 n_e が求まる。実際の測定では、 v_x はプローブ電圧として検出するため、(2.2.24) 式に (2.2.17) 式を用いて、

$$n_e = \frac{m_e}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{\frac{2eV_p}{m}} \quad (2.2.25)$$

$$= \frac{\sqrt{2m_e}}{e^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.2.26)$$

式 (2.26) は偶関数なので、電子密度 n_e は最終的に次式となる。

$$\therefore n_e = \frac{\sqrt{2^3 m_e}}{e^{3/2}} \int_0^{\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.2.27)$$

次に、速度分布関数を用いて電子の平均エネルギーを求める。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_e \langle v \rangle = \frac{1}{2} m_e \int_0^{\infty} v_x^2 f_0(v) dv_x \quad (2.2.28)$$

(2.17) 式、(2.20) 式を用いて次のように書き直す。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_e \int_0^{\infty} \frac{2eV_p}{m_e} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{\frac{2e}{m_e} V_p} \quad (2.2.29)$$

よって電子の平均エネルギーは次式より求まる.

$$\therefore \varepsilon = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{e^{1/2} m_e^{1/2} n_e} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.2.30)$$

温度という概念を用いるには, Boltzmann 分布則を満たしているという仮定が必要である. したがって, 以下の式が成り立つ.

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} k_B T_e \quad (2.2.31)$$

(2.30) 式は (2.31) 式より

$$\frac{1}{2} k_B T_e = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{e^{1/2} m_e^{1/2} n_e} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.2.32)$$

したがって電子温度は,

$$T_e = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{k_B e^{1/2} n_e} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \text{ [K]} \quad (2.2.33)$$

となる. 単位を[eV]になるように書き直すと,

$$\therefore T_e = \frac{2^{3/2} m_e^{1/2}}{n_e e^{3/2}} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \text{ [eV]} \quad (2.2.34)$$

となる. 以上のように, Langmuir プローブからプラズマ中の電子温度・密度を得ることができる.

2.3 ■ 分光計測

可視領域の分光測定に用いた可視分光器は、StellarNet Inc.製(BULE-Wave VIS2-14)のファイバーマルチチャンネル分光器である。Table.2.3.1に分光器の仕様を示す。プラズマからの発光は凸レンズ(焦点距離：20 cm)を通り集光され、光ファイバー(コア 600 μm 単芯, 2 m)により分光器へと導いている。光ファイバーの分光器側から He-Ne レーザーを入射することで、受光光学系の測定位置を照らし、光軸調整を行った。

また、実験領域の画像を ICCD (Initialism of intensified charge-coupled device) カメラを用いて撮影した。実際に用いたのは、Oxford Instruments社のAndor製品「ICCD 検出器 iStar (DH720-18F-03)」である。実験では25 mmの石英レンズ (F/2.8-16) を用いて、プラズマの奥行方向中心にピントを合わせた。また、このレンズにスペクトルライン干渉フィルター(シグマ光機株式会社製, VPF-25C-10-50-65630, VPF-25C-10-45-48610, VPF-25C-10-40-43580)を装着することにより、水素原子の Balmer- $\alpha/\beta/\gamma$ のみの発光を撮影した。上述した分光器において、フィルターの有無による計測結果から得られたフィルターの基礎特性を Table2.3.2 に示す。ここでの目標波長は上記の可視分光器で取得できる H_α , H_β , H_γ の波長であり、上から順に 656.25 nm, 486.00 nm, 434.00 nm である。

次に、分光計測の感度較正について述べる。

ある平面状の光源に関して、「単位面積の領域が単位立体角あたり、単

Table 2.3.1. 可視分光器 BLUE-Wave VIS2-14 の仕様

波長範囲[nm]	刻線数[G/mm]	分解能[nm]
380 ~ 780	1200	0.4

Table 2.3.2. スペクトルライン干渉フィルターの基礎特性

フィルター名	中心波長[nm]	透過波長の半値幅[nm]	目標波長の透過率
VPF-25C-10-50-65630	656.3	7.2 \pm 0.29	~ 0.42
VPF-25C-10-45-48610	486.1	9.1 \pm 0.19	~ 0.55
VPF-25C-10-40-43580	435.8	8.3 \pm 0.23	~ 0.43

位時間あたり、単位波長幅に含まれる波長を持つ光子を放出する個数（エネルギー）」の波長依存性が求められているものを標準光源という。実際にこの標準光源を分光器で計測すると、異なったスペクトルを得ることになる。この理由として、グレーティングの回折効率や検出素子である光電子増倍管や CCD 素子の量子効率が波長に依存するからである。したがって、実測されたスペクトルに波長ごとの適当なファクターをかけて実測されたスペクトルを本来のスペクトルに較正する必要がある。標準光源のスペクトルを $f(\lambda)$ 、分光器の感度を $g(\lambda)$ 、標準光源の実測スペクトルを $h(\lambda)$ とすると分光器の分解能に比べてスペクトルが広い場合、

$$h(\lambda) = f(\lambda)g(\lambda) \quad (2.3.1)$$

が成り立つ。したがって分光器の感度は

$$g(\lambda) = \frac{h(\lambda)}{f(\lambda)} \quad (2.3.2)$$

となる。この補正係数 $g(\lambda)$ を用いて、実測されたあるスペクトル $h'(\lambda)$ はもとのスペクトル $f'(\lambda)$ に較正でき、

$$h'(\lambda) = f'(\lambda)g(\lambda) \quad (2.3.3)$$

より、

$$f'(\lambda) = \frac{h'(\lambda)}{g(\lambda)} = h'(\lambda) \cdot \frac{f(\lambda)}{h(\lambda)} \quad (2.3.4)$$

となる。本研究で用いた標準光源は浜松ホトニクス製の常用キセノンランプ (L7810) を使用した。指定された方法で標準光源の光を計測し、上記の解析を施せば発光強度の絶対値を得ることができる。

2.4 ■ 昇温脱離装置 (TDS)

W 試料の重水素吸蔵量の評価には昇温脱離法 (TDS ; Thermal Desorption Spectroscopy) を用いた。海外では TPD (Temperature Programed Desorption) と呼ばれる方が一般的なようだが、本研究室の装置名と紛らわしいため、ここでは TDS で統一する。TDS とは「原子・分子を吸着・吸蔵させた試料を加熱して脱離してくる原子・分子の脱離速度を測定しその吸着・吸蔵状態を解析する手法」[12]である。

今回使用した TDS の構成図を Fig.2.4.1 に示す。試料は長さ 400 mm, 直径 33 mm (内径 27.8 mm) の石英管内に設置され, ターボポンプ (ULVAC UTM-50) によって超高真空 ($\sim 10^{-7}$ Pa) に引かれる。試料加熱部の電気炉内において, 石英管を覆うように配置された電熱線から放出される赤外線によって, 試料のみが加熱される。昇温の目標到達温度は, 1073 K で, 昇温速度は 0.2 K/s 程度である。加熱による試料温度 T_s の上昇に伴って試料から脱離する各気体の分圧 P_m を四重極型質量分析器 (Q-mass ; Quadrupole Mass Analyzer, mks Spectra products 社製 MICROVISION PLUS) で測定し, 試料温度との関係を示す脱離スペクトルを得る。加熱は石英管内に設置したシース型熱電対 (K 型) と温度調節器 (アズビル株式会社製, プログラム調節計 DCP31) によって制御されている。また, 試料温

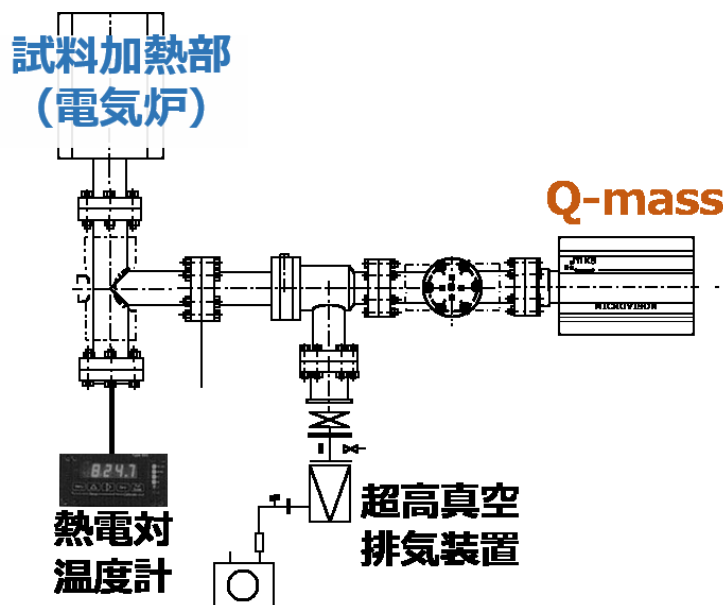


Fig. 2.4.1. 昇温脱離ガス分析装置の構成[13].

度は別のシー型熱電対によって計測している. 本研究では, すべての試料は同じ条件で計測を行っている.

脱離スペクトルの例を Fig.2.4.2 に示す. グラフは左の縦軸が試料温度, 右の縦軸が mass=4 (D_2) の分圧, 横軸が昇温時間となっている. 重水素の脱離量は, このスペクトルの時間積分から求める. まず, 分圧を気体の状態方程式

$$P_m V_0 = nRT_R \quad (2.4.1)$$

から粒子数に直す. ここで, V_0 は排気速度 [m^3/s], n は試料からの単位時間のあたりの脱離モル数 [mol/s], R は気体定数 [$J/K \cdot mol$], T_R は室温 (~ 300 K) である. ここから,

$$n = \frac{P_m V_0}{RT_R} \quad (2.4.2)$$

を求め, さらにアボガドロ数 N_A と試料の表面積 S [m^2] を用いて, 試料からの重水素分子の脱離フラックス

$$\Gamma_{D_2} = n \frac{N_A}{S} \quad (2.4.3)$$

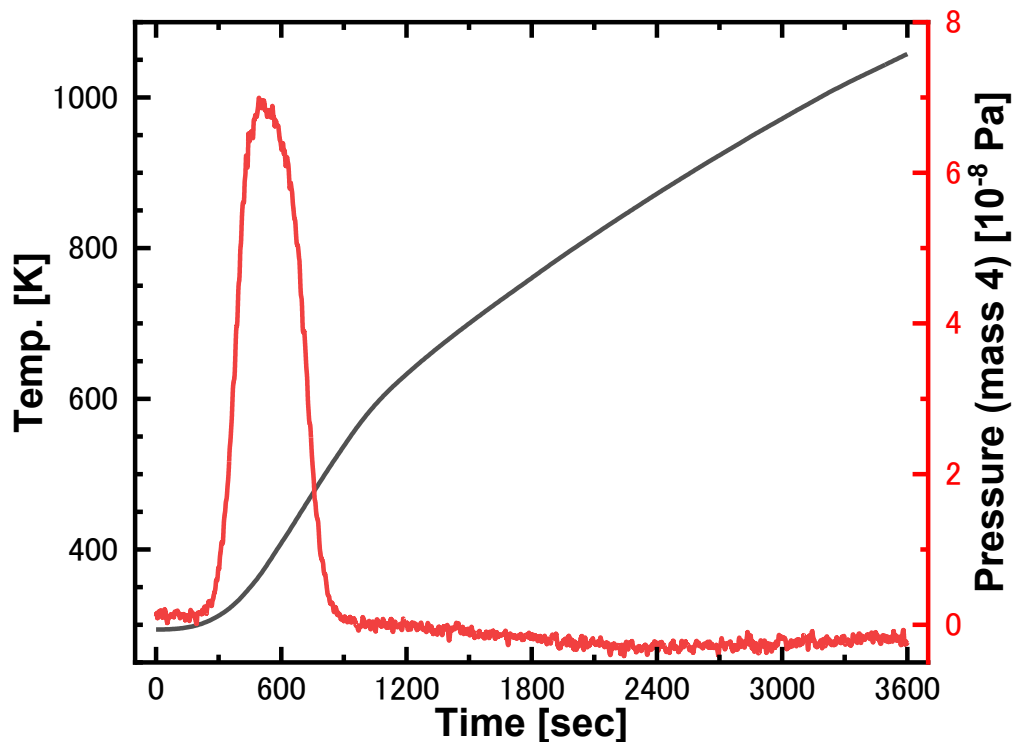


Fig. 2.4.2. 昇温時の試料温度と昇温脱離スペクトルの時間変化の例.

を算出する。これを時間積分したものが、脱離フルエンス、つまり試料に吸蔵されていた重水素分子量 F_{D_2} [D/m^2]となる。本論文では、これを2倍した重水素原子量 F_D [D/m^2]を試料の重水素吸蔵量として扱う。

Fig.2.4.3 に縦軸を脱離フラックス、横軸を試料温度とした脱離スペクトル例を示す。このグラフからは、昇温した際に重水素が脱離する温度と量の関係が分かりやすい。以降は、TDS スペクトルとして試料温度と脱離フラックスの関係を示す。

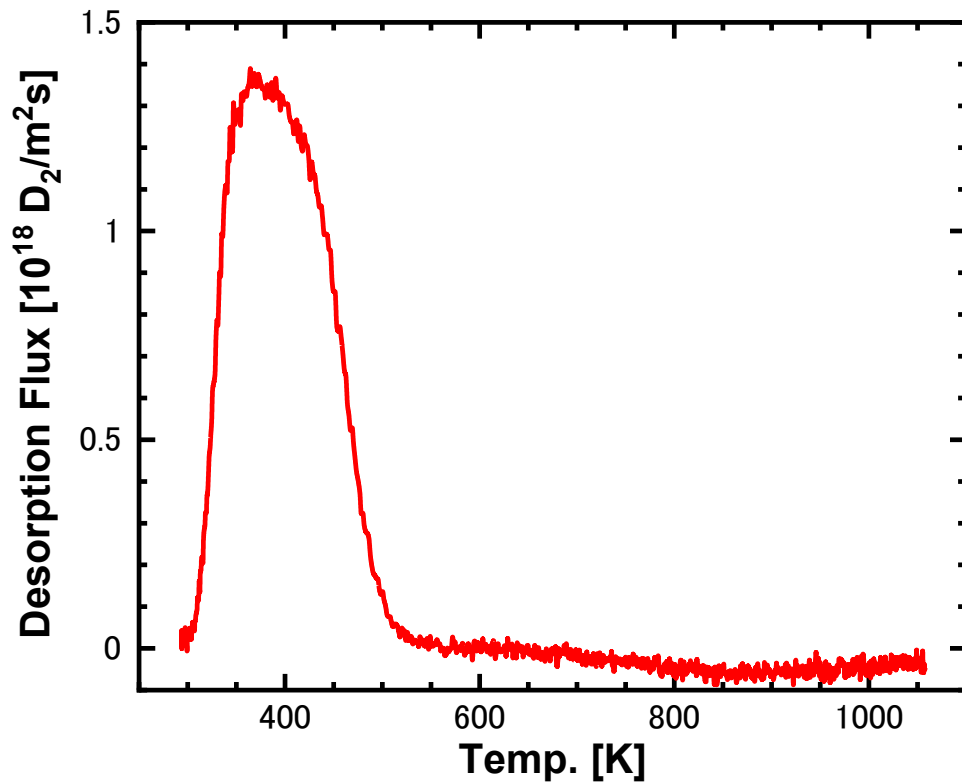


Fig. 2.4.3. 昇温脱離スペクトル例.

2.5 ■ 研磨装置

本研究で使用するタングステン試料は、Fig.2.5.1 に示す BUEHLER 社製の自動研磨機によって、片面の鏡面研磨を行った。研磨の工程は①面出し、②中間研磨、③仕上げの順序で行った。各工程における研磨機の設定および研磨剤については Table.2.5.1 に示す。W は超硬合金と同じ条件であり、研磨試料の数の荷重や回転数、回転方向、時間など設定した。



Fig. 2.5.1. 研磨機外観.

Table.2.5.1. 研磨機の設定と研磨剤.

	研磨パフ	砥粒サイズ	伸展液	荷重 1個当り	研磨盤 回転数	試料ホルダー 回転方向	研磨 時間
面出し	耐水研磨紙	Grit 400	飲料水	5 lb	150 rpm	同方向	面出し まで
中間 研磨	ウルトラパッド	多結晶ダイヤモンド 9 μm	メタダイ液	6 lb	150 rpm	同方向	5 min
	トライデント	多結晶ダイヤモンド 3 μm	メタダイ液	6 lb	150 rpm	同方向	5 min
仕上げ	ケモメット	マスターメット (SiO ₂)	飲料水	6 lb	150 rpm	同方向	5 min

2.6 ■ 赤外線 (IR) カメラ

タングステン試料のプラズマ暴露実験では、表面温度を観察するために、赤外線 (IR : Infrared) カメラを使用した。以下の式で表されるプランクの法則より、黒体 (放射率 1) の放射輝度の波長特性を求めた。

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (2.6.1)$$

ここで、 λ は波長、 T は物体の温度、 h はプランク定数、 c は光速、 k はボルツマン定数である。計算結果を Fig.2.6.1 に示す。当然のことではあるが、物体の温度が高いほど、放射される赤外線の輝度は大きくなる。また、この分光放射輝度のピーク波長の温度依存性は以下に示すウィーンの変位則から得られる。

$$hc = 4.97\lambda kT \quad (2.6.2)$$

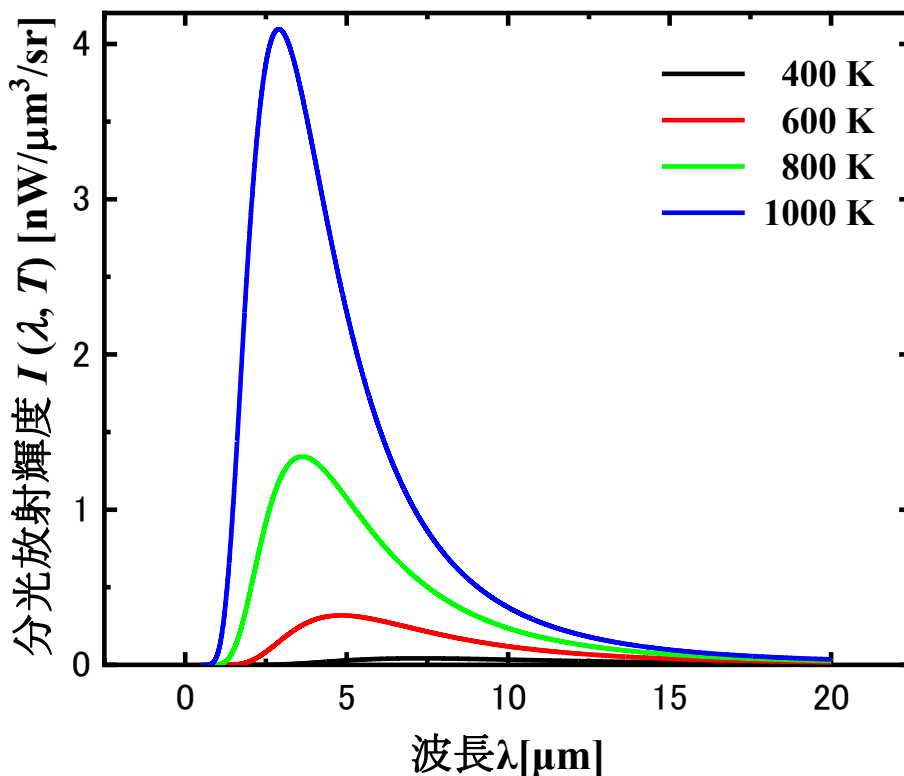


Fig. 2.6.1. プランクの法則から計算した各温度における黒体の分光放射輝度スペクトル。

$$\lambda = \frac{hc}{4.97kT} \quad (2.6.3)$$

(2.6.3)式から計算したピーク波長の温度依存性を Fig.2.6.2 に示す. ここから分かるように, 物体の温度によって, 計測すべき波長範囲が変化することが分かる. したがって, 計測系はこれに合わせて決定する必要がある. ただし, Fig.2.6.1 に示したように, スペクトルは幅を持っているため, 放射量の変化が有意に感知できれば良いため, 実際はそれほどシビアではない. 実際に使用したカメラは FLIR SYSTEMS 社製の SC640 である. このカメラのスペックを Table.2.6.1 に示す. プラズマ暴露実験では, 試料の表面温度は, おおよそ常温から 1000 K 程度であるため, このカメラで計測は可能である. ただし, 実験中は試料が真空中に設置されるため, 窓越しに観測することになる. しかし, 一般的なガラスは赤外線の透過率が低いいため, 窓の向こう側を IR カメラで覗くことができない. そこで, 本研究では真空窓にフッ化バリウム (BaF_2) を使用した. Fig.2.6.3 に主な窓材料の波長透過特性を示す. このグラフから分かるように, フッ化バリウムでは可視光から IR カメラの観測波長帯までが十分に透過することが分かる. 長波長側の透過率は減少しているが, Fig.2.6.1 に示したように, 放

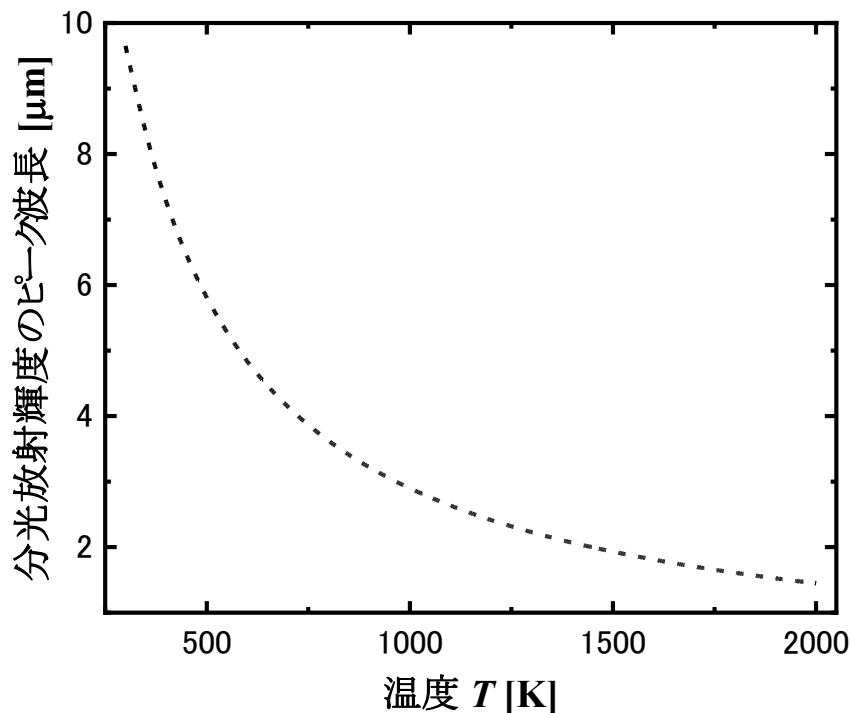


Fig. 2.6.2. 黒体の分光放射輝度のピーク波長の温度依存性.

Table 2.6.1. IR カメラ (SC640) のスペック[14].

測定波長[μm]	視野角	温度分解能[$^{\circ}\text{C}$]	フレームレート[Hz]	最低焦点距離[m]
7.5~13	$24^{\circ} \times 18^{\circ}$	0.03 (30 $^{\circ}\text{C}$ にて)	30	0.3

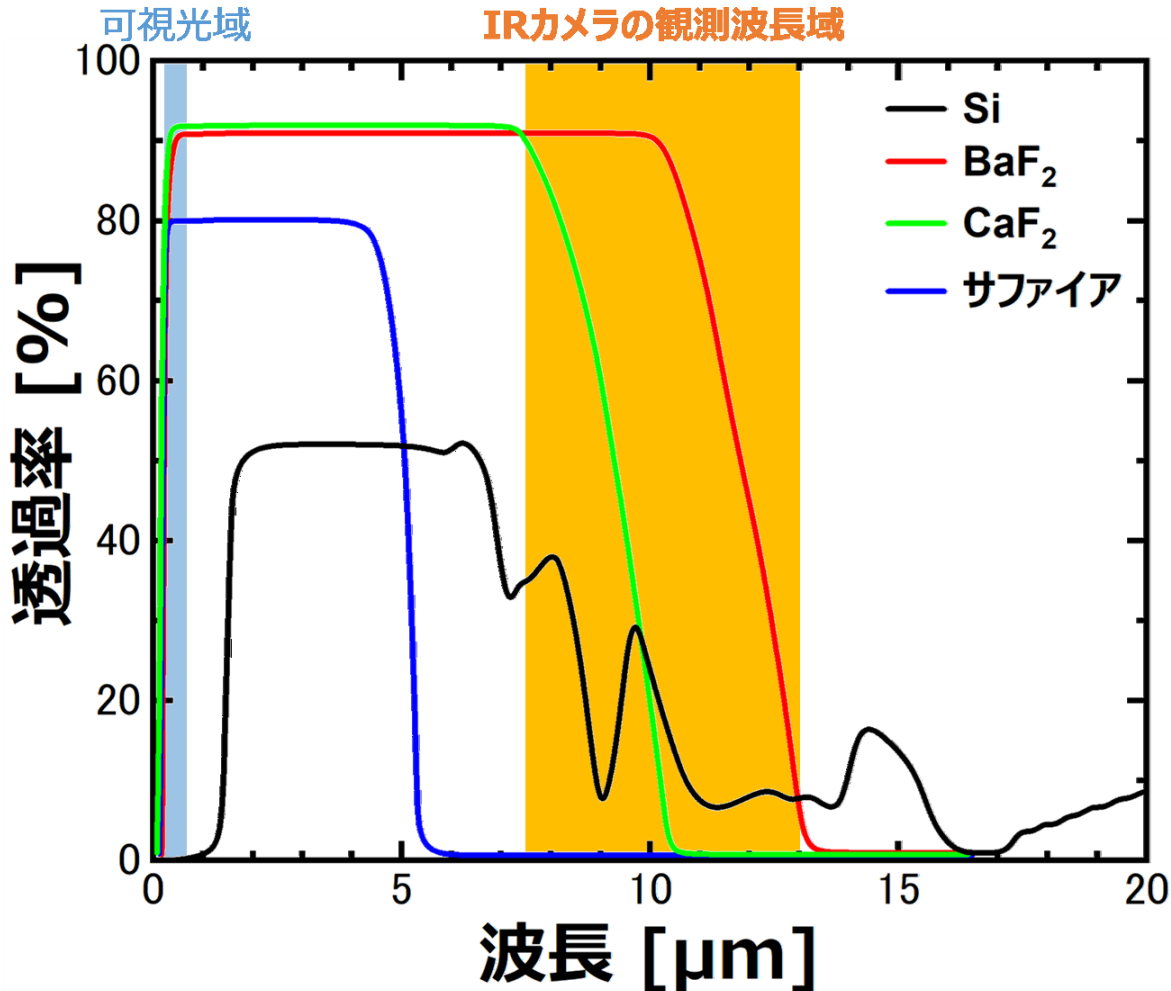


Fig. 2.6.3. 代表的な窓材料とその波長透過特性[15].

射量は IR カメラの測定波長内において、短波長側の方が顕著に変化するため、この領域の透過率が高く安定しているフッ化バリウムは十分に機能する窓材であると言える。また、可視光の透過率も高いことで、同視野での通常のカメラの撮影や肉眼での視認が可能であることも長所である。

最後に、本実験における IR カメラ計測の注意点を述べる。本研究室の実験装置では、実験領域上部に窓が設置されているが、ターゲットに設置された試料に対する視線の角度がかなり急であり、おおよそ 65 度である。一般に金属の放射率は、放射面に垂直な位置から 60 度を超えると増加し 80 度でピークを示す特徴がある[16]。本実験もこれに該当するため、放射

率の決定等が非常に困難である。したがって、今回の実験結果は実際の表面温度を過大評価していることが考えられる。実験系の最適化は今後の課題となるが、それであっても、表面温度の計測は上限目安として有意であると考え計測を実施した。

[参考文献]

- [1] A. Tonegawa *et al.*, J. Nucl. Mater., **313** (2003) 1046.
- [2] T. Iijima *et al.*, TRANSACTIONS FUS. SCI. TECH., **63** (2013) 417.
- [3] 佐伯紘一, [J. Plasma Fusion Res. Vol.79, No.12 \(2003\) 1242-1248.](#)
- [4] 日本学術振興会プラズマ材料科学第 153 委員会 編, 「プラズマ材料科学ハンドブック」, オーム社, (1992).
- [5] K.Sunako *et al.*, Plating and Coating, Vol.8, No.6 (1988) 280-286.
- [6] 小野督幸, 「負イオンを用いた模擬ダイバータプラズマ制御に関する研究」, 平成 20 年度博士論文.
- [7] O. Auciello, D. L. Flamm, “PLASMA DIAGNOSTICS Volume 1”, ACADEMIC PRESS INC., (1989).
- [8] 堤井信力, 「プラズマ基礎工学増補版」, 内田老鶴圃, (1986).
- [9] 雨宮宏 他, [J. Plasma Fusion Res. Vol.81, No.7 \(2005\) 482-525.](#)
- [10] 松原彰浩, 「細い磁化プラズマ流の E×B 剪断流による異常」, 平成 12 年度博士論文.
- [11] K. Uehara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., **42** (2003) 657.
- [12] Shohei OGURA, J. Vac. Soc. Jpn., Vol. **57**, No. 6, 2014.
- [13] 林達也, 「ダイバータ材料であるタンゲステン中の重水素吸蔵及び拡散に関する基礎研究」, 平成 30 年度修士論文.
- [14] FLIR SC600 シリーズカタログ, http://www.ircamera.jp/flir_cd/catalog/sc_catalog.pdf.
- [15] ピアーオプティクス株式会社ホームページ, 透過率データ, <http://www.pier-optics.com/transparent.html>.
- [16] 大野二郎, [計測と制御 14 巻 \(1975\) 4 号 358-369.](#)

第3章

発散湾曲磁場での非接触プラズマ生成および中性粒子逆流特性

3.1 ■ 概要

1章で述べたように、現在のダイバータ研究ではダイバータ板への熱負荷を、如何にして減らすかに焦点が当たっている。その方法として、非接触プラズマの生成が有力視されているが、多量のガス導入による粒子の逆流を防ぎつつ、非接触プラズマを生成・維持するかが課題となっている。また、発電実証炉たる原型炉では、ダイバータへの熱負荷は数倍に増大する。そのため、非接触ダイバータのさらなる改良が求められる。

原型炉ダイバータとして考案された、Xダイバータ (XD)、Super-Xダイバータ (SXD) は、熱負荷問題への対抗策のひとつとして提案された。XD および SXD の特徴は、ダイバータ板近傍において磁力線を広げることによって、プラズマとダイバータ板の接触面積を増大させ、熱負荷を低減するという先進磁場配位による熱除去にある。しかし、先進磁場配位と非接触プラズマの生成やその際の中性粒子挙動に関して、未だ十分な知見は得られていない。そこで、先進磁場配位を模擬した発散湾曲磁場において、非接触プラズマの生成および中性粒子の逆流特性に注目し、本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV において、閉構造ターゲットを用いた模擬実験を行った[1]。

3.2 ■ 実験装置

本実験では、XD、SXD の閉ダイバータ構造を模擬するために、閉構造ターゲットを用いた。以下に、このターゲットを用いた実験の概要を述べる。

実験は、TPD-Sheet IV[1]を用いて行った。この実験における TPD-Sheet IV の外観を Fig. 3.2.1 に示す。後述する閉構造ターゲットが、エンドチャンバー内に設置されている。この領域は広い空間があるため、閉構造ターゲットのような比較的大きな装置を配置できるが、コイルが配置できないことから、定常磁場が弱まるという欠点がある。今回の実験では、この磁場の減衰による磁場発散を利用して、XD および SXD の先進磁場配位を模擬した。実験領域は、上流部 ($0.7 \text{ m} \leq Z \leq 0.8 \text{ m}$) と下流部 ($0.9 \text{ m} \leq Z \leq 1.1 \text{ m}$) に分け、それぞれバラトロン真空計による圧力計測(上流: P_{up} , 下流: P_d)を行なった。ここでの下流部は、主に閉構造ターゲット内部を指す。

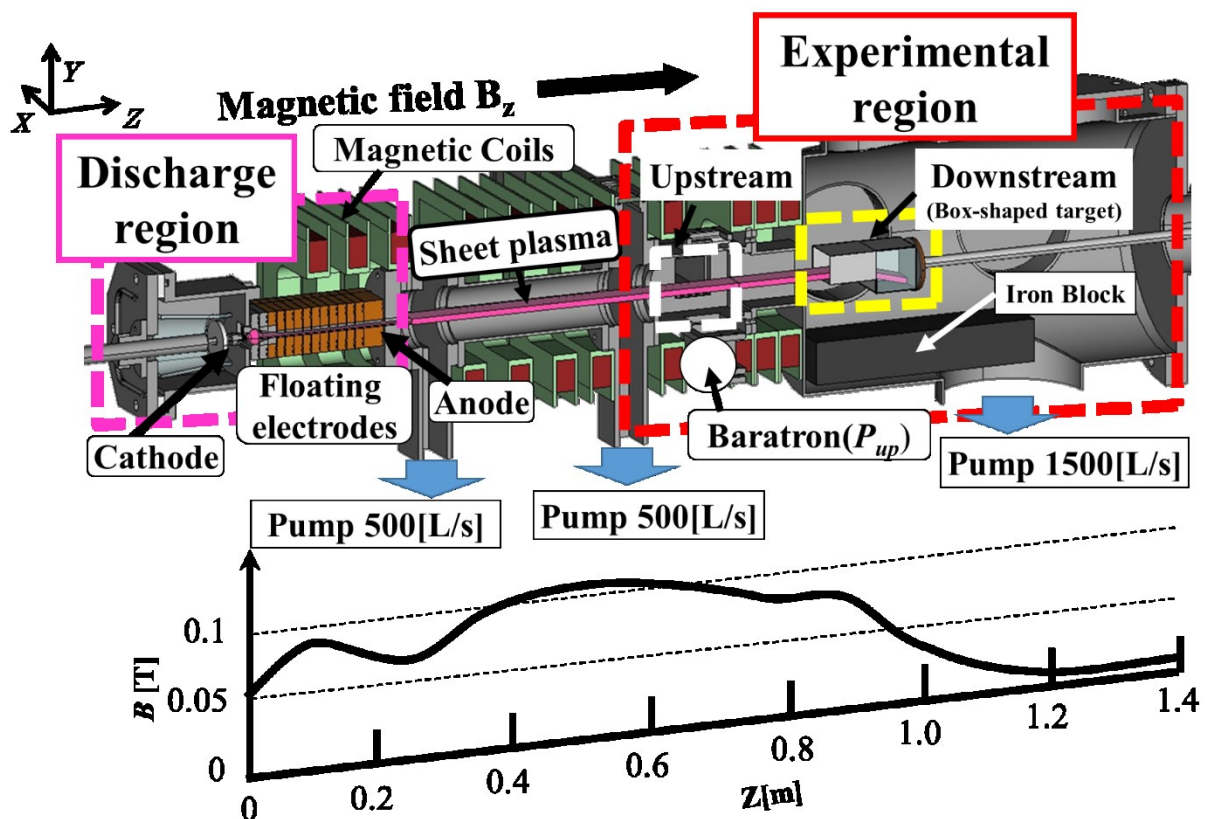


Fig. 3.2.1. TPD-Sheet IV 概念図. 文献[1]より転載.

箱型の閉構造ターゲットの概念図を Fig. 3.2.2 に示す. ターゲット全体は厚さ 0.5 mm の SUS304 を用いて作成した. ターゲットは, 煙突状のレッグ部と箱型の終端部で構成される. レッグ部のスケールは 65mm × 50mm × 85mm である. 終端部のスケールは 65mm × 85mm × 85mm である. 終端部の側面には, ターゲット内に直接冷却ガス (軽水素) を導入するための配管と, ターゲット内のガス圧力を計測するためのバラトロン真空計につながる配管が銀銲付けにより溶接されている. 反対側の面は, ターゲット内部の観察のために, Pyrex ガラスが嵌め込まれている. また, ターゲット内の電子温度 T_e , 電子密度 n_e を計測するために, ターゲット上部にプローブ導入用の穴 ($\phi 2.2$ mm) が開いている. ここで, 融解の危険性があるため, 接触ガスを導入しない条件での実験はできなかった旨を明記しておく.

この閉構造ターゲットは, MAST-U のダイバータ部の構造[2]を参考に作成された. 実物大とのスケール差は約 1/10 スケールである. また, XD, SXD の先進磁場配位を模擬するため, ターゲットに最も近い, Fig.3.2.1 の最右端の磁場コイルの電流を減少させることにより磁力線を広げ, ターゲット下部に鉄ブロックを配置することにより磁力線を曲げた. この鉄ブロックには, エンドチャンバーにおける大きすぎる磁場発散を抑える役割もある. この時, 磁場強度 (上流: B_{up} , 下流: B_d) および

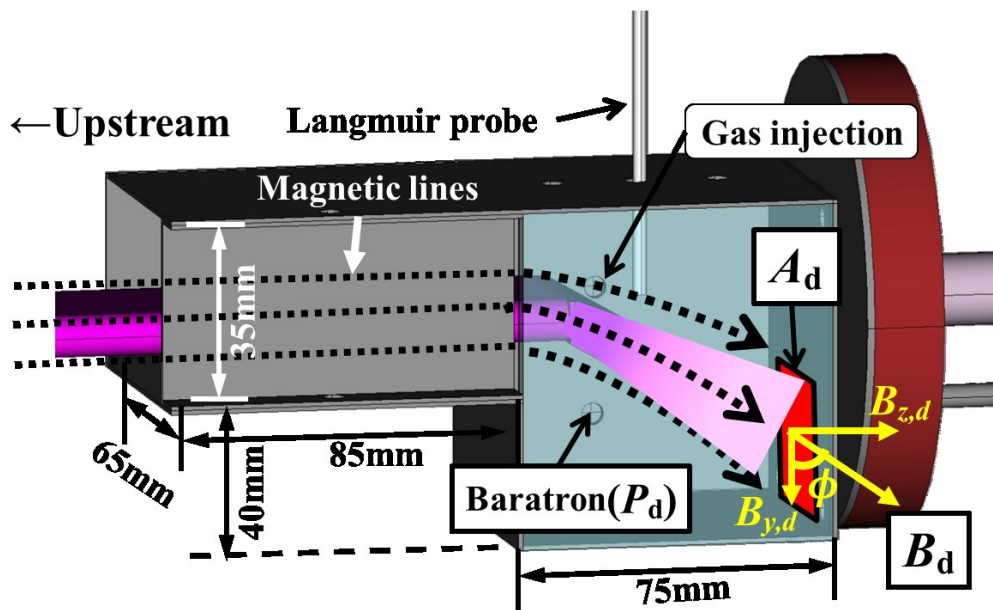


Fig. 3.2.2. Super-X ダイバータ模擬ターゲット概念図. 文献[1]より転載.

磁力線とターゲットのなす角 Φ は, テスラメータによる計測から得た. プラズマ上流と下流の磁場強度比 $R_M = B_{up}/B_d$ を磁場発散の度合いとした.

3.3 ■ 衝突輻射モデル

実験における非接触プラズマ生成の過程を明らかにするため、0次元における衝突輻射モデルによるレート計算を行った。考慮した反応素過程を以下に示す。

- ① 電子衝突励起・脱励起 (Electron impact excitation / deexcitation; Ex)

$$H(p) + e \rightarrow H(q) + e$$
- ② 電子衝突電離 (Electron impact ionization; eI)

$$H(p) + e \rightarrow H^+ + e + e$$
- ③ 三体再結合 (Three body recombination; TBR)

$$H^+ + e + e \rightarrow H(p) + e$$
- ④ 放射再結合 (Radiative recombination; RR)

$$H^+ + e \rightarrow H(p) + h\nu$$
- ⑤ 自然放出遷移 (Spontaneous transition; St)

$$H(q) \rightarrow H(p) + h\nu$$
- ⑥ 電子衝突振動励起 (Electron impact vibrational excitation / deexcitation; Exv)

$$H_2(\nu) + e \rightarrow H_2(\nu + 1) + e$$
- ⑦ 電子衝突励起・脱励起 (Electron impact excitation / deexcitation; Exm)

$$H_2(\nu)(X^1) + e \rightarrow H_2(\nu)(B^1, C^1, D^1, b^3, a^3 \dots) + e$$
- ⑧ 電子衝突解離 (Electron impact dissociation; eD)

$$H_2(\nu) + e \rightarrow H(1s) + H(1s) + e$$
- ⑨ 電子衝突分子性電離 (Electron impact ionization of molecule; eI2)

$$H_2(\nu) + e \rightarrow H_2^+ + e + e$$
- ⑩ 電子衝突分子性解離 (Electron impact dissociative ionization of molecule; eDI)

$$H_2(\nu) + e \rightarrow H^+ + H + e$$
- ⑪ 電子衝突付着 (Electron impact dissociative attachment; DA)

$$H_2(\nu) + e \rightarrow H^- + H$$
- ⑫ 荷電交換反応 (Conversion of atomic ion into molecular ion; CNV)

$$H_2(\nu) + H^+ \rightarrow H_2^+ + H$$

- ⑬ 電子衝突解離(Electron impact dissociation of H_2^+ into $H^+ + H$; eD2)

$$H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H(1s) + e$$
- ⑭ 電子衝突解離性電離(Electron impact dissociative ionization of H_2^+ ; eDI2)

$$H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H^+ + e + e$$
- ⑮ 電子衝突解離性再結合(Electron impact dissociative recombination of H_2^+ into $H + H$; DR2)

$$H_2^+ + e \rightarrow H + H$$
- ⑯ 荷電交換反応(Conversion of molecular ion into an heavier molecular ion; CNV2)

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$$
- ⑰ 電子衝突解離性再結合(Electron impact dissociative recombination of H_3^+ into H_2 or H ; DR3)

$$H_3^+ + e \rightarrow \begin{cases} H + H + H \\ H_2 + H \end{cases}$$

これらの反応を用いて、以下の電離レート (R_{Ion}) および再結合レート (R_{Rec})

$$R_{Ion} = n_{H_2(v)} n_{H^+} S_{CNV} + n_{H_2^+} n_e S_{eD2} + n_{H_2^+} n_e S_{eDI2} \\ + \sum_{p=1} S_{eI} n_e n_{H(p)} + S_{eDI} n_e n_{H_2} + S_{eI2} n_e n_{H_2} + n_{H_3^+} n_e S_{eD3}$$

$$R_{Rec} = n_{H^+} n_e S_{RR} + n_{H^+} n_e n_e S_{THB} + n_{H_2^+} n_e S_{DR2} \\ + n_{H_2(v)} n_{H^+} S_{CNV} + n_{H_2^+} n_{H_2} S_{CNV2} + n_{H_3^+} n_e S_{DR3}$$

を計算し、電離レートの比率 (P_{Ion}) と再結合レートの比率 (P_{Rec})

$$P_{Ion} = \frac{R_{Ion}}{R_{Ion} + R_{Rec}}$$

$$P_{Rec} = \frac{R_{Rec}}{R_{Ion} + R_{Rec}}$$

を用いて、実験中のプラズマにおける電離・再結合反応の進行度合いを評価した。各反応の反応断面積は、文献[3-8]の値を用いた。

3.4 ■ 実験結果

今回の実験条件における下流での磁場計測結果を Table 3.4.1 に示す。磁場の湾曲は、磁場強度によって単調な変化はせず、おおよそ $60\sim 70^\circ$ 程度であった。全ての条件において、陽極出口の磁場は $\sim 0.1\text{ T}$ で一定であったため、実験領域へ供給されるプラズマに変化はないと考えられる。また、Fig. 3.4.1 に示した今回の実験での最少接触ガス流量 ($0.17\text{ Pa m}^3/\text{s}$) における、上流の電子流束の放電電流変化から、おおよそ、放電電流によってプラズマの電子流束が制御されていることがわかる。また、この時電子流束に磁場強度比依存性は見られなかった。

Table 3.4.1. 磁場強度計測結果. 文献[1]より転載.

B_{up} [mT]	$B_{y,d}$ [mT]	$B_{z,d}$ [mT]	B_d [mT]	Φ [deg.]	R_M
98.1	25.2	12.1	27.9	64.4	3.52
96.9	21.1	10.9	23.7	62.6	4.05
93.2	21.5	8.3	23.0	68.8	4.05
92.1	20.3	7.4	21.6	69.9	4.25
84.0	18.3	7.8	19.9	67.0	4.22
77.7	14.3	6.1	15.6	66.8	4.98
69.0	10.9	6.0	12.5	61.4	5.53

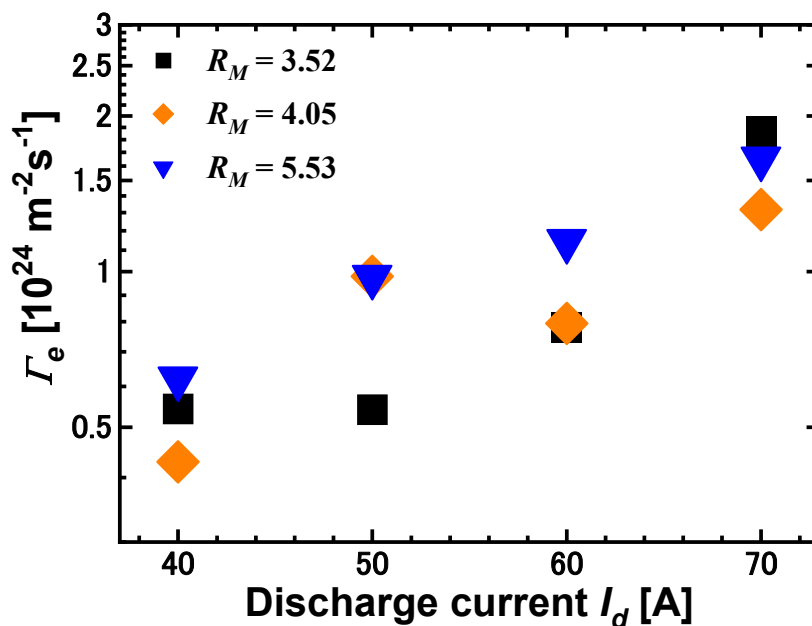


Fig. 3.4.1. 各磁場強度比における電子流束の放電電流依存性. 文献[1]より転載.

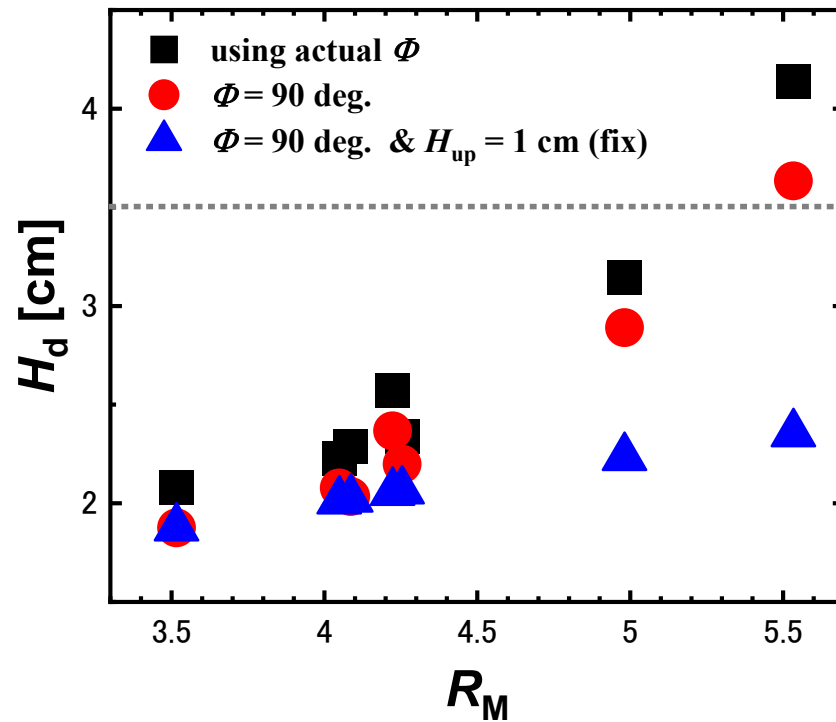


Fig. 3.4.1. 各磁場強度比における電子流束の放電電流依存性.

ここで、ターゲット内へのプラズマの流入についてはみ出しがないかを検討する．上流におけるプラズマの面積を A_{up} とすると，下流におけるプラズマ面積 A_d は

$$A_d = R_M \frac{A_{up}}{\sin \phi} \quad (3.4.1)$$

と書ける．さらに，この式をプラズマの厚さに関してのものに直すと，

$$H_d = \sqrt{R_M} \frac{H_{up}}{\sin \phi} \quad (3.4.2)$$

となる．このとき， H_{up} は上流におけるプラズマの厚さ (A_{up} の高さに相当) である．ここでは，磁場の発散によるプラズマの膨張のうち，厚さ方向のみの効果を考えるため，磁場強度比に平方根が付いている．シートプラズマの典型的な厚みは 1 cm であるため，これを参考に磁場強度の変化によるプラズマの厚みの変化を考える．ただし，最も B_{up} が大きいときの H_{up} を 1 cm とし，それ以外の場合の H_{up} は式(3.4.2)を用いて補正した．Table 3.4.1 の結果を用いて計算した R_M と H_d の関係を Fig.3.4.2 に示す．このグラフのプロットは，計算に使用したパラメータの違いを反映しており，■は Table 3.4.1 の結果をそのまま使用したもの，●は入口ではまだ湾曲していないと仮定して $\Phi = 90^\circ$ で計算したもの，▲は●と同じ仮

定以外に、全ての R_M に対して $H_{up}=1\text{ cm}$ とした。 R_M が最大の条件を除いたすべての H_d が、ターゲットの入口の高さ 3.5 cm 以下に収まっている。この計算で使用した R_M は終端部の値であるため、入口の R_M は全体的に小さくなることを考慮すると、最大の R_M も含めて入口で漏れることはないと思われる。ただし、 R_M が最大の条件では、プラズマが入り切っていない可能性も考慮して結果を考察する。

上流および下流の電子温度・電子密度と接触ガス流量の関係を Fig. 3.4.2 に示す。上流と下流で、 R_M の最大値と最小値は対応しているが、その間の値は対応していない点には注意してほしい。ただし、上流の $R_M=4.05$ と下流の $R_M=4.25$ がおおよそ対応しているとして扱う。グラフから、上流ではガス流量の増加に伴い電子温度は若干の減少が見られたが、電子密度は 10^{18} m^{-3} 程度で一定であり、大きな変動はなかった。下流では、接触ガスの増加に伴って、電子温度・電子密度は減少しており、プラズマの再結合が進行していることがわかる。この際、 Fig. 3.4.3 に示すように、上流部ではほとんど変化はなく、下流では接触ガスの増加によって非接触プラズマ特有の青・紫色（高励起光）の強い発光が確認された。ここで、 Fig. 3.4.4 に 2 節で紹介した衝突輻射モデルと Fig. 3.4.2 に示した下流のプラズマパラメータを用いて算出した、電離・再結合のレートの割合を示す。このグラフからも、どの磁場条件においても冷却ガスの増量に伴って、再結合レートの割合が増加していることが確認できる。したがって、これらの結果から非接触プラズマが生成されていると考えられる。しかし、このグラフからは、磁場強度比 R_M の増加に伴って、再結合に必要な冷却ガスの量が増加していることも読み取れる。これは Fig. 3.4.1 に示したようなプラズマの膨張によって、中性粒子との相互作用面積が増加し、プラズマ中における粒子の諸反応による電子温度・密度の変化に差異が表れたのではないかと予想される。したがって、磁場の発散によって非接触プラズマの生成が抑制される可能性が示された。

また、さらに抑制に働く要因として、発散磁場によるイオンの加速が考えられる。発散磁場中では、磁気モーメントの保存則と運動エネルギー保存則の関係

$$\mu_m = \frac{m_i v_{i,\perp,up}^2}{2B_{up}} = \frac{m_i v_{i,\perp,d}^2}{2B_d} \quad (3.4.3)$$

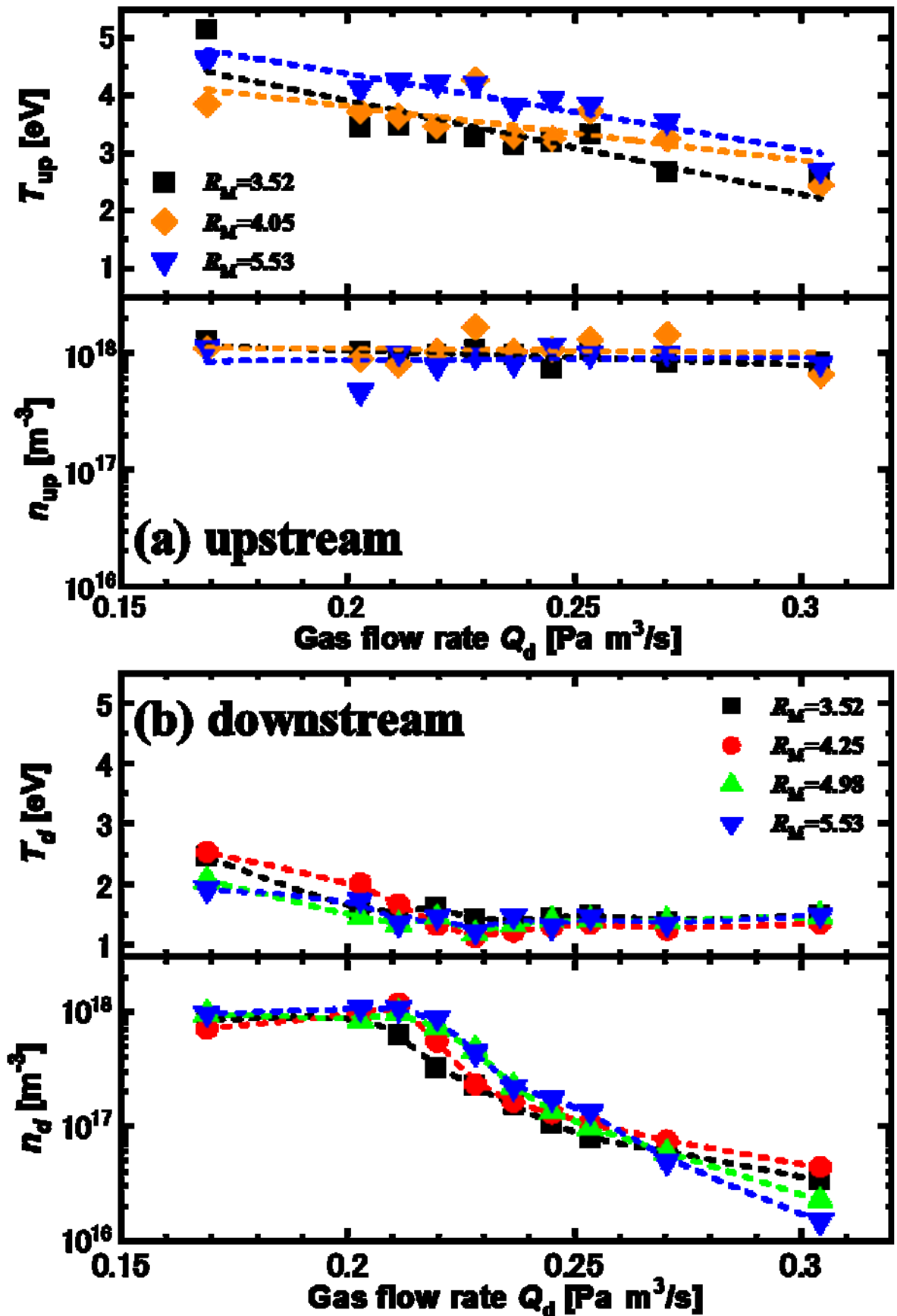


Fig. 3.4.2. 放電電流 70 A における(a)上流と(b)下流の電子温度・電子密度と接触ガス流量の関係. 文献[1]より転載.

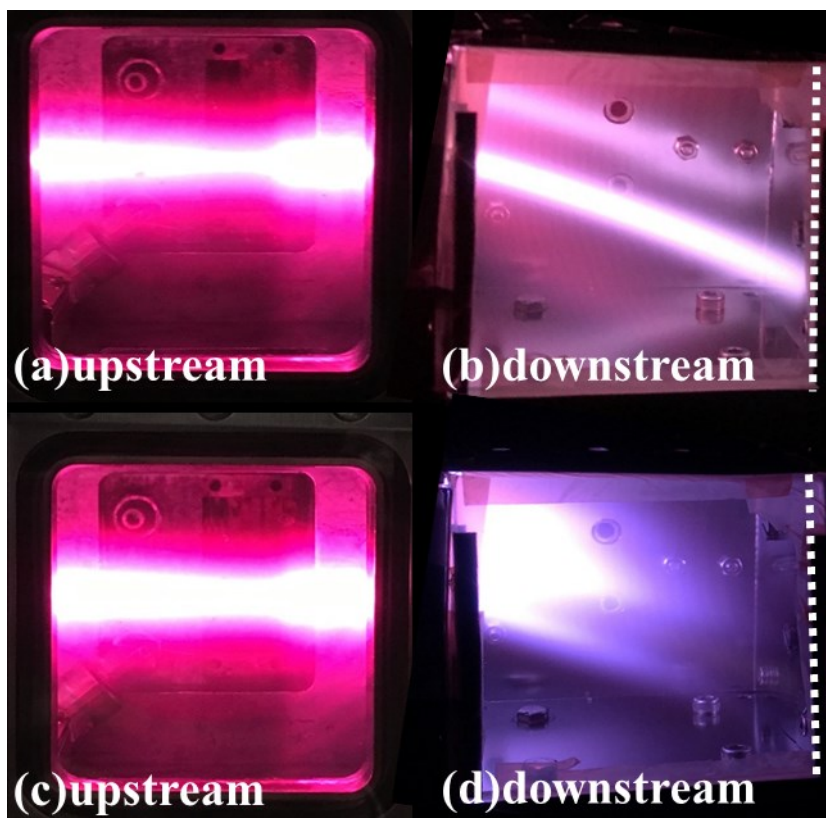


Fig. 3.4.3. 放電電流 70 A, $R_M = 4.25$ での $Q_d = 0.15 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ における上流部(a)と下流部(b)と, $Q_d = 0.23 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ における上流部(c)と下流部(d)の外観.

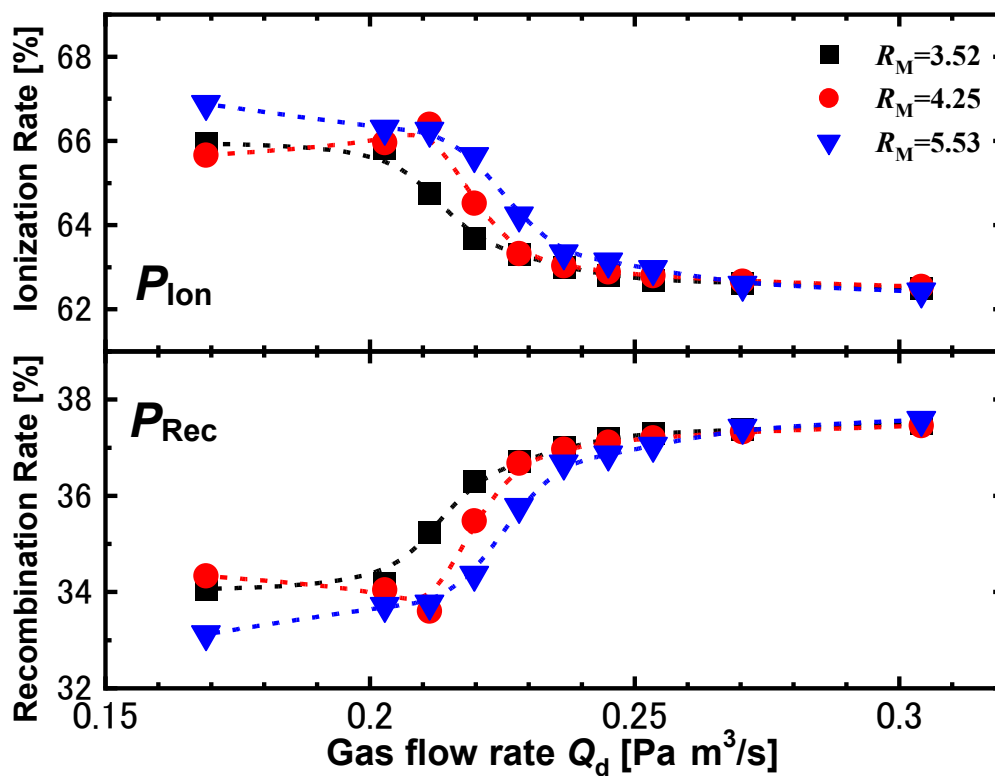


Fig. 3.4.4. 放電電流 70 A におけるプラズマの電離・再結合レートの割合.

$$\begin{aligned}
 W_{\perp,up} + W_{\parallel,up} &= W_{\perp,d} + W_{\parallel,d} \\
 &= \frac{m_i v_{i,\perp,up}^2 + m_i v_{i,\parallel,up}^2}{2} = \frac{m_i v_{i,\perp,d}^2 + m_i v_{i,\parallel,d}^2}{2}
 \end{aligned} \tag{3.4.4}$$

$$v_{i,\perp,d}^2 = v_{i,\perp,up}^2 \frac{B_d}{B_{up}} \tag{3.4.5}$$

$$v_{i,\parallel,d}^2 = v_{i,\parallel,up}^2 + v_{i,\perp,up}^2 \left(1 - \frac{B_d}{B_{up}}\right) \tag{3.4.6}$$

から、イオンは下流方向に加速される。ここで、 μ_m は磁気モーメント、 m_i はイオンの質量、 W は運動エネルギー、 v_i はイオンの速度を表している。下付きの up と d はそれぞれ上流部と下流部を意味し、 \perp と \parallel は磁場に垂直な成分と平行な成分を意味している。 $v_{i,\perp,up}^2/v_{i,\parallel,up}^2 = 1$ と考えると、 $1/R_M = B_d/B_{up}$ として、 $R_M = 3.52$ から $R_M = 5.53$ に変化した際の $v_{i,\perp,d}^2/v_{i,\parallel,up}^2$ の変化率は、1.06倍程度。したがって、今回に限って言えばそれほど大きな加速ではない。Fig.3.4.2をもう一度見ると、非接触化に対して抑制的な効果は、今回の実験においては非常に微妙なガス流量の違いであり、 $R_M = 4.98$ と $R_M = 5.53$ ではほとんど違いが見られないことから、この傾向が有意な差であるか、また実機においてどの程度の影響となるか、イオン流速の実測を含め、さらなる実験と議論が必要である。ここで、Fig.3.4.4の横軸を上流の圧力 P_d としたグラフをFig.3.4.5に示す。このグラフから分かるように、下流部での非接触プラズマ生成において、磁場の発散度合いによっては、より発散の小さい条件よりも上流部の圧力上昇が抑制されることが示唆される。圧力に関してはこの後議論するが、この点からも、ダイバータにおける非接触プラズマ生成に対して、必ずしも先進磁場配位が不利に働くわけではないと考えられる。

Fig. 3.4.6に、放電電流 70 Aにおける各 R_M ($= 3.52, 4.25, 5.53$)での上流と下流のガス圧力と接触ガス流量 Q_d の関係を示す。Fig.3.4.6から、プラズマの有無による上流のガス圧力変化はなく、下流のガス圧力は大幅に増加していることがわかる。これは、プラズマがターゲット内に流入することによって、プラズマがターゲットに終端した際のリサイクリングによる中性粒子の供給と、プラズマがレッグ部を塞ぐことによるコンダクタンスの低下が原因と考えられる。ここで、ターゲットにおける粒子のリサイクリングについて考える。Fig.3.4.2、放電電流 70 A のとき、 $Q_d = 0.169$ [Pa m³/s]における電子密度が $n_d \sim 7 \times 10^{17}$ [m⁻³]、空間電位が約-10 V、

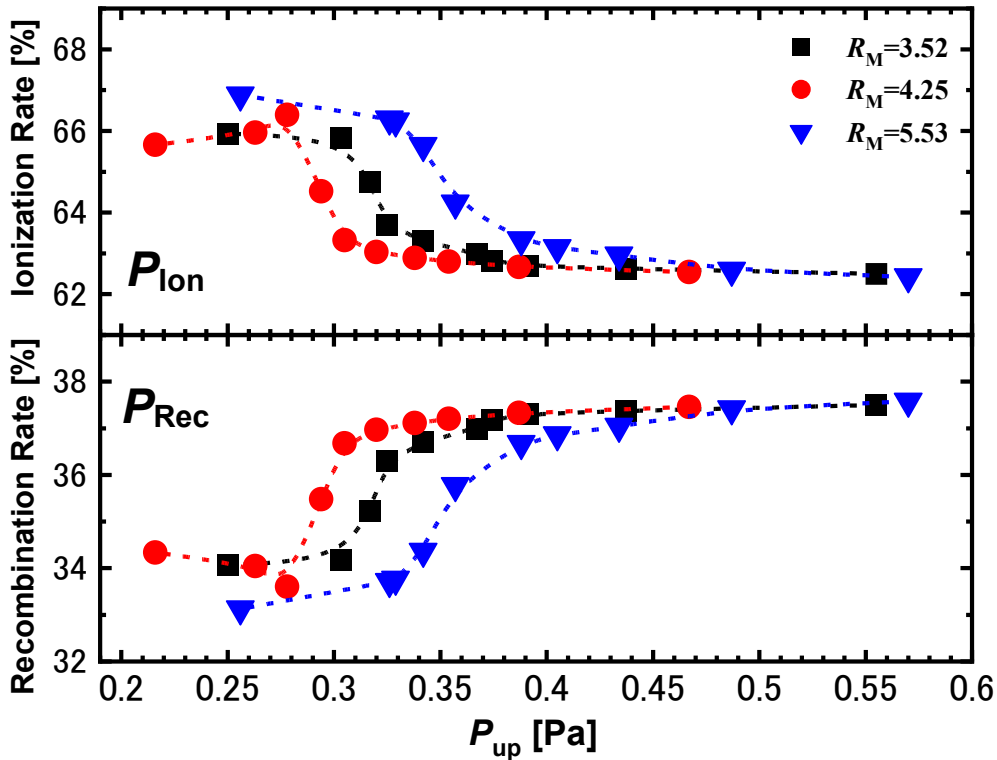


Fig. 3.4.5. 放電電流 70 A におけるプラズマの電離・再結合レートの割合。

ターゲット電位が約-12 eV である。イオンの密度を電子密度と同程度とし、イオンのターゲットへの入射エネルギーを $E_{in} = -10 - (-12) = 2$ [eV] とした。参考文献[2]の図 5A.6 より、粒子反射係数率 R_N を 0.8~0.9 とし、壁との表面再結合で生じる中性粒子 $n_r = n_d R_N$ を考え、エネルギー反射係数 R_E を 0.7~0.8 とし、生じる圧力 $P_r = n_r k T_n$ を算出する。反射粒子の温度 T_n を反射エネルギー $E_r = R_E E_{in}$ から、 $T_n = 2E_r/3$ とすると、 P_r は 0.13~0.16 Pa 程度となる。このとき、プラズマ有りでは $P_d \sim 0.40$ Pa、プラズマ無しでは $P_d \sim 0.58$ Pa であるため、両者の差は 0.18 Pa 程度であるから、数値的にこの圧力上昇と P_r はかなり近い値である。したがって、Fig.3.4.6 の P_d のプラズマ無しの場合からの増加は、プラズマが終端したことにより生じる中性粒子からの供給と考えることができる。さらに Fig. 3.4.7 に、放電電流 70 A 時の上流と下流の圧力差 $\Delta P = P_d - P_{up}$ からプラズマがない場合のガス圧差 ΔP_0 を差し引いたものと、接触ガス流量の関係を示す。値が正であることから、プラズマが流入している場合は、プラズマがない場合に比べて上流と下流の圧力差は増加している。これは、先ほど述べたような理由で下流の圧力のみが増加しているためと考えられる。また、Fig. 3.4.7 において見られるピークは、Fig.3.4.2 および Fig.3.4.4 の再結合反応

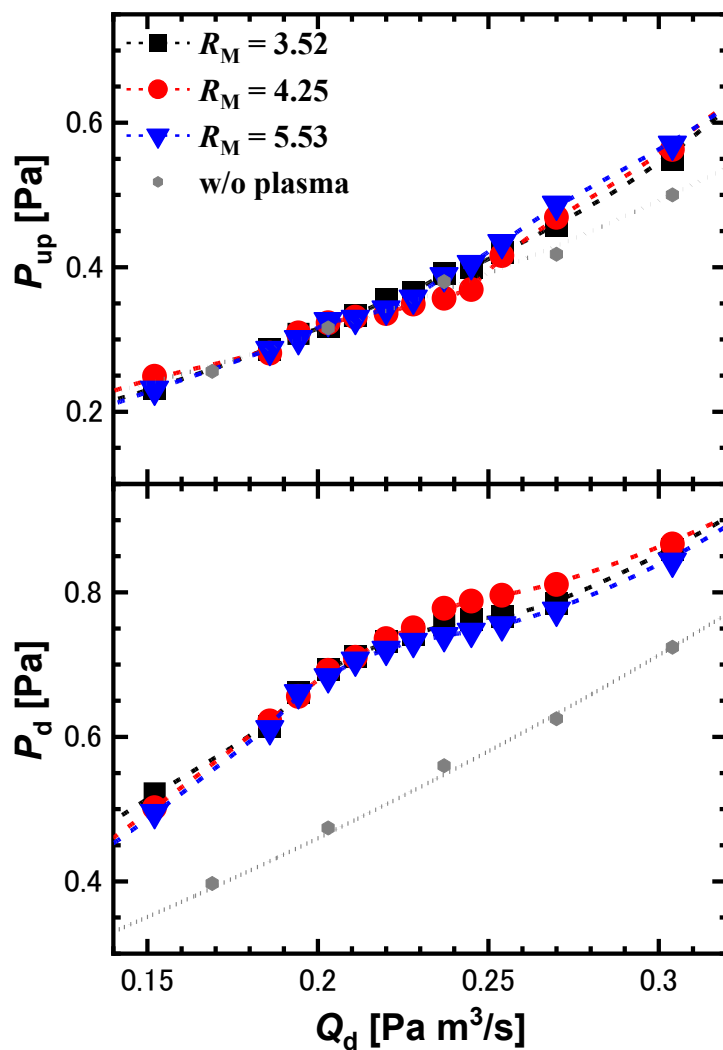


Fig. 3.4.6. 放電電流 70 A 上流と下流のガス圧力と Q_d の関係.

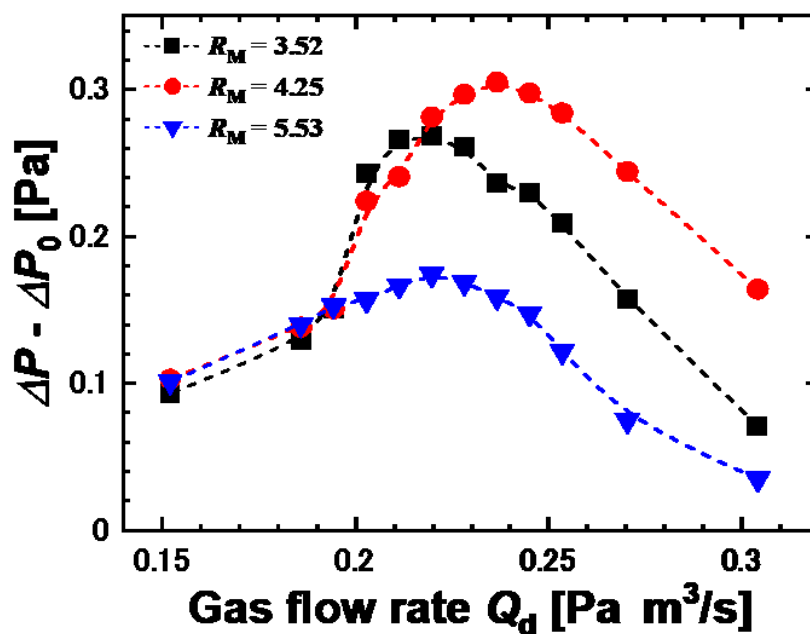


Fig. 3.4.7. 放電電流 70 A における上流と下流のガス圧力差と接触ガス流量の関係.

が進み、電子密度の減少が始まっているガス流量条件と重なっている。また、Fig.3.4.5において、再結合レートの割合が上昇する際の P_d が低い R_M 条件は、このグラフにおいても $\Delta P - \Delta P_0$ が大きく、非接触プラズマ生成時にターゲット内に圧力を抑えて込めていることがわかる。さらに、Fig.3.4.6より、 P_d の上昇に対して、 P_{up} はプラズマ無しと同程度の変化しかしていない。したがって、Fig. 3.4.7において見られるピークは、再結合に伴う中性粒子のリサイクリングによるものであると考えられる。 ΔP ピーク後の減少は、再結合反応が進んだ際に、栓の役割を果たしていたレッグ内部のプラズマが、再結合によってその役割を果たせなくなったことで、上流までガスが逆流してしまい、引き起こされると考えられる。これは、Fig.3.4.6の $Q_d = 0.25$ [Pa m³/s]以降での P_{up} の上昇からも明らかである。このような現象は、「Plasma plugging」[9-11]として知られている。

「Plasma plugging」は、イオン-中性粒子の衝突による摩擦が、コンダクタンスを低下させ、栓の役割を果たすという効果である。Fig.3.4.8に電離・再結合・荷電交換の反応速度係数を示す。分子の振動温度 T_{vib} は先行研究[12]から典型的な値を用いた。今回の実験条件では、イオン-水素分子の平均自由行程は、中性粒子の温度を室温(300 K)とすると、5~6 cm

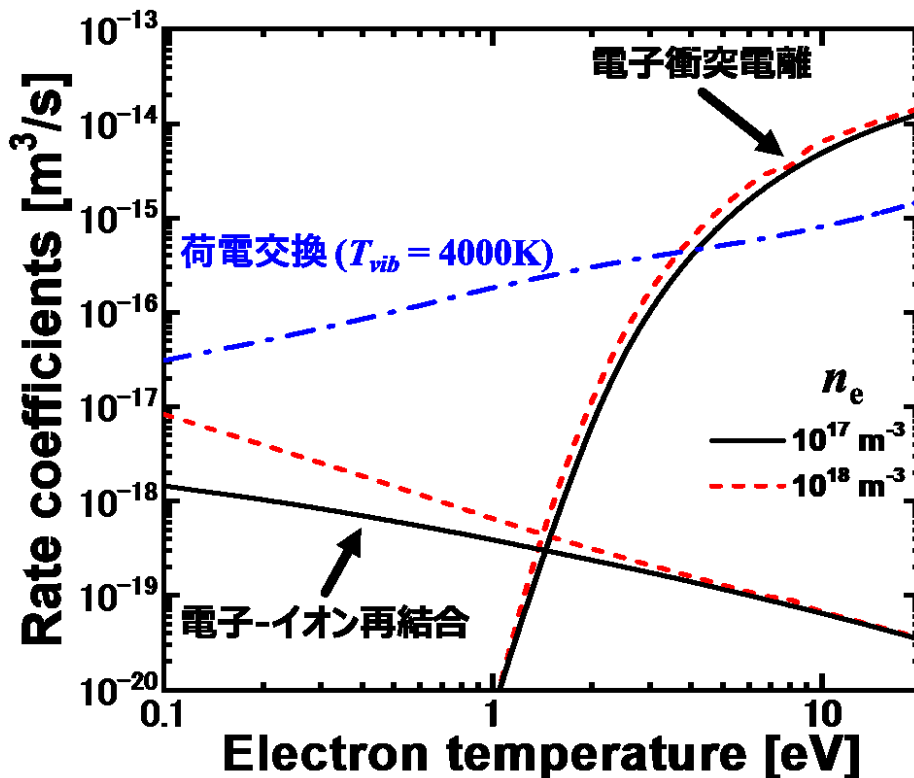


Fig. 3.4.8. 実験条件範囲における電子衝突電離，EIR，荷電交換の反応速度係数.

程度である．これは，ターゲットの長さ（16 cm：レグ長=8.5 cm，ボックス部=7.5 cm）より短いため，イオンと中性粒子の衝突が起こる．電子温度が 3 eV 以下では，荷電交換反応の反応速度係数が比較的大きいため，この反応により逆流しようとしていた粒子は，再び磁場に捕捉されると考えられる．また，電子-水素分子の平均自由行程も 5~6 cm 程度であり，レグ内部の電子温度は 2~3 eV 程度と考えると，電離の反応速度係数も実効的に働く．そのため，逆流する分子がイオン化により，再び磁場に捕捉され，ターゲット内に向かうプラズマの流れに戻ると考えられる．このような過程によって，中性粒子がターゲット内に押しとどめられることで，「Plasma plugging」効果が実効的に働いたと考えられる．

Fig. 3.4.9 に，各放電電流における $\Delta P - \Delta P_0$ のピーク ΔP_{peak} と磁場強度比の関係を示す．このグラフから，どの放電電流においてもある磁場強度比において ΔP_{peak} は最大値を持つことがわかる（ここでは， $R_M = 4 \sim 4.3$ 程度のあたり）．これは，「Plasma plugging」の効果には，磁場強度比による最適値が存在していることを示唆するものである．基本的な考え方としては， R_M の増大によってプラズマと中性粒子との衝突面積が大きくなり，プラズマとレグの隙間を通り抜ける中性粒子が減少する，つまりコンダクタンスが低下するため， ΔP_{peak} が増大する．しかし，プラズマが膨張

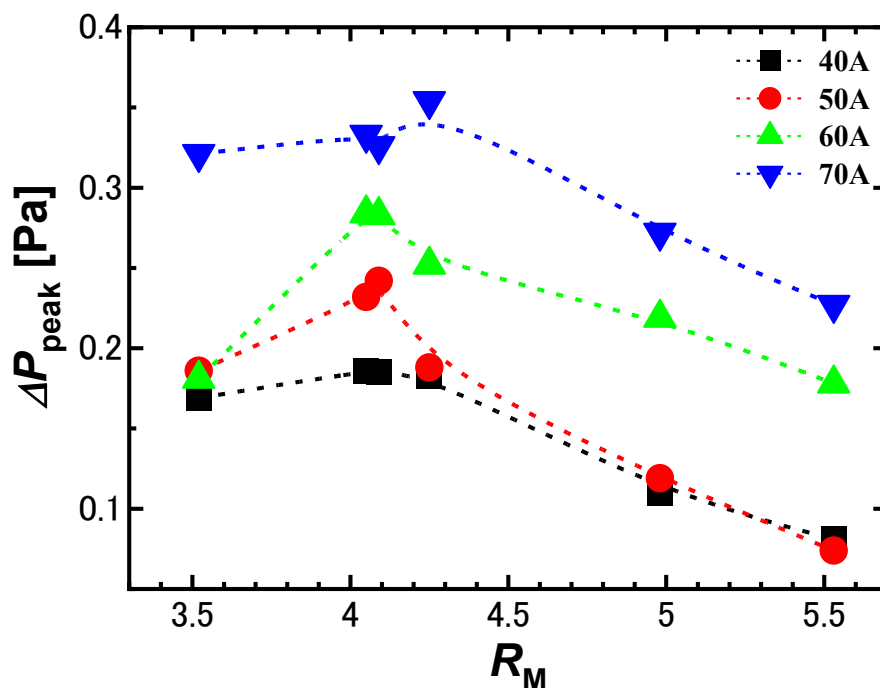


Fig. 3.4.9. 各放電電流における ΔP のピークと磁場強度比の関係. 文献[1]より転載.

しすぎると、プラズマの密度が低下し、先に述べたような中性粒子を押し戻す働きに寄与できる閾値を下回るのではないかとと思われる。今回のターゲットでは、構造上不可能であったが、この閾値の検証にはレッグ内部においてプラズマ周辺部のプラズマパラメータ計測を行う必要がある。もう一つ考えられることは、 Φ の影響である。 Φ が大きいほどレッグとボックス部の接続口を覆うプラズマ面積は大きくなる。Table 3.4.1 からわかるように、今回は R_M と Φ が比例関係になく、 $R_M = 4$ 近傍で Φ は最大になっている。そこで、Fig.3.4.9 横軸を Φ に直したグラフを Fig.3.4.10 として作成した。プロットはバラついており、相関は見られない。したがって、今回に限っては少なくとも Φ が直接的に ΔP_{peak} の最適値に影響したわけではないと考えられる。これについては、磁場強度および R_M を一定に保ったうえで、 Φ を制御するような実験系において、検証する必要がある。また、この ΔP_{peak} の最適値はプラズマのパラメータ、空間特性、ダイバータ構造等の関係性により変化することが予想されるため、現状では最適な磁場条件は装置ごとに見出す必要がある。今後は、装置間である程度の兌換性を持つスケージング則を見出す必要がある。これには、使用するターゲット構造や磁場構造、プラズマパラメータの細かな制御、空間的により詳細な計測を要すると考える。

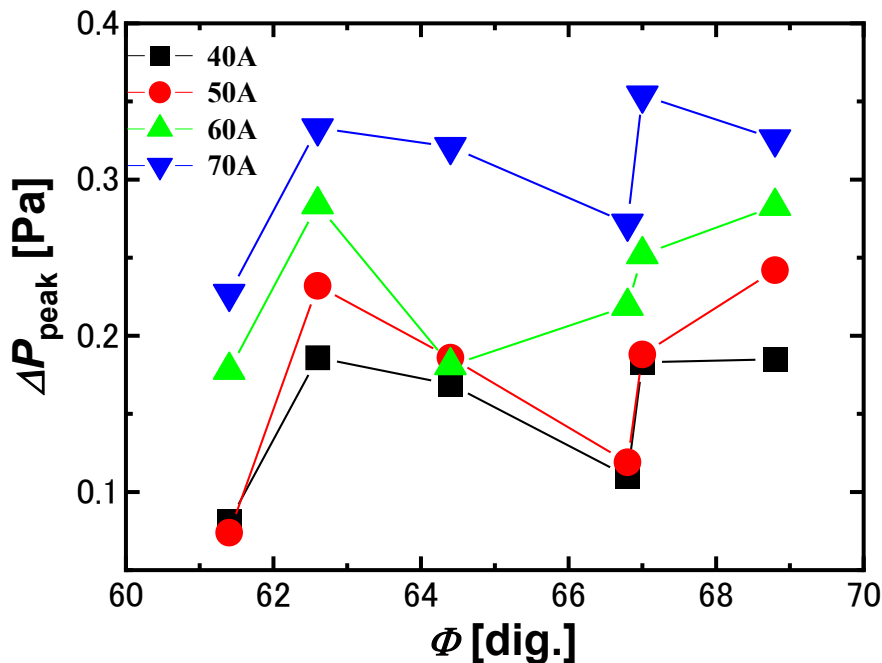


Fig. 3.4.10. 各放電電流における ΔP のピークと Φ の関係。 R_M は一定ではない。

3.5 ■ まとめ

先進磁場配位における非接触プラズマの生成および中性粒子の逆流特性に注目し、本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV において、発散・湾曲磁場配位での閉構造ターゲットを用いた非接触プラズマ生成実験を行った。実験では、発散湾曲磁場においてガス導入による電子温度・電子密度の減少が確認され、強い発光を伴う変化が確認された。これらの計測結果と、衝突輻射モデルから計算された、ガス流量の増加に伴う電離レートの減少と再結合レートの増加から、非接触プラズマの生成が確認された。このとき、磁場発散の増大に伴い、非接触化に必要な冷却ガス量も増加する傾向が見られた。しかし、再結合レートが上昇する際の上流のガス圧力は、 R_M に単純に従わず、ある条件においては最も R_M の小さい条件よりも、上流のガス圧力が低い条件において再結合レートの割合が上昇している。また、非接触プラズマが生成されたガス流量条件において、「Plasma plugging」と呼ばれるイオン-中性粒子衝突による中性粒子の逆流抑制による上流と下流の圧力差の増加が確認された。さらに、この効果を最大に発揮する最適な磁場強度比が存在する可能性が示された。

今後は、磁場の発散と湾曲を個々に制御できるようにし、径方向・流れ方向のプラズマパラメータの空間分布を取得し、衝突輻射モデルと合わせることにより、非接触プラズマ生成への磁場発散・湾曲の影響を明らかにする。また、磁場配位だけでなくターゲット形状も含めて、中性粒子の逆流抑制効果の相関を調査する。

[参考文献]

- [1] T. Takimoto *et al.*, "Experimental simulation of the Super-X divertor for detached plasma using TPD-Sheet IV", [Fusion Engineering and Design 124 \(2017\) 235–238](#).
- [2] 高村秀一著, 「プラズマ理工学入門」, 森北出版.
- [3] E.M. Hollmann and A. Yu. Pigarov, *Phys. Plasma* **9** (2002) 4330.
- [4] R.K. Janev, W.D. Langner, K.J. Evans, and D.E.J. Post, *Elementary Processes in Hydrogen–Helium Plasmas*, ed: G. Ecker, P. Lambropoulos and H. Walther (Springer-Verlag, Heidelberg, 1987) Chap. 2-4.
- [5] R.K. Janev, D. Reiter and U. Samm, "Collision processes in low-temperature hydrogen

plasmas”, FZ-Juelich Report, 4105 (2003).

- [6] R. CELIBERTO *et al.*, [Atomic Data and Nuclear Data Tables](#) **77** (2001) 161-213.
- [7] A.Yu. Pigarov, [Phys. Scr.](#) **T96** (2002) 16.
- [8] P.S. Krstić, [Phys. Rev. A](#) **66** (2002) 042717.
- [9] W.L. Hsu, *et al.*, [Phys. Rev. Lett.](#) **49** (1982) 1001.
- [10] L. Schmitz, *et al.*, [Phys. Plasmas](#) **2** (1995) 3081.
- [11] A. Matsubara, *et al.*, [J. Nucl. Mater.](#) **337-339** (2005) 181–185.
- [12] A. Nakanowatari *et al.*, [Journal of Nuclear Materials](#) **390-391** (2009) 311–314.

第4章

発散湾曲磁場による プラズマの膨張と熱・粒子束の低減

4.1 ■ 概要

3章でも述べたように、先進磁場配位による熱負荷低減の鍵となるのが、磁場によるプラズマダイバータ板の接触面積増大である。Fig.4.1.1にNSTXでの磁束膨張による外側ダイバータでの熱流束への影響を示す。このグラフからわかるように、ダイバータ近傍の磁束膨張によって、プラズマのプロファイルは広がり、熱流束のピークは減少している。このように、先進磁場配位における磁束膨張は熱負荷低減に有効であると報告されている[1]。しかし、この実験では磁場配位の制御にプラズマ電流も変化させている。大型装置では、このようにダイバータの磁場配位のみを変化させ、プラズマのパラメータを一定に制御することは困難である。また、放電時間の制限もあり、定常状態での実験も難しい。したがって、直線型装置での基礎研究によって、改めて先進磁場配位のプラズマ膨張および熱負荷低減への効果を明らかにし、理解を深める必要がある。

3章で紹介した実験では、主に非接触プラズマ生成と中性粒子の逆流特性に注目したが、今回の実験では、基本的に接触プラズマを用いて、プラズマ膨張とターゲットのプラズマ対向面積に焦点を当てた実験を行った[2]。具体的には、TPD-Sheet IVで生成した水素シートプラズマにおいて厚さ方向のイオン飽和電流プロファイルを計測し、その磁場強度による変化を観測することで、磁束膨張によるプラズマ膨張と熱流束の関係を明らかにすることを目的とする。さらに、放電ガス種を変化させ、プラズマの構成粒子が異なる場合における磁束膨張の影響も確認した[3]。また、本題とは少々外れるが、3章ではプローブ計測と目視のみであった非接触プラズマの生成を分光計測等で再確認し、その特徴について触れる。

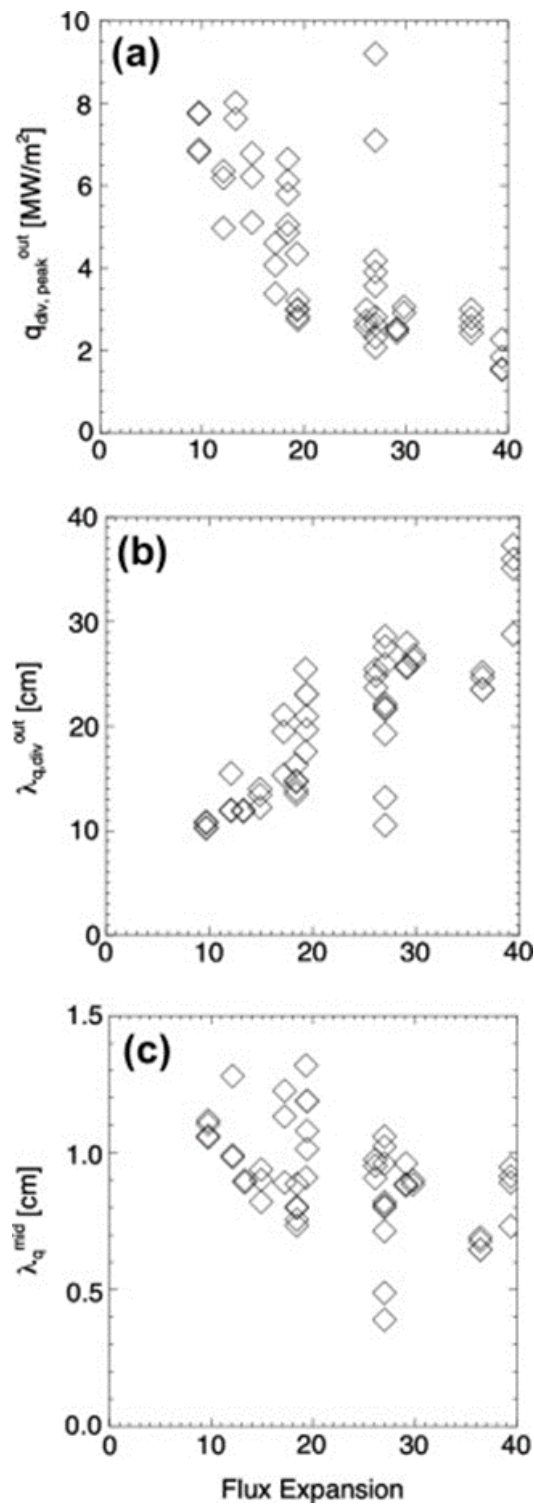


Fig. 3.4.1. NSTX における外側ダイバータでの磁束膨張の影響. (a)ダイバータの磁束膨張によるダイバータ板への熱流束ピークの減少. (b)ダイバータの磁束膨張に伴うダイバータ板への熱流束分布の広がり. (c)ダイバータ板への磁束膨張による SOL(midplane)の熱流束分布の圧縮[1].¹⁵

¹⁵ Reprinted from [Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement, T.K. Gray *et al.*, Dependence of divertor heat flux widths on heating power, flux expansion, and plasma current in the NSTX, Copyright \(2011\)](#), Page S362, Fig. 3, with permission from Elsevier.

4.2 ■ 実験装置

今回の実験における TPD-Sheet IV の装置図を Fig. 4.1 に示す. 今回, 放電電流は 50 A に固定した. 磁場の発散度合いは, 前回と同様に上流 (B_U) と下流 (B_D) の磁場強度比 $R_B = B_U/B_D$ で評価した. ただし, 上流をプラズマ源出口の領域 ($0.2 \text{ m} \leq Z \leq 0.3 \text{ m}$) とし, 前回の上流に対応する領域 ($0.7 \text{ m} \leq Z \leq 0.8 \text{ m}$) を中流, ターゲット近傍の領域 ($0.9 \text{ m} \leq Z \leq 1.3 \text{ m}$) を下流と設定した. 先進磁場構造は, 前回と同じ鉄ブロックと, 下流側から三番目のコイル電流 I_C を個別に制御することによって生成した. 鉄ブロックには, 下流での磁場強度の維持と, チャンバー下部にカーブする磁場構造を構成する役割がある.

前回の実験では, 閉構造のターゲットを使用していたため, 内部の計測が自由に行えなかった. そこで, 今回はより顕著にプラズマを湾曲・膨張させるために, チャンバー下部に設置した鉄ブロックの上にターゲットとして Mo 板を設置し, 開けた十分に広い空間を用意した. 中流および下流のガス圧力 P_M , P_D は, バラトロン真空計を用いて計測し, 実験中はそ

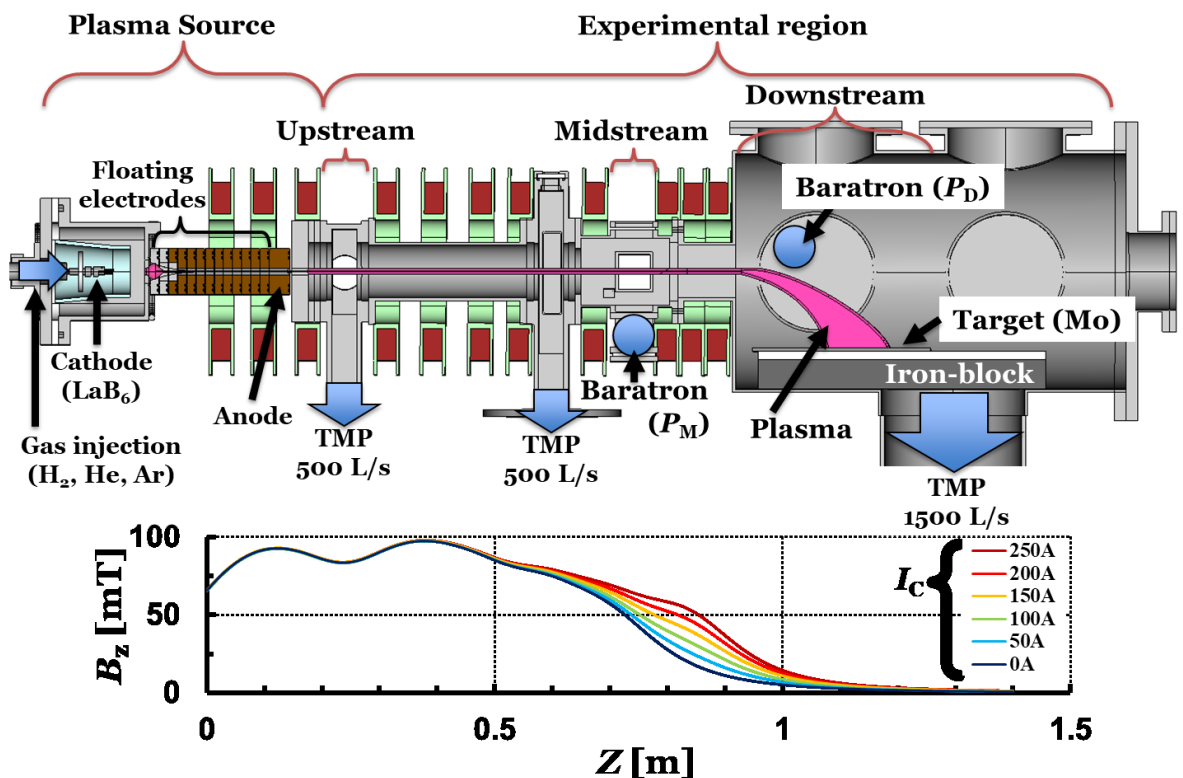


Fig. 4.2.1. TPD-Sheet IV の概略図.

れぞれ 0.14 Pa および 0.085 Pa に維持された。また、新たに可視分光計測も行ない、プローブ計測についても、湾曲する磁力線に対して常に同程度の面積が対抗するように、L字状の円柱プローブを使用した。Fig. 4.2 のターゲット部の拡大図に示す通り、3章の実験と同様に今回も磁場を湾曲・発散させ、鉄ブロックの上にセラミック碍子を挟んで置いた Mo 板のターゲットに入射させる。今回は、プラズマの厚さに注目し、磁場によってプラズマがどの程度広がるのかを検証した。この時、理論的なプラズマ-ターゲット板接触面積 A_W は、文献[4]から以下の式を用いた。

$$A_W = \frac{B_{sol} A_{sol}}{B_{div} \sin \theta} \tag{4.2.1}$$

このとき、 B_{sol} および B_{div} はそれぞれ SOL の midplane およびダイバータにおける磁場強度であり、 A_{sol} は SOL の midplane におけるプラズマの断面積、 θ は B_{div} とダイバータ板のなす角である。この式はトカマク型装置に向けて立てられた式であるため、TPD-Sheet IV 用に修正すると、

$$A_W = \frac{B_U A_U}{B_D \sin \phi} \tag{4.2.2}$$

となる。このとき、 B_U および B_D はそれぞれ上流および下流の磁場強度であり、 A_U は上流でのプラズマ断面積、 ϕ は B_D とターゲット板のなす角である。さらに、この式をプラズマの厚さに関してのものに直すと、

$$H_W = \sqrt{\frac{B_U H_U}{B_D \sin \phi}} \tag{4.2.3}$$

となる。このとき、 H_U は上流におけるプラズマの厚さ (A_U の高さに相

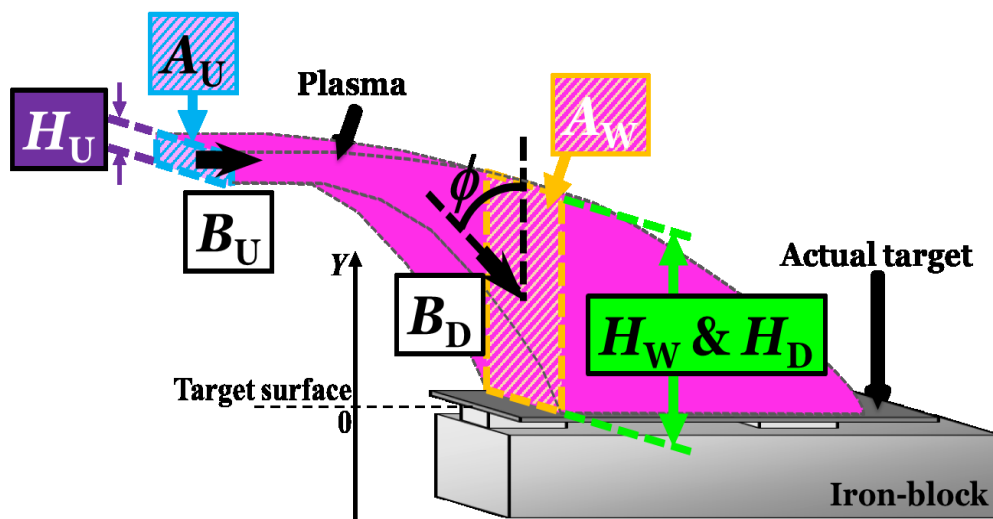


Fig. 4.2.2. ターゲット近傍の概略図および理論式(4.2), (4.3)の概念図. 文献[2]より転載.

当) である. ここでは, 磁場の発散によるプラズマの膨張のうち, 厚さ方向のみの効果を考えるため, 磁場強度比に平方根が付いている. この式から求めたプラズマの厚さと, プローブ計測より求めたイオン飽和電流の半値幅から得た実際のプラズマの厚さを比較することで, 磁場によるプラズマの膨張がどの程度有効かを判断した. 今回の実験では, 典型的なプラズマ厚さとして, $H_U = 10$ mm として H_W を計算した. その後, TPD-Sheet IV を改修し, 上流部での計測を可能とした TPDsheet-U において $Z \sim 0.5$ m でのプラズマ厚さの計測を行ったところ, 約 7 mm 程度であった. チャンバーの長さなど, 実験系が異なるため $H_U = 7$ mm とは言えないが, 今回設定した $H_U = 10$ mm は妥当な設定であると考えられる.

4.3 ■ 実験結果①

Fig. 4.3.1 に、Z 軸上の各測定点における $I_c = 250$ A の条件で Y 軸方向（垂直方向）の磁界強度分布を測定した結果を示す。ここでは、ターゲット表面を $Y=0$ としている。その結果、 B_D は Z 軸に沿って減少し、 $Z=950$ mm から 960 mm の間で鉄ブロックに近づくにつれて増加することが分かった。また、鉄ブロックに近づくにつれて減少するため、磁力線は鉄ブロックに向かってカーブしていることが確認できた。

Fig.4.3.2 に、 I_c を 250 から 0 A まで 50 A ずつ変化させた $Z = 950$ mm での磁界強度測定結果を示す。この結果から、 I_c を変化させることで B_D が減少していることが、その変化は小さい。すべての条件で、 B_U は ~ 87.5 mT で一定である。したがって、 B_D の変化はプラズマ源に影響を与えない。 H_w の計算には、プラズマ中心部の B_D と ϕ の値を用いた。プラズマ中心部

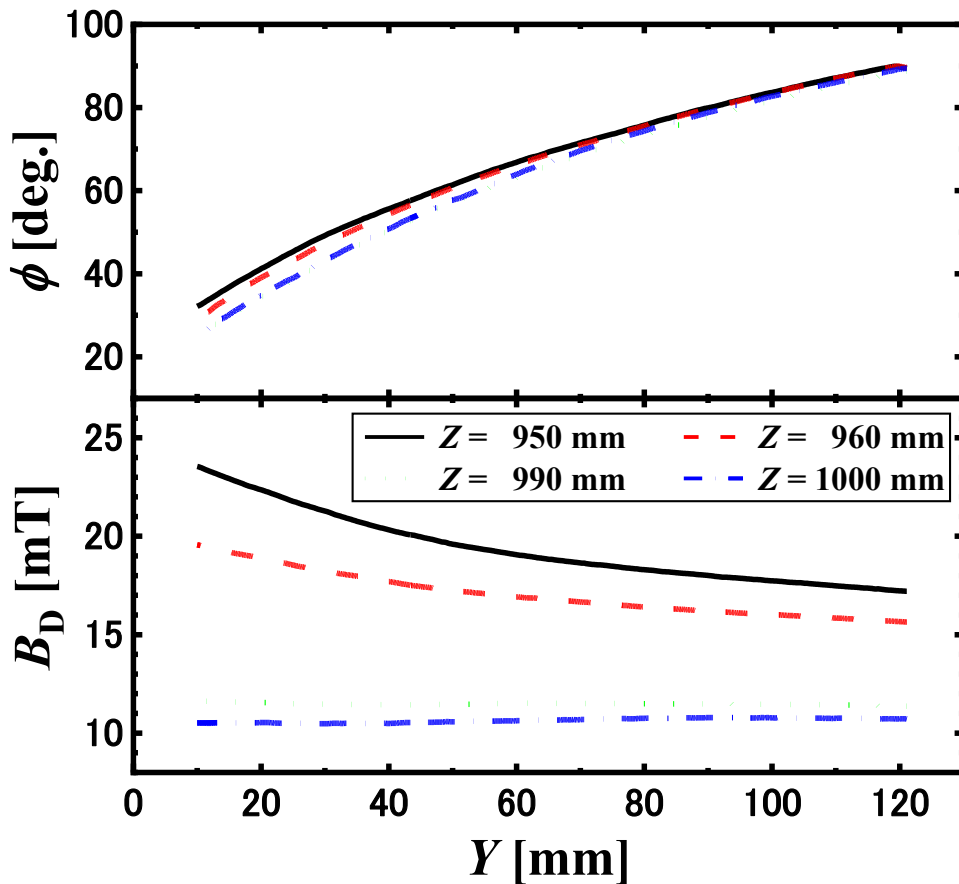


Fig. 4.3.1. $I_c = 250$ A のときの Langmuir プローブ計測の各位置におけるテスラメータ計測による B_D と ϕ の Y 方向分布の典型例. 文献[2]より転載.

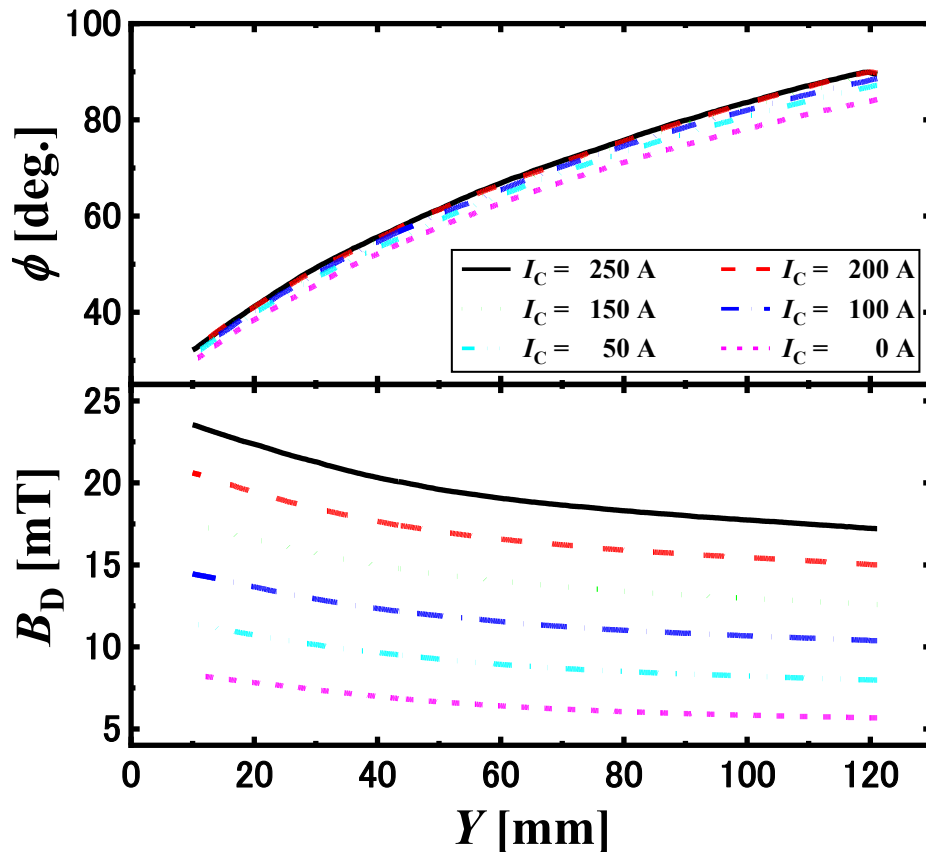


Fig. 4.3.2. $Z=950$ mm のときの各 I_C におけるテスラメータ計測による B_D と ϕ の Y 方向分布の典型例. 文献[2]より転載.

の ϕ は、磁場の最大値から最小値までの差が約 1% から 5% の範囲内で、各 Z 軸位置で一定であった。

Fig.4.3.3 は、Fig.4.3.1 の場合と同様の条件で、4つの Z 軸位置におけるイオン飽和電流 I_{sat} の典型的な Y 軸プロファイルを示している。プローブに -100 V の電圧を印加し、一定の速度で駆動して、 I_{sat} の Y 軸プロファイルを測定した。その結果、 I_{sat} のピークシフトが発生し、プラズマが下向きに湾曲していることが明らかになった。Fig.4.3.4 は、 I_C を変化させたときの $Z = 960$ mm でのイオン飽和電流 I_{sat} の典型的な Y 軸プロファイルを示している。 B_D の減少により I_{sat} のピークが大きく減少していることが分かる。また、 B_D の減少によりプラズマをカーブさせようとする働きが弱まると、 I_{sat} のピークは上方にシフトしていることが分かった。

Fig.4.3.5 は、 I_{sat} の Y 方向分布の半値幅から得られたプラズマ厚さの実測値 H_D をプロットしたものである。また、Fig.4.3.5 では、テスラメータによる計測から得た実測値 ϕ ($56^\circ \sim 69^\circ$) の範囲にある H_W の領域が示されている。式(4.3)で示されたように、 H_D は H_W と同様に磁場の発散と

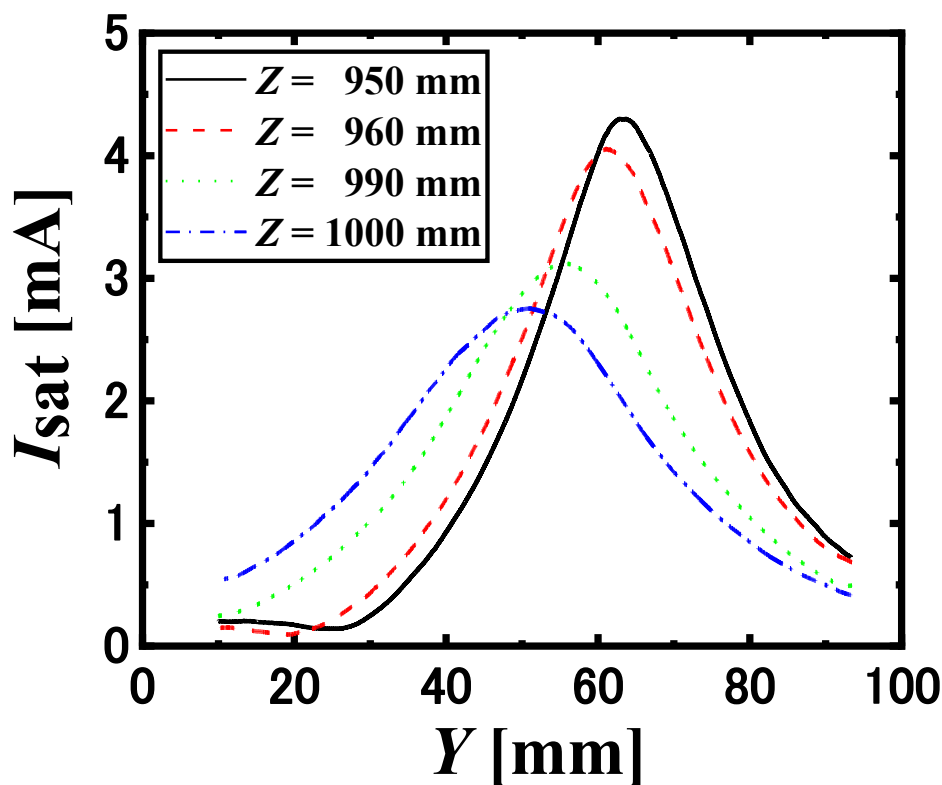


Fig. 4.3.3. -100 V のバイアスを掛けた Langmuir プローブを掃引して得られた $I_C = 250$ A での各 Z 位置における I_{sat} の Y 方向分布の典型例. 文献[2]より転載.

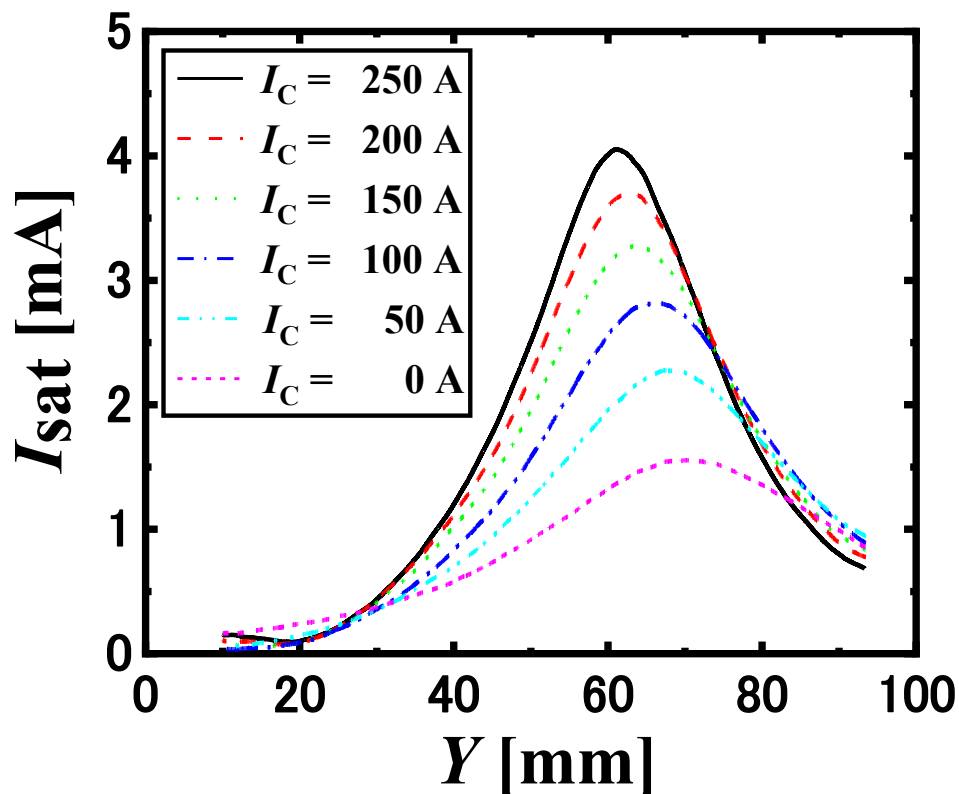


Fig. 4.3.4. -100 V のバイアスを掛けた Langmuir プローブを掃引して得られた $Z = 960$ mm での各 I_C における I_{sat} の Y 方向分布の典型例. 文献[2]より転載.

もに増加する傾向にあることがわかる．また， $Z = 950\text{--}990\text{ mm}$ では， H_D は H_W と比較的一致している．ここで，Midplane での SOL とダイバータ間の磁場強度比が大半径比以上の場合には，ポロイダル方向への膨張が A_W の増加を支配しているが，式(4.3)に示すように，この膨張は磁場強度比の平方根に支配されている．つまり，磁場強度比が大半径比以上の場合には， A_W の増大は非効率的である．したがって，磁場発散による効率的な A_W の拡大は，主要半径の比によって制限されていると考えられる．しかし， $Z = 1000\text{ mm}$ では， H_D は H_W よりもはるかに大きくなっており， $Z = 1000\text{ mm}$ 以外の領域でも H_D は H_W より大きい傾向にある．このような理論値以上のプラズマ膨張はポロイダル方向への膨張を高めると考えられ，磁場発散による熱除去のさらなる可能性を示唆している．

先に述べたように， H_D には，磁場発散による膨張に加えて，さらなる膨張メカニズムが存在すると考えられる．ブロブ状プラズマによる磁力

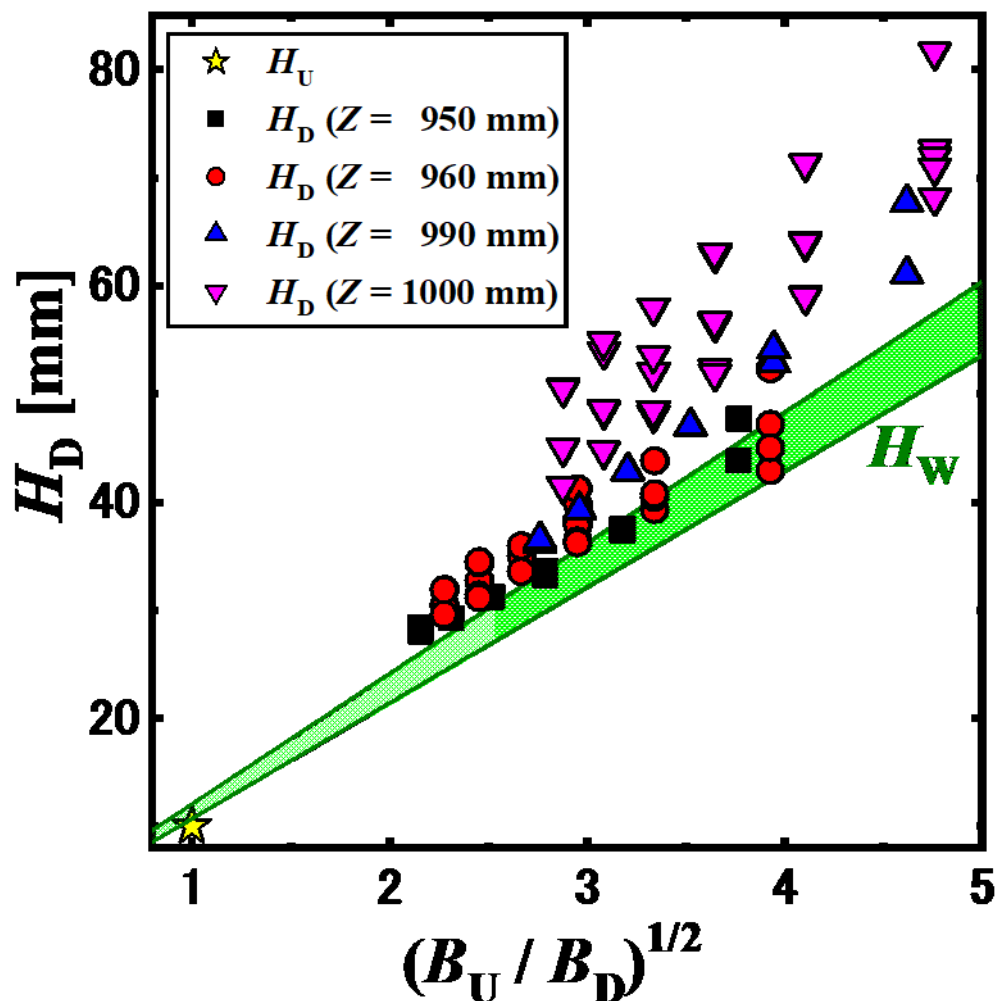


Fig. 4.3.5. I_{sat} の Y 方向分布から得られた H_D の磁場発散に対する依存性. 文献[2]より転載. 実験における ϕ の範囲 ($56^\circ \sim 69^\circ$) での H_W も示している.

線を横切る粒子輸送は、このようなメカニズムの一例である。この現象はトカマクや直線型装置でも観測されており[5]、TPD-Sheet IV の He-Ar プラズマでもシートの幅方向にプラズマが往復運動する様子が確認されている[6]。また、TPD-Sheet IV を改良した TPDsheet-U においては、純水素プラズマにおいて、プラズマが磁力線に沿って螺旋状に回転する様子が観測された[7]。直線型装置内のブロボ状プラズマは、 $E \times B$ ドリフトによって駆動されると推定されている[6-8]。したがって、弱磁場下で行われた本実験では、この現象によりプラズマプロファイルが増大したことが考えられる。しかし、明確な結論を出すためには、水素シートプラズマ中のブロボ状プラズマを磁力線に沿って観察し、その磁場強度と不安定性による挙動の依存性を明らかにするとともに、実際にプラズマ塊の径方向への吐き出しの確認などが必要である。

もう一つの可能性としては、金属ターゲットの電氣的短絡効果によるイオンの非両極拡散が考えられる。ターゲット極近傍でのプラズマプロファイルの変化がプラズマバルクのプロファイルに影響を与えていると考えられる。この影響がターゲットから遠くなるほど小さくなると仮定すれば、ターゲットに近い $Z = 1000 \text{ mm}$ での H_w と H_D の差が大きくなることを説明できる。しかし、この現象において、直線型装置では典型的にプラズマが負に凸の空間電位のプロファイルを持つため、ターゲット電位との差によって、イオンは外側へプロファイルが広がるが、電子は逆に中心に集められることになるため、単純に熱負荷が低減されるわけではない。また、実際のダイバータはアースに落ちているため、ターゲット電位とプラズマの空間電位構造の関係も模擬する必要がある。そういった意味でも、この論を検証するためには、プラズマの電場の X 軸・Y 軸プロファイルの収集や、ターゲットの電位を制御した条件での H_D 測定、ターゲット表面の温度分布計測など、さらなる実験が必要となる。

以上のことから、磁場発散に伴うプラズマ対向面積の拡大は、磁場発散の直接的な効果以外の現象による副次的な効果により、理論値 (A_w) よりも大きくなる可能性があると考えられる。今後、この追加のプラズマ膨張の期待値を見積もるために、上述した可能性を慎重に検討する必要がある。また、今回の実験では、非接触プラズマを生成するために必要な中性圧力より実際の圧力が低いため、ブロボ状プラズマや非双極性拡散による磁場中での粒子輸送が、非接触状態でのプラズマ膨張にどのような

影響を与えるのかを検討することが重要である。磁場による荷電粒子への影響を示すサイクロトロン周波数と衝突周波数（水素イオン対水素分子）の比は磁場の強さに比例し、中性圧力に反比例するため、プラズマへの磁場の影響は変化すると考えられる。例えば、非接触状態では、ブロボ状のプラズマが強い径方向への対流輸送を駆動することが報告されている[8]。また、プラズマの外側に向かう断続的な密度バーストの特性は中性圧力に依存している[9]。また、TPD-Sheet IV では、これらの実験条件に比べて、非接触プラズマを発生させる条件におけるこの比は1桁小さくなる。しかし、実際のダイバータでは、強磁場のため、TPD-Sheet IV の実験条件に対して、この比は1～2桁大きくなる。実際のダイバータ板でのプラズマ熱負荷を推定するためには、磁場（0.1～1 T）とガス圧力（1～10 Pa）の変化によるブロボ状プラズマや非両極性拡散の A_w に対する影響を明らかにする必要がある。

さて、次は同様の条件における Z 軸方向への磁場変化の影響を見ていく。Fig.4.3.6 は、 I_c の最大値と最小値における各 Z 位置でのプラズマ中心のプラズマパラメータとそのときのプラズマ厚さ H_D を示している。 B_D の減少に伴い、全ての Z 位置で、全てのパラメータが減少している。また、全体の磁場強度とは別に、Z 軸方向にパラメータが減少している。このとき H_D は逆に増加傾向にあり、特に n_e の減少はこの影響によるものと考えられる。Fig.4.3.8 に示すように、 $Z = 990 \sim 1000$ mm 間のイオンの運動エネルギー差 ($\Delta m_i v_i^2/2$) は、ボルツマン関係 ($\Delta\Phi = T_e \ln(n_{e,990\text{mm}}/n_{e,1000\text{mm}})$) で計算された Z 位置間の電位差に依存していることがわかる。ここでは、 m_i は水素イオンの質量である。ここから、イオンがターゲットに向けて加速される可能性が示唆される。先ほど述べたように、 n_e の急激な減少はプラズマの膨張によるものと考えられる。したがって、この原因もまた先に述べたブロボ状プラズマの発生や、金属ターゲットによる非両極性拡散等だと推測される。イオンの加速は、再結合反応に必要な距離を増大させるため好ましくない。そのため、実際に加速があるのか、先に述べたような追加の実験と、マッハプローブによるイオン流の計測や、ファラデーカップなどのエネルギーフィルター付きのプローブを用いたイオン速度計測による検証がまずもって必要であり、さらに、この加速の要因を明らかにするためには、計測方向を限定することで、各成分 $v_{i,\parallel}$ と $v_{i,\perp}$ を分離し

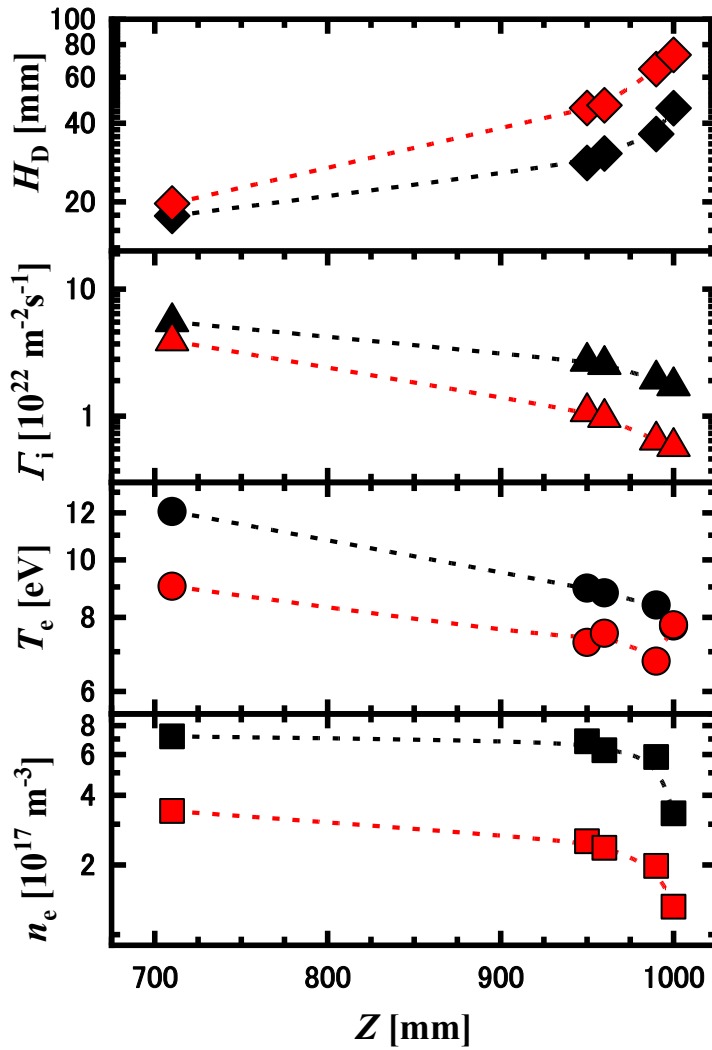


Fig. 4.3.6. プラズマパラメータのZ位置特性. 文献[2]より転載. 下から, 電子密度, 電子温度, イオンフラックス, プラズマの厚さを示している. 黒は $I_c = 250$ A, 赤は $I_c = 0$ A のときの測定値を意味している. このグラフは両対数グラフである.

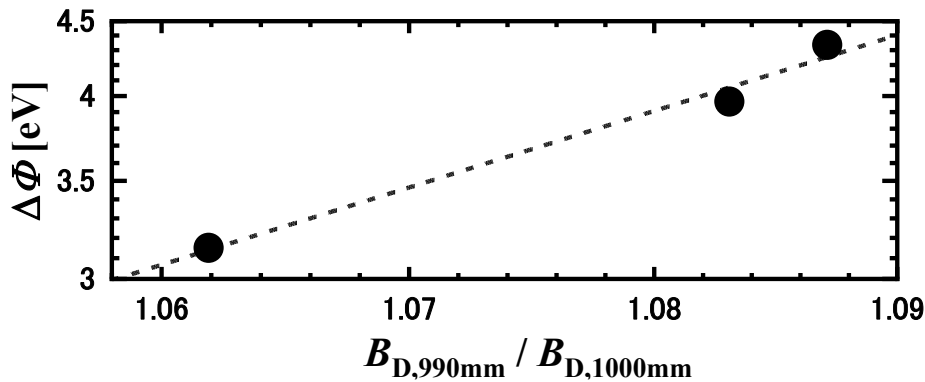


Fig. 4.3.8. Z = 990 mm から Z = 1000 mm の間での磁場強度比とボルツマン関係から算出した電位変化の関係.

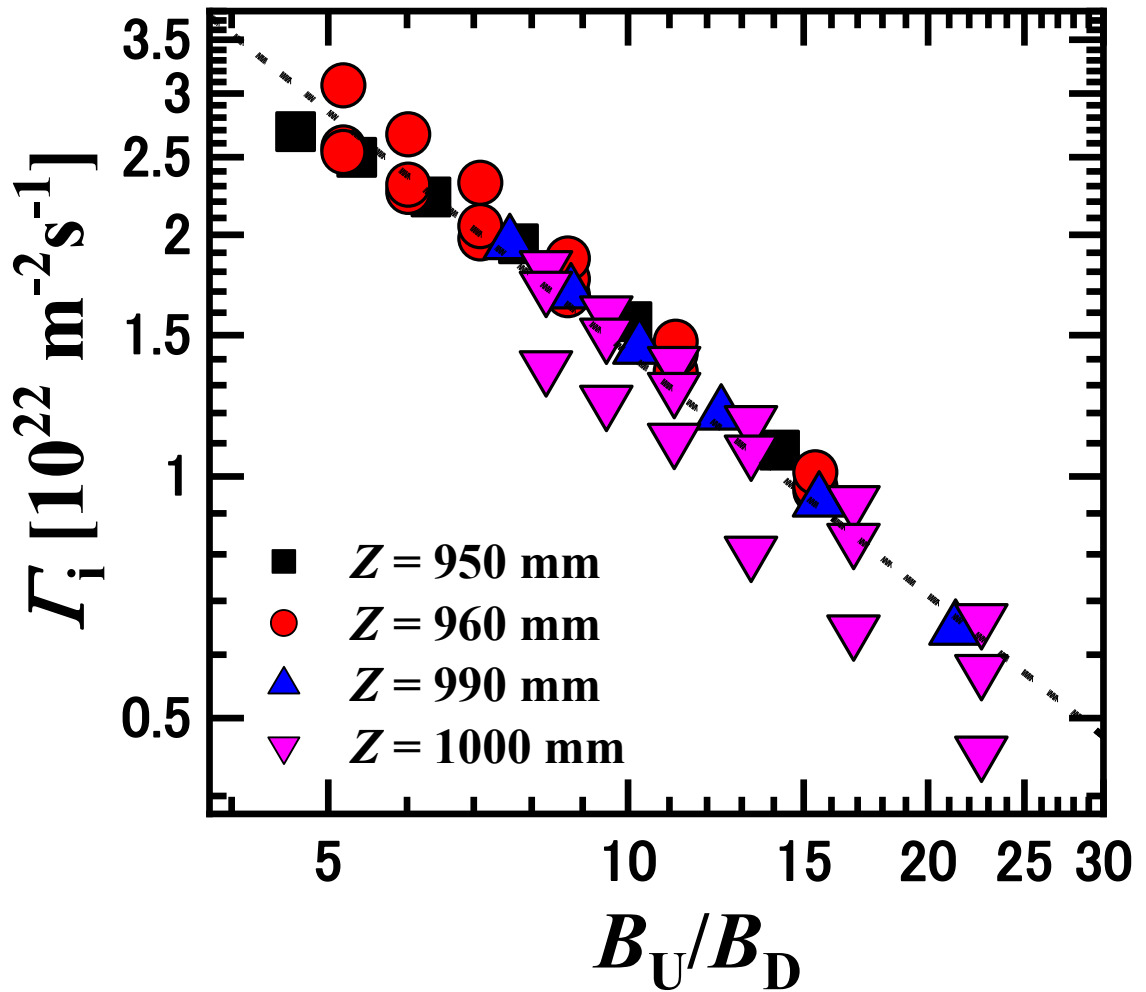


Fig. 4.3.9. Γ_i の B_U/B_D に対する依存性. 文献[2]より転載. このグラフは両対数で, 破線は傾き-1の最小自乗フィット線である.

て測定する必要がある.

Fig.4.3.6 では, n_e と I_{sat} によって得られたイオン流束 Γ_i の減少が顕著である. Fig.4.3.9 に示すように, Γ_i の B_U/B_D 依存性は, 磁場発散の寄与をより明確に示している. Fig.4.3.9 において, Γ_i は, Fig.4.3.6 に示した Z 位置に関わらず, 磁場発散に反比例して減少している. そのため, プラズマ熱負荷の低減には A_w 膨張が有効である可能性がある. ここで, ターゲットへの熱流束は以下のように,

$$q_{\text{target}} = q_{\text{target}}^{\text{Plasma}} + q_{\text{target}}^{\text{rad}} + q_{\text{target}}^{\text{n}} \quad (4.3.1)$$

と表すことができる. プラズマの寄与のみを考えると,

$$\begin{aligned} q_{\text{target}}^{\text{Plasma}} &= q_{\text{target}}^{\text{kinetic}} + q_{\text{target}}^{\text{rec}} \\ &= (\gamma + M_i^2)n_{\text{se}}C_sT_e + n_{\text{se}}C_sE_i \\ &= \Gamma_i\{(\gamma + M_i^2)T_e + E_i\} \end{aligned} \quad (4.3.2)$$

となる．ここで， γ はシースを介した熱伝達係数， M_i はマッハ数， n_{se} はシース端の電子密度， C_s はイオン音速， E_i は電離エネルギー（水素では13.6 eV）． $\Gamma_i = n_{se} C_s$ は浮遊電位の壁に流入するイオン粒子束を意味している． $\gamma = 7$ ， $M_i = 1$ として，Fig.4.3.9の Γ_i から熱流束を求めた結果をFig.4.3.10に示す．ここでは，電子温度を計測した， $I_c = 250, 150, 0$ Aの結果のみ示している．熱流束は，磁場強度比に対して単純に減少しており，図中の直線の傾きが-1なので， Γ_i と同様におおよそ磁場強度比に反比例している．したがって，熱負荷の低減に A_w 膨張が有効に働いていると考えられる．しかし，今回の実験では，実際の熱負荷やターゲット上での分布は測定していないため，今後は，赤外線カメラを用いてターゲット上の温度分布を測定し，ターゲット上の実際の熱負荷特性についても確認したいと考えている．また，イオンの密度温度についても計測し，より熱流束と磁場の関係を明確にしたい．

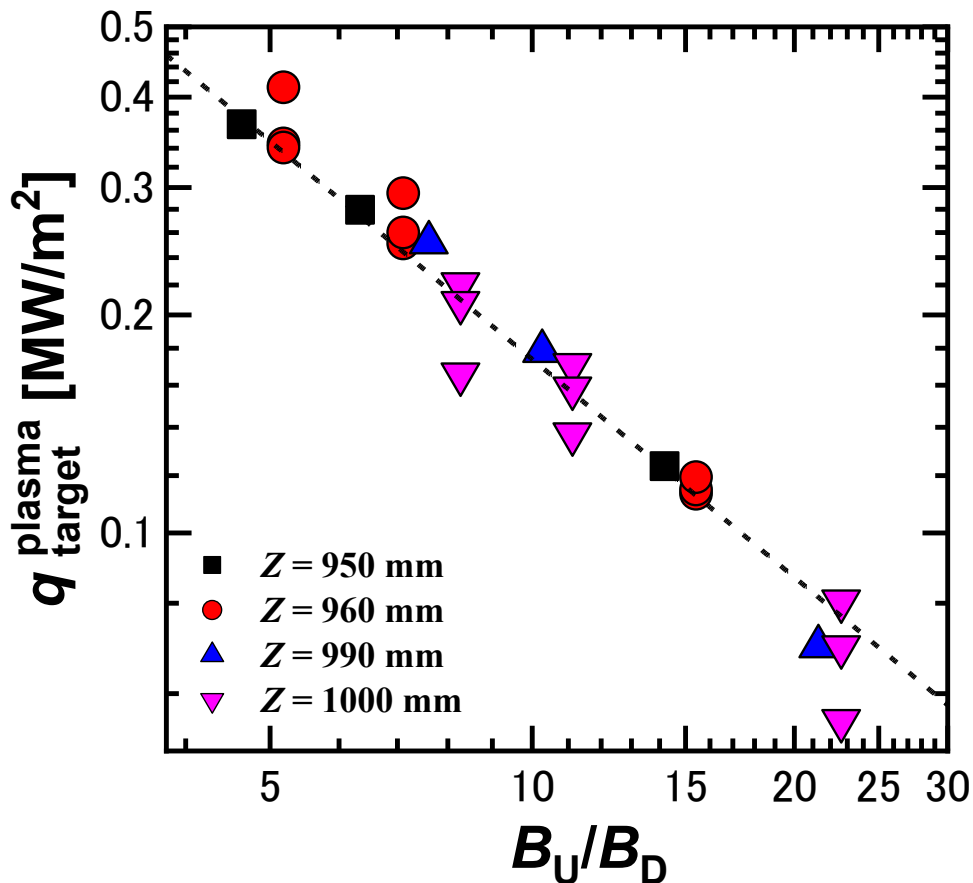


Fig. 4.3.10. ターゲットへのプラズマ熱負荷 q_{target}^{plasma} の磁場強度依存性．ここでは， $I_c = 250, 150, 0$ Aでの T_e 計測結果とそれに対応した Γ_i を用いている．プロットの形と色はZ位置を意味している．直線は傾き-1の最小自乗線である．

前述したように、実際のダイバータ運転では非接触プラズマを発生させるため、より高いガス圧力が必要となる。中性ガス圧力が上昇したターゲット上のイオン流束を減少させるためには、発散磁場は収束磁場よりもあまり効果的でないことが報告されている[10,11]。したがって、今後は、高ガス圧力下でのイオン流束低減の観点から、様々な磁場構成の性能を検証していく予定である。また、今回の実験では、 B_U / B_D の増加に伴い実際のターゲットの浮遊電位（シース電位）の増加が確認されたため、イオンエネルギーの増加によるプラズマ-壁相互作用（PWI）、プラズマ-材料相互作用（PMI）への影響を別途検証する必要がある。

最後に、今回の実験系における非接触プラズマの生成について触れる。これまでに今後の予定として紹介した、非接触プラズマに対する磁場構造の影響を検証するための前段階として、 $I_d = 50 \text{ A}$ 、 $I_c = 0 \text{ A}$ において冷却ガス（水素ガス）を導入する実験を行った。このときの $Z = 950 \text{ mm}$ における可視分光計測およびLangmuirプローブ計測の結果をFig.4.3.11に示す。また、いくつかの圧力条件におけるターゲット近傍のICCDカメラおよび通常のカメラの画像をFig.4.3.12に示す。計測のポートの関係上、ICCDカメラ撮影、分光計測、プローブ計測は実施日が異なるため、圧力条件が多少異なる。Fig.4.3.11より、電子温度の減少と、電子密度の圧力増加に伴う増加と、さらにガス圧が増加した際の著しい減少が確認された。また、この電子密度の急激な減少過程において、高励起光（ $H\gamma$ 線）の大幅な増加が確認された。さらに、Fig.4.3.12(b)および(c)においても、同程度の圧力条件において同様の $H\gamma$ 線の発光強度増加が確認できる。これらは、体積再結合に伴う高励起準位原子の増加によるものと考えられる。以上より、本実験の最も磁場発散の大きい条件（ $B_{D,1000\text{mm}} \sim 0.02 \text{ T}$ ）において、水素プラズマにおける非接触プラズマの生成が確認された。さらに、Fig.4.3.12(a)および(d)の $P_D \sim 0.23 \text{ Pa}$ から、プラズマ周辺部での $H\alpha$ の発光強度の増大が確認できる。判別を容易にするために、Fig.4.3.12(a)から、 $P_D \sim 0.08 \text{ Pa}$ と $P_D \sim 0.23 \text{ Pa}$ のみを抜き出したグラフをFig.4.3.13に示す。このグラフにおいて、 $H\alpha$ 線の発光領域のおおよその輪郭に赤線を引いている。右図では、左図の赤線を白破線として描いている。このグラフにおいて、 $P_D \sim 0.23 \text{ Pa}$ において、 $H\alpha$ 線の発光領域が拡大している様子が見て取れる。また、このグラフ中の $Z = 930 \text{ mm}$ における $I_{H\alpha}$ のY方向分布をFig.4.3.14に示す。このグラフからも、 $P_D \sim 0.23 \text{ Pa}$ におけるプラズマ周辺領域の $H\alpha$ 線発光強度の増大が明確に確認できる。また、 $P_D \sim 0.23 \text{ Pa}$ （赤線）のみに注目した場合も、 $Y \sim 55 \text{ mm}$ 付近のピークから推測され

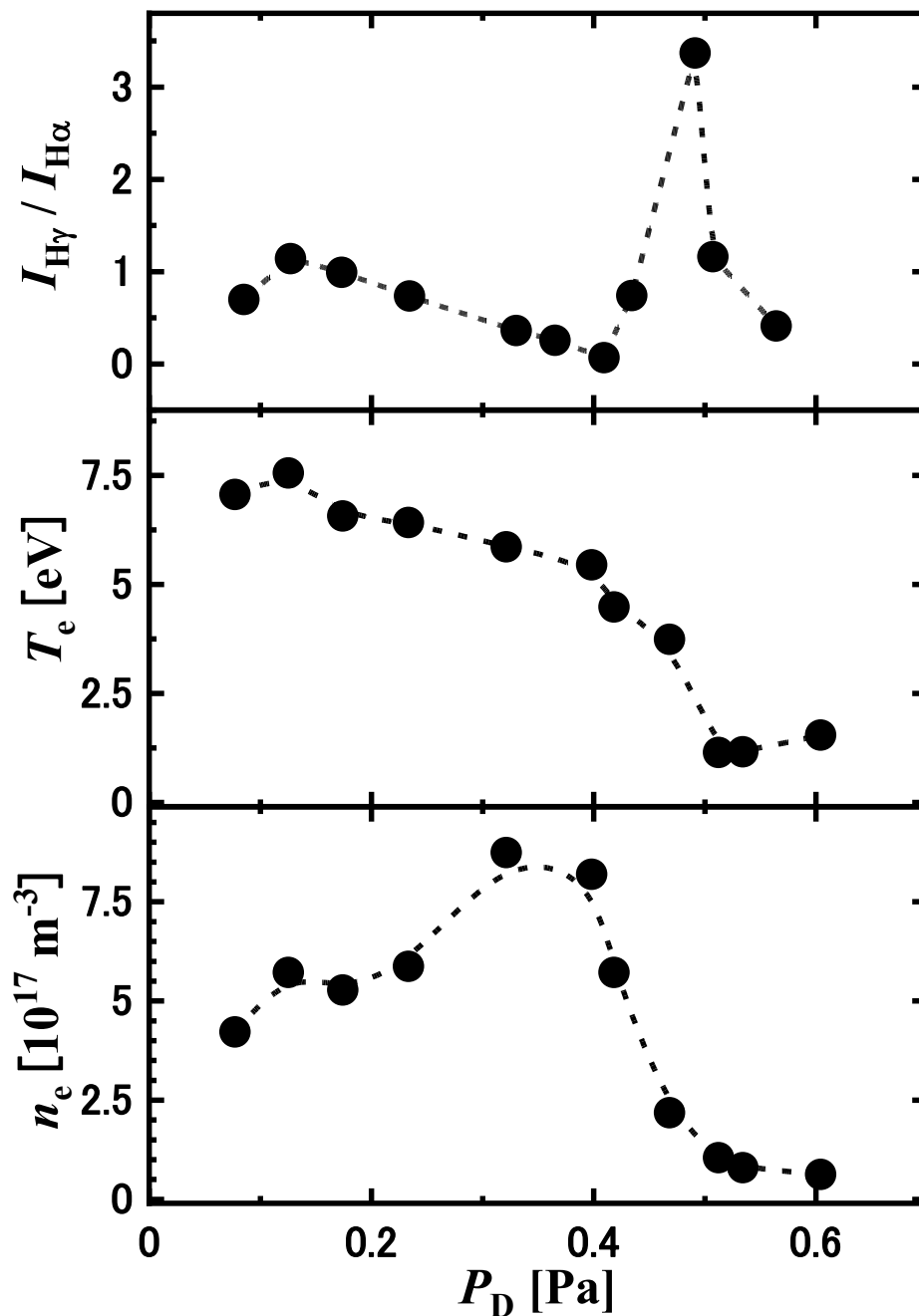


Fig. 4.3.11. $I_d = 50 \text{ A}$, $I_c = 0 \text{ A}$, $Z = 950 \text{ mm}$ における可視分光計測および Langmuir プロブ計測の結果.

る広がりに対し、 $Y \sim 50 \text{ mm}$ および 65 mm における不自然な勾配の変化からも、プラズマ周辺部において、励起状態 $n=3$ の原子が増大していることが示唆される. MAR のうち解離性付着 (DA) を経て相互中性化 (MN) によって生成される励起原子は $n=3$ のポピュレーションが比較的高くなる [12]. したがって、発散磁場下においても、プラズマ周辺部での MAR が発生したと考えられる. したがって、発散磁場による熱負荷低減と非接触プラズマの生成は共存可能であると考えられる. ただし、Fig.4.3.13 お

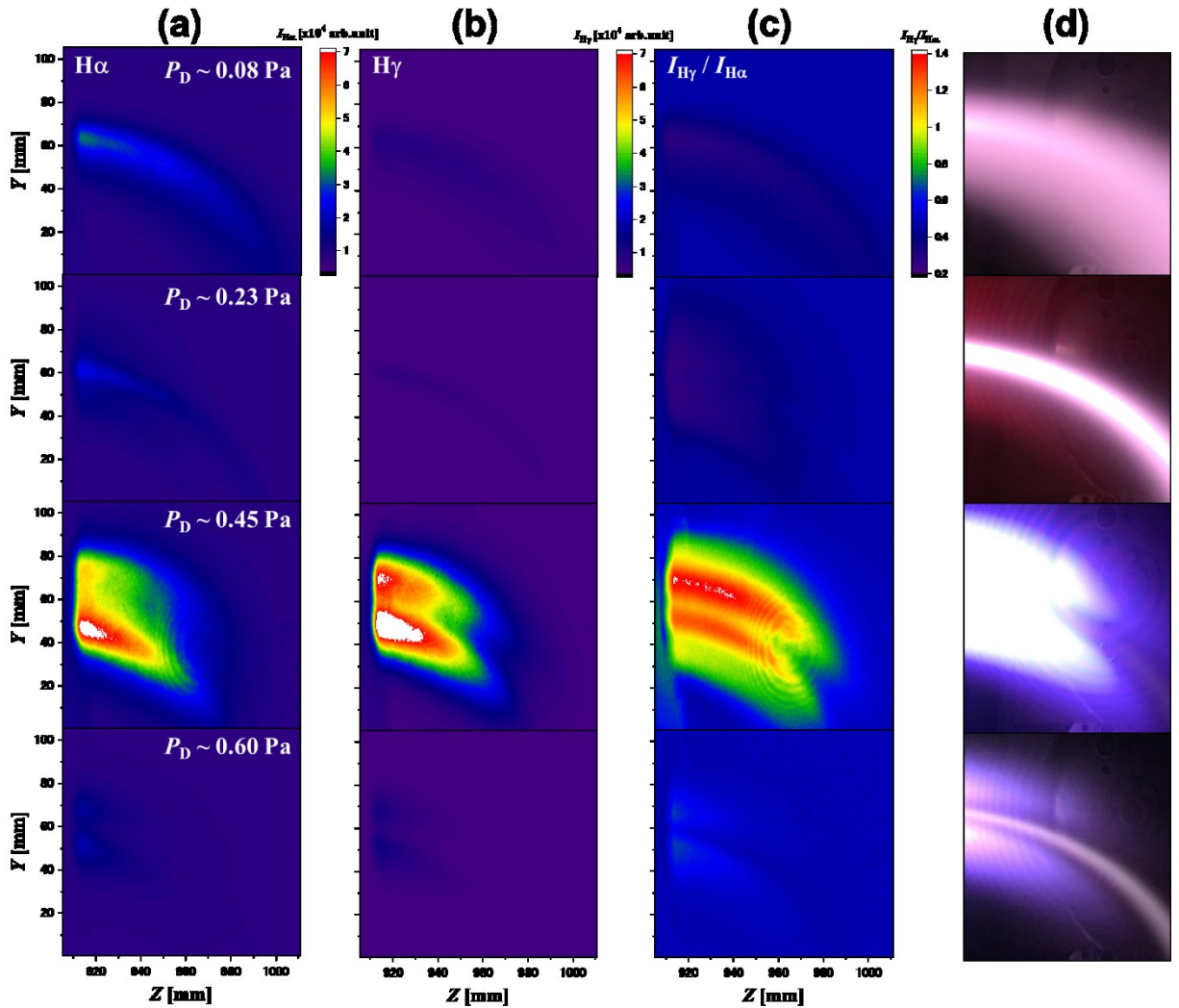


Fig. 4.3.12. $I_d = 50$ A, $I_c = 0$ A でのターゲット近傍におけるスペクトル干渉フィルターを通した ICCD による可視分光計測の結果. (a)H α フィルターでの結果, (b)H γ フィルターでの結果, (c)は(b)を(a)で割った $I_{H\gamma}/I_{H\alpha}$, (d)は通常の写真を示している.

よび Fig.4.3.14 から分かるように, H α 線の発光強度分布に上下の偏りがあるなど, 直線的な磁場配位とは異なる現象が起きていることは確かである. そもそも周辺領域における H α 線の由来は, 相互中性化反応により生成された水素原子の自然放出遷移によるものであると考えられているため, 上側への偏りの原因としては, $n = 3$ の準位に励起した原子の偏りが考えられる. これは, 発散・湾曲磁場によって, 励起した原子の輸送および拡散の方向と, プラズマの軌道が異なることからこのような偏りが生じるのではないかと推測される. しかし, H α 線の自然放出遷移の寿命は, およそ 0.23 ps 程度であり, 20 mm 移動するにも 880 km/s 程度の速度が必要となる. 水素原子の温度を 1 eV とすると, 熱速度は 16 km/s 程度

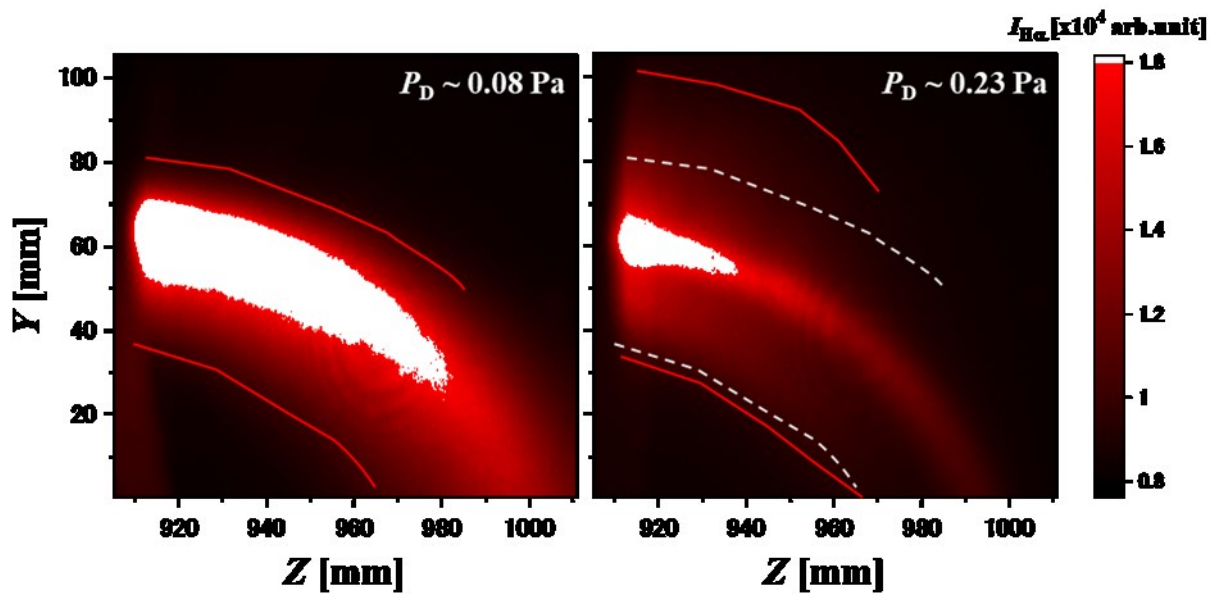


Fig. 4.3.13. $I_d = 50$ A, $I_c = 0$ A でのターゲット近傍におけるスペクトル干渉フィルターを通した ICCD による $H\alpha$ 線発光強度分布. 赤線はこの画像内において視認できる発光領域の輪郭を示している. 右図の白破線は, 左図の赤線を移したものである.

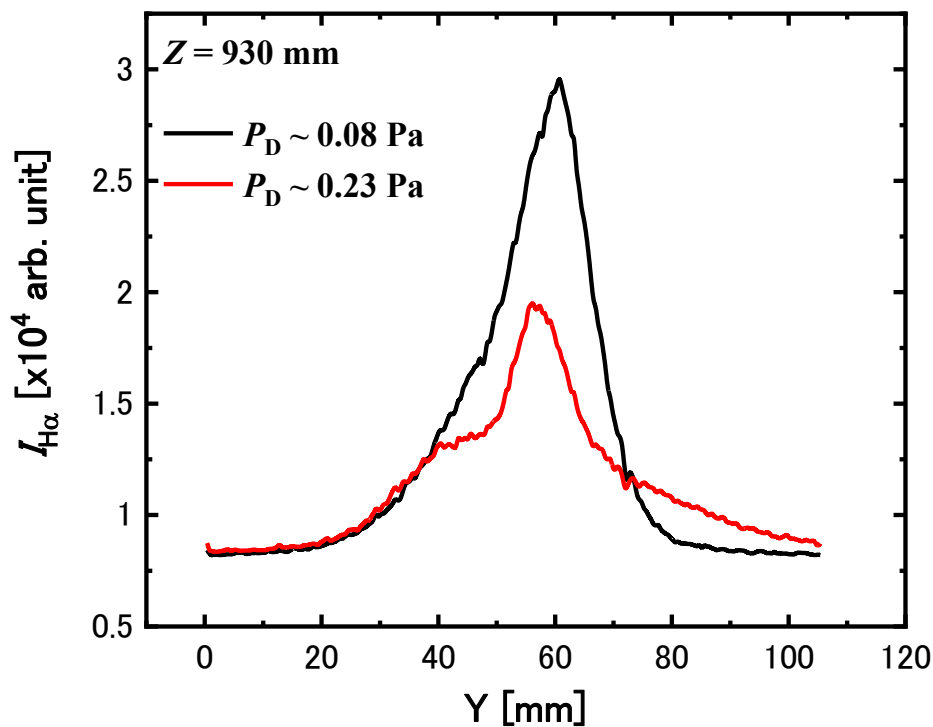


Fig. 4.3.14. $I_d = 50$ A, $I_c = 0$ A でのターゲット近傍におけるスペクトル干渉フィルターを通した ICCD による $H\alpha$ 線発光強度の Y 方向分布. 黒線は $P_D \sim 0.08$ Pa, 赤線は $P_D \sim 0.23$ Pa の結果を示している.

であるため、この速度は非常に速い。また、実際には Y 方向の最短距離ではなく、Z 方向に動いて供給されると考えられるので、より必要な速度は大きくなる。したがって、この案のみでは現実的でないため、他の要因を明らかにする必要がある。そのためには、先にも述べているように、磁力線方向に長く計測を行い、プラズマと中性粒子の挙動を詳細に計測・推定する必要がある。

今後は、磁場強度や曲率が非接触プラズマ生成に及ぼす影響を検証する必要がある。具体的には、先に述べた発散磁場では通常の磁場に対して非接触時の熱負荷が大きくなる原因や、非接触時のプラズマ厚さやそれに関わる諸現象（ブロブや非両極性拡散等）、などを解明・検証していく必要がある。

最後に、今後の展望として、今回の磁場配位における特異な非接触化過程について紹介する。ICCD 計測による $H\alpha$ と $H\gamma$ の発光強度比の二次元分布とそのガス圧力による変化を Fig.4.3.15 に示す。このグラフからわかるように、EIR に伴う高励起準位からの発光の割合が増加する領域が、上流側から発生し、下流側に移動し、プラズマ消滅とともに上流側に移動するといった過程を経ていることがうかがえる。これは、比較的磁場発散が小さく密度が高い上流側で、再結合が始まりやすいことに起因すると思われる。この挙動によって、完全な非接触化および上流部まで発光領域が移動する前に、その前兆を捉えることが可能であると予想される。この挙動の詳細な物理と条件依存性を明らかにすることで、実機ダイバータでの非接触プラズマ制御に寄与できると考える。

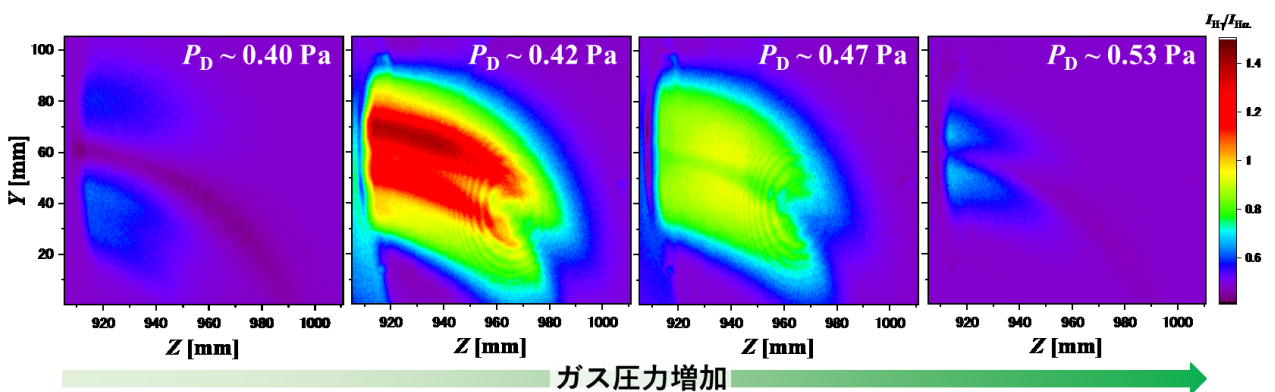


Fig. 4.3.15. $I_d = 50$ A, $I_c = 0$ A でのターゲット近傍におけるスペクトル干渉フィルターを通した ICCD 計測により得られた $H\alpha$ 線と $H\gamma$ 線の発光強度比の二次元分布。ガス圧力変化による発光強度ピーク近傍の圧力範囲 ($P_D = 0.40 \sim 0.53$ Pa) のみを抜き出している。

4.4 ■ 実験結果②

ここからは、参考文献[3]の結果を中心に、プラズマ源の投入ガス種を変化させた際の、磁場発散によるプラズマ膨張の結果を紹介していく。基本的な実験系や文字・記号の定義はまったく同じである。

Fig.4.4.1 は、純粋な H_2 , He, Ar プラズマおよび H_2 -He 混合プラズマにおける、 B_U/B_D に対する I_{sat} の Y 方向プロファイルの半値幅から得られた実際のプラズマ厚さ H_D をプロットしたものである。 H_D は、上流側と下流側の磁場強度比の平方根に比例して増加する。この傾向は、先ほどの軽水素プラズマでの結果と同じく、理論式(4.3)と一致している。したがって、プラズマを構成するイオン種が変化または混合しても、プラズマの膨張は磁場発散に従ったものであることが示唆された。この実験では、 H_U の

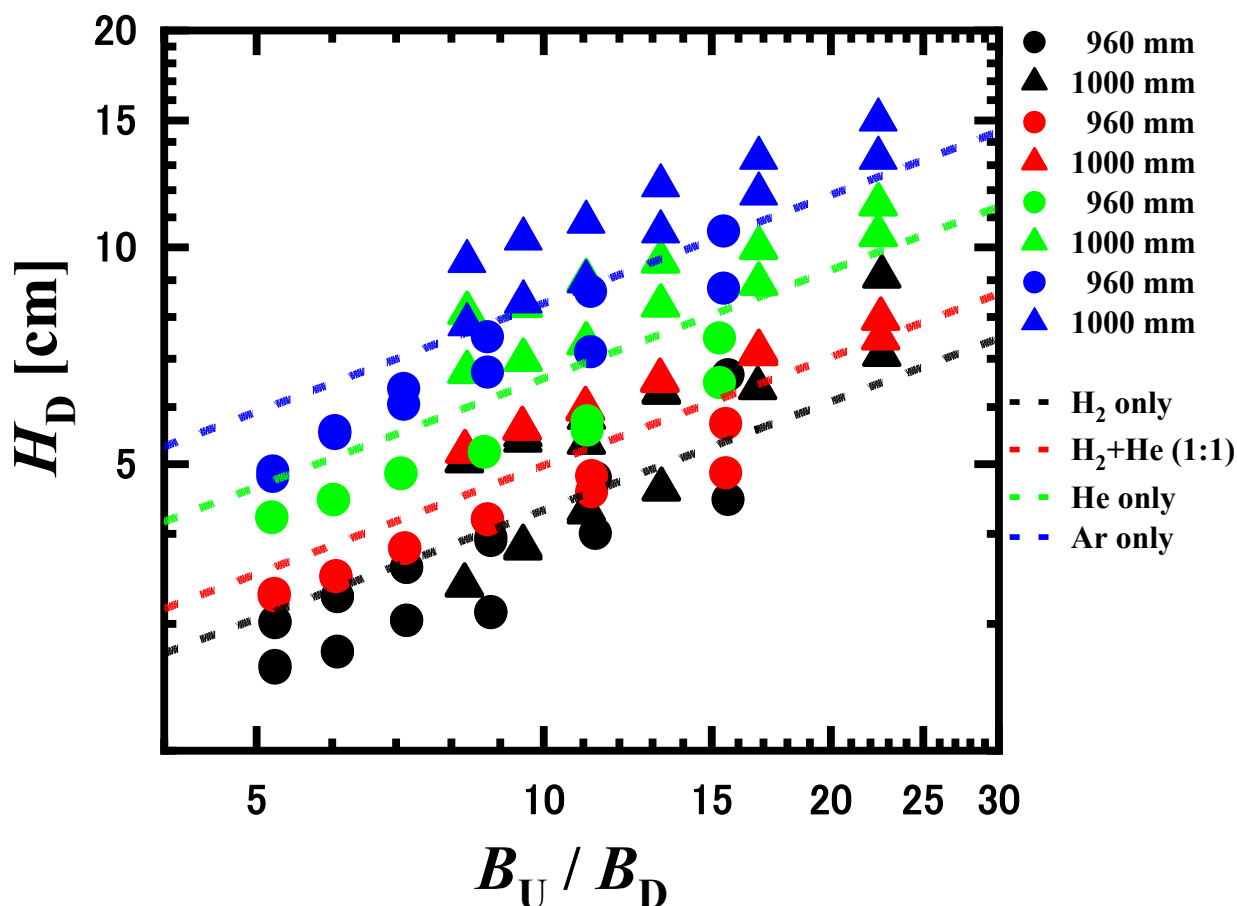


Fig. 4.4.1. 各プラズマ種における I_{sat} の Y 方向分布から得られた H_D の磁場発散に対する依存性. 文献[3]より転載. プロットの形が計測した Z 位置, 色がプラズマ種を意味している. このグラフは両対数であり, 図中の破線は傾き 0.5 の最小自乗フィット線である.

実測値や参考値がないため, Fig.4.3.5 のような理論値による予測範囲との比較は行っていない。

Fig.4.4.2 は, H_2 -He 混合プラズマの放電ガス流量における H_2 に対する He の割合を変化させたときの downstream プラズマ中心部のイオン流束 Γ_i の H_D に対する依存性を示したものである。これらは Langmuir プローブを用いて測定した。Fig.4.4.2 において, Γ_i はイオン種に関係なく, H_D の 2 乗に反比例して減少することがわかった。これは Fig.4.4.1 において H_D が B_U / B_D の平方根に比例することから, B_U / B_D に反比例するという事実と同義である。この傾向は, Fig.4.4.3 に示すように, 純 Ar プラズマでも同じであった。したがって, Fig.4.4.1-3 より, プラズマを構成するイオン種が変化・混合しても, 磁場の発散によるプラズマの膨張によって, イオン流束は減少することが示唆された。Fig.4.3.10 ではピーク熱流束の減少は, おおよそピーク Γ_i と同様の磁場強度比への依存性を見せた。したがって,

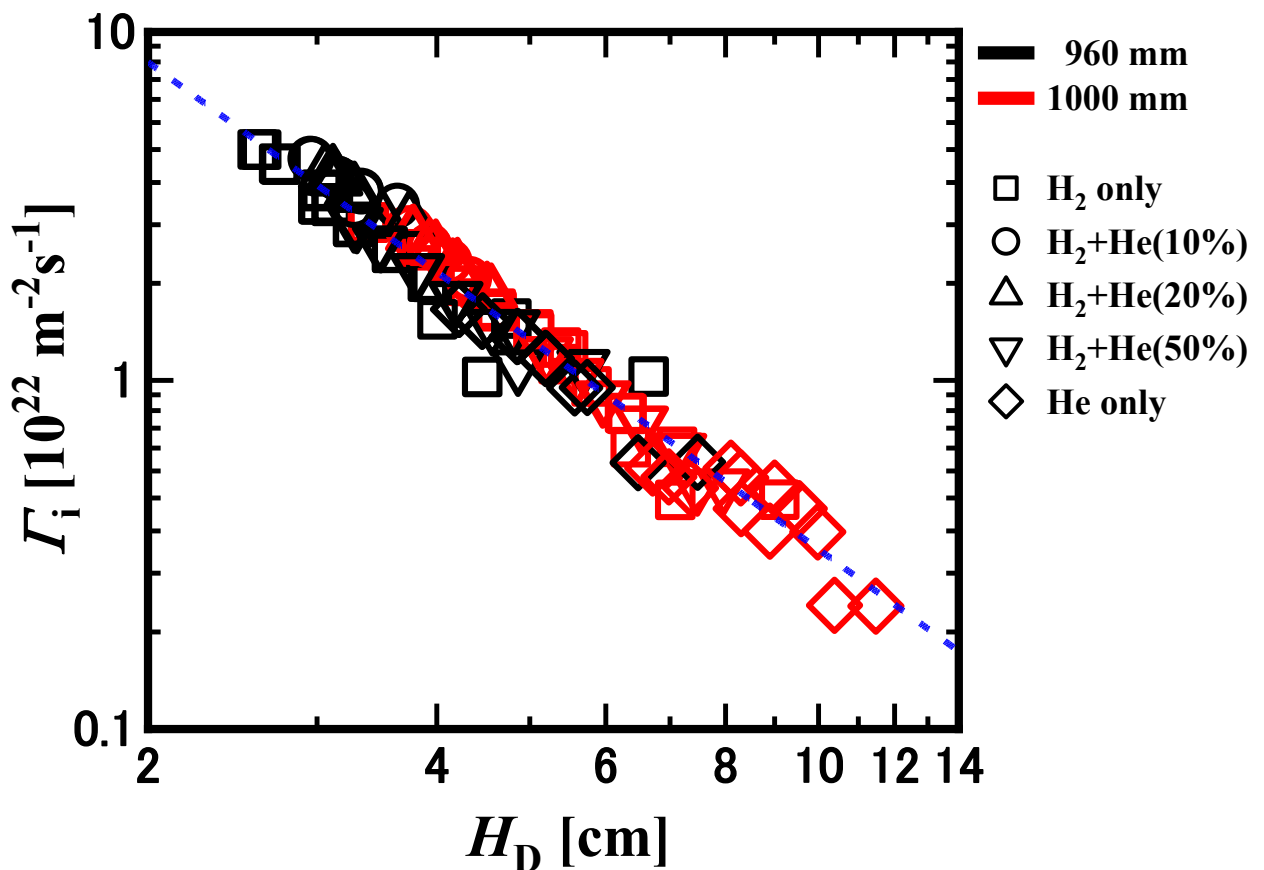


Fig. 4.4.2. H_2 -He 混合プラズマにおける I_{sat} のピーク値から得られた Γ_i の H_D に対する依存性. 文献[3]より転載. プロットの色が計測した Z 位置, 形が H_2 -He の混合率を意味している. このグラフは両対数であり, 図中の破線は傾き-2の最小自乗フィット線である.

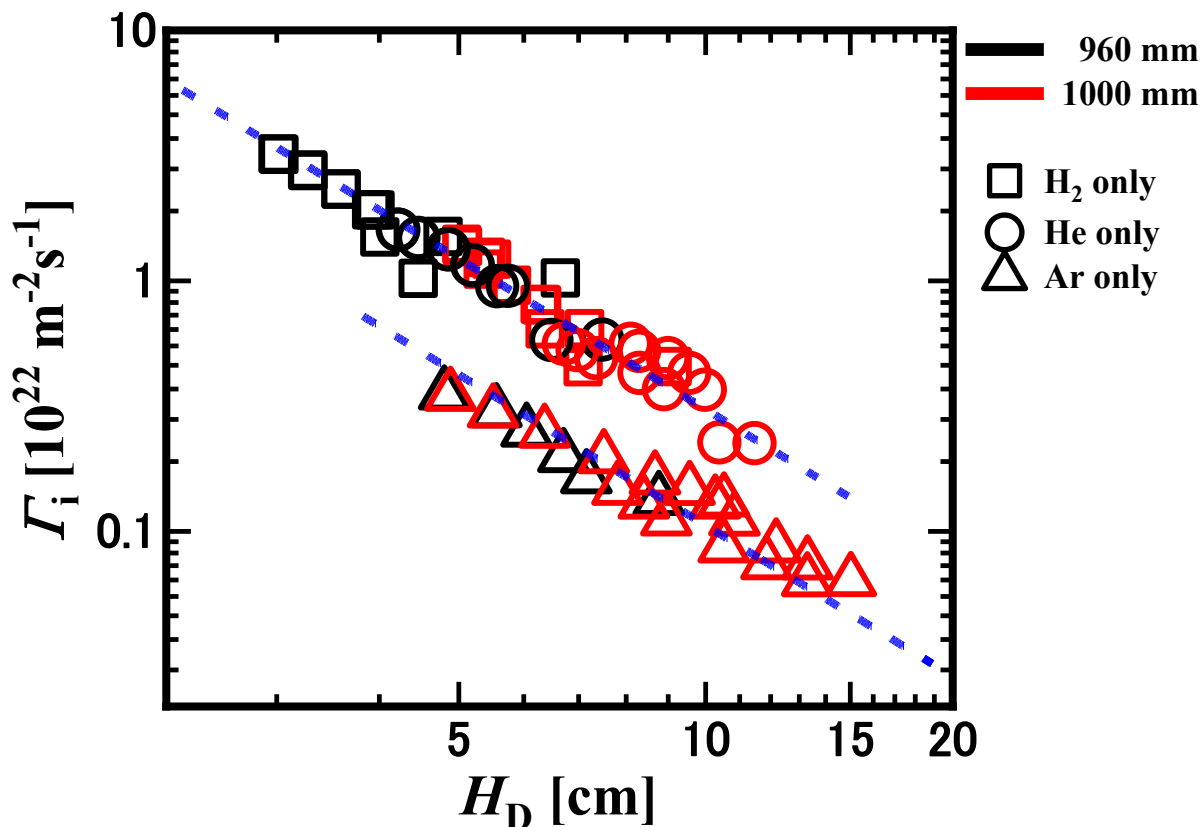


Fig. 4.4.3. H₂, He, Ar プラズマにおける I_{sat} のピーク値から得られた Γ_i の H_D に対する依存性. 文献[3]より転載. プロットの色が計測した Z 位置, 形がプラズマ種を意味している. このグラフは両対数であり, 図中の破線は傾き-2の最小自乗フィット線である.

イオン種による電離エネルギーや質量による違いはあれど, 各プラズマにおいては, 磁束膨張によって熱負荷も低減されると予測される. しかし, 今回の実験では, 各プラズマのパラメータを計測していないため, プラズマの密度や温度, H_D の違いによる影響を考慮したイオン種による, プラズマ膨張への磁場発散の効果の違いは検証できなかった. Fig.4.3.5 において確認された理論値以上のプラズマ膨張へ与える影響が, プラズマ中のイオンの質量によってどの程度異なるかは, ダイバータにおいて非接触プラズマを生成する際に投入される冷却ガス (Ar, Ne, N₂ など) を考えると, 非常に気になる点である. したがって, 今後はプラズマパラメータの計測を行うとともに, 先に述べたような熱負荷の実計測や, 磁力線を横切る粒子の輸送現象へのイオン種の影響について検証していくことが必要となる.

4.5 ■ まとめ

本研究では、先進磁場配位のプラズマ膨張および熱負荷低減への影響に関して理解を深めるため、本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV を用いて、先進磁場配位での磁束膨張によるプラズマ膨張とターゲットのプラズマ対向面積および熱負荷に焦点を当てた実験を行った。

まず、TPD-Sheet IV で生成した水素シートプラズマにおいて厚さ方向のイオン飽和電流プロファイルを計測し、その磁場強度による変化を観測した。その結果、プラズマ厚さの膨張は磁束膨張を考慮した理論的予測を上回ることが確認された。特にターゲット近傍でのプラズマ膨張は顕著であり、磁場を横切る輸送（プラズマブロブ、非両極性拡散）によって粒子束のプロファイルが広域化したと予想される。また、プラズマのターゲットへの熱負荷に寄与するイオン流束は、そのピーク値が磁場の発散に反比例して減少することが確認された。このとき、プラズマ厚さの膨張が顕著であったターゲット近傍のデータは、他のデータに対して粒子束ピークが下回る結果を示しており、顕著なプラズマ膨張とピーク粒子束の減少が連動していることが示された。また、 $q_{\text{target}}^{\text{Plasma}} = \Gamma_i \{ (\gamma + M_i^2) T_e + E_i \}$ において、 $\gamma = 7$, $M_i = 1$ を仮定して、イオン流束および電子温度から熱流束 $q_{\text{target}}^{\text{Plasma}}$ を見積もった。その結果、熱流束も磁束膨張に反比例して減少することが確認された。したがって、先進磁場配位における磁束膨張による熱・粒子束プロファイルの広域化は、有効であることが確認された。このとき、磁束膨張以上にプラズマのプロファイルが広がるため、装置の性能上で許される磁束膨張以上の熱負荷低減効果が見込めることが示された。

次に、純水素だけでなくヘリウムおよび両者の混合、純アルゴンプラズマを生成し、これら異種プラズマにおける熱負荷に対する磁場の影響を実験的に調べた。その結果、プラズマを構成する粒子の種類に依らず、磁束の膨張によってプラズマは膨張し、イオン粒子束のピークもこれに反比例して減少することが確認された。このことから、実機における不純物粒子の混合されたダイバータプラズマにおいて、先進磁場配位における磁束膨張による熱負荷低減効果が有効となる可能性が示された。

今後は、非接触プラズマ、ガス圧力環境および冷却用不純物ガス (Ar,

Kr, N₂ など) が, 磁束膨張以上の顕著な膨張を含む熱負荷低減効果について与える影響を明らかにすることで, より実機への先進磁場配位の適合に寄与していきたい。

[参考文献]

- [1] T.K. Gray *et al.*, [J. Nucl. Mater.](#) **415** (2011) S360-S364.
- [2] T. Takimoto *et al.*, “Plasma Expansion in H₂, He, Ar, and H₂-He Plasma”, [Nucl. Mater. Energy](#) **19** (2019) 352-357.
- [3] T. Takimoto *et al.*, “Investigating the effects of a magnetic field divergence on plasma heat load using the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”, [Plasma Fus. Res.](#) **14** (2019) 2405113.
- [4] P.M. Valanju *et al.*, *Phys. Plasmas* **16** (2009) 056110.
- [5] V.P. Budaev *et al.*, *J. Plasma Phys.* **81** (2015) 395810602.
- [6] T. Onda *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **57** (2017) 87–93.
- [7] H. Miyamatsu *et al.*, *J. Advanced Sci.* **32** (2020) 32105.
- [8] N. Ohno *et al.*, *J. Plasma Fus. Res.* **80** (2004) 275–276.
- [9] N. Ohno *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **44** (2004) 222–227.
- [10] Y. Hayashi *et al.*, *Plasma Fus. Res.* **11** (2016) 1202005.
- [11] Y. Hayashi *et al.*, *Phys. Plasmas* **24** (2017) 062509.
- [12] R.K. Janev, D. Reiter and U. Samm, “Collision processes in low-temperature hydrogen plasmas”, FZ-Juelich Report, **4105** (2003).

第5章

非接触プラズマ曝露による タングステンへの影響

5.1 ■ 概要

ダイバータにおけるプラズマ対向材であるタングステンへの、水素同位体の吸蔵・透過特性を明らかにすることの重要性については、序論において説明した。そこでは、実際のダイバータ環境では、プラズマは水素同位体のみで構成されておらず、また通常の電離進行のプラズマではない—つまり、核融合反応生成物である He や炉由来の不純物および非接触プラズマ生成のための不純物ガスの混合プラズマであり、再結合プラズマであるということも示した。こういった背景から、タングステンの水素同位体吸蔵・透過の基礎特性として、混合プラズマおよび非接触プラズマに暴露された際のデータを得ることが必要である。

本研究室では、先行研究[1,2]において重水素に He を混合したプラズマに W を暴露した実験を行った。さらに、W の後ろに Ti を重ねて設置し、W を透過した重水素を捕集できるような試料を用いた。その結果、純重水素プラズマに対して、D-He 混合プラズマに暴露された場合、W の重水素吸蔵量は低下し、Ti の重水素吸蔵量は増加した。これによって、He は水素同位体のタングステン中への拡散を補助・助長する効果があることが示唆された。また、アメリカ UCSD では、Ar や Ne, N₂ といった不純物の影響も調査しており、重水素吸蔵に一定の影響があることが明らかとなっている[3]。これらの不純物は、核融合炉ダイバータにおいて非接触プラズマを生成するために用いられる冷却ガスの候補である。この文献[3]では、接触プラズマでの暴露実験のみ行っているが、材料への影響の観点からこれらのガス種を非接触プラズマへの冷却ガスとして適切か評価している。

このように、混合プラズマについては多くの研究が行われており、徐々にその効果が解明され始めている。しかし、非接触プラズマ生成のために導入される不純物ガスの影響は、まだ十分に理解されておらず、また、それらの実験においても実際に非接触プラズマを用いた曝露はほとんど行われていない。そこで、まずは純粋な水素同位体プラズマにおいて、接触・非接触プラズマをそれぞれ曝露した場合の材料への影響を明らかにすることを目的とし、本研究室の直線型プラズマ装置 TPDsheet-U の定常非接触プラズマ生成が可能な点を活かして、タングステン片を重水素非接触プラズマへ曝露し、タングステン片中に残留した重水素の量や、曝露前後の表面の改質等を、接触プラズマ曝露の場合と比較し、非接触プラズマ曝露による効果を実験的に調査した。

5.2 ■ 実験装置

この実験には、TPD-Sheet IV の 2 台の 500L/s ターボポンプ間にある真空チャンバーを拡張した TPDsheet-U を用いた。装置の概略図を Fig.5.2.1 に示す。プラズマ源等の主要な部分に変更はないが、拡張した真空チャンバーは Z 方向に 15 cm 程度長くなっており、それ以降の系がその分プラズマ源から遠ざかっている。また、長くなったチャンバー部分は、コイル間隔が広がったため磁場強度が減少し、TPD-Sheet IV の磁場配位とは、それ以降の領域も含めて異なったものになっている点は述べておく。それにより、実験領域の磁場強度は 40 mT 程度となっている。ただし、今回の実験では装置間で実験の連続性はないため、これらの変化は考慮しない。

本実験で使用した試料は、A.L.M.T Corp.製の ITER-grade タングステン (10x10 mm, 厚さ 1.0 mm) である。試料は、研磨機 (2.5 節参照) によって片面のみ鏡面研磨を行った。研磨後の試料を、TDS 装置 (2.4 節参照) を用いて 900°C で 30 分の焼鈍を行った。

本実験では、放電ガスおよび二次接触ガスは重水素を使用した。放電室

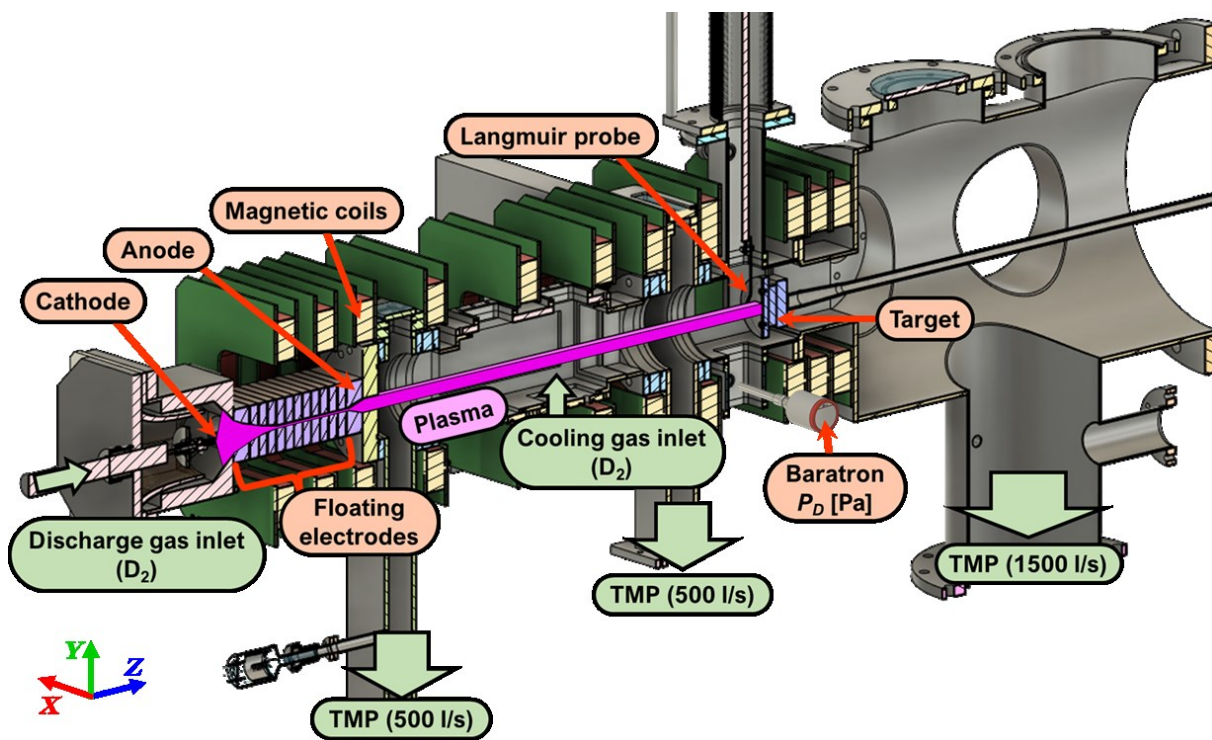


Fig. 5.2.1. TPDsheet-U の概念図

内のガス圧力 P_d はピラニ真空計を用いて計測した。二次接触ガスは、Z~85 cm においてプラズマ下部から導入した。水冷ターゲットを Z=125 cm 程度の位置に設置し、ターゲット近傍のガス圧力 P_D をバロトロン真空計によって計測した。接触ガスを導入していないときのターゲット近傍のガス圧 P_D は、おおよそ 0.06 Pa 程度である。プラズマ曝露実験は、ターゲットを電氣的に浮かせた状態で行った。ターゲットの拡大写真を Fig.5.2.2 に示す。ターゲットの直径は 90 mm で、中心に直径 8 mm の穴が開いたモリブデン製のカバーが前面を覆っており、この穴から試料がプラズマに曝露される。ターゲットに設置された試料ホルダーの構成図を Fig.5.2.3 に示す。この図に示すように、試料の横からシース型熱電対 (K 型) による温度計測を行った。また、ターゲット上部はフッ化バリウムの窓が設置されており、これを通して IR カメラ (FLIR SYSTEMS 製, SC-640) による試料の表面温度計測も行った。ただし、この表面温度計測は計測角度の関係 (2.6 節参照) で放射率の設定が正確に校正できておらず、また計測系の整備も整っていないため、あくまで表面温度の上限目安として結果を載せるに留める。

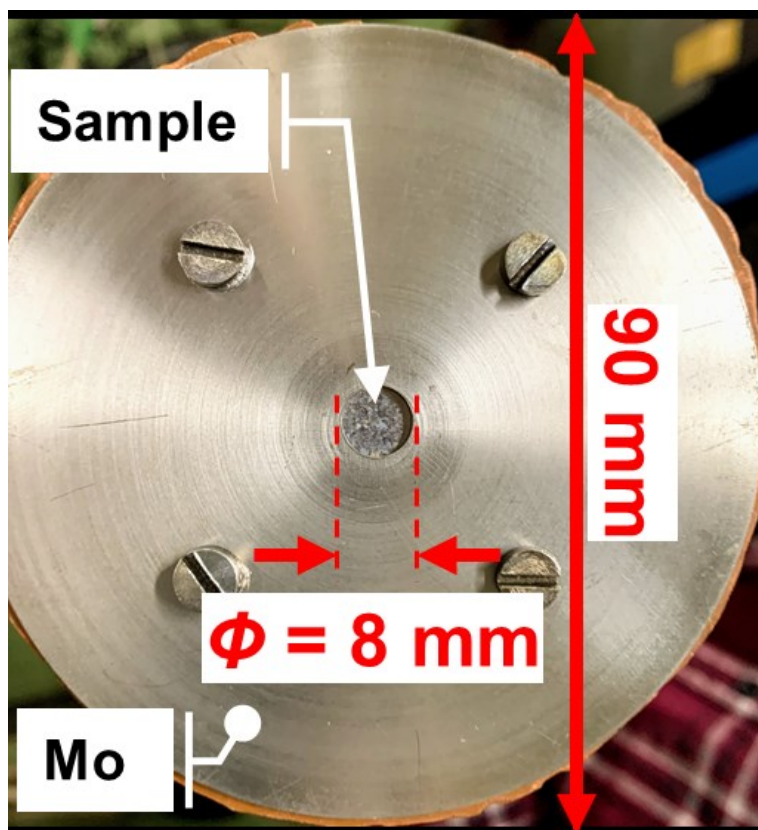


Fig. 5.2.2. ターゲット拡大写真

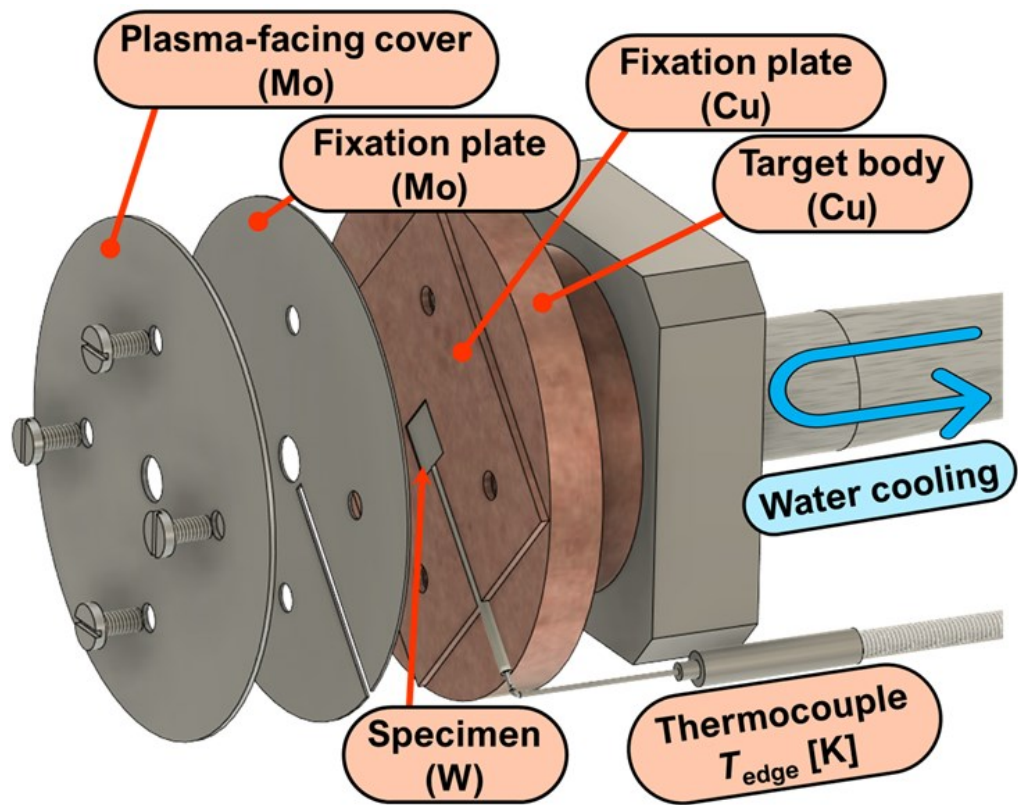


Fig. 5.2.3. 試料ホルダー構成図. 試料上の赤破線の丸印は暴露穴の投影を意味する.

5.3 ■ 実験結果

まず初めに、重水素プラズマのイオンフラックス Γ_i の放電電流依存性を計測した。二次接触ガスを導入していない場合の計測結果を Fig.5.3.1 に示す。このときの放電電圧 V_d 、放電室内ガス圧力 P_d 、ターゲット電圧 V_t 、ターゲット近傍ガス圧力 P_D を Fig.5.3.2 に示す。グラフを見てわかるように Γ_i は放電電流 I_d に従って、単調に増加する。次に、Fig.5.3.3 に $I_d=70$ A のときに、二次接触ガスを導入した際のターゲット近傍のガス圧力 P_d に対するイオンフラックス特性を示す。また、その際の電子温度・密度の変化を Fig.5.3.4 に示す。さらに、その内の接触プラズマと非接触プラズマの典型的な様子を Fig.5.3.5 に示す。 $P_D=0.25$ Pa 前後からガス圧の増大に伴って、 Γ_i および n_e が著しく減少していることが分かる。このときの T_e は5 eVを下回っており、 $P_D=0.35$ Pa 程度までガス圧が増加すると、おおよそ1 eVまで減少している。このことから、 $P_D=0.35$ Pa 程度から体積再結合が起こっていると考えられる。このとき、 Γ_i は二次接触ガスを導入していない場合 (Fig.5.3.1 中の赤丸で囲ったプロット) の20%程度まで低減している。また、低ガス圧のプラズマから一変し、高ガス圧では

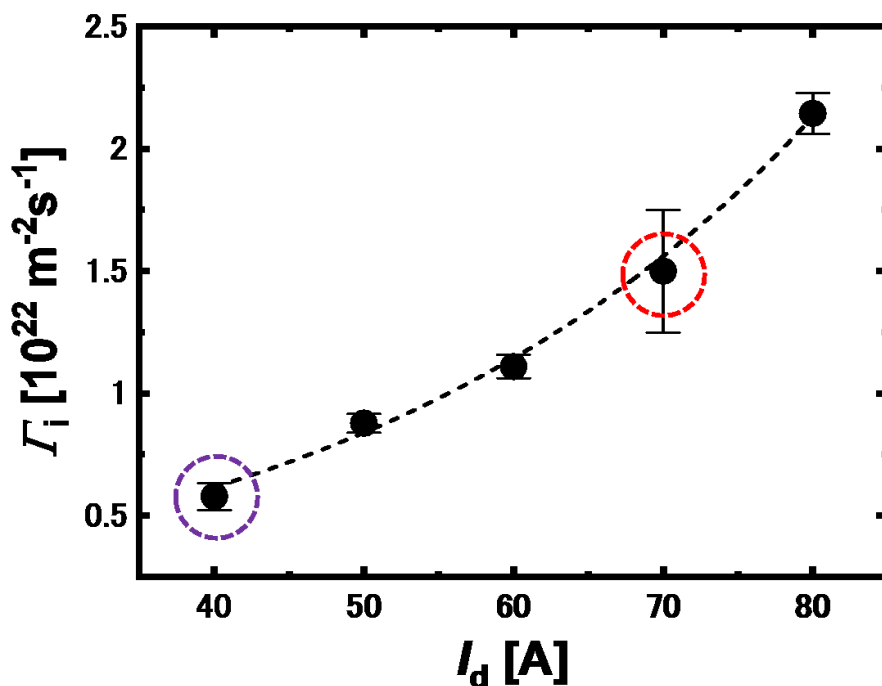


Fig. 5.3.1. Langmuir プローブから得られた放電電流に対する冷却ガス導入なしでの重水素プラズマのイオンフラックス特性.

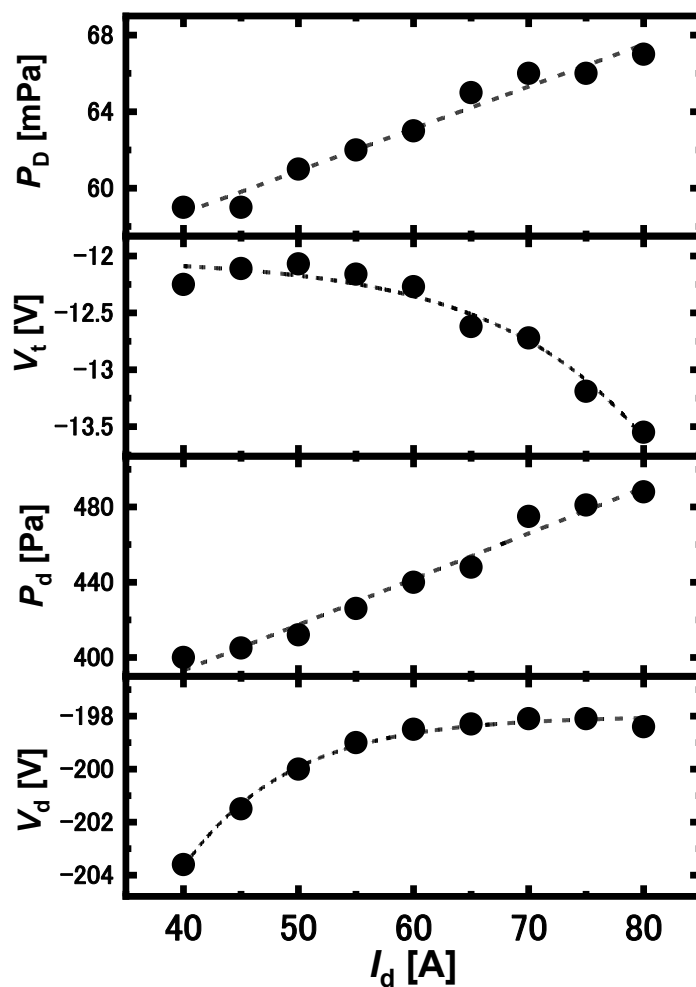


Fig. 5.3.2. 各放電電流における陰極電圧 V_d , 放電室内ガス圧力 P_d , ターゲット電圧 V_t , ターゲット近傍ガス圧力 P_D の特性.

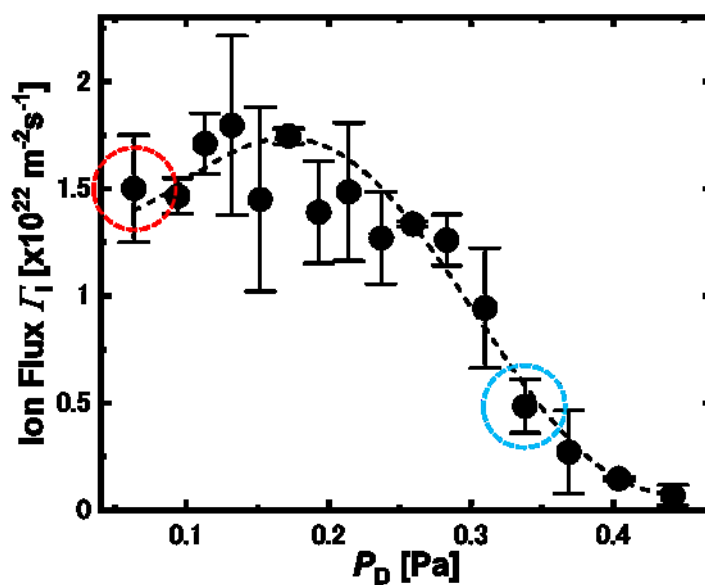


Fig. 5.3.3. Langmuir プローブから得られたターゲット近傍のガス圧力 P_d に対する $I_d=70 \text{ A}$ における重水素プラズマのイオンフラックス特性.

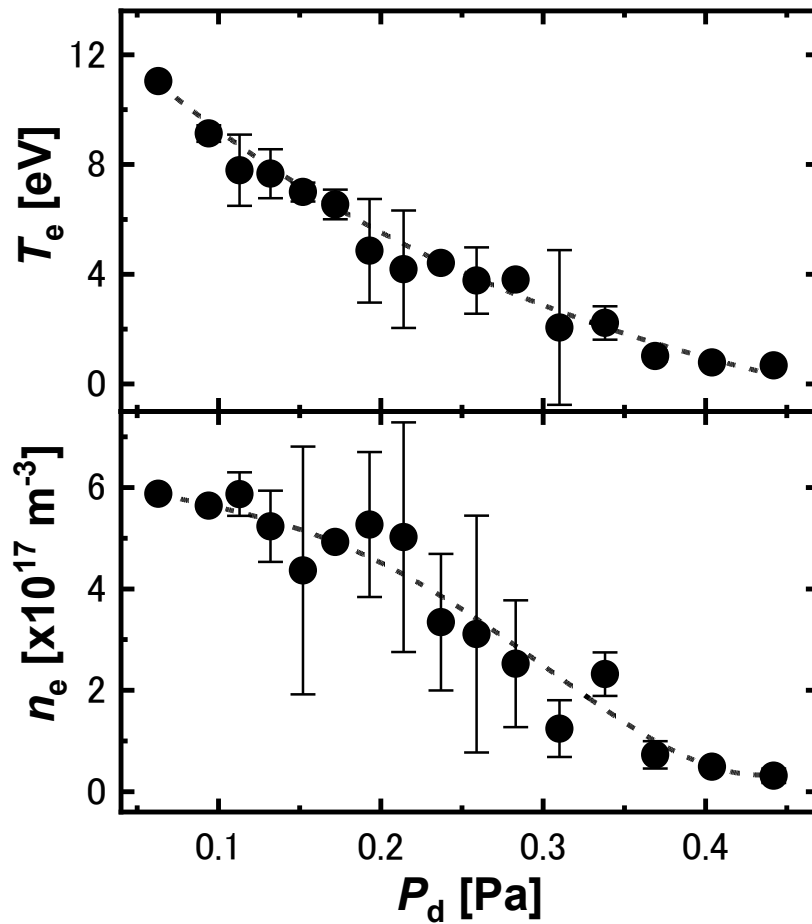


Fig. 5.3.4. Langmuir プローブから得られたターゲット近傍のガス圧力 P_d に対する $I_d=70 \text{ A}$ における重水素プラズマの電子温度・密度特性.

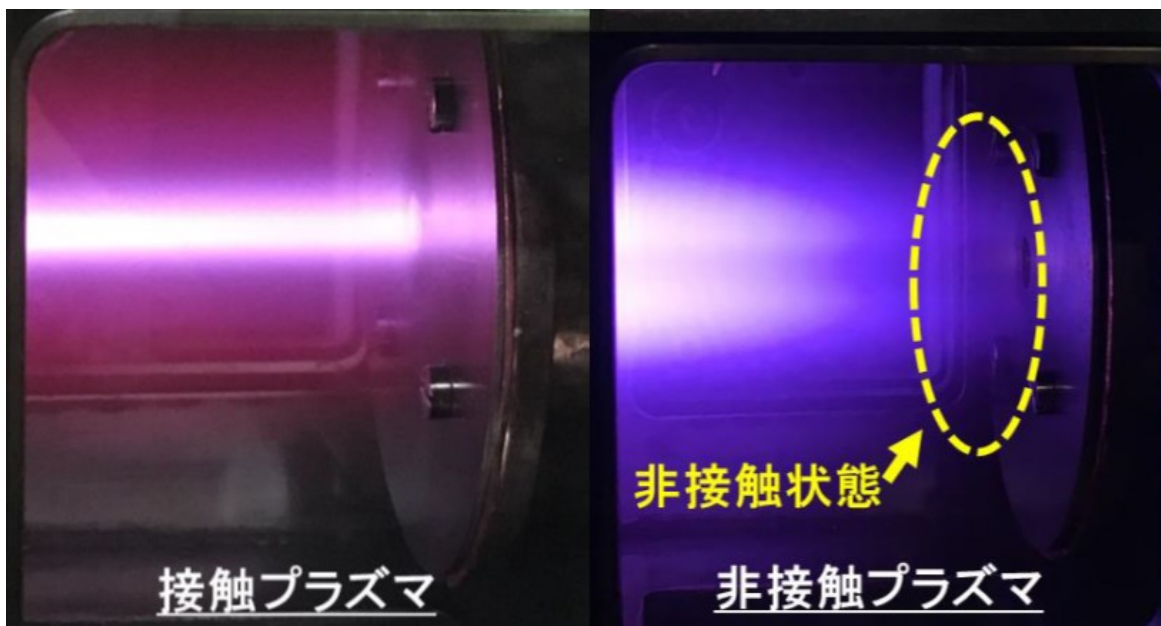


Fig. 5.3.5. $I_d=70 \text{ A}$ における $P_d \sim 0.06 \text{ Pa}$ のときの接触プラズマ (左) と, $P_d \sim 0.34 \text{ Pa}$ のときの非接触プラズマ (右) の様子.

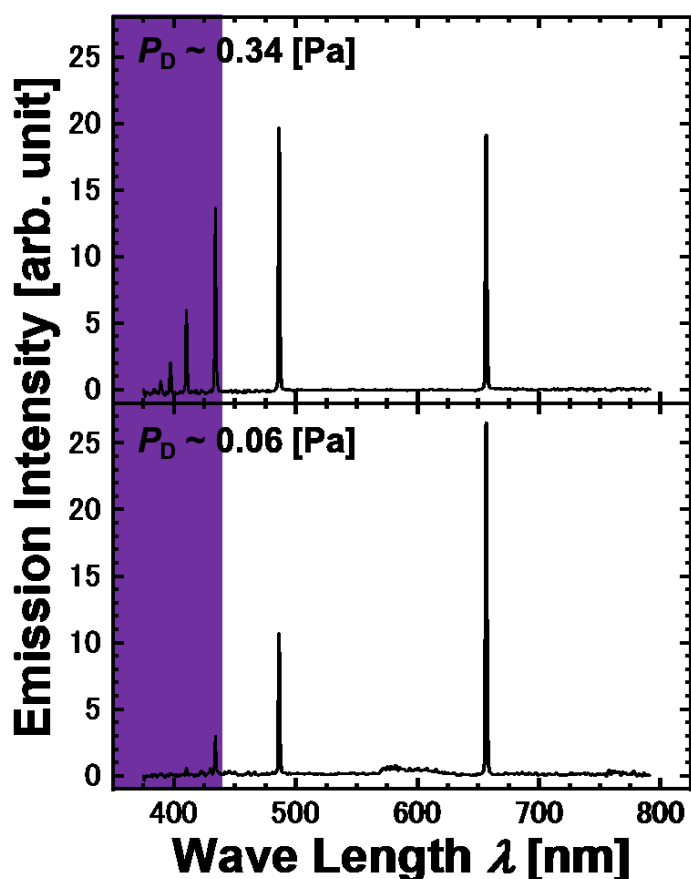


Fig. 5.3.6. 可視分光計測により得られた、 $I_d=70$ A における $P_d \sim 0.06$ Pa のときの接触プラズマ（下）と、 $P_d \sim 0.34$ Pa のときの非接触プラズマ（上）の発光スペクトル。

青い発光が確認でき、ターゲットから発光領域が離れて行っていることが分かる。このときの可視分光計測の結果を Fig.5.3.6 に示す。このグラフからも、ガス圧力の増大によって高励起原子の発光（図中、紫色の領域）が増加していることが分かる。これらのプラズマの発光状態とプラズマパラメータの変化を併せて考えると、二次接触ガスの導入によるガス圧力増加に伴い、重水素プラズマにおいて体積再結合が起こり、非接触プラズマの生成が為されていると考えられる。また、 $I_d=40$ A の接触ガスを導入していない際の I_i (Fig.5.3.1 の紫色の丸で囲ったプロット) が、おおよそ $I_d = 40$ A の非接触プラズマの I_i (特に Fig.5.3.2 の水色の丸で囲ったプロット) と同程度であるため、この点を利用した接触・非接触プラズマの同 I_i での対照実験を実施することにした。また、接触プラズマ同士の I_i 変化の対照実験は、 $I_d = 40$ A と $I_d = 70$ A (Fig.5.3.1 および Fig. 5.3.3 の赤色の丸で囲ったプロット) で行った。

次に、Fig.5.3.7に $I_d = 60$ A, $P_D \sim 0.06$ Pa のときの接触プラズマの照射時間に対するイオンフラックスの変化を示す. ここから分かるように、3時間程度までの照射であれば、イオンフラックスはほぼ一定に保たれることが分かる. 計測ポートの取り合いから、実際の暴露中はプローブ計測ができないため、以降の実験では Fig.5.3.1 および Fig.5.3.3 に示したような、事前計測したイオンフラックスを試料への入射イオンフラックス I_i として扱う. 各実験の再現性の確認としては、プラズマ源のガス圧力、放電電位と、 P_D およびターゲット電位を参考にした.

ここから、実際に W 試料をプラズマに暴露した際の実験結果について述べていく. 今回の実験では、接触プラズマの高フラックス ($I_i \sim 1.5 \times 10^{22}$ [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]) と低フラックス ($I_i \sim 0.66 \times 10^{22}$ [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]), 非接触プラズマ ($I_i \sim 0.49 \times 10^{22}$ [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$]) の3種類のプラズマに試料を暴露した. このとき、各プラズマの暴露時間によって試料への入射フルエンス F_i を変化させた. 暴露後の試料は SEM による表面観察と、TDS による重水素吸蔵量 F_D の測定を行った. これらのうち、典型的なプラズマ暴露条件と重水素吸蔵量を Table 5.3.1 にまとめる. ここで、便宜上の各プラズマ曝露条件に対して試料番号を付け、典型例内では共通のものとする. ただし、これから示す

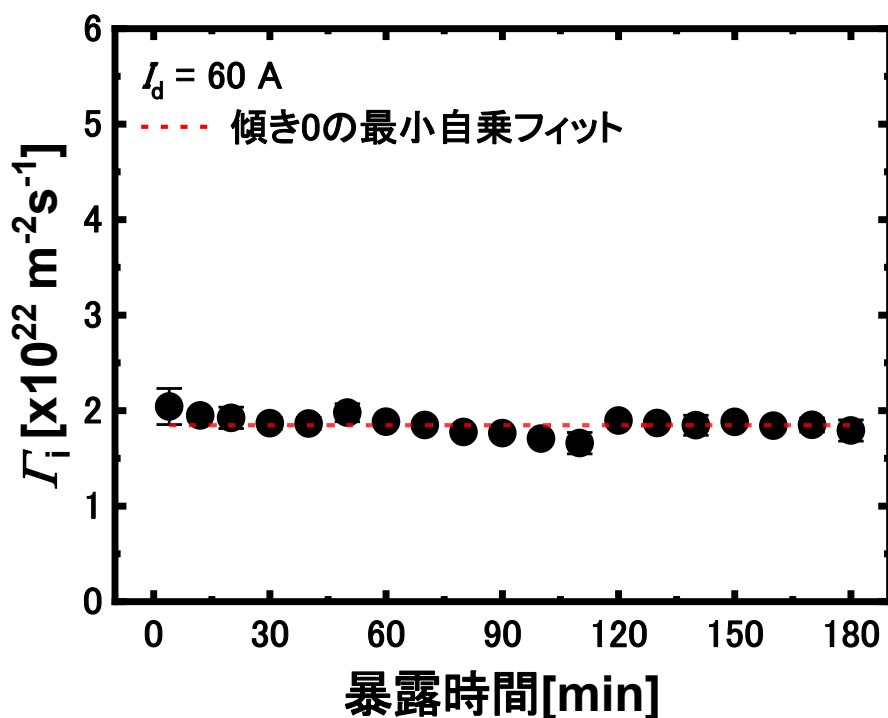


Fig.5.3.7. $I_d = 60$ A の接触プラズマにおけるイオンフラックスの経時変化.

SEM 観察と TDS 計測の結果は、それぞれ同条件のプラズマ曝露を行った異なる試料のものであることを述べておく。曝露プラズマのイオンフルエンス F_i は奇数・偶数番号でおおよそ揃えられており、イオンフラックスも 003-006 で接触・非接触関係なくおおよそ同程度となっている。また、曝露時の試料温度は、各条件でほとんど変化は見られないが、001-002 > 003-004 > 005-006 といった傾向が若干ではあるが見られる。

ここで、プローブ計測より得られた空間電位 V_s とターゲット電位 V_t から求めたイオンの入射エネルギー E_{in} [eV] を Table 5.3.2 にまとめる。また、文献[3]の FIG. 2 に MD[4] や TRIM[5] といった数値計算から求まる重水素イオンのタングステン表面における室温での反射率 R_i がまとめられている。本実験の E_{in} からおおよその反射率を求め、Table. 5.3.2 にまとめた。ただし、3 条件において、 E_{in} による R_i の違いはほぼない。したがって、接触・非接触の E_{in} の違いによる試料内への実効的な侵入粒子数への影響はあまり考えなくてよいと思われる。

まず、各試料の SEM による表面観察の結果を Fig.5.3.8 に示す。さらに高倍率の画像を Fig.5.3.9 に示す。また、(c) および (d) の特徴的なナノ構造部の拡大画像を Fig.5.3.10 に示す。Fig.5.3.8 より、プラズマに未曝露の試

Table 5.3.1. 各試料のプラズマ曝露条件と重水素吸蔵量。

試料 No.	非接触	Γ_i [D ⁺ /m ² s]	F_i [D ⁺ /m ²]	T_{surf} [K]	T_{edge} [K]	F_D [D/m ²]
001	No	1.5x10 ²²	0.90x10 ²⁵	467	302	0.85x10 ¹⁹
002			5.2x10 ²⁵			2.2x10 ¹⁹
003	No	0.58x10 ²²	0.87x10 ²⁵	-	292	0.57x10 ¹⁹
004			4.6x10 ²⁵			0.68x10 ¹⁹
005	Yes	0.49x10 ²²	1.5x10 ²⁵	463	288	0.20x10 ¹⁹
006			5.2x10 ²⁵			0.32x10 ¹⁹

Table 5.3.2. 各実験条件におけるイオンの入射エネルギーと W 表面での重水素イオンの反射率。

非接触	Γ_i [m ⁻² s ⁻¹]	V_s [V]	V_t [V]	E_{in} [eV]	イオンの反射率 R_i
No	1.5x10 ²²	-8.11	-14.3	6.2	~ 0.83
No	0.58x10 ²²	-10.6	-15.8	5.2	~ 0.84
Yes	0.49x10 ²²	-0.45	-2.68	2.2	~ 0.86

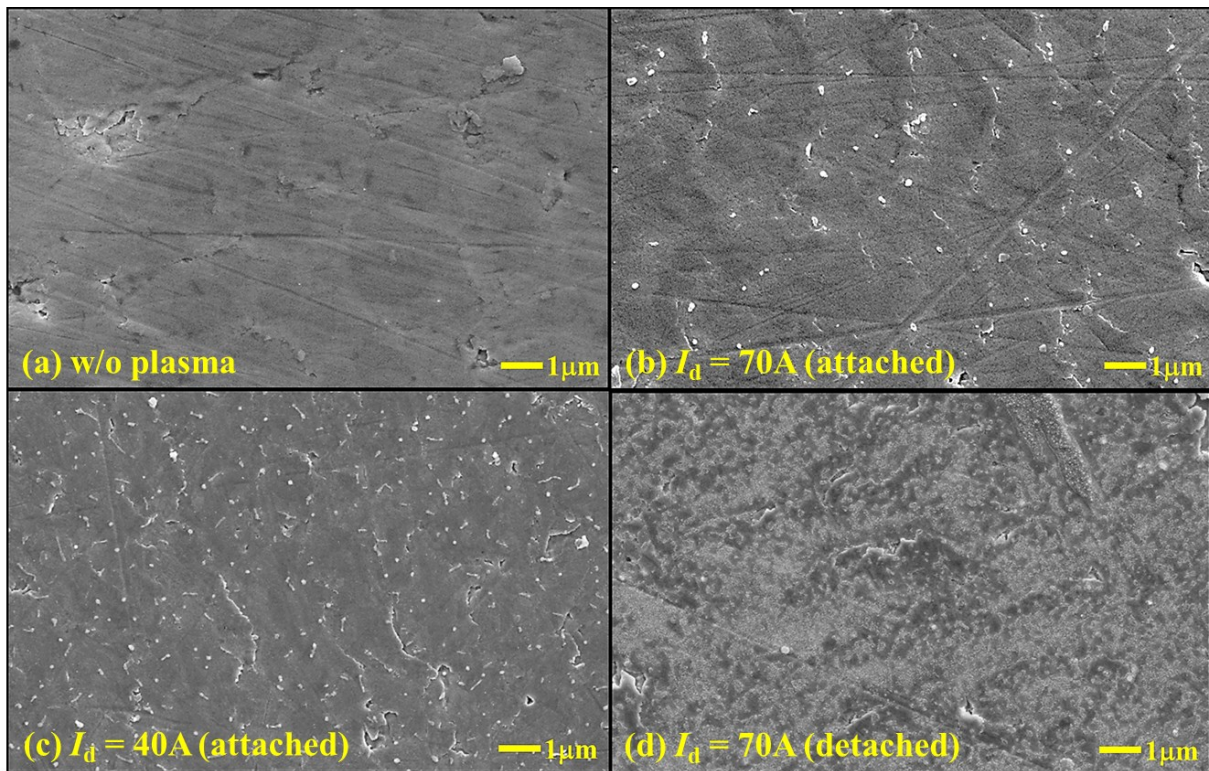


Fig.5.3.8. 高フルエンスプラズマ曝露後のタングステン試料表面の SEM 観察画像 (4000 倍). (a)がプラズマ未曝露, (b)が 002, (c)が 004, (d)が 006 の表面.

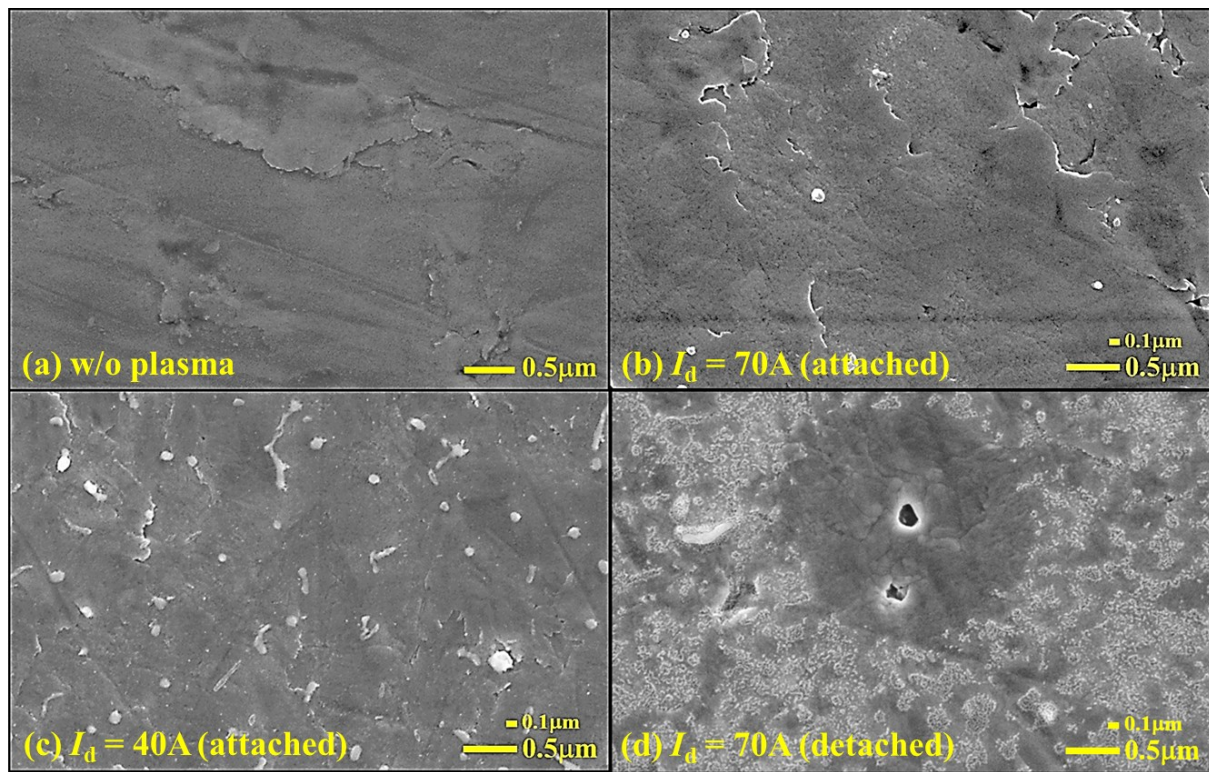


Fig.5.3.9. 高フルエンスプラズマ曝露後のタングステン試料表面の SEM 観察画像 (10000 倍). (a)がプラズマ未曝露, (b)が 002, (c)が 004, (d)が 006 の表面.

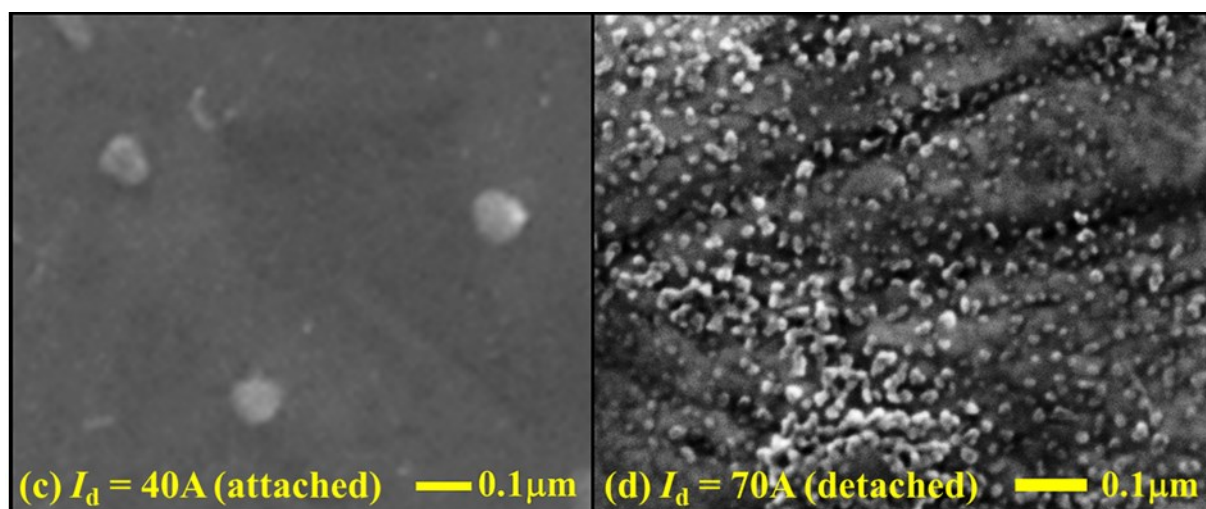


Fig.5.3.10. 高フルエンスプラズマ曝露後のタングステン試料表面の SEM 観察画像。
 (c)が Fig5.3.9(c)を引き延ばしたもの、(d)が 120000 倍の 006 の表面。

料に対して、接触プラズマ曝露後の試料 ((b)および(c)) は表面の起伏が目立つ。さらに、Fig.5.3.9(b)に示す高フラックスでは試料表面に数 nm 程度の欠陥が確認できるのに対し、Fig.5.3.9(c)に示す低フラックスでは明確に確認できない。しかし、低フラックスの試料表面には、Fig.5.3.10(c)に示すような直径 100 nm 前後の粒状のナノ構造がまばらに存在しており、これは高フラックスの試料では非常に少なかった。一方、Fig.5.3.8(d)に示す非接触プラズマに暴露された試料は、全体的に白くなっており、またこの特徴的な表面改質のために起伏の変化は確認できない。この表面改質を拡大すると、Fig.5.3.9(d)からわかるように、非常に細かいぶつぶつとしたナノ構造となっている。また、この構造部分を拡大すると Fig.5.3.10(d)に示すように、直径数 nm～数十 nm 程度の非常に小さな粒状の構造であることがわかる。これらの粒状の構造をエネルギー分散型 X 線分析 (EDX : Energy Dispersive X-ray spectroscopy) により組成分析した結果を Fig.5.3.11 に示す。この結果から、どちらの構造も W によって構成されており、試料自身に由来する構造物であることがわかる。イオンの入射エネルギーが低いため、これらの構造は重水素プラズマ曝露によく見られるブリスタ構造であると思われる。特に、Fig.5.3.9(d)中央に存在するような孔状の欠陥の周囲では、このナノ構造が存在しない円形の空白地帯が生じている。この孔状の欠陥から重水素が脱離することによって、その周囲の重水素濃度が減少し、この構造が形成されなかったのではないかと

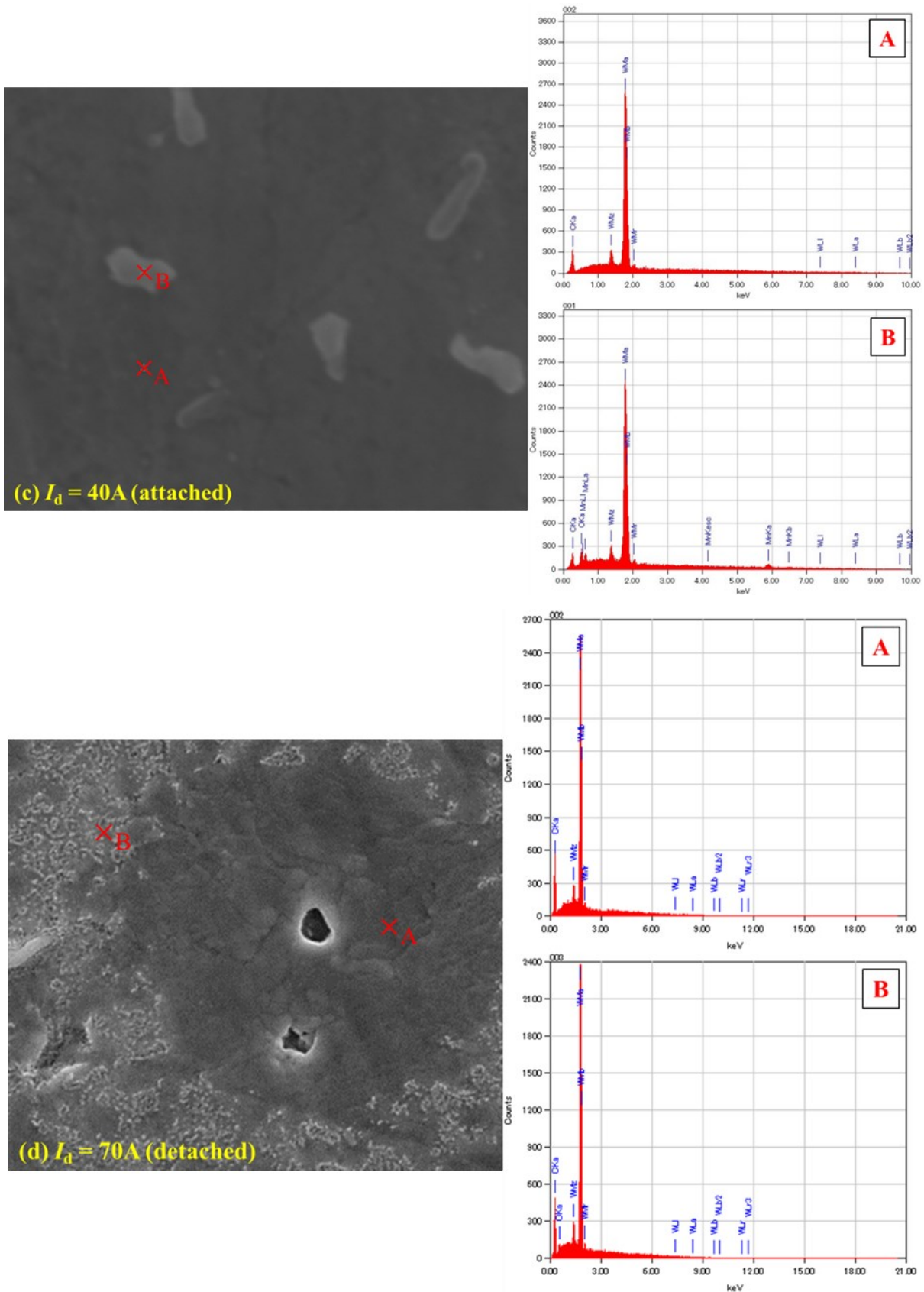


Fig.5.3.11. EDX による表面構造の組成分析結果. 左は EDX を行った部分を示す SEM 画像, 右は縦軸カウント数, 横軸電子線エネルギーの EDX の結果を示している. A が粒状の構造がない部分, B が構造部分の分析結果である.

考えられる。したがって、このナノ構造は非常に小さなブリスタであると予想される。ただし、ブリスタの特徴である中が空洞になっているかを確認めるには、断面観察等の追加の分析が必要であり、現段階では断定できない。しかし、同程度のフラックスであっても、接触プラズマの 004 試料表面ではこの構造は確認されなかったため、006 のプラズマ曝露条件特有の表面改質であると思われる。また、他のグループの研究[6]では、 $10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上の高フラックスにおいては、数十 nm の小さなブリスタ形成が報告されているが、今回のような $10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 未満の低フラックスでは確認されていない。今後は、この構造の閾値がエネルギーや試料の表面温度によるものか、それとも非接触プラズマの特徴によるものか、ターゲット電圧の外部制御やヒーターによる試料温度制御、プラズマの質量分析などを行い、詳細を明らかにする必要がある。

次に、各試料の TDS での重水素の脱離スペクトルのうち低フルエンスの結果を Fig.5.3.12 に、高フルエンスの結果を Fig.5.3.13 に示す。また、各試料の重水素吸蔵量 F_D およびそのときの Γ_i , F_i を Fig.5.3.14 にまとめる。Fig.5.3.12 および Fig.5.3.13 から、どの曝露条件においても重水素は脱離に必要とするエネルギーの異なる 2 つの吸蔵サイトを持つことがわかる。しかし、接触プラズマは 500-600 K 程度に 2 つ目の脱離ピークを持つのに対し、非接触プラズマの場合は低温 (500 K 以下) に 2 つのピークの両方が存在する。このように、接触プラズマと非接触プラズマでは、重水素の吸蔵サイトに明確な違いが確認された。この 2 つの低温ピークのうちひとつは、試料表面での重水素の吸着であり、もうひとつは先ほど述べた試料表面の微小なブリスタからの脱離によるものだと予想される。ピークの面積つまり吸蔵量についても、Fig.5.3.14 より、同程度のイオンフラックスおよびフルエンスにおいて、接触プラズマと非接触プラズマの違いが確認できる。接触プラズマの高フラックスと低フラックスの試料の吸蔵量変化は、イオンフラックスによる変化と考えられるが、低フラックスと同程度非接触プラズマはそれよりもさらに吸蔵量が減少している。TDS の結果から、非接触プラズマでは接触プラズマでは機能する吸蔵サイトへの重水素の拡散・捕獲がないために、この違いが生まれると思われる。したがって、今回の曝露条件 (イオンフラックス: $\sim 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, イオンフルエンス: $1 \sim 5 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$, 試料温度: 室温程度) においては、非接

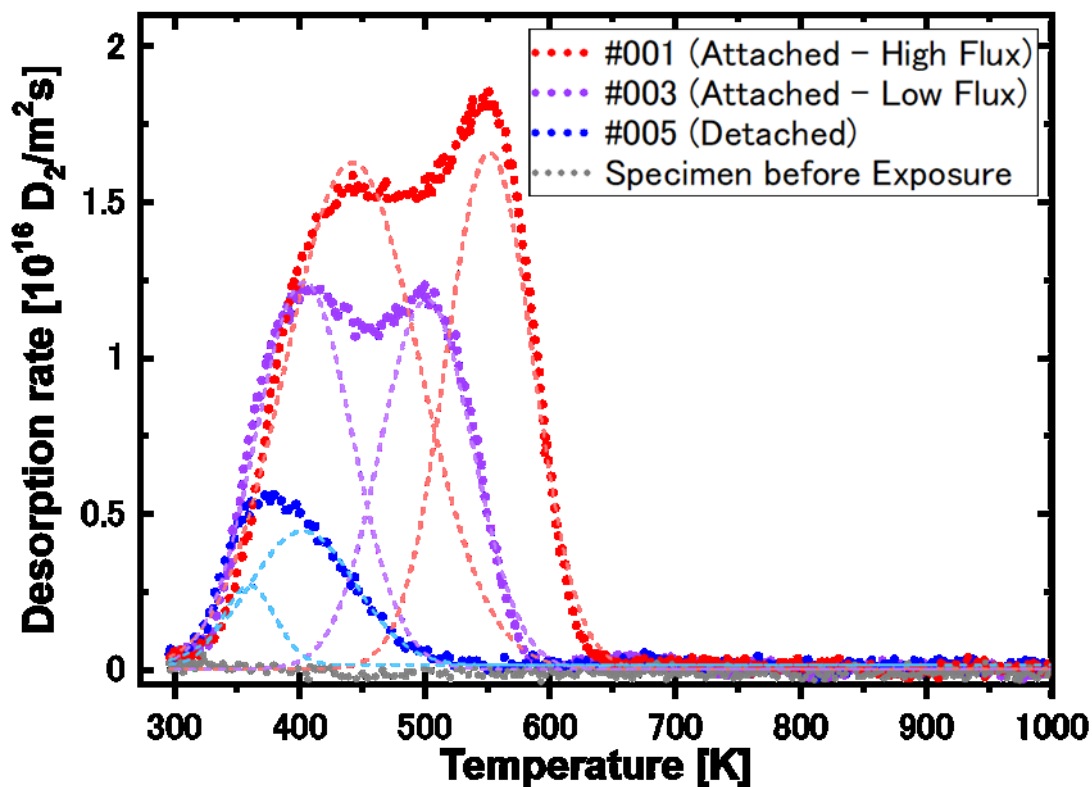


Fig.5.3.12. TDS による低フルエンスのプラズマに暴露した W 試料の重水素脱離スペクトル。破線は、各スペクトルを複数ガウスフィットした結果である。

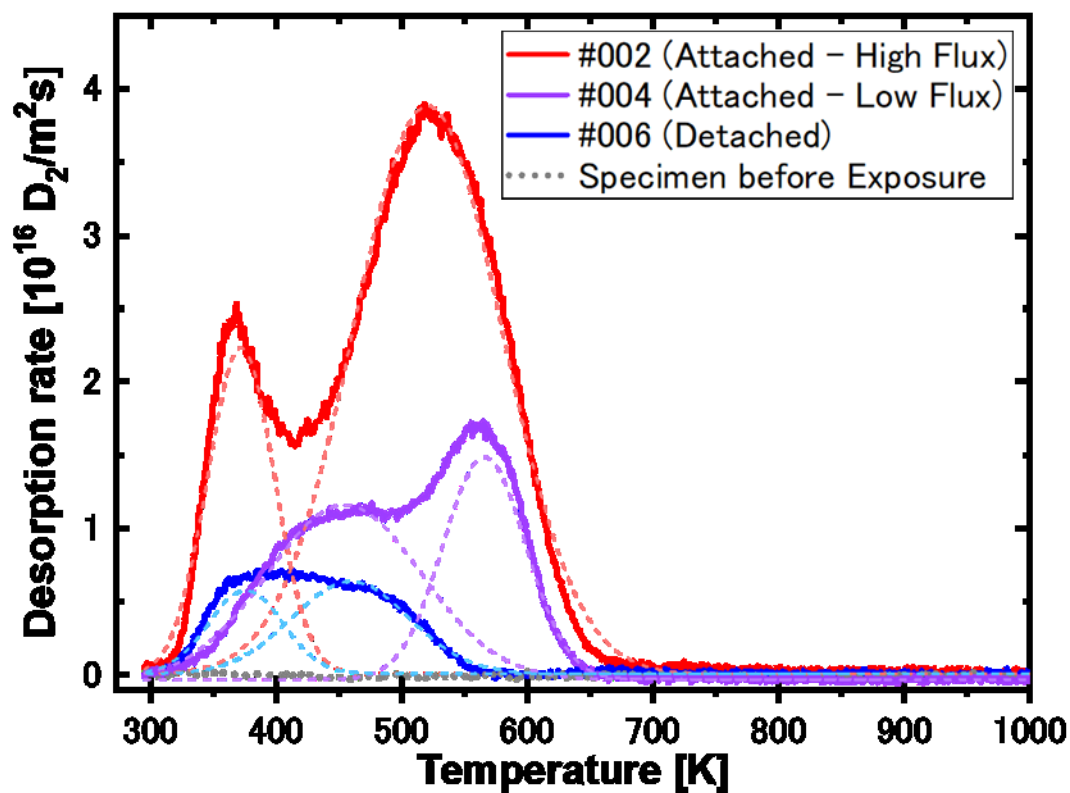


Fig.5.3.13. TDS による高フルエンスのプラズマに暴露した W 試料の重水素脱離スペクトル。破線は、各スペクトルを複数ガウスフィットした結果である。

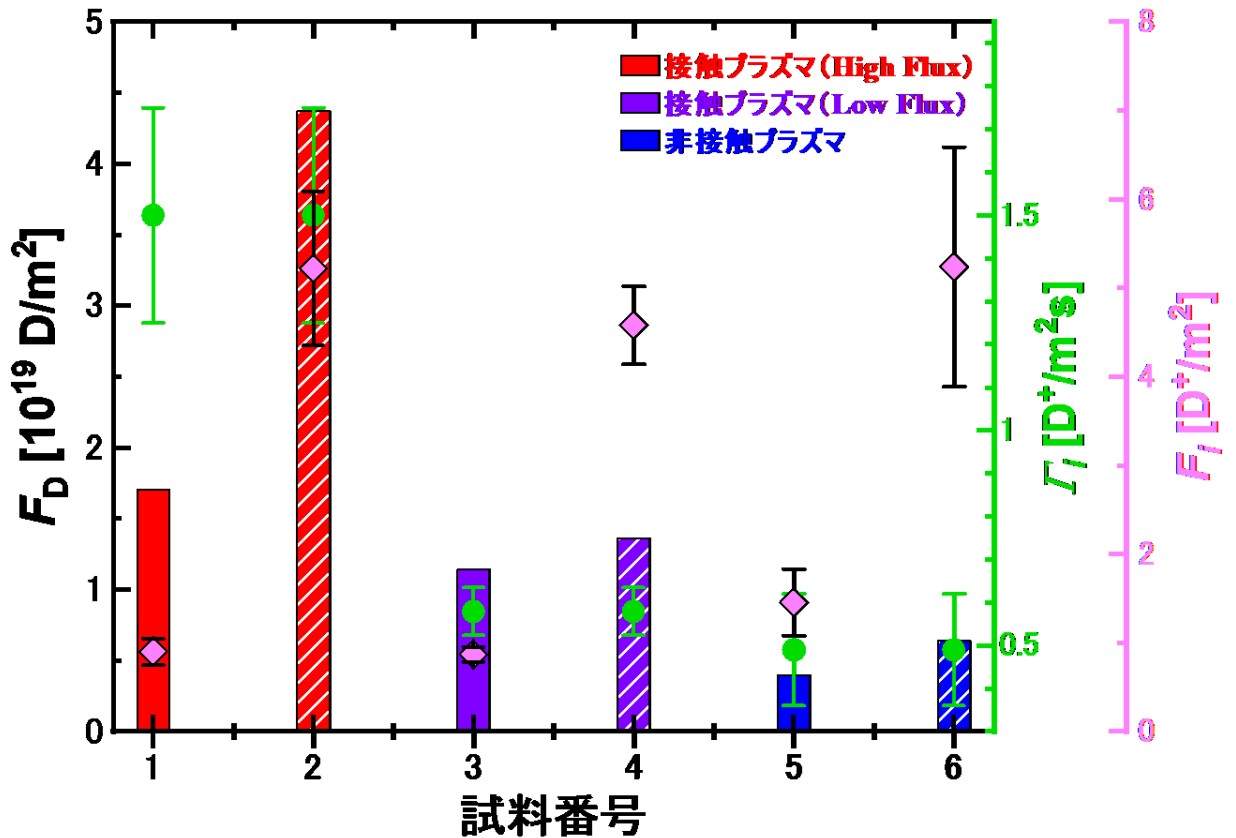


Fig.5.3.14. TDS から得られたプラズマ暴露後の各試料の重水素吸蔵量.

触プラズマは接触プラズマと比べて、水素同位体吸蔵量が減少することが確認された。

最後に、今回得られた吸蔵量とイオンフルエンスの関係の、他の研究との比較および ITER への寄与を考える。Fig.5.3.15 にいくつかの他研究機関の先行研究における入射イオンフルエンスとタンゲステン試料の重水素吸蔵量の関係に、今回の結果を入れたグラフを示す。このグラフに示された他研究機関の結果のうち、イオンビーム照射によるもの[7-9]は中塗りのプロット、プラズマ曝露によるもの[8-13]は中抜きのプロット、本研究室での先行研究[1,2]は五角形の中塗りプロットで示している。今回の結果は中塗りの六角形で示しており、高フラックス接触プラズマの結果は赤、低フラックス接触プラズマの結果は紫、非接触プラズマの結果は青でそれぞれ示している。また、橙色のプロットは、Fig.5.2.1 で接触ガス導入を行っているあたりにターゲットを設置し、放電電流 70 A、イオンフラックス 1.3×10^{23} $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ において接触プラズマに曝露した結果を示している。グラフ中の直線は、重水素の吸蔵量が入射イオンフルエンスの 0.5~0.7 乗に比例するという経験則[7-9]に基づいて接触プラズマ・非接触プラズ

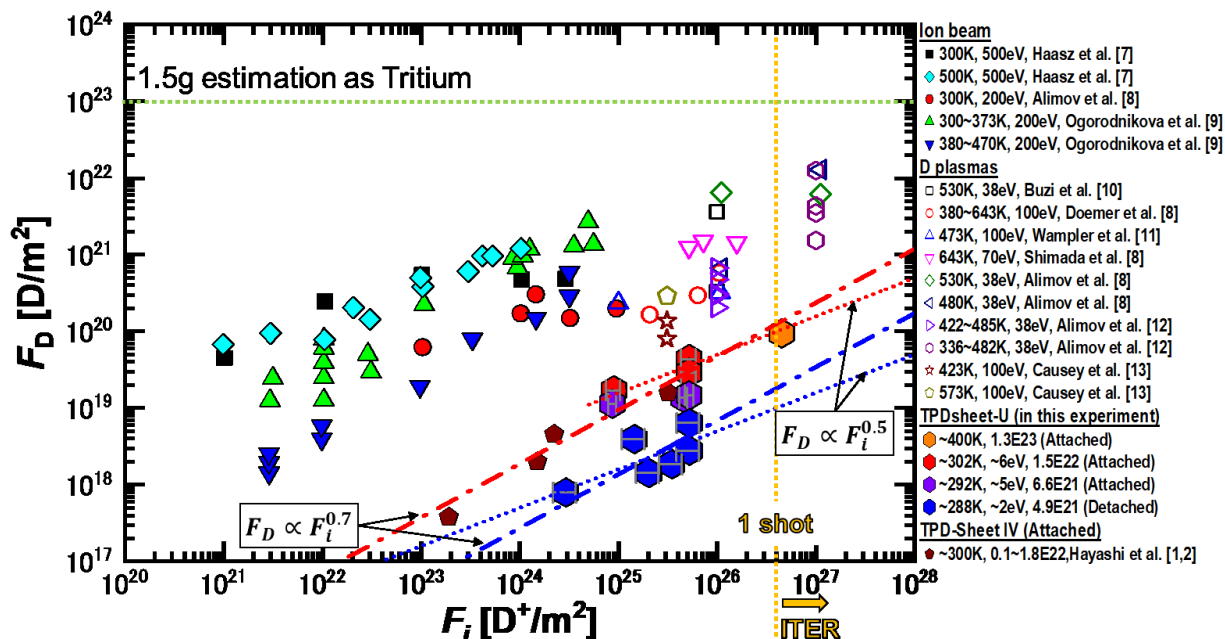


Fig.5.3.15. 先行研究におけるタングステンへの入射重水素イオンフルエンスと重水素吸蔵量の関係と今回の結果の比較[1,2,7-13].

マの結果それぞれに対して傾きを指定した最小二乗法によって引いたものである。点線が 0.5 乗，一点鎖線が 0.7 乗の傾きとなっている。接触プラズマについては，0.7 乗のみ先行研究を含めてフィットし，赤・紫・橙のプロットのみで 0.5 乗の直線のフィット処理を行った。グラフの通り，どちらの直線も，結果に対して一致した傾向を示している。直線を外挿すると，黄色で示したイオンフラックスを $10^{24} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，放電時間を 400 s としたときの 1 ショット分のフルエンスにおける重水素吸蔵量を評価できる。

まず，今回の結果について，先に紹介した典型例以外のプロットを含め，同フラックス・フルエンスにおいては，非接触プラズマ曝露による重水素吸蔵量は接触プラズマ曝露によるものより減少することがわかる。また，フィットさせた直線から，おおよそ接触プラズマに対して非接触プラズマの重水素吸蔵量は 1 桁程度下回ると考えられる。したがって，接触プラズマとして換算すると，フルエンスとして 30~100 分の 1 程度の削減に相当する。ただし，これはあくまで外挿区間においても傾向が変化しないという仮定の下での予想である。実際には，高フルエンスの実験では同一フラックスにおいて，曝露時の試料温度室温程度では重水素吸蔵量の

飽和が報告されているが、同時に試料温度 500 K 程度においては、飽和傾向が見られないことも報告されている[8]. 今後は、高フルエンス領域において、試料温度も制御したうえで、非接触プラズマの吸蔵量の変化を確認する必要がある. 同時に、表面改質・水素同位体吸蔵量の両観点から、高フルエンスにおいて非接触プラズマ曝露での微小な表面構造に密度や大きさなどの変化が生じるかも興味深い.

5.4 ■まとめ

実際のダイバータ壁は、非接触プラズマに暴露されるが、現状の基礎研究では非接触プラズマを暴露した実験はあまり行われていない。非接触プラズマに至る過程では、分子イオン、高速中性粒子、励起した原子分子が生成される。こういったプラズマ中の粒子の変化は、接触プラズマから非接触プラズマの間で異なる材料への相互作用をもたらすと予想される。そこで、重水素プラズマにおいて非接触プラズマの生成が定常で行える、本研究室の直線型装置 TPDsheet-U において、接触プラズマと非接触プラズマを打ち分け、その暴露後のタングステン試料の表面変質および重水素吸蔵量の違いについて調査した。

結果として、 $10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 未満のイオンフラックスにおいて、接触プラズマでは見られないナノ構造の形成が、非接触プラズマ曝露後の試料表面に確認された。重水素の吸蔵量は、同フラックスの接触プラズマに比べて、吸蔵量が少ないことが確認された。これは、室温程度の試料温度において、同程度のフラックス減少であっても、接触プラズマのままの場合に比べて、非接触プラズマに暴露された場合の方が、水素同位体吸蔵量が低減されるということである。

[参考文献]

- [1] T. Hayashi *et al.*, Fusion Engineering and Design **136** (2018) 545–548.
- [2] 林達也, 「ダイバータ材料であるタングステン中の重水素吸蔵及び拡散に関する基礎研究」, 平成30年度修士論文.
- [3] O.V. Ogorodnikova *et al.*, J. Appl. Phys. **119** (2016) 054901.
- [4] K. Nordlund, PARCAS computer code (2006).
- [5] W. Eckstein and J. P. Biersack, J. Appl. Phys. **A38** (1985) 12.
- [6] L. Buzi *et al.*, [J. Nucl. Mater. **455** \(2014\) 316-319.](#)
- [7] A.A. Haasz *et al.*, J. Nucl. Mater. **258-263** (1998) 889-895.
- [8] Z. Tian *et al.*, J. Nucl. Mater. **399** (2010) 101-107.
- [9] O.V. Ogorodnikova *et al.*, J. Nucl. Mater. **373** (2008) 254-258.
- [10] L. Buzi *et al.*, J. Nucl. Mater. **455** (2014) 316-319.
- [11] W.R. Wampler and R.P. Doerner, Nucl. Fusion **49** (2009) 115023.

[12] V.Kh. Alimov *et al.*, J. Nucl. Mater. **417** (2011) 572-575.

[13] R Causey *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 467-471.

第6章

- 総括 -

6.1 ■ 本研究のまとめ

我が国のエネルギーを支える燃料資源（石炭、石油、ウランなど）の将来的な枯渇を前に、新たな燃料による次世代エネルギー源が必要とされている。核融合発電は、将来のエネルギー供給基盤を支えるベースロード電源として期待されている。磁場閉じ込め型核融合炉では、炉心プラズマを良好な状態に維持するため、核融合反応で生成されるヘリウムや炉壁由来の不純物のダイバータによる排気が重要である。発電実証炉で想定される大きな熱負荷に対しては、非接触ダイバータの冷却ガスや不純物の逆流という限界から、新たなアプローチとして先進磁場配位が提案された。

先進磁場配位の基本的な考え方は、磁場の発散によってダイバータ板上の熱・粒子束プロファイルを拡大し、熱負荷を低減させることにある。先進磁場配位を用いた新たなダイバータ構造は、その幾何学的構造や磁場構造が従来とは大きく異なる。先進磁場配位の能力検証のため、大型装置での実験が行われ、その有効性が示されてきたが、大型装置では細かな条件制御は困難であり、計測の自由度も少ない。

また、ダイバータへの水素同位体残留もダイバータにおける課題である。トリチウムは放射性物質であるため、ITERでは炉内の保有制限値が1 kgと設定されている。また、トリチウムは自然界に存在しない希少な元素であるため、経済性の観点から未反応分は回収し、再度燃料として利用したい。そのため、炉内に死蔵する量は削減する必要がある。これまでイオンビームや直線型装置によるプラズマ曝露実験によって、ダイバータ材料への水素同位体蓄積量が評価されてきたが、非接触プラズマの効果は検証されていない。非接触プラズマに至る過程では、分子イオン、高

速中性粒子，励起した原子分子が生成される．こういったプラズマ中の粒子の変化は，接触プラズマから非接触プラズマの間で異なる材料への相互作用をもたらすと予想される．

これらの課題に対して，本研究では，比較的模擬が容易である XD, SXD の磁場配位について，非接触プラズマとの適合性，中性粒子の逆流特性，プラズマ膨張による熱・粒子束の低減およびプラズマ対向面積の増大について，その基礎特性を明らかにすることを目的として，直線型ダイバータ模擬装置を用いた実験を行った．また，非接触プラズマによるタングステンへの影響について，暴露後の表面変質や重水素吸蔵量の接触プラズマとの差異に注目し，その基礎データの取得を目的として，直線型ダイバータ模擬装置を用いたタングステン試料片へのプラズマ曝露実験を行った．以下に各章の要約をまとめる．

第 1 章

核融合研究とダイバータについて，歴史的な背景を含む先行研究の流れと課題点を示し，本研究の目的と意義を示した．

第 2 章

実験に用いた直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV とシートプラズマ，プラズマの計測系および計測方法，試料の作成方法および分析手法について概説した．

第 3 章

先進磁場配位における非接触プラズマの生成および中性粒子の逆流特性に注目し，本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV において，発散・湾曲磁場配位での閉構造ターゲットを用いた非接触プラズマ生成実験を行った．実験では，発散湾曲磁場においてガス導入による，電子温度・電子密度の減少，衝突輻射モデルから計算された電離レートの減少と再結合レートの増加から，非接触プラズマの生成が確認された．このとき，磁場発散の増大に伴い，非接触化に必要な冷却ガス量も増加する傾向が見られた．しかし，ある磁場条件においては磁束膨張が最も小さい条件よりも，上流のガス圧力が低い条件において再結合レートの割合が上昇

していることが確認された。このとき、非接触プラズマが生成されたガス流量条件において、「Plasma plugging」と呼ばれるイオン-中性粒子衝突によるものと考えられる、中性粒子の逆流抑制による上流と下流の圧力差の増加が確認された。この効果によって、非接触プラズマ生成時に上流の圧力上昇が抑制されたと考えられる。さらに、この効果を最大に発揮する最適な磁場強度比が存在する可能性が示された。

第4章

本研究では、先進磁場配位のプラズマ膨張および熱負荷低減への影響に関して理解を深めるため、本研究室の直線型ダイバータ模擬装置 TPD-Sheet IV を用いて、先進磁場配位での磁束膨張によるプラズマ膨張とターゲットのプラズマ対向面積および熱負荷に焦点を当てた実験を行った。

水素シートプラズマにおける厚さ方向のイオン飽和電流プロファイルから、プラズマ厚さの膨張は磁束膨張を考慮した理論的予測を上回ることが確認された。特にターゲット近傍でのプラズマ膨張は顕著であり、磁場を横切る輸送（プラズマブロブ、非両極性拡散）によって粒子束のプロファイルが広域化したと予想される。また、プラズマのターゲットへの熱負荷に寄与するイオン流束は、そのピーク値が磁場の発散に反比例して減少することが確認された。このとき、プラズマ厚さの膨張が顕著であったターゲット近傍のデータは、他のデータに対して粒子束ピークが下回る結果を示しており、顕著なプラズマ膨張とピーク粒子束の減少が連動していることが示された。また、 $q_{\text{target}}^{\text{Plasma}} = \Gamma_i \{ (\gamma + M_i^2) T_e + E_i \}$ において、 $\gamma = 7$, $M_i = 1$ を仮定して、イオン流束および電子温度から熱流束 $q_{\text{target}}^{\text{Plasma}}$ を見積もった。その結果、熱流束も磁束膨張に反比例して減少することが確認された。したがって、先進磁場配位における磁束膨張による熱・粒子束プロファイルの広域化は、有効であることが確認された。このとき、磁束膨張以上にプラズマのプロファイルが広がるため、装置の性能上で許される磁束膨張以上の熱負荷低減効果が見込めることが示された。

次に、純 H_2 , He , Ar プラズマおよび H_2 - He 混合プラズマを生成し、熱負荷に対する磁場の影響を実験的に調べた。その結果、プラズマを構成する粒子の種類に依らず、磁束の膨張によってプラズマの厚さは増大し、イオン粒子束のピークもこれに反比例して減少することが確認された。こ

のことから、実機における不純物粒子の混合されたダイバータプラズマにおいて、先進磁場配位における磁束膨張による熱負荷低減効果が有効となる可能性が示された。

第5章

重水素プラズマにおいて非接触プラズマの生成が定常で行える、本研究室の直線型装置 TPDsheet-U において、接触プラズマと非接触プラズマを打ち分け、その暴露後のタングステン試料の表面変質および重水素吸蔵量の違いについて調査した。

結果として、 $10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 未満のイオンフラックスにおいて、接触プラズマでは見られないナノ構造の形成が、非接触プラズマ曝露後の試料表面に確認された。この構造は試料の表面積を増加させることと、形状や大きさの成長によっては、アーキングの要因になり得るなど、水素同位体吸蔵およびプラズマとの相互作用に影響することが考えられる。試料への重水素の吸蔵量は、同フラックスの接触プラズマに比べて、吸蔵量が少ないことが確認された。これは、室温程度の試料温度において、同程度のフラックス減少であっても、接触プラズマのままの場合に比べて、非接触プラズマに暴露された場合の方が、水素同位体吸蔵量が低減されるということである。これらの結果は、非接触プラズマ曝露のタングステンへの影響および水素同位体吸蔵量を初めて明らかにしたものである。

これらの成果は、ダイバータへの熱負荷課題の解決およびダイバータにおけるプラズマ-壁相互作用、炉内の水素同位体量の制御に寄与し、将来の核融合発電の実現に貢献するものであると考える。

本論文に関わる研究業績

学術論文

- 【1】 “Experimental simulation of the Super-X divertor for detached plasma using TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, F. Ishikawa, T. Iijima, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, [Fusion Engineering and Design 124 \(2017\) 235-238](#).
関連する本論文の章：第3章
- 【2】 “Investigating the effects of a magnetic field divergence on plasma heat load using the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, and K.N. Sato, [Nuclear Materials and Energy 19 \(2019\) 352-357](#).
関連する本論文の章：第4章
- 【3】 “Plasma Expansion in H₂, He, Ar, and H₂-He Plasma”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, [Plasma and Fusion Research: Regular Articles 14 \(2019\) 2405113 \(3pp.\)](#).
関連する本論文の章：第4章

国際会議

- 【1】 “Experimental simulation of Super-X divertor using a linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
A. Tonegawa, T. Takimoto, T. Iijima, K.N. Sato, and K. Kawamura, 18th International Congress on Plasma Physics (ICPP 2016), Kaohsiung, Taiwan, 27 Jun.-1 Jul. 2016, PPM1-38.
関連する本論文の章：第3章
- 【2】 “Experimental simulation of super-X divertor for detached plasma by TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, F. Ishikawa, T. Iijima, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 29th Symposium on Fusion Technology (SOFT 2016), 5-9 Sep. 2016, Prague, Czech Republic, P4.112.
関連する本論文の章：第3章

- 【3】 “Characteristics of recombination plasma in divergent magnetic field on the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, XXXIII edition of International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG 2017), 9-14 Jul. 2017, Estoril / Lisbon, Portugal, PII.42.
関連する本論文の章：第3章
- 【4】 “Formation of recombining plasma in divergent magnetic field on the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 16th Latin American Workshop on Plasma Physics (LAWPP 2017), 4-8 Sep. 2017, Mexico City, Mexico, P1-17.
関連する本論文の章：第3章
- 【5】 “Effects of divergent magnetic field on heat load to target in detached plasma”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 13th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-13), 25-29 Sep. 2017, Kyoto, Japan, P3-010.
関連する本論文の章：第3章, 第4章
- 【6】 “Effects of divergent magnetic field on detached plasma in TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 6th International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion Research (PMIF2017), 1-3 Nov. 2017, Tsukuba, Japan, II-013.
関連する本論文の章：第3章, 第4章
- 【7】 “Characteristics of the detached plasma in the curved divergent magnetic field”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, Plasma Conference 2017, 20-24 Nov. 2017, Himeji, Japan, 22P-83.
関連する本論文の章：第4章
- 【8】 “Effects of curved divergent magnetic field on heat load in the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 23rd International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (PSI-23), 17-22 Jun. 2018, Princeton, NJ, USA, 483.
関連する本論文の章：第4章
- 【9】 “Effects of curved divergent magnetic field on H₂ / He mixture plasma in the linear divertor simulator TPD-Sheet IV”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, K.N. Sato, and K. Kawamura, 12th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS2018), 27-31 Aug. 2018, Tsukuba, Japan, P36.
関連する本論文の章：第4章

- 【10】 Effects of divertor leg length on detached plasma formation in linear plasma device”
T. Takimoto, R. Endo, A. Tonegawa, and K.N. Sato, 30th edition of the Symposium on Fusion Technology (SOFT 2018), 16-21 Sep. 2018, Sicily, Italy, P3-118.
関連する本論文の章：第4章
- 【11】 “Deuterium Retention in the Tungsten Irradiated with Detached Plasma”
T. Takimoto, Y. Matsumura, A. Tonegawa, and K.N. Sato, 14th International Symposium on Fusion Nuclear Technology (ISFNT-14), 22-27 Sep. 2019, Budapest, Hungary, P1-045.
関連する本論文の章：第5章
- 【12】 “Characteristics of deuterium retention for tungsten after detached deuterium plasma exposure”
T. Takimoto, A. Kaneko, A. Tonegawa, H.T. Uchida, Y. Matsumura, K.N. Sato, and K. Kawamura, 31st Symposium on Fusion Technology (SOFT2020), 20-25 Sep. 2020, virtual edition, P2.174.
関連する本論文の章：第5章

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの方々の御助力を賜りました。ここに付記して御礼申し上げます。

本研究は、東海大学理学部物理学科教授 利根川昭 先生の御指導の下で遂行されたものであり、研究活動全般にわたり数多くの御助言を頂きました。ここに心から深く感謝申し上げます。

九州大学名誉教授 佐藤浩之助 先生および東京工業大学名誉教授 河村和孝 先生には、プラズマ談話会を通して、研究に対する多くの知見や御助言を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

東海大学工学部原子力工学科教授 松村義人 先生には、主にダイバータ材料に関する研究活動において、試料の加工やこれに関連する装置の利用において丁寧な御指導を頂き、研究に関連する工学的な知見を御教授いただきました。また、本論文の審査を通して、本論文の質を高めるため、多くの御指摘・御助言を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

量子科学技術研究開発機構 飯島貴朗 博士には、本研究室在籍中だけでなく他研究機関に移ってから、折に触れて御指導・御議論いただき、大きな刺激を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

本論文の審査を通して、審査委員である東海大学工学部電気電子工学科 教授 沖村邦雄 先生、東海大学工学部航空宇宙学科 教授 堀澤秀之 先生、東海大学工学部精密工学科 特任講師 内田ヘルムート貴大 先生には、本論文の質を高めるため、多くの御指摘・御助言を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

研究室の環境整備、実験、解析、議論など、研究活動全般にわたってご協力頂いた、以下の方々に感謝いたします。

平成27年度修士課程修了：田中悠太 氏

平成28年度修士課程修了：石川文貴 氏，長谷拓哉 氏

平成30年度修士課程修了：石原正悟 氏，遠藤隆太 氏，
西村未来 氏，林達也 氏

令和元年度修士課程修了：花井啓利 氏，
学士課程卒業：宮松寛明 氏

令和2年度修士課程1年：金子新 氏，神永啓希 氏

また，御卒業された多くの方々が，実験装置の立ち上げ，並びに実験を行える環境を維持し，解析法や理論モデルの確立をしてきたことで，研究を遂行することができました．歴代研究室メンバーの方々にも大変感謝をしております．

最後に，ここまで自分を育て上げ，全面的に支援してくれた父母に深く感謝します．

令和2年
瀧本 壽来生