平成１７年度

核融合プラズマ分野
共同研究成果報告

重照射を受けたステンレス鋼の照射誘起応力腐食割れ(IASCC)に及ぼす粒界特性に関する研究　その3

(財)電力中央研究所　秀　耕一郎
九州大学　応用力学研究所　渡辺　英雄

1. 目的

原子炉等の炉内構造物材料として用いられるオーステナイト系ステンレス鋼は、軽水炉温度で大量の中性子照射を受けることにより、応力腐食割れ(SCC:Stress Corrosion Cracking)感受性を生じる場合がある。この現象は本来SCC感受性を有しない母材部(溶体化材)に生じるため、照射誘起応力腐食割れ(IASCC:Irradiate Assisted Stress Corrosion Cracking)と呼ばれ、高経年化した軽水炉や核融合炉の冷却配管等において問題となる可能性がある。秀ら[1,2]はこれまでに304系ステンレス鋼の溶体化材と熱鋭敏化材についてIASCC感受性の中性子照射量依存性を調べ、ＳＣＣ感受性の指標となる粒界割れ破面率が、熱鋭敏化材では照射量$1x10^{20}n/m^2$までは増加するものの、$3x10^{25}n/m^2$では未照射状態よりも低下すること、一方で溶体化材は$3x10^{25}n/m^2$では増加すること、またこの鋼種間の違いは、マクロ変形挙動の違いに起因している可能性について報告した。しかしながらこのマクロ変形挙動に差異を与える微小領域の変形挙動については解明されるに至っていない。

このため本研究は、結晶粒の微小領域の変形挙動を明らかにすることを目的として、ナノインデンターとEBSPを用いて結晶粒内の変形能の解明を行っている。これまでの研究[3,4]では、照射を冷間加工(室温引張)で模擬し、ナノインデンターを用いた微小硬さ測定からは、変形が進むと結晶粒内に、粒界と同程度の硬さのピークが現れてくること、一方、EBSPを用いた微小領域の結晶性測定からは、変形が進むと結晶性の乱れた領域が粒内に現れてくることを報告した。今回は、照射模擬の冷間加工材ではなく、重イオン照射材について、結晶粒内の結晶性の乱れについての検討を実施した。

2. 実験方法

2.1　供試材と照射条件

供試材は通常の商用純度材で、C濃度は比較的高めの304ステンレス鋼の熱鋭敏化材とした。化学組成および熱鋭敏化条件を表1に示す。重イオン照射を行うための試料は3mmφx200μmのTEMディスクの形状とし、照射面については5%過塩素酸-95%酢酸溶液中で40Vで電解研磨を実施した。

重イオン照射は400℃で、0.6dpa、6dpaを実施した。それぞれの照射量を中性子照射量に換算すると、約$1x10^{25}$、$1x10^{26}$ n/m^2(E>1MeV)となる。

2.2　EBSP測定

結晶性の乱れはEBSPを用いて測定した。なお測定はTEM観察に不可欠なセクショニング、バックシンニングを実施しない状態で照射面側を行った。これはダメージピーク位置の歪がセクショニングとバックシンニングにより解放される可能性を考慮したためである。なお、結晶中のミスオリエンテーションの同定はTSL社製のOIMソフトを用いて実施した。

3. 実験結果と考察

3.1　EBSP測定

EBSPを用いた方位の測定結果を図1(a)、(b)に示す。0.6dpa照射材は像の乱れも少なく、各結晶の状態が明瞭に区別できる。一方6dpa照射材は、電子銃の不調でデータの得られなかった部分(黒い部分)を除くと、結晶粒内に別色の点が多数存在している。これは粒内に結晶性の乱れた部分が存在していることを示すものであり、前報[4]の冷間加工材と比較すると、600MPa変形材の結果に近い。

3.2　ミスオリエンテーション測定

方位測定を実施した領域について、図(a)(b)の各ラインについて結晶のミスオリエンテーションを測定した。0.6dpaについては結晶粒内の乱れが少ないことから、、比較的広範囲に、一方6dpaについては、結晶粒内に乱れがあるため、比較的小さな範囲について測定を実施した。測定した結果を(a-1～4)と(b-1～4)に示す。

測定した結晶粒によりばらつきがあるが、ミスオリエンテーションの絶対値は6dpaが大きく、ピークの間隔は0.6dpaの方が大きかった。各照射量の平均値を比較すると、0.6dpaと6dpaでミスオリエンテーションとピーク間隔は各々約2倍と約半分であった（表2）。ミスオリエンテーションの平均値とピーク間隔の照射量依存性を図2(a)と図2(b)にそれぞれ示す。両図面において未照射状態のデータは取得していないが、当然結晶粒の乱れは無いと考えられるため、照射量ゼロに対してはどちらの数値もゼロとした。その結果、ミスオリエンテーション絶対値は、照射量の増加とともに増加し、最終的には飽和する傾向を示すのに対し、ピーク間隔は、照射初期には増加し、その後低下する傾向を示めした。

著者らは前報[4]で結晶粒の変形が必ずしも均一に起こらないこと、また変形に伴って粒内に粒界バリアに匹敵する強度のバリアが出現し、そのバリアの数は変形が進むにつれて増えていくことを報告した。今回は重イオン照射材でありナノインデンターを用いた硬さ測定は実施していないものの、結晶性の乱れがミスオリエンテーションに起因していると仮定すると、これは「歪」を意味しており、応力-歪の関係を通して「硬さ」と同等に取り扱えることを意味する。このことは、照射によって粒内に変形バリアが出現し、これが材料の不均一変形に寄与した可能性を示すものである。

4. まとめ

1) EBSPを用いた方位測定の結果、0.6dpa照射材には結晶性の乱れが認められない一方で、6dpa照射材については結晶性の乱れている部分が存在し、冷間加工材の600MPa変形材の結果に近いものであった。
2) ミスオリエンテーションの絶対値は、照射量の増加とともに増加し、最終的には飽和する傾向があった。一方、ピーク間隔は、照射初期では増加し、その後低下する傾向があることが示された。

今回測定されたミスオリエンテーションが結晶性の乱れに起因しているとすると、これは「歪」であり、応力-歪の関係を通して「硬さ」と同等に取り扱えることとなる。このことは、照射でも粒内に変形バリアが出現することを示しており、これが中性子照射材の材料の不均一変形に大きな役割を果たした可能性がある。

5. 参考文献

[1] K. Hide, M. Mayuzumi, K. Tsuji, M. Narui, "Influence of deformation behavior on IASCC susceptibility for neutron irradiated type 304 stainless steels", Proc. of 13th APCCC,16-21 Nov 2003, Osaka Univ.

[2] K. Hide, T. Onchi, M. Mayuzumi, S. Dumble, "Correlation of Microchemistry and IGSCC Behavior for Irradiated Thermally-sensitized Type 304 Stainless Steels", Proc. 10th Environmental Degradation of Materials in Nuclear Power System, Aug. 5-9, 2001, Lake Tahoe, Nevada, NACE (2001)

[3] 秀耕一郎、渡辺英雄、「重照射を受けたステンレス鋼の照射誘起応力腐食割れ（IASCC）に及ぼす粒界特性に関する研究」、九州大学応用力学研究所　全国共同利用研究成果報告　第7号　（2003）　p159

[4] 秀耕一郎、太田丈児、渡辺英雄、「重照射を受けたステンレス鋼の照射誘起応力腐食割れ（IASCC）に及ぼす粒界特性に関する研究　その2」、九州大学応用力学研究所　全国共同利用研究成果報告　第 8 号　（2004）　p159

謝辞

EBSPの測定に関して電中研の太田上席研究員、渡辺主任研究員に多大なる協力を頂いた。ここに謝意を示します。

表1　化学組成と熱処理の条件

Element	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	N	Co	Fe
	0.063	0.5	0.98	0.026	0.045	9.99	18.65	0.036	<0.01	bal.

Thermally-sensitized treatment : SA（1100°C x 1hr）+ sens.(650°C x 100 min + 750°C x 24 hr)

表2　ミスオリエンテーション量とミスオリエンテーションピーク間隔

Irradiation Dose (dpa)	misorientation (degrees)		Peak interval (μm)	
	Ave.	SD	Ave.	SD
0.6	0.6	0.27	7.0	2.3
6	1.4	0.69	4.0	1.0

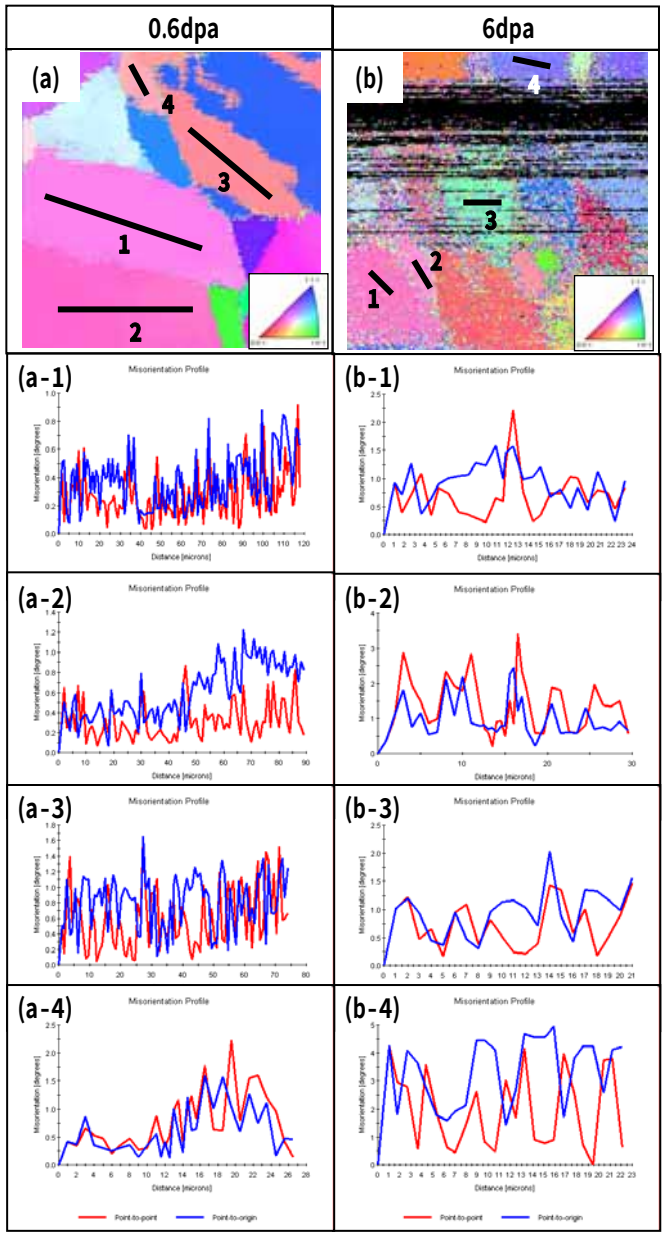


図1　EBSPによる結晶方位測定結果とミスオリエンテーション測定結果

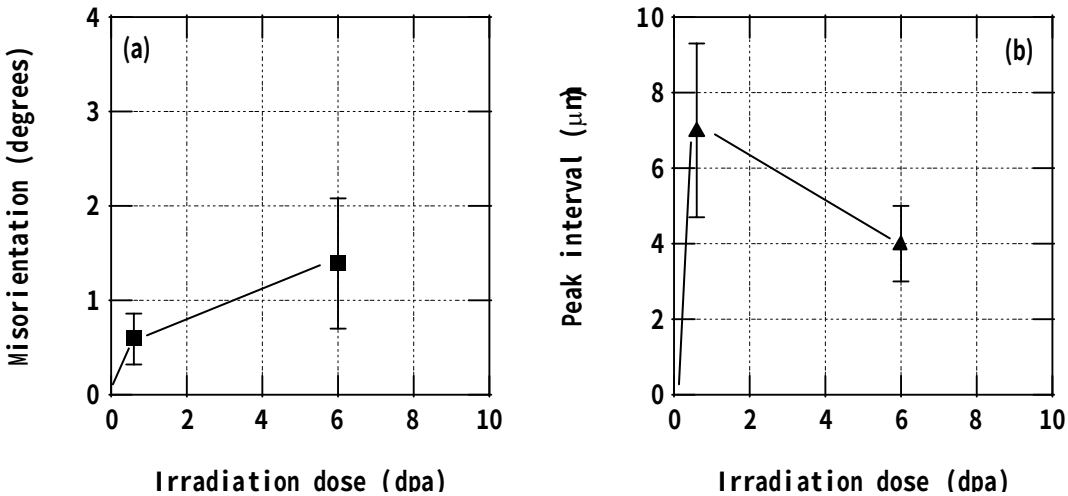


図2　照射量とミスオリエンテーション(a)およびピーク間隔(b)の関係

シリコン単結晶の表面欠陥のX線回折顕微法による研究

九州産業大学工学部　二神　光次

目的

X線の全反射臨界角近くの視射角を用いる反射X線トポグラフイは、バルク層からの反射X線の影響をなくし、結晶表面下の浅い領域（5nm～200nm）の格子歪を観察・評価するのに適した方法である。これまでの研究で、薄い酸化膜の膜端では酸化膜の圧縮応力によって格子歪が生じるが、この格子歪は酸化膜を除去すると消えるため格子面傾斜による弾性歪であることが分かっている。しかし酸化膜をつけた状態で熱処理を加えるとこの歪が弾性歪から塑性歪に変わることが分かった。そこで本研究では弾性歪から塑性歪へと変化する温度、時間を見積もり、この塑性歪の評価を行った。更に低エネルギーの窒素イオン（N+）をSiに注入して生じる格子膨張と熱処理による結晶性の回復過程、熱処理の段階で新たに生じる注入境界の格子歪（格子の膨張、収縮）の見積もりを行った。

実験方法

実験に用いられるシリコンウェハーは、エピタキシヤル基板結晶等に用いられる結晶であり、（100）格子面と（100）結晶表面とが約2.6°傾いており鏡面研磨されている。このようなウェハーを用いると、$CuK_{\alpha 1}$線と4組ある{311}非対称反射面の中から全反射臨界角（$\theta_c = 0.225°$）に近い視射角を選ぶことができる。このようなウェハーに酸化膜を作製し、Ar雰囲気中で500～750℃、45、90minの等温アニールを行った後、1%フッ酸で酸化膜を除去したものを試料とした。回折実験は視射角は$\phi = 0.2 \sim 0.25°$で（+、－）平行配置の２結晶法でトポグラフ撮影を行った。

また、同様な試料にイオン注入を低エネルギー（8keV、3keV、ドーズ量1×10^{15}／cm^2）で行い、同様な回折条件でトポグラフを撮った。熱処理はAr雰囲気中で、700℃、30、60、90、120minの等温アニールを行った。

実験結果と考察

（１）酸化膜と塑性歪み

Fig. 1は酸化膜を形成し、Ar雰囲気中で700℃、45minで熱処理を施した後、1%のフッ酸で酸化膜を除去した試料のトポグラフである。半値幅36″のロッキングカーブの－18″の角度位置で撮影している。酸化膜を除去後にもかかわらず、その膜端に塑性歪が黒と白のコントラストとして現れている。これは熱処理の過程で格子歪が弾性歪から塑性歪へと変化したためであり、この場合、格子面の傾斜を示している。しかし500℃、45minのトポグラフでは塑性歪が明瞭ではないため、酸化膜端の格子歪

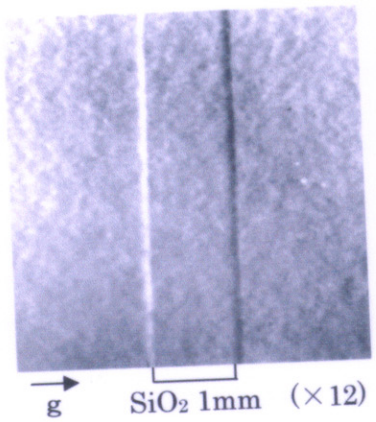


Fig.1

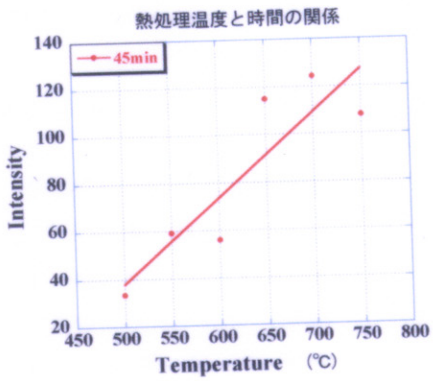


Fig.2

が弾性歪から塑性歪に変化する最低温度は500℃付近だと考えられる。この関係を明確にした実験が次のFig. 2である。Fig. 2はフイルムの黒化度をフィルムスキャナーで光の強度に変換してそのプロファイルの変化から各時間ごとの熱処理温度との関係を表したものである。熱処理温度が高い方が反射強度が強いが、500℃付近で酸化膜両端のコントラストは消失する。また、この手法を用いて550℃、650℃、750℃の熱処理時間90minの試料のトポグラフを5～10 ″間隔で角度を変えて撮り、塑性歪の強度を測定しまとめたものがFig. 2である。

（2）低窒素イオン注入による格子歪み

Fig. 3はNイオン注入後700℃、90minのアニール後のトポグラフで、中央の部分が注入領域である。Fig. 3 (a)、(b) は半値幅36 ″のBragg角からそれぞれ－18 ″、＋18 ″の位置で撮影されたものである。Fig. 3 (a) と (b) ではコントラストの逆転が起こっている。(a)、(b) ともに結晶性の回復のために非注入領域とのコントラストの差は低い。しかし、アニールによって注入一非注入領域の境界に白、黒のコントラストの格子歪が新たに生じているのが分かる。この歪は幅20 μ m程度で二重になっており、コントラストの付きかたから内側は格子の膨張が、外側は格子の収縮が生じている。この試料のトポグラフを5～10 ″秒間隔で角度を変えて撮り、フイルムの黒化度をフィルムスキャナーで光の強度に変換してそのプロファイルの変化から、Fig. 4に示すような強度分布が得られた。このグラフより角度差$\Delta\theta_1$、θ_2を読み取り、$\Delta d/d = -\cos\theta\ \Delta\theta$の関係より格子面間隔の変化量$\Delta d/d$を求めると境界の内側、外側それぞれ$\Delta d/d = +1.8\times10^{-4}$、$-1.4\times10^{-4}$の膨張、収縮が起こっていることが分かった。

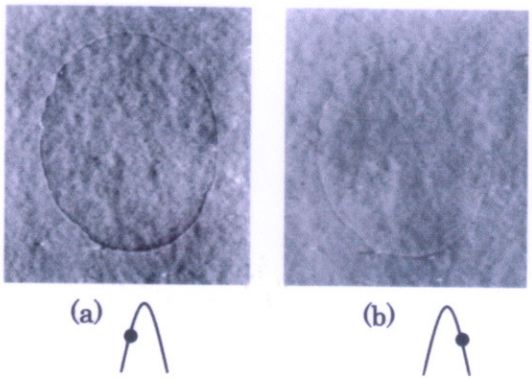


Fig.3

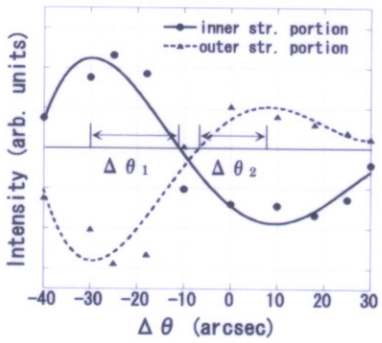


Fig.4

まとめ

われわれが改良したベルグ・バレット型X線回折顕微法が酸化膜およびNイオン注入時に生じる格子歪みに対して極めて有用であることが分かった。また、本実験で生じる格子歪みを定量的に評価出来ることが分かった。

本実験は研究協力者の宮崎大学工学部福森太一郎助教授、黒木正子助手および院生方々ともに行ったものである。また、実験の遂行に当たり、所内世話人の佃　昇助教授に多大のご援助を戴いた。また、照射実験については研究所の吉田直亮教授および職員、院生の方々に多くのご援助を頂いた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

1) T. Fukumori, K. Futagami, M. Sakamoto and S. Hirooka: JJAP 43, 1 (2004) pp. 385-388
2) T. Fukumori, K. Futagami, K. Kuroki: JJAP 43, 12 (2004) pp. 8331-8334
3) K. Futagami, T. Fukumori, N. Tsukuda K. Kurokii: JJAP 44, 8 (2005) pp. 6277-6282

低放射化バナジウム合金の不純物輸送に伴う組織変化

核融合科学研究所　室賀健夫

１．目的

バナジウム合金は一般に活性な金属で、環境から酸素、窒素、炭素などの不純物を容易に吸収し、組織や強度特性が変化する。一方、液体リチウムなどの還元性の強い環境では逆に酸素が流出するという現象が起こる。核融合ブランケット環境でバナジウムは液体リチウムおよび真空に面して使われると想定される。また異常時には空気との接触も考えられる。一方、液体リチウムブランケットの MHD 圧力損失を低減するため、予め酸素をバナジウム合金の表面近傍に導入し、Li にドープした Er と反応させ絶縁皮膜を形成させる方法（その場被覆）が開発中であり、ここでは、試料中の酸素の保持が必要である。バナジウム合金の不純物混入効果は、表面化学分析などの手法により部分的には分ってきたが、透過電子顕微鏡レベルで微細組織と強度の関係を調べた例は少ない。

本研究の目的は、高温真空、高温酸化環境に曝された低放射化バナジウム合金の微細組織の表面からの変化を、ビッカース硬度測定と透過電子顕微鏡の組み合わせにより詳細に評価することにより、浸入不純物の組織および強度特性への影響、不純物保持機構を明らかにすることを目的とする。

２．実験方法

7×7×0.5mm の V-4Cr-4Ti 合金（NIFS-HEAT-2）と 7×7×1mm の純バナジウムを、核融合科学研究所の高温質量分析器を用いて、高温 Ar ガスフロー環境に 700℃ 6 時間曝し、Ar ガス中に約 0.1-1ppm 含む酸素不純物を試料に導入した。その後赤外線加熱炉において、真空中で 700℃ 4－32 時間の熱処理を行った。試料を樹脂で固定し、マイクロカッターにより縦方向に切断し、切断面のビッカース硬度を測定した。また、試料を背面から電解研磨し、表面近傍の微細組織を応用力学研究所の透過電子顕微鏡によって観察した。一部の試料は収束イオンビームにより薄膜化し、深さ方向の組織観察を行った。

３．実験結果

図１は、V-4Cr-4Ti と純 V (処理なし、700℃ 6 時間酸化、酸化後 700℃16 時間熱処理材) のビッカース硬度の深さ依存性を比較したものである。

V-4Cr-4Ti では、酸化の後熱処理を行うと、一定の深さまでほぼ硬度が一定の領域が形成される。これは酸素を含んだ相がこの領域に形成されることを示している。一方純バナジウムにおいては、酸化によって緩やかな硬度の深さ分布が形成されるが、熱処理により殆ど深さ方向に一定になり、酸素が固溶状態で試料に均一に拡散したことがわかる。

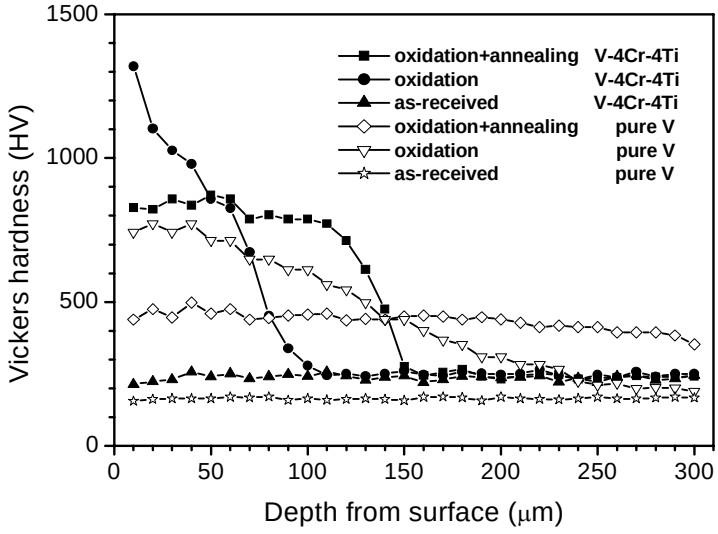


図 1　V-4Cr-4Ti と純 V （処理なし、700℃ 6 時間酸化、 酸化後 700℃16 時間熱処理材） のビッカース高度に深さ依存性

V-4Cr-4Ti においては、酸化時間を 0.5－8 時間に変化させると､硬度上昇領域が広がるが、熱処理時間を 6－32 時間に変化させても、硬度の深さ分布に殆ど変化のないことがわかった。これは酸素を含む相の形成が比較的早期に起こり、その後は安定であることを示している。

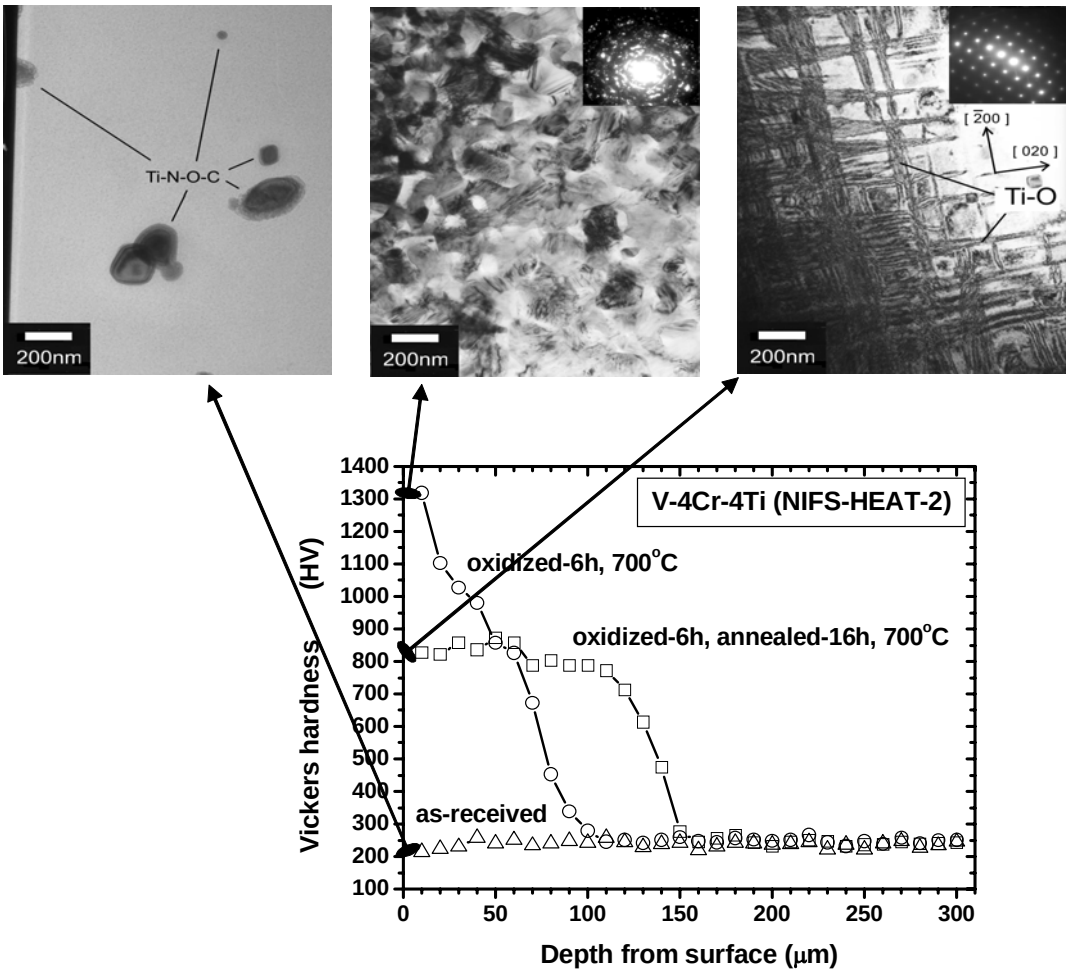


図２　V-4Cr-4Ti の処理なし、酸化、酸化後熱処理試料の表面近傍組織

図２はV-4Cr-4Tiの処理なし、酸化、酸化後熱処理試料の表面近傍組織を示す。処理なしの材料は、Ti‐CON**の球状析出物が低密度で形成し、酸化後は複雑な酸化物相が形成している。一方、酸化後熱処理材では、＜001＞方向に延びた帯状の析出が高密度に形成されている。これらについては、**X**線光スペクトル測定により、**TiO_2**の相が形成していることを確かめた。ビッカース硬度が一定な領域はこの相が一面に形成されているものと考えられる。**

４．考察

本研究の酸化、酸化後熱処理条件は、酸素注入材を Er**含有**Li**に浸漬することにより**Er_2O_3**の絶縁皮膜をその場製作する試験において、最も安定な絶縁皮膜の形成が可能な条件として選ばれたものである。本研究により高密度網目状**TiO_2**析出が被覆形成のための酸素の保持の役目を果たしていることが明らかになった。**

５．研究組織

室賀健夫、長坂琢也、田中照也、姚　振宇　（核融合科学研究所）
吉田直亮、渡辺英雄　（九州大学応用力学研究所）

６．発表論文

T. Nagasaka, T. Muroga, H. Watanabe, K. Yamasaki, N-J. Heo, K. Shinozaki and M. Narui, Materials Transactions 46 (2005) 498-502.

FePt-Al_2O_3 グラニュラー薄膜におけるイオン照射による形状変化

九州大学大学院工学府: 白井学、堀口篤司
同 工学研究院: 松村晶、安田和弘

【緒言】

近年、磁気記録媒体の記録密度は急速に高密度化が進んでいる。高密度化のためには記録単位を構成する磁性粒子の縮小が必要である。しかし、粒子サイズ縮小に伴って磁化の熱揺らぎによって記録が消失するという問題が生じるため、この問題を抑えつつ粒子の縮小を行うには高い磁気異方性を持つ磁性材料が必要である。$L1_0$規則構造を有するFePtは高い磁気異方性を持ち、粒子がナノサイズまで縮小しても磁化が安定している。そのため FePt 粒子が非磁性母相に分散した FePt グラニュラー薄膜は次世代の高密度磁気記録媒体の候補材として期待されている。製膜直後の FePt 粒子は不規則 *fcc* 構造であるため実用化のためには $L1_0$ 規則構造にしなければならない。高温熱処理によって規則化するということが知られているが、規則化と同時に粒子が粗大化し、高密度化への妨げとなる。本研究グループでは粗大化抑制方法としてイオン照射の可能性について検討を進めている。熱処理した FePt 粒子に対して 2.4 MeV Cu^{2+}イオンを照射したところ原子配列は不規則状態となったが、FePt粒子が薄膜方向に長く伸びた形状へと変化した(図 1)。昨年度はCu^{2+}イオンを薄膜に対して垂直に照射したが、本実験ではグラニュラー薄膜に対して角度を変えて Cu^{2+}イオン照射を行い、粒子の形状変化のメカニズムを探った。

【実験方法】

本実験で用いた試料は電気磁気材料研究所においてイオンスパッタ法によって作成された非晶質 Al_2O_3 を母相とするFePt グラニュラー薄膜である。試料組成は$(FePt_{55}Pt_{45})_{41}(Al_2O_3)_{59}$ であり、膜厚は 20 nm である。この試料に対してまず真空中において 650℃で 20 分間の熱処理を施した。その後、九州大学応用力学研究所の高エネルギーイオン発生装置(タンデム型加速器)を用いて室温にて 2.4 MeV の Cu^{2+}イオンを 5×10^{19} ions/m^2 照射した。照射の際にはイオン入射方向に対して試料を 46°および 60°傾斜させて行った。これらの試料に対して電子線トモグラフィーを用いてFePt粒子の形状を評価した。電子線トモグラフィーは九州大学超高圧電子顕微鏡室の Tecnai-20 型 TEM(FEI 社製)を用いて、-60°から+60°の角度範囲で 2°刻みで傾斜させながら計 61 枚の明視野像を撮影し、そこからコンピュータによる計算で三次元像を構築した。そして、得られた三次元構築像から角度やアスペクト比などの定量的な解析も行った。方位については x 軸からの偏角 φ、z 軸からの偏角を θ で表すこととする。

【実験結果】

図 2 に膜厚方向に垂直(θ=0°)に照射した試料のアスペクト比分布ヒストグラムを示す。平均アスペクト比は 2.19(σ=0.45)であり、定量的な解析からも FePt 粒子が伸びていることが確認できる。図 3 にはこのときの θ 分布ヒストグラムを示す。これより θ は 0°付近にピークがあり、粒子はイオン入射方向である膜厚方向に伸びていることが示されている。同じ照射量でθ=46°,θ=60°の条件で照射した試料に対してもトモグラフィーによる三次元構築を行った。それぞれの平均アスペクト比は,それぞれ 2.12(σ=0.56), 2.09(σ=0.48)であり、イオン入射方向に依存せずにほぼ同程度であった。それぞれの粒子の θ 分布ヒストグラムを図 4 および図 5 に示す。46°傾斜試料では θ は 46°付近にピークがあるが、60°傾斜試料では 60°付近にピークはなく、0°付近にピークがみられる。よって、試料の傾斜角が増加するにつれて粒子が伸びる方向とイオン入射方向の依存性は弱まるということがわかった。このような粒子の形状変化は、Cu イオン照射されたときにイオン照射の入射方向への Fe 原子、Pt 原子の優先的なはじき出し効果の影響と、非晶質 Al_2O_3 母相にイオン入射方向に垂直に局所的な圧縮

応力が働くイオンハンマリング効果、すなわち母相への影響の二つの効果によるものであり、それらの寄与はイオンの入射方位によって変化していることが考えられる。

【研究成果報告】

[1]白井学他，FePt ナノグラニュラー薄膜の Cu イオン照射効果および電子線トモグラフィーによる三次元構造解析 第 47 回日本顕微鏡学会九州支部学術講演会 2005.12.3, 山口大

[2]M.Shirai et al, Morphological Change in FePt Nanogranular Thin Films Induced by Irradiation with 2.4 MeV Cu^{2+} ions: Electron tomography Observation, Materials Transactions, Vol.47 No.1 (2006)

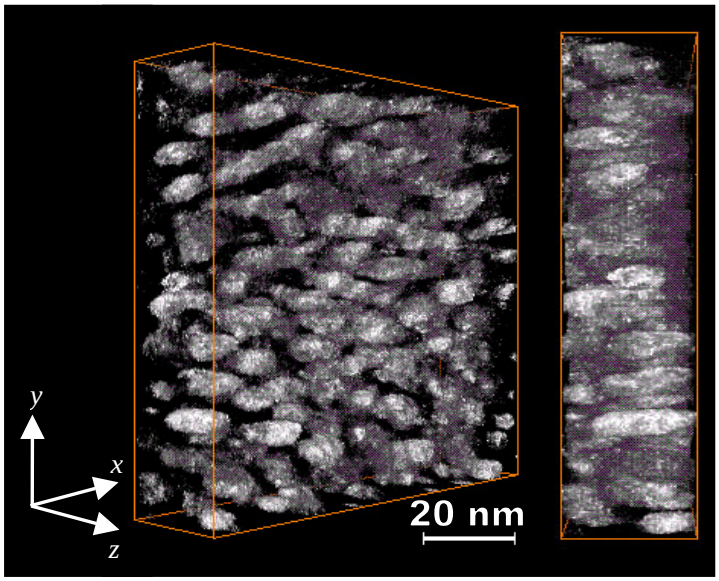


図 1 Cu イオン照射試料のトモグラフィー像

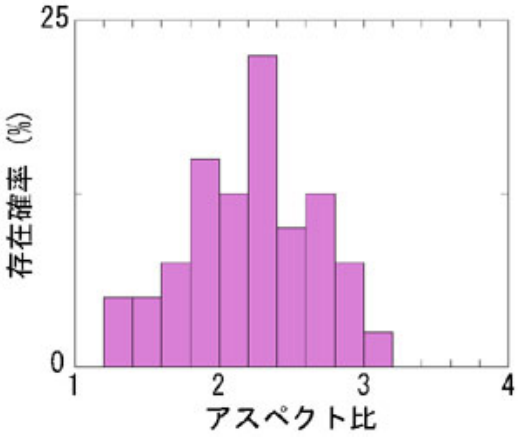


図 2 Cu イオン照射試料(0°傾斜)のアスペクト比分布ヒストグラム

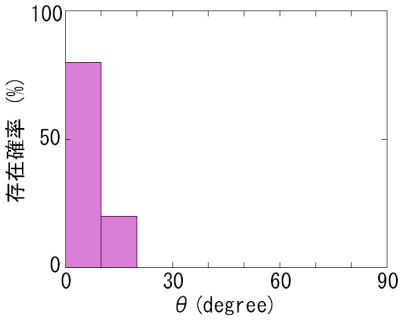


図 3 Cu イオン照射試料(0°傾斜)の θ 分布ヒストグラム

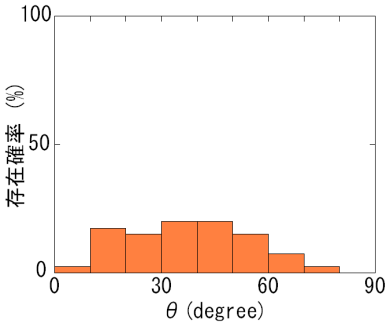


図 4 Cu イオン照射試料(46°傾斜)の θ 分布ヒストグラム

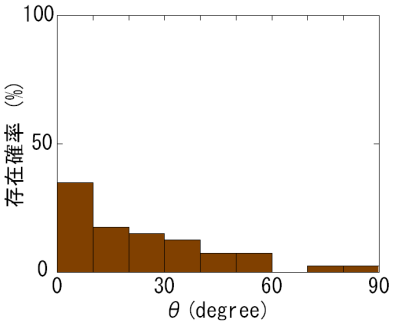


図 5 Cu イオン照射試料(60°傾斜)の θ 分布ヒストグラム

蛍石型結晶の欠陥形成に与える電子励起の効果

九大院・工　船元健太、安永和史、安田和弘、松村晶

1. 緒言

原子力発電の運転コストや放射性廃棄物の低減を目指して、軽水炉燃料(UO_2)の高燃焼度化が計画されている。しかし約 55 GWd/t 以上の高燃焼度の燃料では、外周部において高密度のバブルの形成および結晶粒の微細化が起こることが報告されており、核分裂生成物であるXeの放出挙動や燃料の諸物性に変化を与えることが懸念されている。バブルの形成や結晶粒の微細化は、蛍石型酸化物であるUO_2中での核分裂生成物や転位などの照射欠陥の蓄積に起因していると考えられる。そこで、同一結晶構造をもつCeO_2に対して電子あるいは重イオンを照射し、形成された照射欠陥の性状やその形成条件および成長過程について比較検討することにより、蛍石型結晶における照射欠陥の蓄積過程に関する知見を得ることを目的とした。

2. 実験方法

CeO_2粉末（純度 99.99 %）を 130 MPaで一軸加圧することにより 10 mmϕ×2 mmのペレットを作製し、これを 97 MPaで冷間静水圧圧縮（CIP）して緻密化した。その後、1873 Kにて 8 時間大気中で焼結することにより平均粒径約 5 μmのバルク試料を得た。これから 3 mmϕのディスクを超音波カッターで切り出し、透過型電子顕微鏡(TEM)で観察するためにイオン研磨により薄膜化した。電子照射は、九州大学超高圧電子顕微鏡室の超高圧電子顕微鏡（JEM-1000）を用いて行い、照射電子エネルギーは 200~1250 keV、照射温度は 296～473 Kである。重イオン照射は、九州大学応用力学研究所のタンデム型イオン加速器を用いて行い、照射イオン種およびエネルギーはFe^{2+}および 2.4 MeV、照射温度は 296 , 773 Kである。

3. 結果および考察

図 1 は、CeO_2に対して 296 Kで様々なエネルギーの電子を約 3×10^{26} e/m^{2}まで照射することにより形成された照射欠陥の明視野TEM像である。これらの照射欠陥は像コントラストの解析により、{111}面上に存在し晶癖面に垂直な<111>のバーガースベクトルをもつ格子間原子型の転位ループであることが明らかになっている[1]。また転位ループの性状は、不定比性で積層不整を伴う 1/2<111>{111}型であると考えている。これらの転位ループの形成の上限の温度領域は約 460 Kであった。電子照射によるCeイオンおよびOイオンの弾き出し断面積をMcKinley-Feshbachの式[2]を用いて評価したところ、200～1250 keVのエネルギーをもつ電子ではCeイオンの弾き出し損傷をほとんど誘起することができず、Oイオンの選択的な弾き出し損傷であることが判明した。

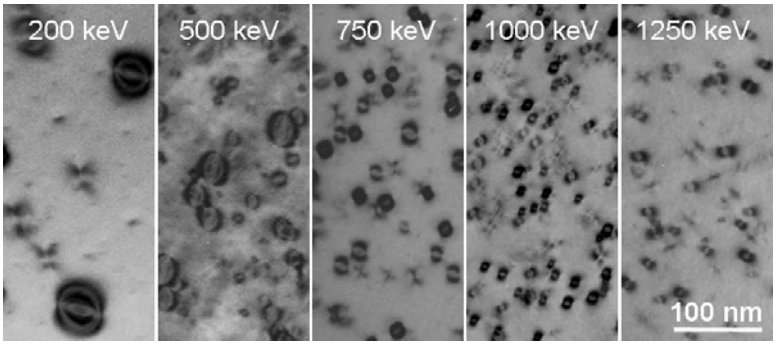


図 1 電子線照射によりCeO_2中に形成された転位ループの成長に及ぼす電子エネルギー依存性。(296 K, Φ~3×10^{26}/m^2)

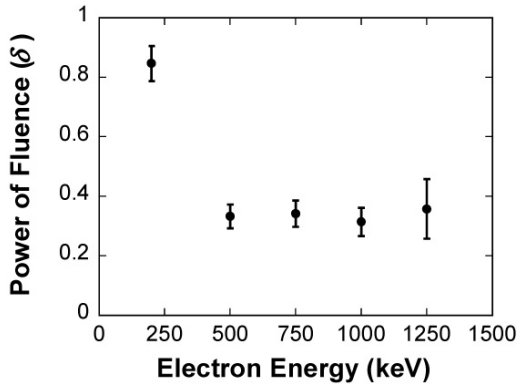


図 2 電子線照射量の冪指数の電子エネルギー依存性

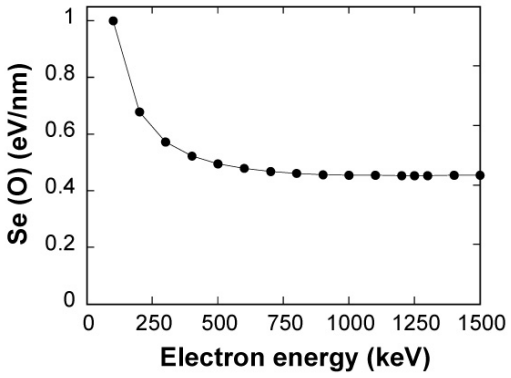


図 3 入射電子のCeO_2中の酸素イオンによる電子的阻止能(Se)

図 1 から電子照射により形成された転位ループの成長は、電子エネルギーの低下に伴って促進されていることがわかる。そこで、

各電子エネルギーにおける転位ループの直径D (nm)の照射時間(t)依存性を調べると$D \propto t^{\delta}$, (δ: 冪指数)で表されることが明らかになった。δは図2に示すようにエネルギー依存性を示し、200 keVにおいては約0.85、500 keV以上では約0.33であった。電子線照射による格子間原子型の転位ループの成長挙動に関しては、空孔の移動度の違いが成長冪指数δの値の違いとして反映されることが、反応速度論を用いた解析により示されている[3]。すなわち、空孔の移動度が十分に高い場合はδ=1 となり照射時間に対して転位ループは一定速度で成長し、空孔がほとんど移動できない場合はδ=1/3 となり照射時間とともに転位ループの成長速度が減少する。従ってCeO_2中の転位ループの成長挙動の電子エネルギー依存性の結果は、200 keV電子照射下では他のエネルギーと異なりCeO_2中のOイオン空孔の移動度が増加していることを示していると解釈される。図3は、CeO_2中に電子を照射した場合のOイオンによる電子的阻止能(S_e)の電子エネルギー依存性を示したものである。電子的阻止能の計算にはBetheの式[4]を用いた。S_e値は500 keV以上のエネルギーではほぼ一定値を示しているのに対し、それ以下のエネルギーではエネルギーの低下に伴って著しく増加することがわかる。MgOにおける理論計算[5]によると、Oイオン空孔に捕獲されている電子数が減少すると、その移動の活性化エネルギーも顕著に減少することが示されている。CeO_2中の200 keV電子照射下での転位ループの成長挙動は、低エネルギー電子照射による電子励起がOイオン空孔周辺の電子状態を変化することによりその活性化エネルギーを低下させた可能性が指摘される。

図4は2.4 MeV, Fe^{2+}イオンを照射したときに形成された照射欠陥の暗視野像である。照射温度は296 Kで、照射量は4×10^{18} ions/m^2である。転位ループは約50 nmの大きさまで成長し重なり合った状態で観察されている。回折ベクトル$g=\bar{2}20$ および**020** を励起した場合に、それぞれの回折ベクトルに直交した転位ループが主に観察されていることから、これらの転位ループの性状は、1/2<110>{110}型完全転位ループであると判定される。また同一性状の転位ループは、773 Kにおいても形成されることを確認している。SRIMコードにより弾性的な弾き出し損傷を評価したところ、2.4 MeV Fe^{2+}イオン照射下ではCeイオンおよびOイオンの両イオンが弾き出されることがわかった。このことから両イオンが弾き出される照射条件では電子照射と異なり定比性の完全転位ループが形成され、熱的安定性が高いことが明らかになった。

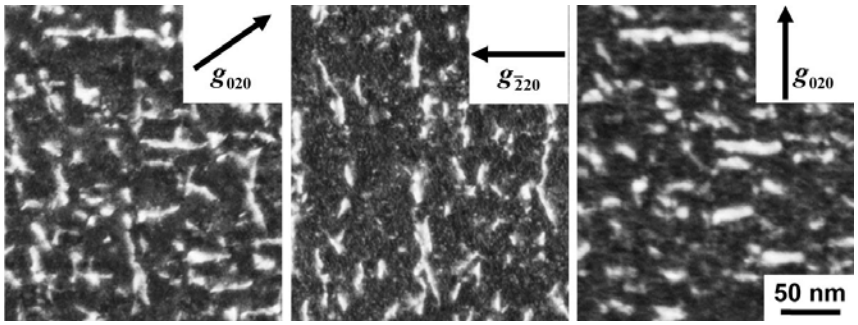


図4　2.4 MeV, Fe^{2+}イオンを照射した際に形成された照射欠陥。照射温度は296 Kで、照射量は4×10^{18} ions/m^2である。

4. 結論

(1) 200～1250 keVのエネルギーをもつ電子線照射により、CeO_2中に積層不整を伴う不定比性の転位ループが460 K以下の温度領域で形成された。転位ループは電子エネルギーに強く依存した成長挙動を示した。特に200 keV電子照射下における一定速度成長は、Oイオン空孔の移動度が200 keV電子照射により増加したことに起因した現象と解釈された。この原因としては200 keV電子では電子的なエネルギー付与が高く、電子励起効果によりOイオン空孔の移動の活性化エネルギーが減少したことが示唆された。

(2) Fe^{2+}イオン照射により、CeO_2中に定比性の1/2<110>{110}型完全転位ループが296及び773 Kで形成された。この転位ループは、電子線照射で形成された転位ループとは性状が異なり、熱的安定性が高いことが示された。

参考文献

(1) K.Yasunaga, K.Yasuda, S.Matsumura, T.Sonoda, Nucl. Instru. and Meth. B in press
(2) W.A.McKinley, H.Feshbach, Phys. Rev. 74 (1948) 1759
(3) M.Kiritani, N.Yoshida, H.Tanaka, Y.Maehara, J. Phys. Soc. Japan 38 (1975) 1677
(4) H.Bethe, J. Askin, Experimental Physics vol.1 ed. E.Sinre, Willy, New York 166 (1953)
(5) E.A.Kotomin, A.I.Popov, Nucl. Instrum. and Meth. B 141 (1998) 1

学会発表

安永和史、船元健太、安田和弘、松村晶、園田健「電子および重イオン照射によりCeO_2に形成された面欠陥の構造」日本金属学会秋季大会　2005年9月
船元健太、安永和史、安田和弘、松村晶、園田健「電子およびイオン照射に伴うCeO_2の微細組織変化」原子力学会九州支部第24回研究発表講演会　2005年12月

水素とヘリウムによる金属の損傷組織及び機械的性質への影響

京都大学原子炉実験所　義家敏正　　徐　虬
九州大学応用力学研究所　渡辺英雄　吉田直亮

1．目的

金属中でのヘリウムは、拡散が非常に速く、また、欠陥との相互作用が大きい。そのため、核融合炉のプラズマ対向材料の損傷においては、中性子やプラズマ照射による照射損傷による効果よりも、内部へ拡散したヘリウムとの相乗効果の方が大きい効果を及ぼす可能性がある。即ちわし、高フラックス、低エネルギーヘリウムプラズマが表面よりもっと深い所に損傷を与える可能性が高い。本研究では、プラズマ対向材の候補材料タングステンにおいて、反応速度論を用いて中性子と低エネルギーヘリウムプラズマ照射との相乗効果を調べた。

２．計算方法

本研究では、格子間原子、原子空孔とヘリウム原子のみが動けると仮定した。また、一つの原子空孔に入れるヘリウム原子の数は最大 6 個、一つの原子空孔に 3 個以上のヘリウム原子が入ると格子間原子と反応しないと仮定、照射温度は 873K、中性子照射の損傷速度は 10^{-6}dpa/s とした。第一壁およびダイバータの模擬として、ヘリウム粒子エネルギーが 1keV、照射強度が $10^{18}/m^2s$ の場合（高エネルギー・低照射強度の第一壁条件）と、ヘリウム粒子エネルギーが 30eV、照射強度が $10^{22}/m^2s$ の場合（低エネルギー・高照射強度のダイバーター条件）について計算を行った。タングステン試料の厚さは電子顕微鏡試料の厚みに近い 0.067㎜ とした。表 1 に本研究に使われたパラメーターを示す。

３．計算結果と考察

図 1 に 873K で中性子照射がないタングステンのマトリクスに、ヘリウムのエネルギー1keV、照射強度 $10^{18}/m^2s$ のヘリウムの濃度分布を示す。時間の増加と共に、ヘリウムがマトリクスの奥まで拡散し、0.07㎜ に到達するまで 0.1 秒しか掛からなかった。また、マトリクス中のヘリウム濃度は 1 秒までで飽和になった。この結果から 873K におけるタングステン中のヘリウムの拡散が非常に速いことが分かる。これに対して図 2 に、損傷速度 10^{-6}dpa/s の中性子照射したタングステンマトリクス中のヘリウムの濃度分布を示す。図 1 に示した未照射のタングステンと同じように、照射初期に(0.01s まで)照射時間の増加と共に、ヘリウムがマトリクスへ拡散する。しかし、さらに照射をすると、ヘリウムの濃度が低くなる。これはマトリクスに導入されたヘリウムが、中性子照射によって形成された欠陥にトラップされ、深いところへの拡散が阻止されたことを示している。図 3 に 6He-V 集合体の濃度分布の照射時間依存性を示す。表面から 0.05μm 以内に高濃度の 6He-V 集合体が形成され、照射時間の増加と共に、濃度が増加した。1s 間照射後に、6He-V 集合体の濃度が深さの増加と共に急激に減少した。1keV のヘリウムのみ照射の効果も調べた。その結果から、表面から 0.05μm 以内における高濃度の 6He-V 集合体の形成が、主に 1keV のヘリウムによるものであることが分かった。また、もっと深い所に形成された 6He-V 集合体が、中性子照射によるものを示している。照射時間の増加と共に、表面から深い所に形成された He-V 集合体は材料の力学性質に影響を与える。一方、弾き出し損傷ができないエネルギー30eV、照射強度 $10^{22}/m^2s$ のヘリウムと中性子照射による、6He-V 集合体の濃度分布の照射時間依存性を図４に示す。1keV ヘリウム照射と同じように照射時間の増加と共に、6He-V 集合体の濃度が増加した。また、深さの増加と共に、6He-V 集合体の濃度が減少した。しかし、1keV ヘリウム照射より更に奥まで（表面から 4μm 程度 ）、6He-V 集合体が形成された。6He-V 集合体の形成はヘリウム照射によるものではなく、中性子照射によるものであった。10^4s 照射後に、表面付近の 6He-V 集合体の濃度が 10^{-2} に達したことから、ヘリウムが全ての中性子照射によって形成された原子空孔にトラップされたことを示している。即ち、トラップされていないヘリウムがさらに深い所に拡散し、深い所で 6He-V 集合体が形成されたと理解できる。

４．まとめ

反応速度論を用いて、タングステンにおける中性子と 1keV 及び 30keV のヘリウムプラズマ照射の相乗効果を調べ、以下のことが明らかになった。

① 中性子とヘリウムの同時照射下においては、ヘリウム注入面近傍において照射によって導入された空孔にヘリウムが捕捉され高密度のヘリウム－原子空孔集合体が形成される。この反応によってヘリウムの深部への拡散が制御される。
② 高エネルギー・低照射強度の第一壁条件においては、ヘリウム照射による表面近傍での原子空孔の導入が大きいためヘリウム-空孔複合体の形成は表面から 0.05μm 程度に集中する。
③ これに対して、低エネルギー・高照射強度のダイバーター条件では、中性子照射による欠陥の蓄積に注入ヘリウムが影響する範囲が 4μm 程度にまで広がる。

表　計算に使われたパラメーター

$P(s^{-1})$	10^{-6}
$p_{D\text{-}He}(s^{-1})$	4×10^{-3} for 1 keV
$p_{D\text{-}He}(s^{-1})$	0 for 30 eV
$p_{He}(s^{-1})$	8×10^{-3} for 1 keV
$p_{He}(s^{-1})$	2.4×10^{2} for 30 eV
E_m^{I} (eV)	0.15 eV
E_m^{V} (eV)	1.4 eV
E_m^{He} (eV)	0.3 eV
E_{emit} (He-I) (eV)	0.5 eV
C_S	10^{-10}
Z	1
ν (s^{-1})	10^{13}

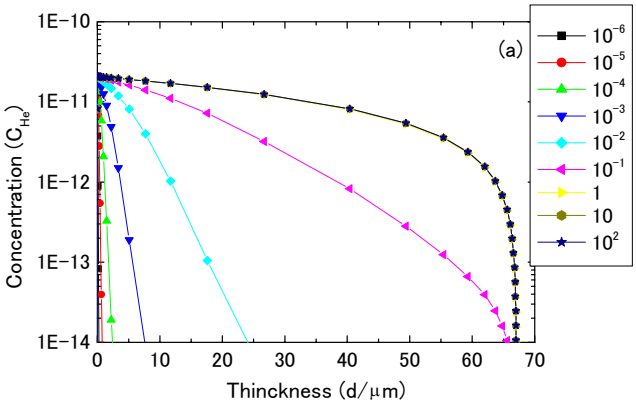


図 1　873K タングステン。ヘリウムのエネルギー 1keV、照射強度 $10^{18}/m^2s$、中性子照射なし。

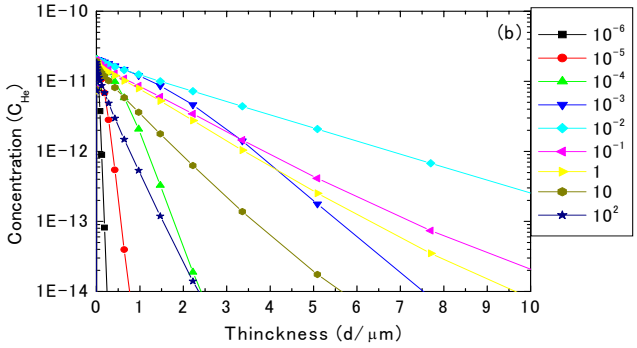


図 2　873K タングステン。ヘリウムのエネルギー 1keV、照射強度 $10^{18}/m^2s$。 中性子照射 10^{-6}dpa/s。

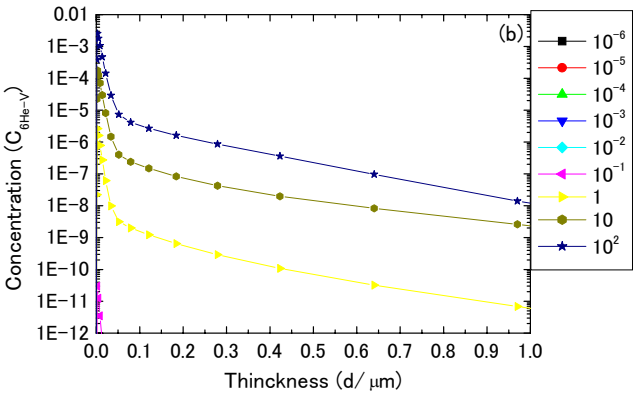


図 3　873K タングステン。6He-V 集合体の濃度分布の照射時間依存。ヘリウムのエネルギー 1keV、照射強度 $10^{18}/m^2s$。 中性子照射 10^{-6}dpa/s。

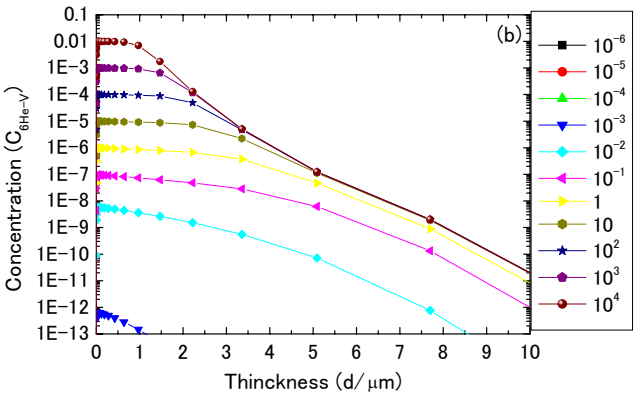


図 4　873K タングステン。6He-V 集合体の濃度分布の照射時間依存。ヘリウムのエネルギー 30eV、照射強度 $10^{22}/m^2s$。中性子照射 10^{-6}dpa/s。

長時間プラズマにおける中性粒子の挙動

筑波大学プラズマ研究センター　中嶋洋輔

１．目　的

プラズマ中の粒子並びにエネルギー閉じ込め特性の評価やリサイクリング挙動を定量評価する為に、プラズマ内の中性粒子の密度・温度分布を知ることは、重要な研究課題となっている。特に長時間・定常状態における中性原子・分子の振る舞いは、プラズマ・壁相互作用の時定数が長い時間スケールを持っているため、非常に興味深い研究対象である。

本研究は、長時間プラズマにおける中性粒子の挙動を知ることを目的として、中性粒子輸送モンテカルロコードを、長時間プラズマを発生することのできるトカマク TRIAM-1M 装置に適用し、同時に TRIAM-1M プラズマからの Hα線や不純物発光等の測定結果を総合的に比較検討し、その結果から長時間プラズマに特徴的な中性粒子の挙動についての知見を得ることである。

２．中性粒子輸送コード「DEGAS」

DEGAS コードとは、任意の３次元体系のプラズマをメッシュモデルで近似することにより、プラズマ中の中性粒子の密度・温度分布等をモンテカルロ法に基づいて求めるシミュレーションコードである。[1] DEGAS コードでは、水素原子・分子に関わる種々の過程が考慮されているが、水素分子の解離過程に於て、解離反応の際に励起に関わる反応過程が考慮されていなかった。この過程は低密度の周辺プラズマ領域で特に影響が強いと考えられる為、後述するようにガンマ 10 タンデムミラープラズマや TRIAM-1M における長時間放電プラズマに適用する為には、上記反応を考慮するような改造が必要とされる。ここでは、必要な改造を施した DEGAS コード（GDEGAS）を用いて計算を行っている。[2]

GDEGAS を用いた中性粒子輸送シミュレーションは、これまでガンマ 10 のセントラル部のような軸対称な体系でメッシュを作成し、計算が行われてきた。[2-5] 近年、DEGAS において３次元体系での中性粒子輸送シミュレーション計算が適用可能なバージョン（ver.63）[6] が利用できる環境が整い、非軸対称な体系への適用が可能となった。これによって、さらに現実のモデルに則した３次元シミュレーションが出来るようになった。

３．TRIAM-1M における中性粒子輸送シミュレーション

TRIAM-1M では、主半径方向、トロイダル方向の計 14 箇所に Hα線検出器を設置しており、Hα線強度の空間分布測定結果と、中性粒子モンテカルロ輸送コード DEGAS によるシミュレーション解析に基づいて、中性粒子の挙動研究が行なわれている。これまでの実験において、2.45GHz の LHCD により生成された低密度プラズマ(n_e~$1.4\times10^{12}cm^{-3}$)と 8.2GHz の LHCD による高密度プラズマ(n_e~$1.4\times10^{12}cm^{-3}$）の２種類のプラズマにおいて、ポロイダル及びトロイダル方向の Hα線強度分布計測が行われ、ポロイダル断面の実測値とシミュレーション解析に基づく計算結果が、概ね良い一致を示すことを確認している。一方、トロイダル方向の実測値では、プラズマパラメータの測定値に基づく中性粒子の平均自由行程から予想される結果と単純に比較出来ないことがわかった。

水素原子の平均自由行程λは次式で表される。

$$\lambda = \frac{\sqrt{2E_n/m_n}}{N_e\left(\langle\sigma_e v\rangle + \langle\sigma_{CX} v\rangle\right)}$$

ここで E_n、m_n は、各々中性粒子のエネルギーと質量であり、$\langle\sigma_e v\rangle$、$\langle\sigma_{cx} v\rangle$は電子衝突電離と荷電交換反応の反応率である。水素原子のλは、低密度プラズマにおける中心のパラメータでは、高密度のそれより７～８倍長くなる。一方、実測結果は 1.5 倍程度長くなるに過ぎない。この不一致の原因を調べるために、円筒モデルを用いた DEGAS による中性粒子輸送シミュレーションを行った。

図１は、シミュレーションに用いた円筒メッシュモデルの概略図を示している。このメッシュでは、Ｘ軸方向に 13、Ｚ軸方向に 15 の領域が設定され、Ｚ軸の周りに回転させた周方向に一様な円筒モデルとなっている。また、Ｘ軸方向は、実際の TRIAM-1M のプラズマ半径に対応している。プラズマへ

の中性粒子源は、真空容器壁面の狭いリング状の領域に設定し、そこからプラズマへ向かって入射する配位に設定した。

図２は、DEGAS で得られた結果に基づいて計算された Hα線強度の軸方向分布を示している。算出した Hα線強度の減衰長は、低密度プラズマで 26.5cm, 高密度プラズマで 18.5cm となった。この結果から、シミュレーション解析においても低密度では高密度の約 1.5 倍の値を示し、測定結果を再現することがわかった。

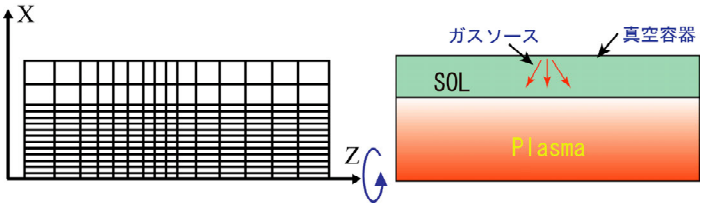


図１　トロイダル分布解析用円筒状 DEGAS メッシュ構造

一方、図３に示すように、プラズマと境界を接するリミターを模擬したプラズマ直近に粒子源を与えたモデルでは、低密度・高密度各々において、減衰長は 23.5cm、16.5cm と算出され、真空容器から放出するモデルより、局在化した分布となり、粒子源の位置によって Hα線強度の減衰長は変化することがわかった。

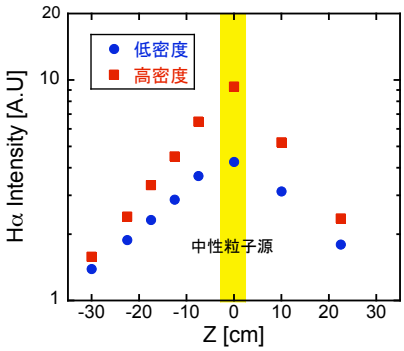
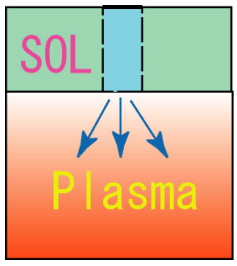


図２　低密度及び高密度プラズマで得られたHα線強度の軸方向分布

プラズマ密度が希薄な SOL 領域において、中性粒子は長い平均自由行程を持ち、Hα線強度の減衰長に大きく影響を及ぼすと考えられる。図４に SOL のプラズマパラメータを変えた場合の Hα線強度の軸方向分布の計算結果を示す。高密度プラズマで、SOL 密度を変えたとき、1×10^{11}～1×10^{12} cm^{-3} の間で、減衰長は大きく変化する。（図４(a)）この領域で SOL を流れる粒子の寄与が顕著になると考えられる。SOL 幅を変化させても、Hα線強度の減衰長は変化する。このことから、真空容器壁と粒子の反射の効果も減衰長に影響を与える。



粒子源の位置

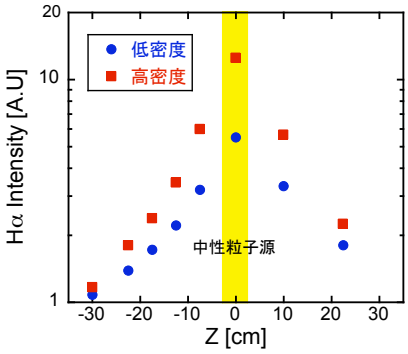


図３　低密度及び高密度プラズマで得られたHα線強度の空間分布

以上より、幾何学的な形状(容器壁・粒子源の位置)やパラメータ分布(SOL 領域の密度・体積)に依存して、中性粒子は大きく影響を受けると考えられる。

図５は、円筒モデルを用いて DEGAS によって計算された水素原子・分子密度及び原子温度の空間分布である。図から、低密度プラズマでは、原子密度は中心まで値に変化がないが、高密度では原子密度は減少している。一方、分子密度は低密度・高密度ともに減少し、中心部ではほとんど存在していないことがわかる。原子温度分布は、低密度では径方向にほぼ一定値を示し、約 10～20eV 程度である。それに対して、高密度では中心部で大きく上昇する。高密度(イオン温度 250eV)では、低密度(イオン温度 500eV)に比べてイオン温度が低いにもかかわらず、プラズマ密度が高いため、CX 反応に起因する水素原子が多く存在すると

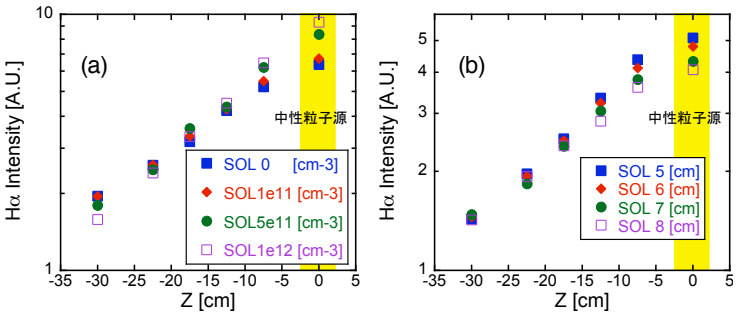


図４　SOL プラズマのパラメータを変えた場合のHα線強度の軸方向分布　　(a) SOL 密度，(b) SOL の厚み

考えられる。低密度と高密度プラズマそれぞれの Hα線減衰長は、プラズマの密度、および幾何学的な形状の他に、中性粒子が持つエネルギーにも依存している可能性がある。低密度では、密度が低いため原子の温度が低く抑えられるのに対して、高密度ではそれが高くなる。これは、平均自由行程の式からもわかるように、密度に起因する両者の差を縮める方向へ働く。

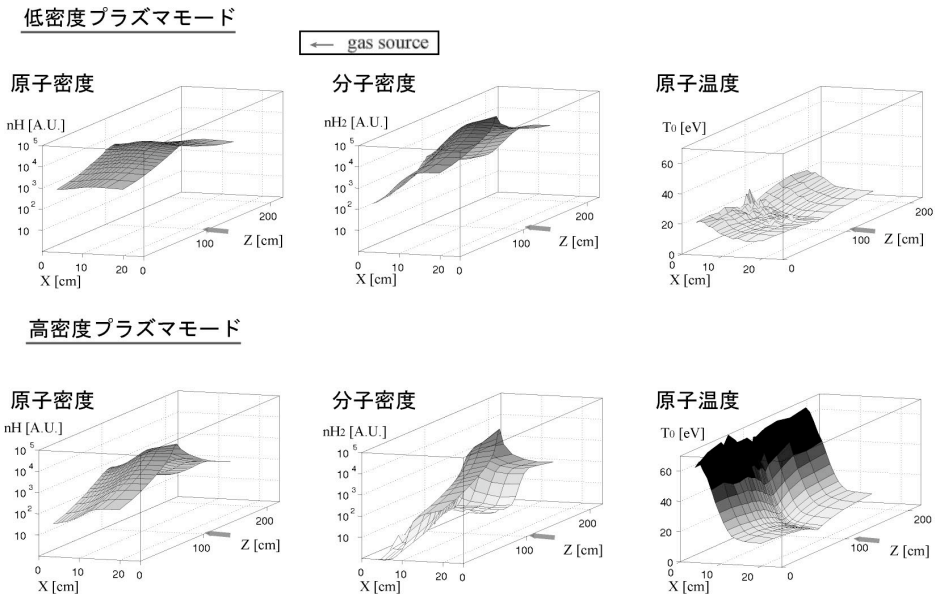


図５　円筒モデルによる DEGAS シミュレーション解析結果
水素原子・分子密度及び温度の空間分布

４．まとめと今後の展望

DEGAS を用いて、TRIAM-1M の高密度プラズマ実験時と低密度プラズマ実験時における中性粒子輸送解析をおこなった。その結果、円筒モデルを用いたトロイダル方向分布解析において、プラズマが低密度と高密度の場合に DEGAS の計算で得られた Hα線 Z 軸方向分布は、高密度・低密度プラズマにおける平均自由行程の差を説明せず、測定結果（1.5 倍）を再現する計算結果を得た。また、円筒モデル DEGAS のモデルパラメータをさまざまに変化させて、その依存性や中性粒子の密度・温度などを確かめた結果、Hα線分布は中性粒子の放出場所や SOL の密度、プラズマ密度分布形状などにも影響を受けることがわかった。また、中性粒子の温度の違いが、低密度・高密度プラズマの Hα減衰長の差を減少させることが示唆された。

５．参考文献

[1] D. Heifetz, D. Post, M. Petravic *et al.*, J. Comput. Phys. **46** (1982) 309.
[2] Y. Nakashima, K. Yatsu, K. Tsuchiya, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 493.
[3] Y. Nakashima, N. Yamaguchi, K. Yatsu, *et al.*, J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 580.
[4] 中嶋，庄司，他　プラズマ・核融合学会　第 10 回年会予稿集 26aD8, p.146.
[5] 中嶋，庄司，他　プラズマ・核融合学会　第 12 回年会予稿集 23aC1, p.261.
[6] D. P. Stotler, *et al.*, Phys. Plasmas **3** (1996) 4084.

６．研究成果

M. Sakamoto, et al., 32nd EPS Conference on Plasma Physics, Vol.29C (2004) P5.005.
中嶋洋輔，　第 19 回トライアム研究会，2005 年 4 月，九州大学 FURKU，Report 05-01(82) p.82.
東園雄太，他　プラズマ・核融合学会第 22 回年会，2005 年 11 月，東京 29aC04P
高木健太郎，他　プラズマ・核融合学会第 22 回年会，2005 年 11 月，東京 30aA28P

７．研究組織

研究代表者	中嶋洋輔	筑波大学プラズマ研究センター	助教授
研究協力者	吉川正志	筑波大学大学院数理物質科学研究科	助教授
研究協力者	M.K. Islam	筑波大学プラズマ研究センター	講　師
研究協力者	久保田雄介	筑波大学大学院数理物質科学研究科	博士課程５年生
研究協力者	東園雄太	筑波大学大学院数理物質科学研究科	博士課程３年生
研究協力者	坂本瑞樹	九州大学応用力学研究所	助教授

ジャイロランダウ流体モデルによる銀河クラスターの異常電子熱輸送の研究

九州大学応用力学研究所　　矢木雅敏

はじめに

冷却流は銀河クラスター近傍の銀河間媒質中で物質のクランプを形成しようと発達する動力学的流れである。冷却流と呼ばれるゆえんは放射冷却が暖かい低密度の銀河間プラズマから冷たい、高密度クランプの凝縮あるいは凝集をもたらすと考えられるからである。そのような場合、冷たいフロント(熱輸送障壁)がクランプとそれを取り囲む暖かいプラズマの界面において形成されることが期待される。

本研究は、電子の無衝突散逸効果（ランダウ減衰）や運動論的効果を考慮したジャイロランダウモデルによる銀河クラスターの電磁乱流（アルフヴェン乱流）シミュレーションを行い、magnetic flutter により引き起こされる電子の異常熱輸送を評価することを目的とする。この問題は、高ベータトカマクにおける磁気島の発生における磁力線方向の熱輸送効果とも関連していると考えられ、トカマクプラズマをベースにモデルの構築に関して考察を行ったので今年度は、その結果を報告する.

衝突性モデルと無衝突性モデル

衝突頻度の高い極限においてテアリングモードの解析を行う為に、Braginskii の２流体方程式から出発し、磁力線方向のイオンのダイナミクスを無視し、準中性条件を仮定し、cold ion 近似を用いて４場簡約化 MHD 方程式を導出した。このモデルのハミルトニアンは無散逸極限で保存される。モデル方程式は以下で示される。

$$\frac{D}{Dt}\nabla_\perp^2\phi = -\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A + \mu\nabla_\perp^4\phi \qquad \frac{\partial A}{\partial t} = -\nabla_{//}\left(\phi - \delta p\right) + \eta_{//}\nabla_\perp^2 A + \alpha_T\delta\nabla_{//}T$$

$$\frac{Dn}{Dt} + \beta\frac{Dp}{Dt} = -\beta\delta\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A + \eta_{//}\beta\nabla_\perp^2 p \qquad \frac{3}{2}\frac{DT}{Dt} - \frac{Dn}{Dt} = -\alpha_T\delta\beta\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A + \varepsilon^2\chi_{//}\nabla_{//}^2 T + \chi_\perp\nabla_\perp^2 T$$

ここで$\{\phi, A, n, T\}$はそれぞれ静電ポテンシャル、ベクトルポテンシャル、電子密度、電子温度であり、$p = nT$ は圧力、$\mu, \eta_{//}, \eta_\perp, \chi_{//}, \chi_\perp, \delta, \beta$はそれぞれイオン粘性、磁力線方向の抵抗値、垂直方向の抵抗値、磁力線方向の熱拡散係数、垂直方向の熱拡散係数、イオン表皮長、ベータ値、$\alpha_T = 0.71$である。解析には円柱座標で線形化した方程式を用い、固有値問題として数値的に解いた。その際、密度と温度の平衡量の径分布は放物型を仮定し、平衡電流は円柱平衡から見積もった。線形化した磁力線方向の熱輸送項は$\chi_{//}(k_{//}^2 T + k_{//}k_\perp T_0' A)$で与えられ、拡散型の項と摂動ベクトルポテンシャルの関係する項から成る。ここで、$k_\perp$は磁力線に垂直な方向の波数、T_0'は平衡温度勾配である。解析において成長率のパラメータ依存性を調べる際、熱輸送項において、（１）２項を含む、（２）摂動ベクトルポテンシャル項を含まない、（３）熱輸送項を無視、３つの場合を比較した。図１に衝突モデルにおける(2,1)モードの成長率のβ依存性を示す。磁力線方向の熱輸送はテアリングモードを不安定化し、その寄与は摂動ベクトルポテンシャル項に由来する事が分かる。また、βは安定化

に寄与している事が分かる。

次に無衝突モデルについて考察する。スラブ配位における運動論効果を含んだ流体方程式は J.D.Callen によって導出されており、以下のような表式で与えられる[1]。

$$\frac{D}{Dt}\nabla_\perp^2\phi = -\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A \qquad \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{m_i}{m_e}\delta^2\left(\frac{\partial}{\partial t}j - \varepsilon^2\mu_{//}\nabla_{//}^2 j\right) = -\nabla_{//}(\phi - \delta p_e) - \frac{2}{5}\delta\nabla_{//}T$$

$$\frac{Dn}{Dt} + \beta\frac{Dp}{Dt} = -\beta\delta\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A \qquad \frac{3}{2}\frac{DT}{Dt} - \frac{Dn}{Dt} = \varepsilon^2\chi_{//}\nabla_{//}^2 T + \frac{2}{5}\beta\delta\nabla_{//}\nabla_\perp^2 A$$

ただし $j = -\nabla_\perp^2 A$。無衝突領域では電子慣性が電気抵抗の役割を担い、テアリングモードを駆動する。また、$\mu_{//},\chi_{//}$は電子の逆ランダウ減衰効果を表す。無衝突モデルにおける $\mu_{//},\chi_{//}$は

$$\mu_{//} = \frac{2\sqrt{\pi}}{5}\frac{1}{\varepsilon^2|k_{//}|}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}\beta}, \qquad \chi_{//} = \frac{9}{5\sqrt{\pi}}\frac{1}{\varepsilon^2|k_{//}|}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}\beta}$$

で与えられる。図２に無衝突モデルにおける(2.1)モードの成長率の β 依存性を示す。この場合も磁力線方向の熱輸送はテアリングモードを不安定化し、その寄与は主に摂動ベクトルポテンシャル項に由来している。また、β は不安定化に寄与し、$\mu_{//}$を含む項の寄与は非常に小さく無視できる事が分かった。

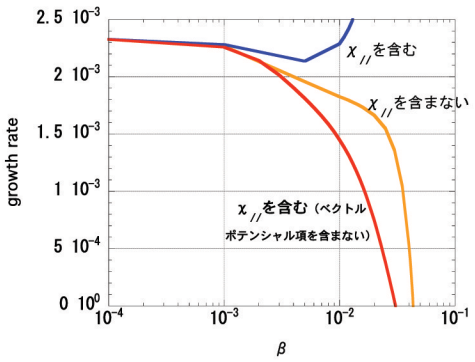


図１：衝突モデルにおける成長率の β 依存性

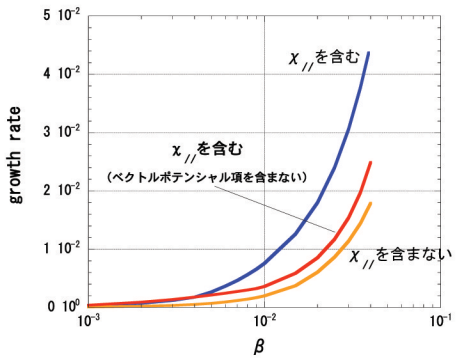


図２：無衝突モデルにおける成長率の β 依存性

無衝突モデルは銀河クラスターの問題にも適用可能と考えられる。すなわちこのモデルは磁場のフラッタによる非等方熱伝導を含む、高ベータドリフトアルフベン対流胞乱流を記述する。クラスター内で見つかっている反転温度分布（負の η_e）を考慮することにより、ドリフトアルフベンから MHD の極限へなめらかに移行するはずであり、非線形シミュレーションにより検証可能である。

今後の課題としては、冷却流の可能性に対する位相図を $v_p, B_0^2, \langle\tilde{B}^2\rangle$（スペクトル、トポロジ等）に関し定量化とすることである。強い熱輸送から弱い熱輸送の領域への可能な分岐が特に興味の対象となる。

[1] Z.Chang and J.D.Callen, Phys. Fluids B4 1167 (1992).

圧力容器鋼の磁気特性に与えるイオン照射効果

岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター　高橋 正氣

目的

高度経済成長期以降、次々と建設された社会基盤構造物の経年劣化問題が生じている。今日の経済情勢のもとではこれらの全面的な更新は難しく、いかに安全に長期間使用するかという、いわゆる“保全”技術の役割が重要となる。原子力プラントでは、この種の問題として圧力容器鋼の照射脆化があげられる。これまでは炉内に装荷した炉壁と同材質のシャルピー試験片を定期的に取り出して衝撃試験を行い、健全性評価を行ってきた。しかしながら現在、原発の長期利用が計画されており、近い将来に監視試験片の不足問題が発生すると予想される。シャルピー衝撃試験に代わる有力な評価技術として、本研究代表者は磁気的非破壊評価法を提案し研究開発を進めている。平成 16 年より材料試験炉 JMTR を用いて中性子照射実験を開始しており、照射損傷試料の機械特性と磁気特性の相関の解明に取り組み始めている。しかし、中性子照射実験では照射条件が限定される上、放射化した試料の取扱上の制限から、照射後試験がホットラボでの実験に限定される。本研究では、イオン照射を行うことで照射条件を系統的に変えた試料を作製し、通常の研究室環境で扱える高性能・高機能な装置を用いて詳細な照射後実験を行う。中性子照射実験の結果と比較しながら、照射損傷組織と磁気特性の関係の詳細を明らかにすることを目的としている。

実験方法

試料として Cu 濃度の異なる 2 種類の原子炉圧力容器鋼 A533B 鋼（A 材：0.05wt.%Cu および B 材：0.16wt.%Cu）及び純鉄を用いた。イオン照射実験では、応用力学研究所のタンデム型加速器を用いて 2.4MeV の鉄イオンを照射した。試料温度を 290℃（商業用原子炉の運転中の温度）として照射量 0.5～2dpa で照射実験を行うとともに、損傷機構の解明のため室温での照射実験を実施した。照射試料を電解研磨した後、透過電子顕微鏡（TEM）及び超高圧電子顕微鏡（HVEM）を用いて、損傷部分の組織観察を行った。また超微小押し込み硬さ試験機を用いて、照射前後の試料の硬度測定を行った。並行して、イオン照射実験と同じ試料について、原子力機構・材料試験炉(JMTR)において中性子照射実験を実施した。トロイダル状試料に励磁・検出コイルを巻き、デジタル BH トレー

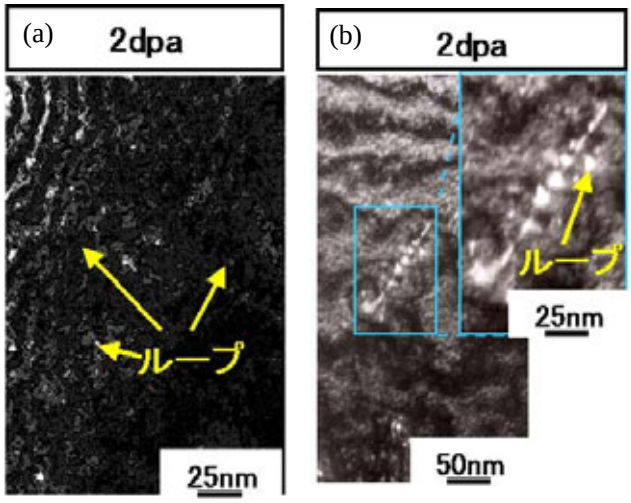


図 1. 290℃でイオン照射した A533B 鋼の TEM 写真
(a) A 材、(b) B 材

サーに接続して磁気ヒステリシス・マイナーループを測定した。

結果及び考察

図 1 に 290℃で鉄イオンを照射した Cu 濃度の異なる 2 種類の A533B 鋼の TEM 写真を示す。A 材(Cu 含有量:0.05wt%)では、マトリクス中において微小な転位ループが形成されたのに対し、A533B 鋼 B 材(Cu 含有量:0.16wt%)では、微小な転位ループが転位近傍にのみに形成された。一方、室温でイオン照射すると、B 材についても微小な転位ループがマトリクス中において形成された。図 2 に硬度の照射量依存性を示す。A 材では 290℃照射で硬度が増加したが、B 材および純鉄では変化が無かった。これに対し、室温照射では全ての材料において硬度上昇が見られた。

図 3 に中性子照射した A533B 鋼 B 材のマイナーループ係数の照射量依存性を示す。照射初期に増加した後、照射量とともに減少傾向を示した。この照射量依存性は 2 種類の照射効果の存在を示唆する。すなわち、一つは、マトリクス中に生成した Cu 析出物及び転位ループによる応力場の増大であり、もう一つは何らかの理由による応力場の減少効果である。前者はマイナーループ係数を増加させ、後者は逆に減少させる。後者の応力場の減少は、転位近傍での Cu の析出や転位ループの生成により転位近傍の応力場が減少したと考えることで説明できる。B 材のイオン照射実験の結果（図 1(b)）は、そのような現象が起こり得ることを示している。

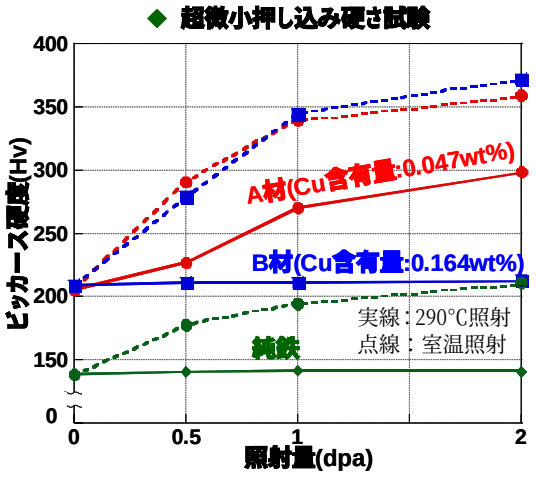


図 2. イオン照射した A533B 鋼，純鉄の硬度

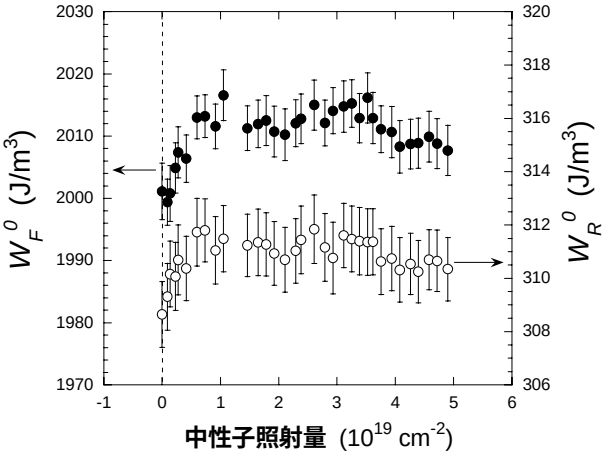


図 3. A533B 鋼 B 材のマイナーループ係数の中性子照射量依存性

成果報告

(1) 今村，渡辺，吉田，鎌田，高橋 ；“A533B 鋼の損傷組織(3)”，日本金属学会秋期(第 137 回)大会，2005. 9.28-30，広島大.

(2) 今村，渡辺，吉田，鎌田，高橋 ；“A533B 鋼の損傷組織(4)”，日本金属学会春期(第 138 回)大会，2006.3.21-23，早稲田大 予定.

研究組織

高橋正氣，鎌田康寛，菊池弘昭，小林悟，荒克之 ： 岩手大学工学部附属金属材料保全工学研究センター， 吉田直亮，渡辺英雄 ： 九州大学応用力学研究所

核融合炉材料のガス不純物挙動に関する研究

京都大学エネルギー理工学研究所　森下和功，渡辺淑之，香山　晃
九州大学応用力学研究所　菅野隆一朗，岩切宏友，吉田直亮
東京大学工学部　金田保則，陳　迎

1．はじめに

低放射化フェライト鋼は，オーステナイト鋼に比べ，熱伝導率や熱応力係数が大きく，熱膨張係数が小さい．また，耐照射特性に関しても優れた特性を持つことが，これまでの研究によって明らかにされており，過酷な中性子負荷が予想される核融合炉ブランケット構造第一壁としての使用が有望視されている．現在も多くの研究機関において，材料試験炉(核分裂炉)，核破砕中性子源，イオン加速器などを用いた照射研究が精力的に進められている．このように取得された照射データを最大限有効に活用し，今後の材料設計や炉運転指針に反映させるためには，核融合炉実環境における材料挙動を予測するための方法論（モデル化）を構築する必要がある．

これまで我々は，マルテンサイト鋼の母材元素である Pure-Fe や Fe-Cr モデル合金に対し，低エネルギーヘリウムを注入し，注入後のヘリウム放出挙動分析を行うことにより，材料中のヘリウム挙動の解析を行ってきた．ヘリウム放出に関する注入量依存性や昇温速度依存性，理論解析[1]，他の純金属に関するヘリウム放出挙動[2]との比較から，ヘリウム捕獲欠陥の同定や解離エネルギーの導出などを行ってきた．また，特に転位に着目したヘリウム放出挙動分析およびヘリウム注入後の微細組織観察を行い，転位によるヘリウムの捕獲およびヘリウム分散化機能を明らかにしてきた[3]．さらに，相補的に，分子動力学計算手法による理論解析を行って[4]，上述の実験結果を詳細に理解する試みを行ってきた．理論解析から得られる結合エネルギーは，実験から得られる解離温度と直接比較することが可能で，ヘリウムバブルの成長がバブル内のヘリウム圧力にかなり依存することが明らかになった．また，BCC 金属の特徴として，マトリクスの原子空孔やボイドのもつヘリウム結合力は，転位や粒界などよりも強いことが明らかになった．この特徴は FCC とは全く異なるものであり（FCC では，マトリクスの原子空孔やボイドのもつヘリウム結合力は，転位や粒界などのそれと同程度もしくはそれよりも弱い．），照射後補修溶接時（すなわち，照射後温度変動下）のヘリウムバブル形成に関する FCC/BCC の相違を示唆するものである．さらに昨年度は，理論解析を中心に行い，モデル解析に必要な欠陥捕獲率（バイアス因子）の評価を行った．このようなこれまでの実験および理論解析により得られた欠陥のエネルギー評価に基づき，今年度は，ヘリウムバブル形成のキネティックスを検討した．特に，核融合炉のプラズマ－表面相互作用で問題となる高圧バブルの形成も取り扱えるように，理論体系の再構築を試みた[5]．

2．方法

まず，金属鉄中のヘリウムバブル形成に関わるエネルギー評価を行うために，連続体モデルによるモデル化を試みた．ヘリウムバブルの形成自由エネルギーは，ヘリウムのバルクエネルギー，表面エネルギー，金属マトリクスの表面エネルギー，緩和エネルギー，界面エネルギーをそれぞれ定式化することにより得た．

$$G_{\mathrm{bubble}} = G_{\mathrm{He}}^{\mathrm{Bulk}} + G_{\mathrm{He}}^{\mathrm{Surface}} + G_{\mathrm{Metal}}^{\mathrm{Surface}} + G_{\mathrm{He-Metal}}^{\mathrm{Interface}} + G_{\mathrm{relax}} \tag{1}$$

このうち，ヘリウムバルクエネルギーについては，実験や理論から得られている複数の状態方程式をその適用可能性に注意しながら結合し，ギブス・デュエムの式に代入することにより評価した．ヘリウム表面エネルギーについては，藤田[6]の考えを踏襲し，表面 He-He ボンドの欠損数を評価することにより得た．金属マトリクスの表面エネルギーについては，平坦面の表面エネルギーをよく再現する原子間ポテンシャルを使って評価し，バブルの曲率による影響も考慮した．緩和エネルギーは，Eshelby[7]の線形弾性論を用いて評価した．さらに，ヘリウムバブルと金属マトリクスの界面エネルギーについては，Trinkaus[8]のモデルと我々の分子動力学解析結果のフィッティングにより評価した．

上記のヘリウムバブル形成自由エネルギーを使って，原子空孔，ヘリウム，自己格子間原子，ヘリウムバブルが混在する系の全自由エネルギーを次のように評価した．

$$g = \sum_j C_{\mathrm{bubble}}^j \mu_{\mathrm{bubble}}^j + C_{\mathrm{subHe}}^{\mathrm{matrix}} \mu_{\mathrm{subHe}}^{\mathrm{matrix}} + C_{\mathrm{V}}^{\mathrm{matrix}} \mu_{\mathrm{V}}^{\mathrm{matrix}} + C_{\mathrm{SIA}}^{\mathrm{matrix}} \mu_{\mathrm{SIA}}^{\mathrm{matrix}} \tag{2}$$

この式から，ヘリウムバブルの点欠陥結合エネルギー，照射中にヘリウムバブルに流出入する点欠陥フラックスなどを導出し，ヘリウムバブルの形成過程に関するメカニズムマップを作成した．

3. 結果

図 1 は，(a)が今回の解析により得られた点欠陥結合エネルギーであり，(b)が以前行った分子動力学法による解析結果である．He/V 比が極端に大きくない場合には，両者の対応は極めてよいことがわかる．大きな He/V 比における両者の食い違いは，今回の解析における線形弾性論の適用限界が現れていると考えられる．

この値を使ってヘリウムバブル全結合エネルギー（系内の点欠陥が集合して析出物を作るのに必要な活性化エネルギー）を求めたところ，図 2 のようになった．条件は，空孔濃度X_V=10^{-8}, X_{He}=10^{-10}, X_I=6x10^{-11}である．ヘリウムバブル内のヘリウム数が 0 の場合は，10eV以上の障壁があるのに対し，ヘリウム数が増えるにしたがって，徐々に活性化エネルギーが減少していく様子がわかる．バブル形成に対するヘリウムの効果がはっきり現れているといえよう．

ヘリウムバブルに流出入する点欠陥フラックスを評価し，ヘリウムバブル形成に関するメカニズムマップを書いたのが図 3 である．PSI 研究で見られるヘリウムバブルに特有な SIA エミッションの現象が比較的高圧なバブルにおいて起こることが期待される．また，同じ領域において，ヘリウムの放出も盛んになっていることがわかる．今後はより現実的な条件におけるヘリウムバブル蓄積過程を検討する予定である．

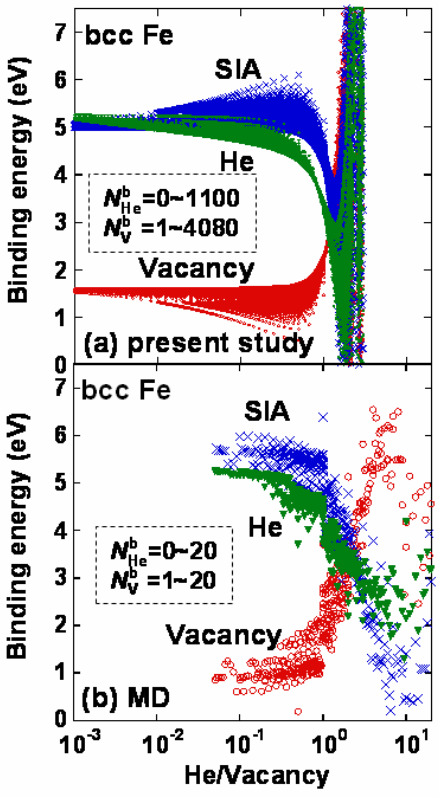


図 1

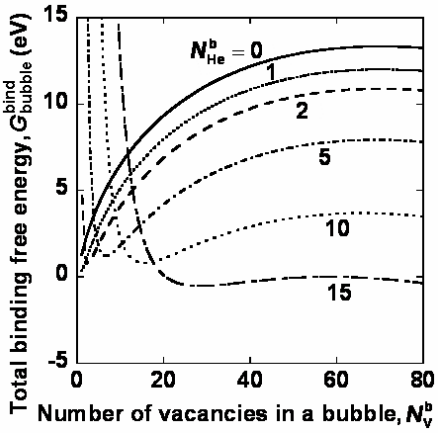


図 2

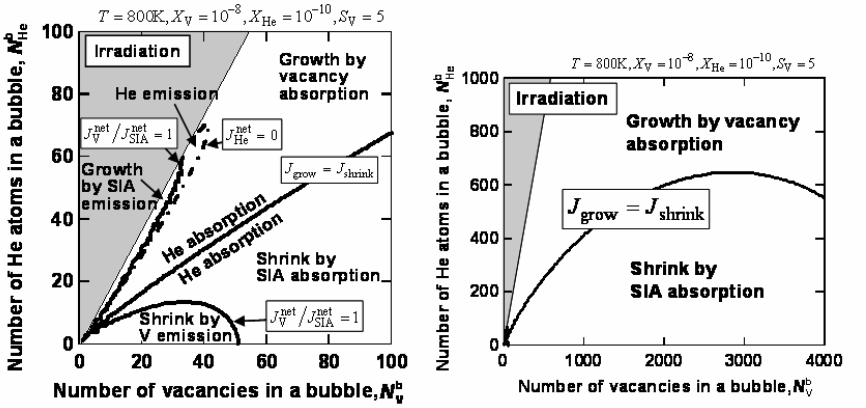


図 3

参考文献

[1] K.Morishita, R. Sugano *et al.*, Proc. of PRICM4, JIM. pp.1383-1386,2001

[2] A. van Veen, NATO ASI Series B : Physics Vol.279.41,1991

[3] R. Sugano, K. Morishita, H. Iwakiri, N. Yoshida, J. Nucl. Mater., 307-311 (2002) pp.941.

[4] K. Morishita, R. Sugano, B.D. Wirth, T. Diaz de la Rubia, J. Nucl. Mater., 323 (2003) pp.243.

[5] K. Morishita, R. Sugano, accepted for publication in J. Nucl. Mater.

[6] F.E. Fujita, A theory of medium range order in supercooled liquid and amorphous solid metals, in: S. Steeb, H. Warlimont (Eds.), Rapidly Quenched Metals, Elsevier, Amsterdam, 1985, pp. 585-588.

[7] J.D. Eshelby, The continuum theory of lattice defects, in: F. Seitz, D. Turnbull (Eds.), Solid State Physics, vol. 3, Academic Press, New York, 1956, pp. 79-144.

[8] H. Trinkaus, Radiation Effects 78 (1983) 189-211.

トカマクとヘリカルにおける高性能定常プラズマでの不純物挙動に関する比較研究

核融合科学研究所　中村幸男

１．はじめに

核融合トーラス装置における高性能プラズマの定常維持に関する研究は将来の次期計画装置（ITER 等）の重要課題の一つである。高性能プラズマ定常維持において重要となる研究課題はコアプラズマの制御と高パワー及び粒子ハンドリングに分けられるが、後者においては、粒子・熱制御と不純物制御が重要となる。今回は九州大学応用力学研究所と核融合科学研究所の実験において得られた成果をもとに、特に高性能定常プラズマの不純物混入による放電停止現象をとりあげ、トカマクとヘリカルの実験結果を比較しながら議論し、その結果をまとめるものとする。

２．リミター及びダイバータ配位での長時間放電

１）TRIAM-1M トカマクにおけるリミター配位での長時間放電

TRIAMでは超長時間(数時間)放電時の不純物の振舞いについて様々な観点から調べられている。金属不純物の分光計測により、中性粒子からの発光であるH_αの強度が 1000 秒以上の周期で高レベルの状態が現れる。この高レベルの状態は 100 秒くらい維持される。このときリミター材料であるモリブデン（Mo）の発光強度にも増加が観測されている。この他にも、高電力入射ではモリブデンの入射束の増加によるプラズマ崩壊が多く観測されているようである。これらの現象はLHDにおいても観測されており、初歩的なしかも技術的な問題点ではあるが、定常放電維持のためには通常のプラズマからの熱・粒子フロー以外の粒子挙動（例えば高エネルギー粒子挙動）による局所的な熱負荷をなくすことが重要であることが再認識できる。この問題は入射パワーを増大させると共に大きくクローズアップされるもので、将来の大電力入射あるいは核融合炉での高パワーハンドリングでは詳細な検討が要求されるものと考えられる。

２）大型ヘリカル装置(LHD)におけるダイバータ配位での長時間放電

LHDではICRF加熱を中心とした 50 分以上の長時間放電が達成された。しかし、定常放電の停止はペレット状の金属不純物（アンテナ、真空容器材料：Fe、ダイバータ板：C）の混入が原因と見られ、真空容器内の局所加熱が問題となっている。真空容器内の点検等で原因を明らかにしていく必要がある。ここでは昨年度達成された高パワーでのダイバータ配位での 30 分長時間放電について紹介し、ダイバータ熱負荷分散法を用いることによる放電時間の延長と不純物量の関係を述べる。図１が放電波形であり、プラズマ加熱入力は定常加熱のICHが約 520kW、ECHが 100kW、間欠入射のNBIが平均 60kWで入射エネルギーとしては 1.3GJと世界最高記録を達成した(現在は 1.6GJまで記録更新している)。プラズマ密度及び入温度は $0.7\times10^{19}m^{-3}$及び 2keVでほぼ一定に保持されている。中心コードの放射損失は軽不純物ではなく、金属不純物ライン強度と相関があるようである。最下段のグラフはダイバータで熱除去されたパワー（約 310kW）とダイバータ板の温度を示したもので、ダイバータ板は 3 分程度、熱除去に関しては 10 分程度で定常状態に達していることが分かる。また、この放電では磁気軸の掃引（R=3.67~3.7m）により、ダイバータ板への熱負荷をトロイダル方向に実時間で分

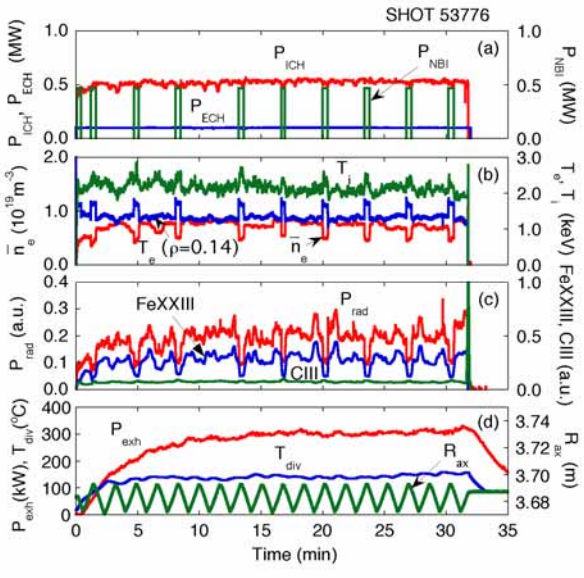


図１．　LHDにおける 30 分放電波形

散させ、特定のダイバータ板への熱負荷集中を防いだ。内側シフトの磁気軸配位（R=3.6m）ではトーラス内側のダイバータ板へ熱負荷が集中し、外側シフトの磁気軸配位（R=3.75m）では真空容器の上下のダイバータ板に熱負荷が集中する。そこで、この中間の磁気軸配位でダイバータ板の熱負荷分布の最適配位を捜すと共に放電時間の延長を探索した。その結果、図 2 に示すように、内側シフト磁場配位では 200 秒以下の放電持続時間が外側シフト磁気軸配位では飛躍的に放電持続時間が延び、最終的に 30 分を越える長時間放電が達成された[1]。また、同じ図に示されているように密度で規格化した放射損失は磁気軸を外側にシフトすると共に減少し、ダイバータ板以外の真空容器内構造物への熱負荷が減らされているのが分かる。これが以下に述べる金属不純物の混入の頻度を下げるのに役立ったものと考えている。

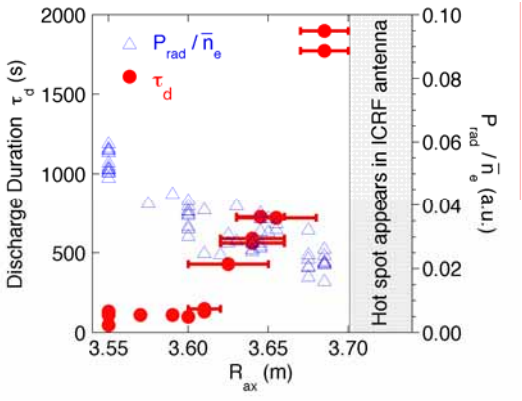


図 2．放電持続時間及び規格化放射損失の磁気軸依存性

３．不純物混入による放電停止

TRIAM および LHD の長時間放電において、放電を停止している原因の主要因は真空容器内構造物（プラズマ対向材）の局所加熱による不純物混入ではないかと考えられる。特に、プラズマへの入射パワーを増大したときには不純物の増加あるいは不純物の小片がプラズマ中に混入し、放射崩壊を起こしているのではないかと考えられる。LHD の例では、図 3 に示すように、加熱パワー（ICH）が入射されているにもかかわらず、金属不純物（主に Fe）のプラズマ中への混入により、密度の上昇と放射損失の上昇によってパワーバランスが崩れて、プラズマの放射崩壊に至っている。金属不純物の混入のタイミングでは周辺の密度上昇と電子温度の現象が観測され、100 から 200ms くらいで高温プラズマが収縮していく様子がトムソン散乱計測で確認することが出来た。

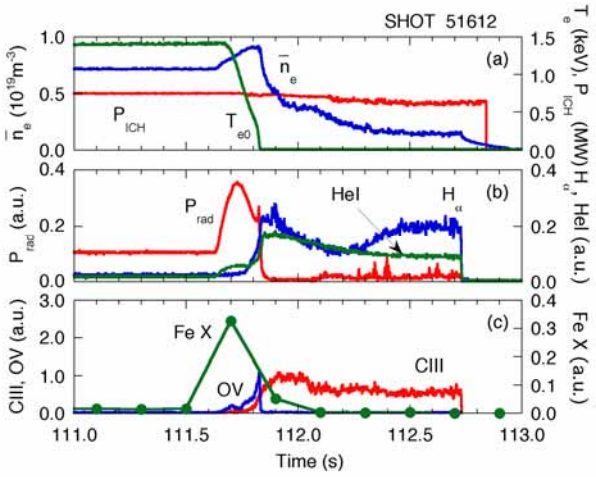


図 3．　不純物混入による放電停止

４．まとめ

今回は長時間放電における不純物混入による放電停止の振舞いについて、トカマクプラズマのリミター放電である TRIAM とヘリカルダイバータ放電である LHD を比較した。高パワーハンドリングを進めていく上で、真空容器内構造物の局所加熱に関するデータベースを様々な磁場配位で蓄積し、詳細なパワーフローを理解していくと共に、装置の健全性を保持できる運転方法を見出していくことが今後の課題であることが再認識された。

参考文献

{1] Y. Nakamura et al., to be published in Nuclear Fusion.

タングステンと銅との接合材の組織と特性に及ぼすイオン照射効果

茨城大学工学部　車田　亮、今村好男

1. 目的

現在、核融合炉の実現に向けて、国際熱核融合実験炉（ITER）をはじめ、核融合の実験炉や実用炉の研究・開発が進められている。核融合炉において、大きな研究課題の１つに、高性能プラズマ対向機器の開発がある。特に、プラズマ対向機器の１つであるダイバータは、装置中で最も厳しい粒子の衝突や繰り返し熱負荷を受けるため、ダイバータのアーマ材には、耐熱性・耐熱衝撃性、高熱伝導性、低放射化及び良好なプラズマ制御能力等が要求される。また、強制冷却のためにヒートシンク材との接合技術も要求される。このダイバータのアーマ材の候補材の１つとして、タングステン等の高Ｚ材料の使用が考えられている。今後、実用化を目指すために、タングステン等の高Ｚ材料のプラズマとの相互作用の究明や冷却構造材料との接合技術の確立が必要である。

本研究は、今までの応用力学研究所との共同研究において研究してきた C/C コンポジット、カーボンアロイ、炭素系接合材料などの対象材料を、プラズマ対向機器により近い状態のタングステンと銅との接合材に拡張し、その接合材の微細組織と力学的特性に及ぼすイオン照射の影響を究明し、高性能プラズマ対向機器の開発に役立つ知見を得ることを目的とする。

2. 実験方法

本研究に用いたタングステンは、アライドマテリアル（株）製の純タングステン応力除去材（純度 99.5%）であり、耐熱性や機械的性質に富み、化学的にも安定な高融点金属材料である。タングステンや無酸素銅の接合面を研摩及びアセトン洗浄した後、真空熱処理炉を用いて、接合温度 1273K、40 分間保持、小さな接合圧力（0.014MPa）を加えた条件で、タングステンと銅との接合材を製作した。その接合において、接合時の残留熱応力を緩和するために、中間材としてニッケル板（1.0mm）を挿入し、インサート材としてチタン箔（0.05mm）と銅箔（0.05mm）を挟んで、チタンと銅との共晶反応を利用して拡散接合した。その後、この接合材の機械的特性に及ぼすイオン照射の影響を究明するために、接合界面を含んだ試験片（縦 10mm、横 5mm、厚さ 1mm）を切り出した。

イオン照射試験は、九州大学応用力学研究所の高エネルギーイオン発生装置を用いて、接合界面を含んだ試験片中央の約φ3mmの範囲に、5.5nAのイオンビーム電流で、銅イオン（Cu^{2+}）を、1.0dpa および 10dpaまでの照射試験を実施した。その飛程は約 300nmである。

機械的特性の変化は、超微小押し込み硬さ試験機（DUH-201）により、対稜角 115 度のBerkovich ダイヤモンド圧子を用いて、ダイナミック硬さを測定した。ダイナミック硬さD_hは、ビッカース硬さに対応しており、次式で定義される。

$$D_h \equiv \alpha L/h^2 \qquad (1)$$

ここで、L は試験荷重(mN)、ｈは圧子の試料への押し込み深さ(μm)、αは圧子形状による定数で、対稜角 115 度の Berkovich 圧子の場合 α=3.8584 である。このダイナミック硬さは、圧子を押し込んで行く過程の荷重と押し込み深さから得られる硬さで、試料の塑性変形だけでなく、弾性変形をも含んだ状態での材料強度特性である。その試験条件は、負荷荷重を 19.6mN、荷重負荷速度を約 8%full scale/sec、荷重保持時間を 1.0sec とした。また、データ数は、5 から 10 点である。

3. 実験結果及び考察

Fig.1 は、タングステンと銅との接合材に対する押し込み硬さ試験の結果を示す。接合界面から離れたタングステン部分(0mm～2.0mm)では、ダイナミック硬さが未照射から 1.0dpa、10dpa と照射量の増加に伴って、硬さの値も増加している。しかし、10dpa 照射材においては、硬さのばらつきが他に比べ非常に大きく、タングステンの粒界に照射欠陥などが集合していることが考えられる。また、10dpa 照射材では、格子欠陥の集合により硬さが増加する一方で、空孔の集合したボイドといった欠陥も同時に形成されているため、硬さのばらつきがより大きくなったと考えられる。

接合界面から離れた銅部分(3.0mm～5.0mm)では、ダイナミック硬さは未照射材と比較して 1dpa

照射材では硬さは増加しているが、10dpa 照射材ではダイナミック硬さは未照射材と 1dpa 照射材の中間の値となった。10dpa 照射材では、硬さが増加する最大の照射量を超え、ボイドのような硬さを減少させる欠陥の密度が高くなり、硬さが最大値から減少傾向に転じたと考えられる。

接合界面(2.0mm～3.0mm)は、未照射材においては、接合領域のタングステン側の接合界面で最大の硬さを示した。硬さの最大値を示した理由は、チタンと銅との共晶合金のためである。また、接合層とタングステンの近傍では、1dpa、10dpa と硬さが増大し、そのばらつきも大きくなった。この理由としては、タングステン材料中へのチタンと銅の拡散が促進され、接合領域と同等の硬さを示す部分が存在するためと考えられる。

ただし、タングステンと銅との接合材について、硬さ試験結果から残留熱応力の影響を確認することはできなかった。今後の検討課題の１つである。

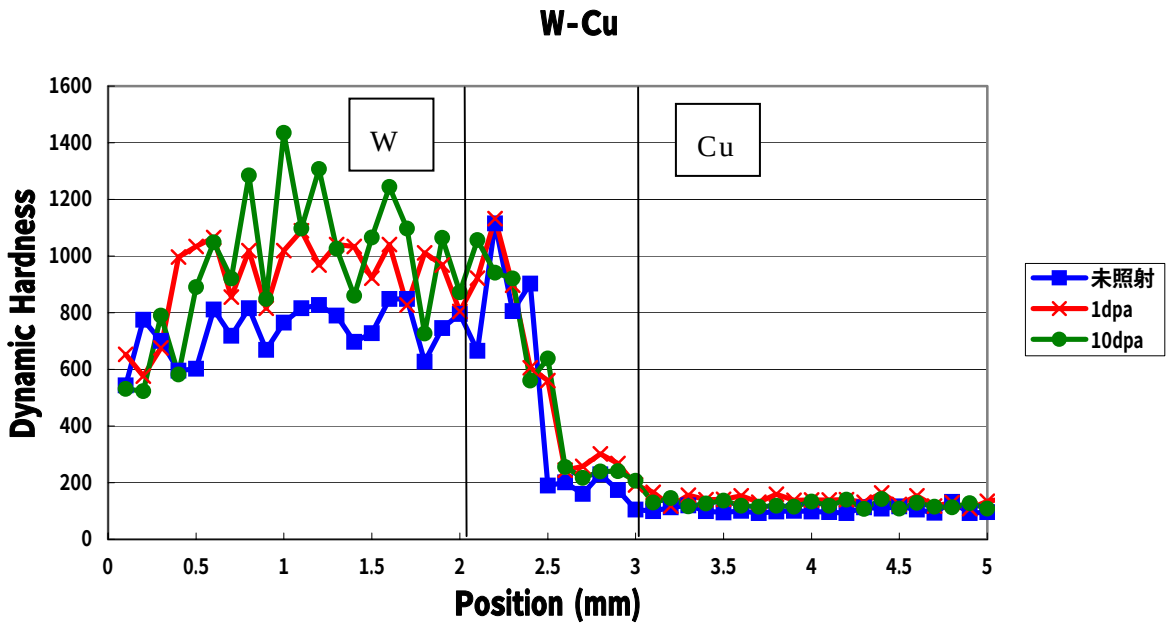


Fig. 1　Dynamic hardness for a joining material of W and Cu

4.　研究成果報告

1) 車田　亮、今村好男、プラズマ対向材料の組織と特性に及ぼすイオン照射効果、全国共同利用研究成果報告、第８号、平成 16 年度、九州大学応用力学研究所、(2005.6), pp.194-196.

2) 車田　亮、今村好男、本橋嘉信、高温ガス炉用材料の組織と特性に及ぼす照射損傷効果、平成 17 年度大洗研究会報告書、東北大学金属材料研究所附属量子エネルギー材料科学国際研究センター, (2005.8.25-26)

3) A.Kurumada, Y.Imamura, T.Oku, M.Ishihara, T.Shibata, K.Sawa, S.Baba, J.Aihara and T.D.Burchell, Effects of Ion Irradiations on the Electrical Resistivity and Mechanical Properties of Carbon Fibers, 6th International Nuclear Graphite Specialists Meeting, Chamonix, France, (2005.9.19-21), CD-No.12.

4) A.Kurumada, Y.Imamura, T.Oku, M.Ishihara, K.Sawa, T.Shibara, S.Baba and J.Aihara, Annealing Effect on Electric Resistivity of Ion Irradiated Carbon Fibers, JAEA-Review 2005-004, JAERI TANDEM Annual Report 2004, Japan Atomic Energy Agency, (2006.1), pp.101-102.

5.　研究組織

茨城大学工学部：　車田　亮（助教授）、今村好男（講師）
九州大学応用力学研究所：　渡辺英雄（助教授）、徳永和俊（助教授）、吉田直亮（教授）
茨城大学大学院：　鴫原雅人（M2）、外川　賢（M1）

Si 単結晶における単原子イオン照射効果とクラスターイオン照射効果

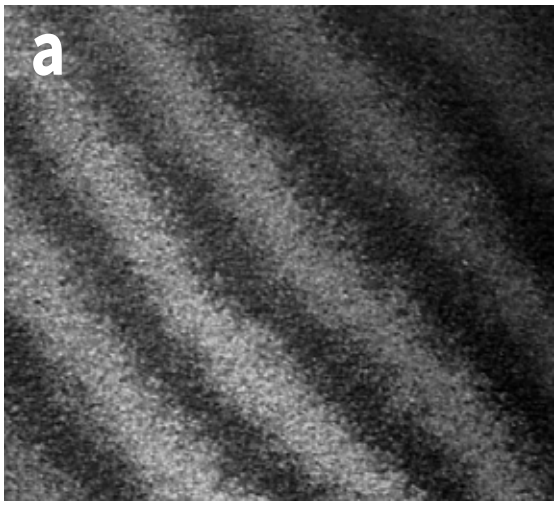
大阪府立大学大学院工学研究科　　岩瀬彰宏

１．はじめに：　異種元素ミキシングなど、高エネルギー重イオンの固体への高密度なエネルギー散逸を利用して物質を改質する研究が多く行われるようになった。そのために、単原子イオンの他、最近ではクラスターイオンも使われるようになってきている。Au クラスターイオン照射に関する我々の研究からも、同じ速度であればクラスターイオンのほうが照射効果は大きくなることがわかっている[1]。それでは、同じ質量の単原子イオンとクラスターイオンでは、照射効果の違いがあるだろうか？そこで、我々は、ほぼ同質量の 2.5MeV Ni イオン（質量 58）と 2.5MeV　Al2 クラスターイオン（質量 54）を用いた照射実験を行い、その結果の比較を行った。

２．実験：あらかじめ電子顕微鏡観察用に研磨したFZ-Si単結晶（111 方位）を原子力機構高崎研において 2.5 MeV Al_2^+クラスターイオンを，また九大応力研において 2.5 MeV Ni^{2+}照射を行った。照射時の試料温度は室温、照射量は両イオンとも約 $4x10^{13}/cm^2$である。電子顕微鏡観察は加速電圧 160 kVにて暗視野ウィーク・ビーム法で行った.

３．実験結果：下図にAl２クラスターイオン、Ni単原子イオンを照射したSiのTEMイメージを示す。Al2 クラスターイオンを $4x10^{13}$ $/cm^2$照射した試料では欠陥はほとんどみられないが，Niイオンをほぼ同量照射したものでは，欠陥がはっきり観察される．従って，本実験の結果だけからいえば、同程度の質量を持つクラスターイオンと単原子イオンを同数照射した場合，照射効果（欠陥を形成する能力）は単原子イオンの方が高いといえる。今後、より詳細な実験の積み重ねが必要である。

[1] 中谷他、日本物理学会 61 回年次大会（2006 年 3 月、松山）



図a　2.5MeVのAl2 クラスターイオンを $4x10^{13}/cm^2$照射したSi単結晶のTEMイメージ

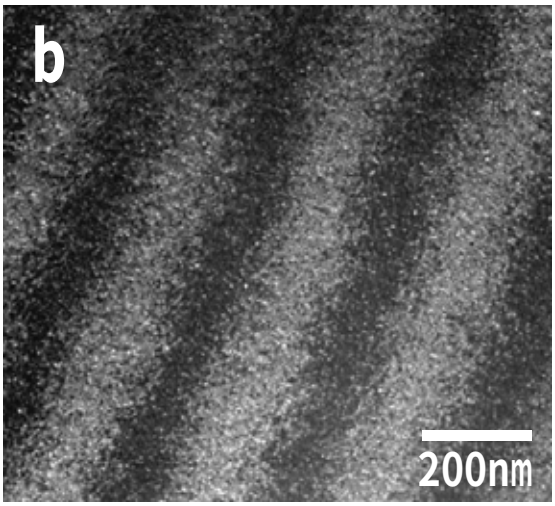


図 b　2.5MeV の Ni 単原子イオンを $4x10^{13}/cm^2$照射したSi単結晶のTEMイメージ

Zeeman 効果を考慮したプラズマ回転計測法

東京大学高温プラズマ研究センター　門　信一郎

1. 目的

TRIAM-1M トカマクの強磁場特性を利用して新しい空間分布計測法の開発を試みる。中性原子や不純物イオンの発光線は電荷数に応じてプラズマ温度のある定まった領域に局在することがわかっている。通常はある仮定のもとで、観測視線上での線積分値から発光密度分布へと変換するが、強磁場下でのゼーマン効果を利用し、またその磁場が空間的に非一様であることを利用すれば仮定を持ち込むことなく局所情報が得られる。このことを実験的に確かめるのが目的である。

これまでの研究で、直線偏光子によりゼーマン分裂した発光スペクトルのπ成分を除去し、σ成分のスペクトル形状から本研究の原理を実証する初期的結果を得るとともに[1]、測定精度向上のため素子サイズの小さな背面照射型冷却 CCD を導入し、周辺領域に存在する中性原子に関して、より高精度で発光位置の評価を行った。本年度は、中性原子からの発光線のドップラーシフトを利用した中性原子の流速分布計測を行い、最外殻磁気面とプラズマ対向壁との間のギャップ長の変化に伴う中性粒子バランスの変化に関して評価を行った[2]。

2. 実験方法

実験は、LHW入力パワー 150 kW、プラズマ電流 20～60 kA、線平均電子密度 0.5～1.5×10^{19} m^{-3}、真空容器下端における中性粒子ガス圧力 0.1 mTorr、プラズマ中心磁場強度 7 Tの8.2 GHz LHCD放電において行った。

測定は、既設の25チャネル放射状ポロイダル方向観測視線及びActon Research社製のツェルニ・ターナ型可視分光器（焦点距離1 m、f/8.7）を用いて行う。25チャネルの観測視線に関して、プラズマからの発光を集光する対物レンズ前面に紫外光対応型の直線偏光板を設置することにより、ゼーマン分裂した発光のσ成分のみを選択的に観測し、発光位置の計測精度を向上させている。検出器は、素子サイズが小さく量子効率の大きい背面照射型冷却CCDカメラ（Andor社製 DU440-BU2, 2048×512, 13.5×13.5 μm^2 pixel）を用いている。

3. 実験結果

ポロイダル方向への 25ch 観測視線を用いた計測により、周辺領域に存在する中性原子の流速分布が得られている(図 1)。水素放電、及び水素放電にヘリウムガスパフを行った条件下で測定を行い、周辺領域の水素・ヘリウム原子低温成分に関して、中性粒子圧力勾配に起因する壁から炉心方向へと向かう内向きの流れが観測されている。

プラズマ対向壁と中性原子流速との関係を調べるため、モリブデン原子発光分布を計測した結果を図 2 に示す。モリブデン原子からの発光は、ダイバータ板近傍に局在化しており、真空容器下部ではダイバータ板とプラズマとの有意な相互作用が起こっていることが分かる。図 1 に示した流速分布では、真空容器上部と比較して下部において大きな流速値が観測されており、また、ダイバータ板を見込む観測視線上での水素原子流速の経時変化から、最外殻磁気面位置とダイバータ板とのギャップ長の変化に同期した原子流速の増減が観測された。これらの結果から、ギャップ長の変化

に伴い、ダイバータ板からのリサイクリングフラックスが変化し、その結果、中性原子圧力勾配が変化し中性原子流速が変化していることが確認された。

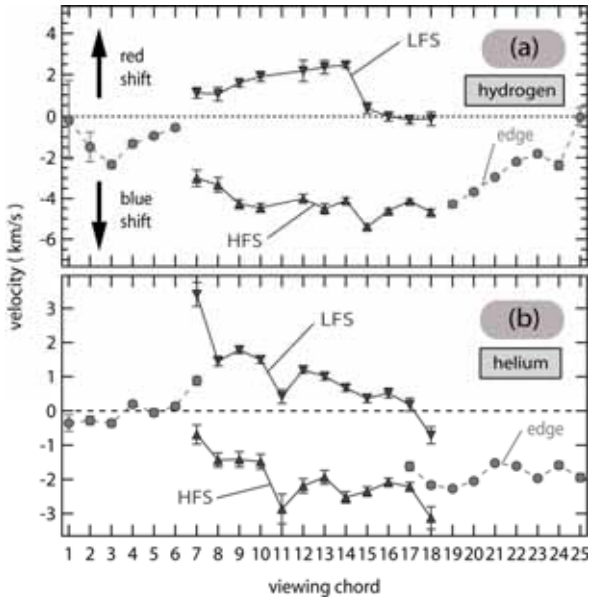


図1. ポロイダル25ch観測視線により計測した水素(a)・ヘリウム(b) 原子低温成分の流速分布。水素・ヘリウム共に、壁から炉心方向へと向かう内向きの流れが観測される。

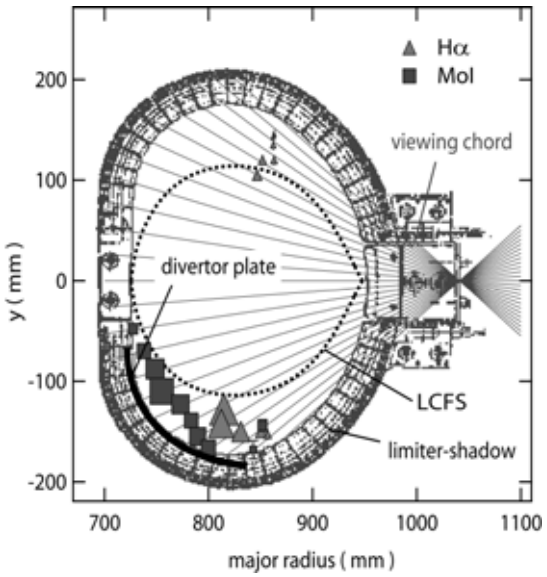


図 2. モリブデン原子(■)及び水素原子Hα線(▲)の発光強度分布。ダイバータ板に沿ってモリブデンの発光が観測されている。

[1] T. Shikama, S. Kado, H. Zushi, A. Iwamae and S. Tanaka *Phys. Plasmas* **11** (2004) 4701.

[2] T. Shikama, S. Kado, H. Zushi, M. Sakamoto, A. Iwamae and S. Tanaka *submitted to Plasma Phys. Control. Fusion.*

[3] 四竈 泰一, 門 信一郎, 図子 秀樹, 山崎 大輔, 坂本 瑞樹, 中島 浩太, 田中 知「Zeeman 分裂した水素分子 Fulcher 帯発光スペクトルの観測」日本物理学会年会 2006 年 3 月 (松山大学) 30pUD-4.

プラズマ電流クエンチフェイズにおける電子サイクロトロン加熱及び電流駆動による ディスラプション制御

核融合科学研究所　　東井和夫

１．目的

トカマクプラズマにおける急激なプラズマ崩壊、すなわちプラズマディスラプション現象はトカマク研究の初期から問題となりその後多くの研究がなされてきた。プラズマサイズの大型化や非円形断面プラズマになるとともに、ディスラプションのトカマク装置への影響は益々厳しいものとなってきた。真空容器への大きな電流の誘起による巨大な電磁力の発生や、ダイバータ中性化板や容器内壁への非常に大きな熱・粒子束の流入が大きな問題となり、トカマク装置の設計に相当大きな尤度を持たせることが必要となっている。これが装置を高額で複雑なものとしている。ディスラプションは、プラズマからの急激な熱の放出が起こる「熱的クエンチ」、それに引き続いて起こるプラズマ電流の急激な消失、「電流クエンチ」の特徴的な２つのフェイズに大別される。「熱的クエンチ」は、大型トカマクでも ms の極短い時間スケールで起こり、電流密度分布の平坦化とこれに伴う大きな負のループ電圧スパイクが発生する。「電流クエンチ」は放電条件に依存して、プラズマ電流が完全に消失する場合とディスラプション直前のプラズマ電流の 2/3～1/2 の電流まで低下しその後はその電流のほぼすべてが逃走電子電流に置き換わる場合とがある。

これまではニューラルネットワークによるディスラプション予測による回避が試みられてきたが必ずしも万能ではない。一方、ディスラプションの回避を狙わずその影響を最小限に抑える手法が一応の成功を収めている。すなわち、アルゴンガスジェットやキラーペレットによりプラズマの磁場及び熱エネルギーを放射損失に変換し、その影響の極小化を図っている。

これに対し、本研究は、熱的クエンチ及び電流クエンチフェイズに発生する大きな誘導電場を利用し電子サイクロトロン加熱(ECH)や電流駆動(ECCD)の印加によって効率よく逃走電子電流を発生させプラズマ電流の低下をわずかに抑えるよう制御しディラプションを回避することを狙うこれまでにない発想の研究である。JET プラズマのディスラプションについての最近のシミュレーションでは、ディスラプション時に生成される逃走電子がプラズマ中心に集中した分布となることを予想している（図１）[1]。これはこのフェイズで電流密度分布が中心にピークした電流密度分布になることを予測している。これは、プラズマ中心部ほど Dreicer 電場が低くなり、逃走電子はプラズマ中心部に集中する傾向になると期待される。このようにプラズマ中心部に集中した逃走電子電流に置き換えそれを安定保持し緩やかそのエネルギーを低下させることが

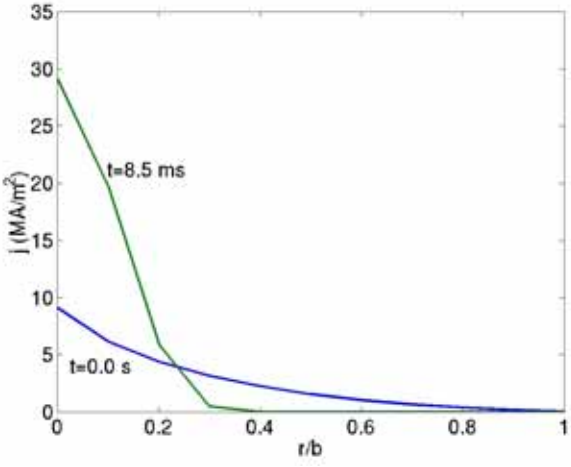


図１　シミュレーションで得られた JET のディスラプション直後の電流密度分布

できればディスラプションによる電流低減を大幅に改善できる。これにより高 l_i プラズマ（l_i: 規格化された内部インダクタンス）が生成される可能性があり、高閉じ込めが期待できる。これによりディラプションを回避しつつ閉じ込め性能の劣化も防ぐことができる可能性がある。このような相対論的電子ビームの存在するプラズマは、1970年代に S. Yoshikawa（PPPL）等により提案された ASTRON Spherator（図2）に近いものであり深い磁気井戸を有する。ちなみに ITER ではディスラプションにより 15MeV 程度の相対論電子ビームが生成されしかもそれらにより 10 MA を超える電流を担うことが予測されている。

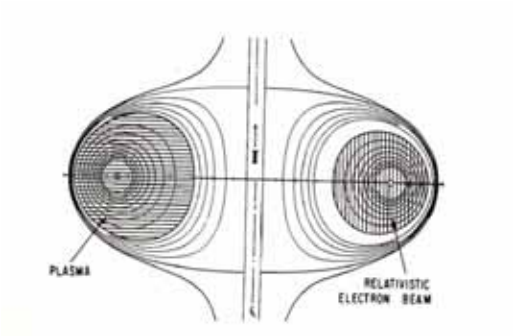


図２　ASTRON Spherator 配位

今年度は、昨年度実施した実験のデータ解析を行った。以下に、実験条件と実験結果を述べる

2. 実験条件

TRIAM-1M トカマクのオーミック放電において再現性よくディスラプションを誘起し、電流が減少を始めるフェイズに ECH や ECCD を行った。ECH や ECCD のプラズマ電流の減少率の変化及び逃走電子の生成への効果を調べることを主要目的とした。実際の実験条件は、(1) トロイダル磁場 Bt=3.19 T, プラズマ電流 Ip～110kA、及び (2) Bt=6.38 T、Ip～140 kA の 2 条件である。注目したデータは、プラズマ電流、ループ電圧、プラズマ位置（水平及び垂直変位）、軟X線放射及び硬X線放射などである。

3. 実験結果と考察

２種類の異なるトロイダル磁場にて実験を行った。(1)の Bt=3.19T では２倍高調波 ECH、(2)の Bt=6.38T においては基本波による ECCD をディスラプション時に試みた。

(1) Bt=3.19 T でプラズマ電流が Ip～110kA の放電での実験：

プラズマ位置制御が困難であり、逃走電子の発生と保持がほとんどできなかった。また、プラズマの位置がディスラプション時に大きく変動するため ECR 層もプラズマ中心部になく ECH 効果も観測されなかった。ディスラプションで低温となったプラズマには2倍高調波電子サイクロトロン波が効果的に吸収されなかったものと思われる。

(2) Bt=6.38T での基本波 ECCD によるディスラプション制御実験：

この条件ではプラズマ電流は約 140kA に達し、電流減少フェイズでプラズマを強制的に外側へシ

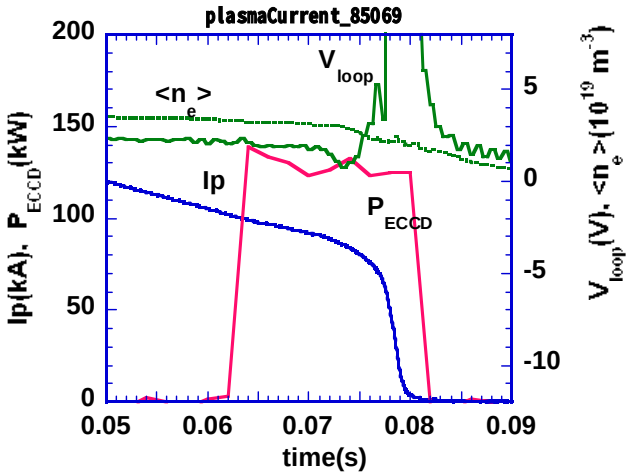


図３　Bt=6.38T で ECCD を印加したときのプラズマ電流及びループ電圧の時間発展

フトしディスラプションを誘発し、それによる負の大きなループ電圧スパイク及び電流クエンチフェイズで発生する正の大きなループ電圧とECCDにより逃走電子が効果的に生成されるかどうかをテストした。図3はその放電波形であり負のループ電圧スパイクはt=72-75msで発生している。ただ、このループ電圧信号のデータ収集サンプリングレートが低く負スパイクを正確に捉らえていない。この実験では、ディスラプションを誘発するためプラズマの水平位置を大きく外に移動させる必要があった。ただ、ディスラプション時に逃走電子が効率よく生成されプラズマ電流のかなりの部分を担うようになれば位置制御も改善することが期待された。しかしこの放電ではプラズマ位置がRp～830mm付近で止まることなく～900mmまで増加した（図4）。このようにプラズマ位置が大きく移動するのでECHに比べサイクロトロン共鳴条件が比較的ゆるやかなECCDを試みた。

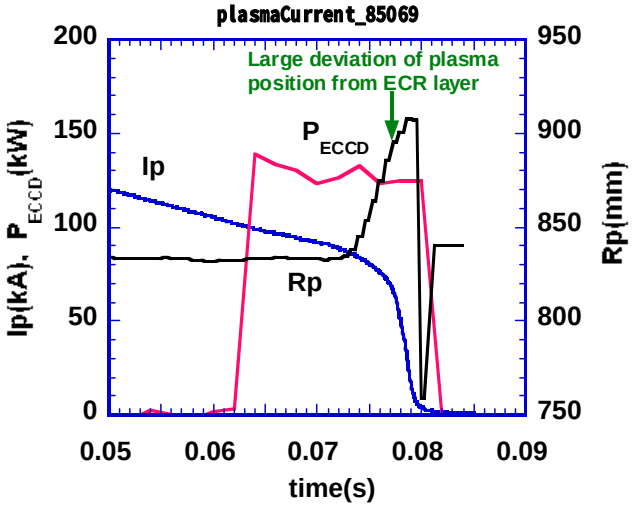


図4　図3の放電におけるプラズマ水平位置

電流クエンチ時へのECCDの効果をみるため硬X線の時間発展を計測した。ECCDの印加と共に硬X線の増加が観測された（図5、図6）。硬X線信号のhx7は、電流クエンチより約10ms前に印加したECCDパルスとともに増加した。これは電流クエンチによる誘導電場とECCDとの相乗効果というよりはECCDの効果が主に現れたといえる。しかもこの硬X線放射はプラズマ中の逃走電子による制動放射というより、それらが容器壁に損失されたときのそこからの放射と考えられる。注目すべき点は図6に示したループ電圧と硬X線放射のhx6の時間変化である。hx6はループ電圧に負のスパイクが現れる時間帯から急速に増加しており、熱的クエンチによる負の大きな誘導電場とECCDの相乗効果によると思われる。しかしながら、プラズマ位置の大きな変位により、このように生成された高速電子も容器壁面で損失されたものと思われる。

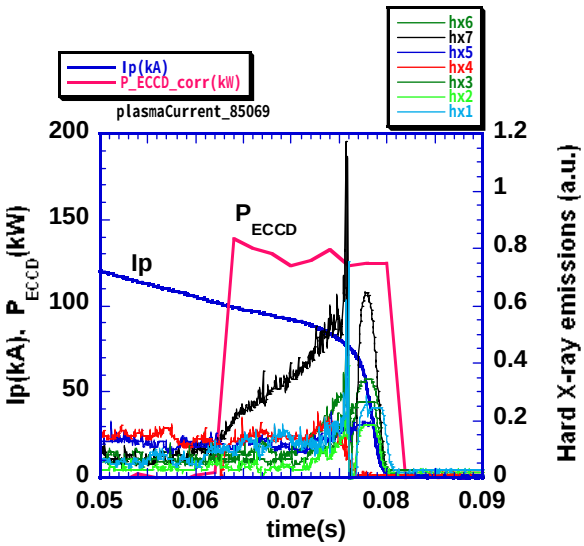


図5　図3の放電における硬X線放射の振舞

4. 結論

TRIAM-1Mトカマクにおいて、電流ディスラプション時にECHあるいはECCDを行うことにより逃走電子電流を生成しプラズマ電流の減少を最小限に抑え、ディスラプション制御を試みた。ディスラプション・フェイズへのECCDは硬X線放射の顕著な増加をもたらし、その可能性を示した。しかしながら、本研究の大幅な進展のためには、次の課題の克服が不可欠との結論に達した。

① ディスラプション時のプラズマ位置変動が大きく効果的に ECH/ECCD が行えなかった。
② プラズマ小半径が小さく、JET プラズマのシミュレーションのように周辺部のみが冷却しコア部に逃走電子電流を集中させるような条件を設定することが困難であった。
③ ECH/ECCD 電力がオーミック加熱電力より小さく強力な電子加熱や電流駆動が行えなかった。

これらの課題の克服のため、本研究を JT-60U などの大型トカマクで実施することが望ましいと思われる。

参考文献：[1] L.G. Eriksson et al., Phys. Rev. Lett. 92, 205004-1 (2004).

==========

A1. 研究成果報告　なし

A2. 研究組織

東井和夫（核融合科学研究所　教授）代表者
出射　浩（九州大学応用力学研究所 助教授）
中村一男（九州大学応用力学研究所　教授）

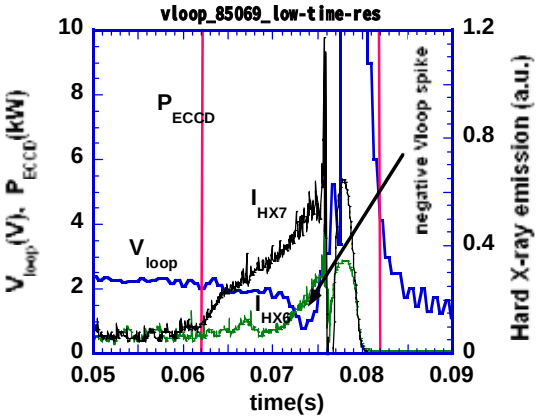


図６　図３の放電における硬 X 線放射の振舞とループ電圧の関係

応力集中部から発生・伝播する疲労き裂の成長挙動の詳細観察

九州大学大学院工学研究院海洋システム工学部門　豊貞雅宏

１．研究背景と目的

疲労破壊は安定破壊の範疇に分類されるが，S-N 曲線を用いた寿命評価法には疲労破壊を不安定破壊と考えているという矛盾がある。研究代表者らは，健全部からの疲労き裂発生メカニズムを転位論的考察に基づいて提案し，無欠陥状態部から任意の大きさになるまでのき裂成長曲線を統一的に評価する手法[1]を確立した。同モデルではき裂発生初期段階を「塑性変形による辷り→剪断モードき裂の出現→き裂開口モードの出現」と考えているが，現時点でこれは仮定に過ぎない。一方，全寿命に及ぼすこの段階の割合は小さくないため，寿命予測精度の向上にはこの段階の定量的予測が不可欠である。そこで，負荷過程中の疲労き裂成長を連続的に直接観察してモデルの妥当性検証を目指した。応用力学研究所は，本研究の遂行に不可欠な機器である動的疲労観測装置（SEM 内疲労試験機）を有しており，これを利用して研究を実施した。

２．観察方法

検討対象材料より切欠（半径 0.5mm）を一端に導入した試験片を製作し，SEM 内疲労試験機を用いて疲労試験を実施し，切欠底から発生・伝播する疲労き裂を撮影・観測した。板表面の観察によりモデル化の妥当性を検証するためには，出来るだけ板厚を薄くする必要があり，板厚方向に結晶粒が 2～13 個程度しか含まない厚さまで研磨を行い試験片の減厚を行った。供試材は大型溶接鋼構造物での使用頻度が大きい溶接構造用圧延材料（SM400B）である。

３．観察結果

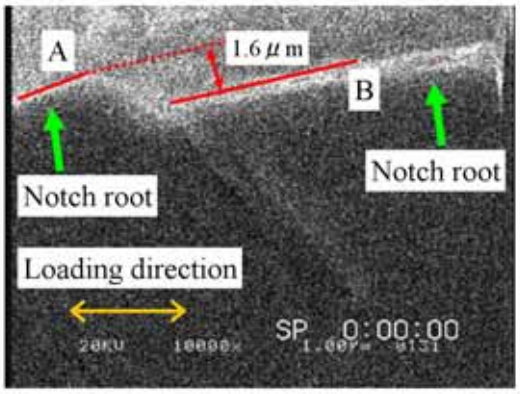


図１　切欠底から生じた辷り

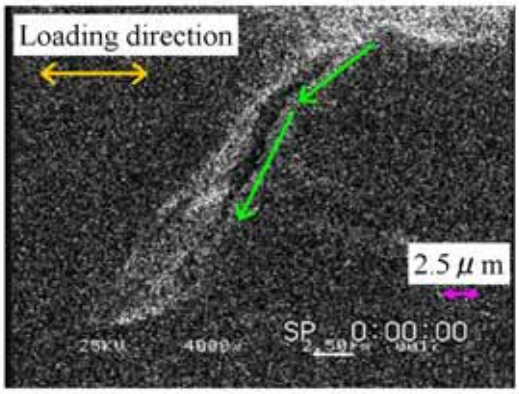


図２　第一結晶粒内を伝播する疲労き裂

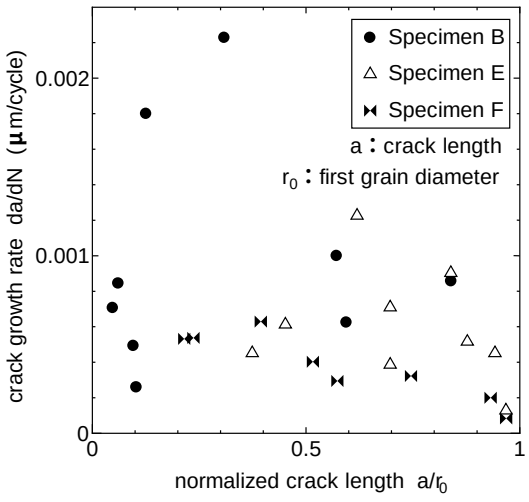


図３　第一結晶粒内のき裂伝播速度

図 1 は切欠底に生じた辷りの様子の一例を示す。辷りは荷重軸とほぼ 45 ° 方向に生じている。同一面であった A 面と B 面は，辷りによっておよそ1.6μmの段差が生じていることが確認でき，通常言われている疲労き裂発生機構と同様の形態を示していた。図 2 は第一結晶粒内を伝播する疲労き裂とそのの進展経路の一例である。緑色の矢印がき裂進展方向を表している。これらの写真から，1)切欠底から入るき裂の初期の方向は引張方向とほぼ 45 ° 方向，2)第一結晶粒内進展中であっても途中でき裂進展方向が変化する場合もあり得る，ことが確認された。Hanson らの提案した刃状転位と辷り線成長に基づく最初の結晶粒内におけるせん断型疲労き裂成長モデル[2]によれば，結晶方位や初期辷り線発生角度次第で屈曲型のき裂成長経路をとる可能性が指摘されており，図 2 のようなき裂経路屈折もあり得えることから，観察結果は妥当なものであると判断できる。

図 3 は測定されたき裂長さとき裂伝播速度の関係である。ばらつきはあるものの，結晶粒界に近づくほどき裂伝播速度が低下する傾向が確認でき，研究代表者らのき裂発生モデルの仮定と一致している。

図 4 は，測定されたき裂長さ～サイクル数関係と，研究代表者らにより開発された疲労き裂成長シミュレーションコード FLARP[1]により第一結晶粒内のき裂成長曲線を推定した結果の例である。計算結果と測定結果は良く一致しており，提案モデルの妥当性が定量的に確認された。

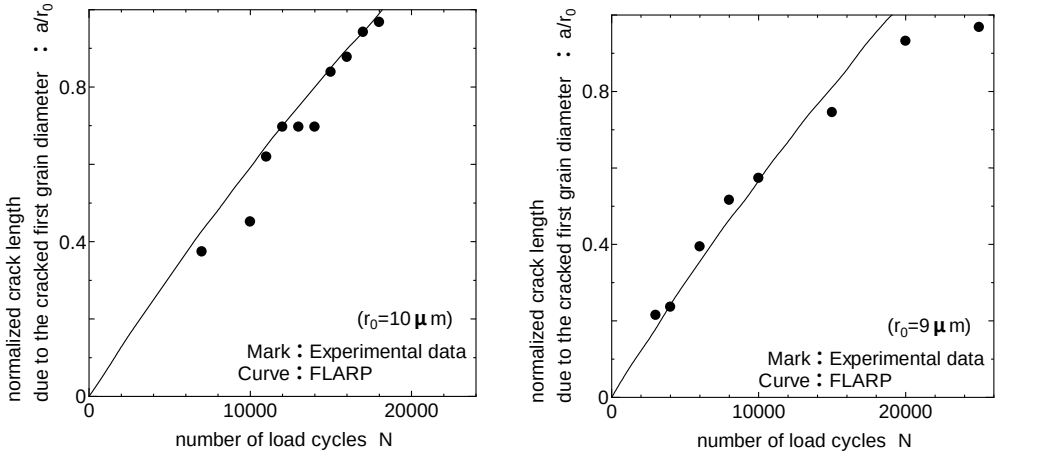


図４　き裂成長曲線の推定結果と測定結果の比較

５．研究成果と今後の課題

動的疲労観測装置(SEM 内疲労試験機)を用いて鋼材の疲労き裂発生挙動の直接観察を行い，研究代表者らが構築した，疲労き裂成長モデルの妥当性を確認した。その結果，一定荷重振幅条件では，提案モデルによりき裂発生挙動を定量的に推定できることが判明した。一方，疲労き裂成長挙動には荷重履歴が影響する事が知られているため，応力比を変化させた疲労試験や，多段繰返し荷重（最終的にはランダム荷重）条件下における疲労試験を実施し，提案モデルの妥当性を検証する事が必要であり，引き続き研究を進める予定である。

６．研究組織

(研究代表者)　豊貞雅宏，九州大学大学院工学研究院海洋システム工学部門教授
後藤浩二，九州大学大学院工学研究院海洋システム工学部門助教授
村上幸治，九州大学大学院工学府建設システム工学専攻技術職員
杉谷大輔，九州大学大学院工学府建設システム工学専攻修士課程 2 年

参考文献

［1］ Toyosada, M., Gotoh, K. and Niwa, T., Fatigue Life Assessment for Welded Structures without Initial Defects: An Algorism for Predicting Fatigue Crack Growth from a Sound Site, International Journal of Fatigue, Vol.26, No.9, 2004, pp.993-1002

［2］Hansson, P. and Melin, S., Dislocation-based modeling of the growth of a microstructurally short crack by single shear due to fatigue loading, International Journal of Fatigue, Vol.27, 2005, pp.347-356

固体壁近傍のプラズマ流の測定

横浜国立大学大学院工学研究院　　津島　晴

・目的

壁近傍で測定可能な空間分解のよいプラズマ流測定用プローブ 対向電極ダブルプローブ」を応用力学研究所の トカマク装置 TRAIAM-1M の周辺プラズマで試験的に測定し、プラズマ流の上流と下流に向いた電極の飽和電流の違いから流速を評価するマッハプローブと比較を行う。

・測定原理

(1) 対向ダブルプローブ [Y. Saitou and A. Tsushima: JJAP 40 (2001) L1387]

図 1のように電極間の空間に拡散してきたプラズマに対して、向き合った二つの電極間に電位差を与えて電圧 -電流特性を測定する。プラズマの流れは、電極間に拡散してきたプラズマの非対称性になる。これから電圧 -電流(V-I)特性も非対称性で、

$$I = e\, n\, c_s\, S\, [\exp(eV / k_B T_e) - \exp(eV_0 / k_B T_e)] \,/\, [\exp(eV / k_B T_e) + 1]$$

となることが予想される。ここで、浮遊電位（I = 0 の電圧）V_0 がプラズマの流速 u と関係し、

$$u = c_s\, e\, V_0 \,/\, k_B T_e$$

なる式が成り立つ。この関係を使ってプラズマ流を測定する。ただし、c_s はイオン音速、e は電気素量、k_B はボルツマン定数、T_e は電子、温度 n はプラズマ密度、S は電極の面積である。

(2) マッハプローブ

プラズマ流の上流に向いた電極の飽和電流は $I_U = e\, n\, c_s \,/\, (2 - u / c_s)$ であり、下流に向いた電極の飽和電流は $I_D = e\, n\, c_s \,/\, (2 + u / c_s)$ となる。したがって、これら 2 方向の飽和電流の測定値から、プラズマ流と速度の関係

$$u = 2\, c_s\, (I_U - I_D)/(I_U + I_D)$$

を使ってプラズマ流を評価する。

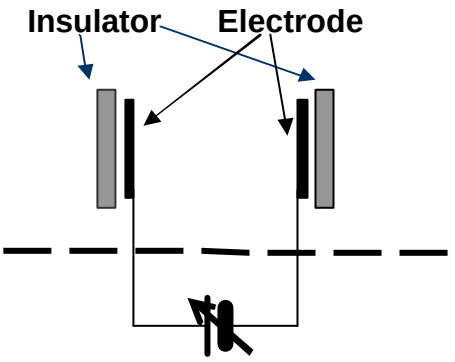


図 1　対向電極ダブルプローブの概略図。

・平成１７年度の経過

トカマク装置 TRAIAM-1M のある放電 #85665）で、トロイダル方向にリミターのほぼ中央に位置し、ポロイダル断面において下方からリミターに接する磁気面から約 10mm 内に入った所の対向電極ダブルプローブで得た電圧・電流特性を図２に示す。この特性は、V_0 = -2 V で T_e = 17 eV を示しているのでプラズマ流の速度は、

$$u = c_s\, e\, V_0 / k_B\, T_e = -4.7 \times 10^3 \text{ m/s}$$

と評価することができる。負の符号は、プラズマ流れの向きが磁場およびプラズマ電流と逆方向であることを意味している。一方、同様な位置で測定したプラズマ流の上流と下流を向いた電極の飽和電流の比は I_U / I_D =1.1 で、電子温度は T_e = 23 eV なので、従来のマッハプローブで得るプラズマ流の速度は、

$$u = 2\, c_s\, (I_U - I_D) / (I_U + I_D) = 4.4 \times 10^3 \text{ m/s}$$

となり、二つの方法で得たプラズマ流がほぼ一致することが分かる。尚、二つの方法が示すプラズマ流の向きは、電流と逆向きで一致している。

・研究組織

代表者	津島　晴	横浜国立大学大学院工学研究院　助教授
	齋藤和史	宇都宮大学工学部　助手
所内責任者	坂本瑞樹	応用力学研究所　助教授

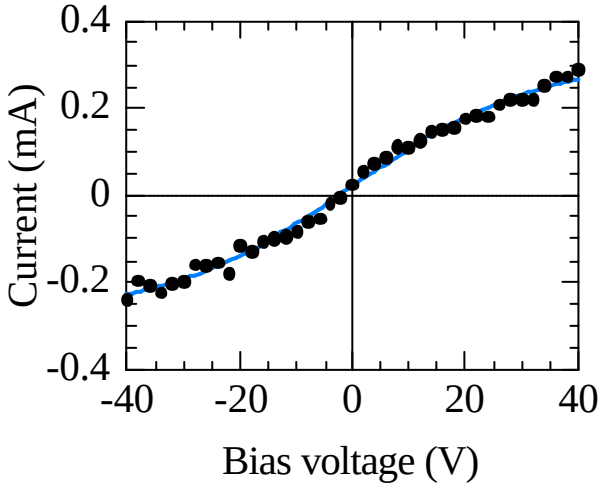


図２　対向電極ダブルプローブの電圧・電流特性。

九大スフェリカルトカマク装置におけるプラズマ電流立ち上げの研究

九州東海大学　産業技術研究所　御手洗　修

１．目的

スフェリカルトカマク核融合炉ではセンターソレノイド(CS)が設置できない可能性が高いので，現在の装置でCSなしプラズマ電流立ち上げの実験研究は重要であり，それを主要な課題にしている九大スフェリカルトカマク装置QUESTに対する期待は大きい．本共同研究はQUEST（主半径R=0.6 m，小半径a=0.4 m，アスペクト比A＝1.5，トロイダル磁場B_t=0.25T，プラズマ電流I_p=300 kA）における，[1]オーミック放電，[2]オーミック立ち上げとRFによる電流駆動，[3]垂直磁場とRF加熱によるプラズマ電流立ち上げと維持，について調べることを目的としている．本年度は[1]のオーミック放電について，現状の短いセンターソレノイドと軸方向に長いセンターソレノイドを想定した場合の結果を比較検討し設計の一助とする．

２．計算方法

プラズマ電流は，ブートストラップ電流，垂直磁場駆動電圧を含む回路方程式を用いて計算した．同時にエネルギーバランス，粒子バランス方程式も用る．ブートストラップ電流は$I_{BS}/I_p = 0.5\varepsilon^{0.5}\beta_p$の簡単な式を用いた．内部インダクタンス$\ell_i$=0.8，閉じ込め則には外部加熱のないオーミック運転の時はNSTXにおいてネオアルカトール則の1.25倍程度の閉じ込め時間が得られているのでその値を用いた．プラズマの自己インダクタンスは$L_p=0.44\times10^{-6}$ Hである．なお，真空容器電流は考慮していない．

３．計算結果

3.１．オーミック放電条件用ヌル点

オーミック放電開始のためにCSにバイアス電流を流すが，その時に磁場にヌル点を作るようにPF2コイルにCSコイルと同方向に電流を流す． Fig.1と2にCSコイルの配置を示す．ここでは外側の3層(R=0.148m)，4層(R=0.159m)のCSのみを用いる．Fig.1の短いCSコイル(Z=±0.806m)の場合I_{CS}=+6kA，I_{PF2}=+30 kA，Fig.2の長いCSコイル(Z±1.20m)の場合I_{CS}=+9.5kA，I_{PF2}=+30 kAとすれば，プラズマ中心にヌル点ができブレークダウンが起きやすい．ここではPF2，PF3コイルの電流範囲を＋30ｋAT～-40ｋATと設定した．長いCSコイルの場合は漏れ磁場が少ないので，同じPF2コイル電流に対してヌル点を作るCSコイル電流を大きくとれる．その結果長いCSコイルの場合の方が磁束を大きくとれる．プラズマとの相互インダクタンスと漏れ磁場は，短いCSと長いCSの場合，それぞれ($M_{pcs}=11.56\times10^{-6}$ H/A，$B_v=-1.794\times10^{-6}$ T/A)，($M_{pcs}=13.07\times10^{-6}$ H/A，$B_v=-0.969\times10^{-6}$ T/A)となる．従って長いCSコイルの場合，相互インダクタンスも大きいのでその分磁束も大きくとれる．このようにCSコイル電流はPF2コイル電流と相互に関連し，それぞれ独立に電流を決定できないので注意が必要である．

3.２．オーミック放電

これらを初期条件としてCSコイル電流を逆極性側にふり，どちらのCSコイルの場合もFig.3，4(c)に示すように230 kA程度のプラズマ電流が得られるようにして比較した．またFig.3，4(e)に示すように平衡磁場と外部から与えた磁場が一致するようにコイル電流を選んだ．即ちCSコイルから漏れる平衡と逆方向の垂直磁場をPF2，PF3コイルからの垂直磁場で打ち消している．短いCSコイルの場合プラズマ電流の平坦部は約33 ms，長いCSコイルの場合約80 msと長くなる．またFig.3，4(f)にCSコイルの作る磁束を示す．短いCSコイルの場合，立ち上げに0.074 Vs，プラズマ電流立ち下げ時に0.14 Vsの磁束となっているが，長いCSコイルの場合，立ち上げに同じく0.074 Vs，プラズマ電流立ち下げ時には0.248Vsの磁束となっている．また，プラズマ中心密度を$1\times10^{19}m^{-3}$に設定した時，電子温度は240 eV位になる．

４．結果と考察

QUEST装置のオーミック放電についてその時間発展を数値計算した．その結果，現状のCSを用

いると 230 kA のプラズマ電流が 33 ms 程度,さらに CS を軸方向にのばすと 80 ms 程度のフラットトップが得られることがわかった．放電時間を延長するために 1,2 層の内側 CS で磁束をさらに供給することも考えられるが，PF2 コイル電流がすでに最大値に達しているので打ち消せる余裕はない．もし余裕があっても 3,4 層の外側 CS コイルで放電を延長するのと同等である．むしろ．内側 CS は[3]の垂直磁場と RF 加熱によるプラズマ電流立ち上げの際にトーラス内向き力を減し，放電初期のプラズマ位置の安定に重要な役割を果たすと思われる．

５．研究成果報告

６．研究組織

所内世話人：中村　一男　教授

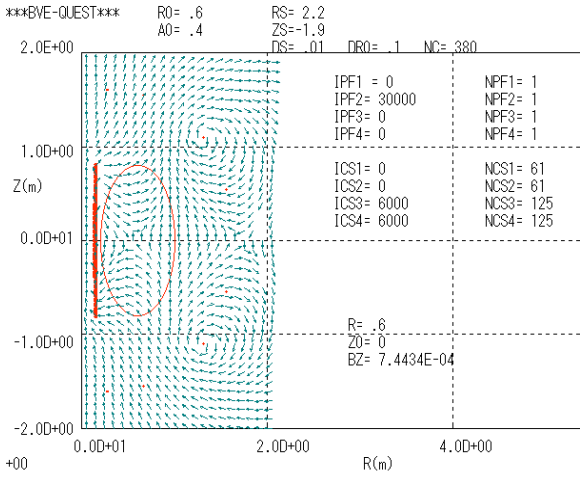


Fig. 1. 現状の短い CS の場合，I_{OH}=+6.5kA, I_{PF2}=+30.0 kA の場合の磁場分布

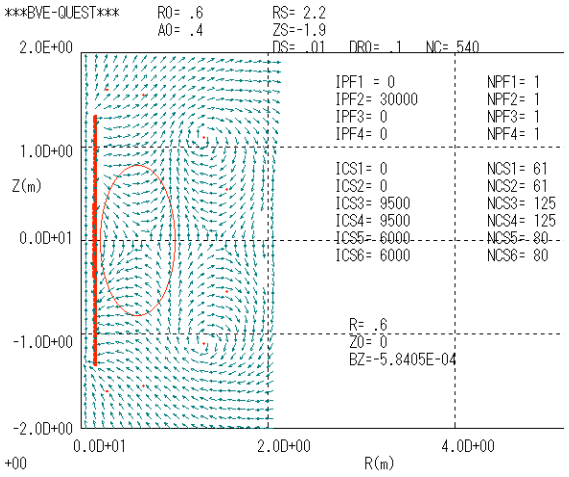


Fig. 2. 軸方向に長くした CS の場合，I_{OH}=+8.5kA, I_{PF2}=+30.0 kA の場合の磁場分布

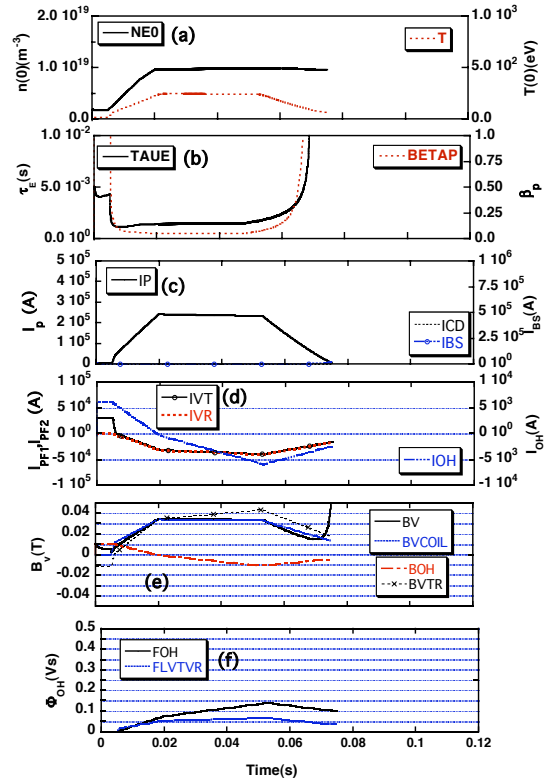


Fig. 3　現状の短い CS の場合のオーミック放電波形

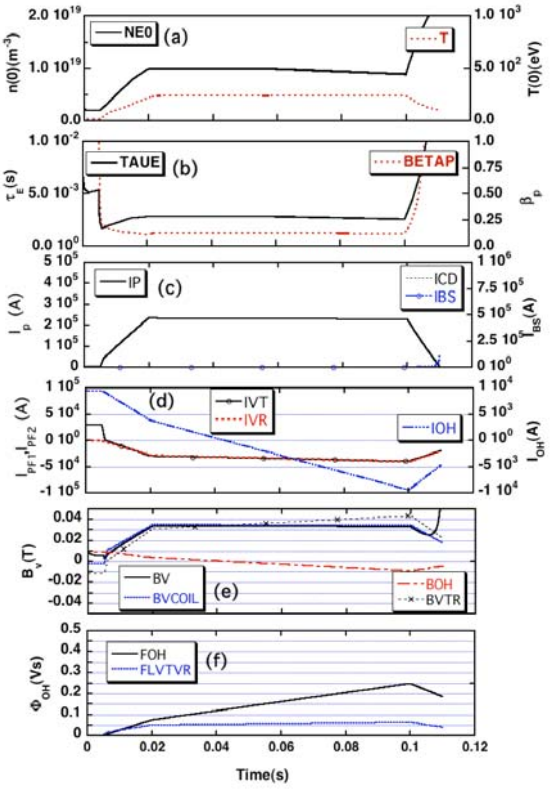


Fig. 4　軸方向に長くした CS の場合のオーミック放電波形

低エネルギー・高粒子束プラズマ照射によるプラズマ対向材の損傷とガス吸蔵特性に関する研究

研究代表者　名古屋大学エコトピア科学研究所　　大野哲靖
名古屋大学工学研究科　　高村秀一、西島　大

1. はじめに

国際熱核融合実験炉(ITER)においては、放射性物質であるトリチウムを燃料として用いるが炉材料へのトリチウムの蓄積をできるだけ抑制することが放射性物質安全管理上の問題から求められている。タングステン(W)は低スパッタ率・低水素吸蔵率という特性を有するためITERにおいて重要な炉材料候補の一つとなっている。しかし、水素プラズマ照射されたW表面では水疱上のブリスターと呼ばれる損傷が形成されることがこれまでの研究によって明らかとなっており、このブリスター形成によりWの水素吸蔵量が大幅に増加する可能性が指摘されている。

前年度の本共同研究において、Wの表面前処理の違いによりブリスター形成・水素吸蔵特性に変化が生じることを報告した。特に研磨紙で機械研磨したW表面ではブリスター形成が見られず、水素吸蔵量も大幅に低減されることが明らかとなった。しかし、重水素プラズマの照射時間が3時間と短い時間であったため、機械研磨表面でのブリスター・水素吸蔵抑制効果がより長時間の照射でも持続するのかということは不明であった。この問題を実験的に明らかにすべく、機械研磨表面と未研磨表面に50時間の重水素プラズマを照射し、表面変化の有無、水素吸蔵量の違いを調べた。

2. 実験装置および実験方法

用いたW試料は厚さ0.2 mm、純度99.95 %の鏡面仕上げ加工粉末焼結W試料(Nilaco Co.)である。図1に示すように30x20 mmの未研磨試料の半分を研磨紙(80番)で研磨した試料に重水素プラズマを照射する。名古屋大学所蔵の直線型ダイバータプラズマ模擬装置NAGDIS-Iを用いて重水素プラズマの照射を行った。実験配置図は成果報告[1]を参照されたい。試料電位を制御することにより重水素イオンの入射エネルギーを決定する。イオン粒子束は試料面積とイオン飽和電流から算出する。重水素プラズマの照射条件は以下のとおりである。イオン粒子束 2.5×10^{21} $m^{-2}s^{-1}$、入射イオンエネルギー 80 eV、照射時間 50 h、照射量 4.5×10^{26} m^{-2}、照射温度 500 Kである。プラズマ照射後、走査型電子顕微鏡(SEM)を用いて未研磨面、研磨面それぞれの表面変化を調べる。さらに九大応力研吉田研究室の協力を得て各部分から抽出した試料片に昇温脱離法分析(TDS)を行い重水素の吸蔵量を評価する。

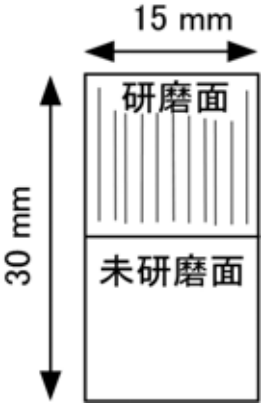


図1：照射用タングステン試料模式図

3. 実験結果と考察

3.1 表面損傷

重水素プラズマ照射後の試料のデジタルカメラ撮影像を図 2 に示す。未研磨表面では肉眼で認識できるほどのブリスターが密に形成されていた。試料右側は固定器具の影になったため重水素プラズマが照射されていない面であるが、照射面と比較すると変化の度合いがはっきりと認識できる。研磨面では肉眼では変化は認識できなかった。図 3 は未研磨面(a)、研磨面(b)の SEM 像である。(a)の未研磨面では大きいもので直径 500 μm ほどのブリスターも観測された。前報で報告した 3 時間照射のものでは大きいもので 200 μm 程度であったので、50 時間の照射によってブリスター直径は約 2 倍以上に成長したことになる。しかし、照射時間が 17 倍近くであるのに対して、ブリスターの大きさが 2 倍程度にしか成長していないことから、ブリスターの成長速度と照射時間は比例関係にあるということはできない。もっと早い段階でブリスターは 500 μmの大きさに成長し、その後は成長が抑制されてしまったという可能性も考えられる。この結果はブリスターが照射初期に急激に成長し、ある時点からは成長が抑制される可能性を示唆している。

一方、研磨面の方では 3 時間照射のものと同様、図 3(b)に示すようにブリスターの形成は見られなかった。このことは機械研磨によるブリスター形成の抑制効果が堅固であることを示している。本研究で用いた W 試料のバルクには圧延製造時に形成された層状の構造が見られる。層構造があると層界面が破断しブリスター形成が起こりやすいことがこれまでの研究で明らかとなっている。しかし、本結果は、たとえ層構造があったとしても表面を機械研磨することによりブリスター形成が抑制されるということを示している。表面に適当な粗さを持たせることにより、ブリスター形成を容易に抑制できる可能性がある。

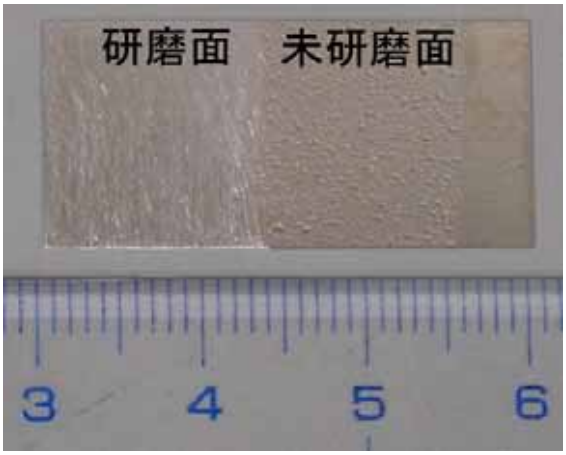


図 2：重水素プラズマ照射後の試料。デジタルカメラにて撮影。

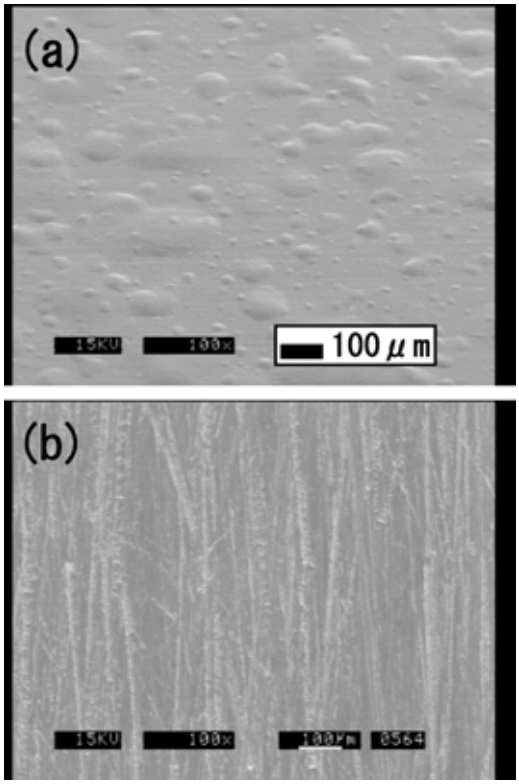


図 3：重水素プラズマ照射後の試料 SEM 像。(a)未研磨面、(b)研磨面。

3.2 昇温脱離法(TDS)分析

照射後の未研磨、研磨各部分に対して昇温脱離法分析を行った。昇温速度は 1 K/secである。図 4(a)に 50 時間照射の試料のものを、同図(b)に比較のために前報で示した 3 時間照射のものをそれぞれ示す。50 時間照射でもブリスターが抑制された研磨表面の重水素吸蔵量は 1.6×10^{20} D_2/m^2 で、3 時間照射の研磨試料のそれと比べると約 8 倍に増加していることがわかる。これは、たとえ、ブリスター形成がなくとも照射時間の増加に伴い重水素吸蔵量が増加していることを示すものである。一方、ブリスターが密に形成された 50 時間照射の未研磨試料の重水素吸蔵量は 7.3×10^{20} D_2/m^2 であり、3 時間照射のそれと比べると 1.4 倍に増加したにとどまった。本研究では重水素イオンの入射エネルギーは 80 eVと低いため、はじき出し型の照射欠陥は材料中に形成されない。そのため、ブリスター形成等のマクロな表面損傷以外には重水素の捕捉座が形成されることはない。よって、重水素の吸蔵が 10^{20}-10^{21} D_2/m^2 付近で飽和傾向を示しているものと考えられる。

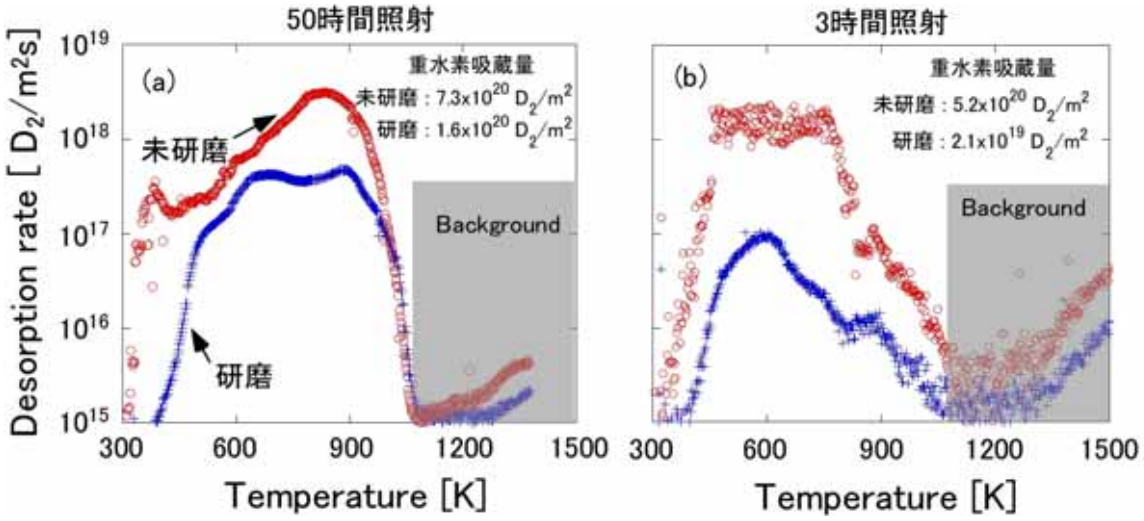


図 4：重水素の昇温脱離スペクトル。(a)50 時間照射試料、(b)3 時間照射試料（前報）。

4. まとめ

機械研磨によるブリスター抑制･重水素吸蔵低減効果が長時間照射においても持続するものであるかどうかを調べるために実験を行った。その結果、ブリスター抑制に関しては機械研磨の効果は維持された。重水素吸蔵特性に関しては、長時間照射においても機械研磨試料の吸蔵量が未研磨試料のものより低かったが、その比は 3 時間照射の場合は 1:25 であったものが 50 時間照射の場合は 1:5 程度になった。ただ、重水素吸蔵量が 10^{20}-10^{21} D_2/m^2 付近で飽和傾向を示しているようである。

研究成果発表

[1] D. Nishijima, H. Iwakiri, K. Amano, M.Y. Ye, N. Ohno, K. Tokunaga, N. Yoshida, S. Takamura, Nuclear Fusion **45** (2005) 669-674.

[2] D. Nishijima, K. Amano, N. Ohno, N. Yoshida, S. Takamura, J. of Plasma Fusion Research **81** No.9 (2005) 703-707.

運動論的 MHD シミュレーションコードの並列化による高速化の研究

山口大学工学部　　内藤裕志

1. 目的

トカマク実験装置の大型化と閉じ込められるプラズマの高温化によって従来の電磁流体力学（MHD）理論では説明できない現象（運動論的 MHD 現象）が観測されるようになってきている。このため MHD 理論の構築に当たって無視されていた効果を取り入れた運動論的 MHD 理論（または拡張 MHD 理論）の構築が重要になってきている。本研究は、２流体コードの一つであるジャイロ簡約MHDコードおよび粒子コードの一つであるジャイロ運動論的粒子コードを用いたシミュレーションにより、運動論的 MHD 現象の線形安定性および非線形発展を解明することを目的としている。運動論的 MHD シミュレーションは、無衝突磁気再結合で重要な特徴的長さである無衝突スキン長（mm のオーダー）と巨視的な長さ（m のオーダー）の両方を含むため、必要とされる計算機資源に対する要求が超巨大になる。従って、運動論的 MHD シミュレーションではコードの並列化による高速化が必須である。

2. 基礎方程式とシミュレーション手法

２流体（電子流体とイオン流体）のジャイロ簡約 MHD モデルでは、イオンのランダウ減衰の効果を取り入れるため、３場のジャイロ簡約 MHD モデルを拡張して、５場のジャイロ簡約 MHD モデルを用いる。３場モデルの基礎方程式は静電ポテンシャルφ（渦方程式）、ベクトルポテンシャルの z 方向成分 A_z（磁力線方向のオームの法則）、電子密度 n_e に対する方程式（電子の保存則）からなる。３場モデルでは電子とイオン温度について等温近似を用いている。このため圧力勾配は密度勾配かける一定温度で表される。３場モデルの電子密度の式に、イオンの磁力線方向の流体的速度 V_i の磁力線方向の勾配の項を含め、V_i とイオン温度の摂動成分 $\tilde{T}_i$ 対する方程式を加えると５場モデルになる。イオン温度の摂動分（$T_i = T_{i0} + \tilde{T}_i$）は、イオンのランダウ減衰の効果を取り入れるために必要である（Hammet と Perkins の線形ランダウ closure の定式化）。

ジャイロ運動論的粒子コードでは従来のデルタエフ法の拡張版の組込みを予定している。従来のデルタエフ法では荷電粒子の分布関数を平衡成分と摂動成分（平衡からのずれ）に分解し、摂動成分をジャイロ運動論的ブラソフ方程式の特性曲線にそった粒子の運動を解くことにより計算している。この場合１個の粒子の持つ電荷は摂動分のみになるためシミュレーションにおけるノイズレベルは極めて小さくなる。この方法は低ベータ（電子の熱速度＜アルベン速度）の場合には有効であったが、高ベータ（電子の熱速度＞アルベン速度）の場合は電子の運動を解くため時間ステップ幅を小さくする必要があり、計算でのパラメータ領域は低ベータに限られていた。最近 PPPL の W.W. Lee 博士により新しい手法として、Split-weight Perturbative Particle Simulation Scheme が提案されている。この場合は荷電粒子の断熱的応答をボルツマンの式で表し、分布関数の断熱的応答からのずれを粒子的手法により解く。 高ベータの場合は特に電子の断熱的応答に加えて、電子のランダウ減衰、電子電流の効果が適切に取り入れられることが重要であり、新しい手法はシミュレーション可能なパラメータ領域を格段に広げる可能性がある。

3. 研究成果

ジャイロ簡約 MHD コードによる密度勾配を含む場合の $m = 1, n = 1$ の運動論的内部キンクモードシミュレーションの成果は以下に要約される。

（1）線形シミュレーションの結果：イオンのランダウ減衰を無視した場合は、密度勾配を大きくしていくと安定化するが、境界層理論と異なり $\omega_{*e} > 2\gamma_0$ で弱い不安定性が残る。イオンのランダウ減衰を入れると中間的な密度勾配の場合に安定領域が生じる（$2\gamma_0 < \omega_{*e} < \omega_H$）が、さらに密度勾配を大きくする（$\omega_{*e} > \omega_H$）と不安定になる。イオン温度を上げるほど安定化の効果は大きくなる。

（2）非線形シミュレーションの結果（3 場モデル）：運動論的内部キンクモードの線形モードパターンは m=1 のポロイダルシア流を含む。ポロイダルシア流がある領域でケルビン・ヘルムホルツ的不安定性により多くの渦が形成される。渦の形成により運動論的内部キンクモードは安定化される。渦同士は強い相互作用を示し、密度勾配がある領域全体にわたってより小さい渦が乱流的に相互作用する。密度勾配は渦により少し平坦化する。この乱流的状態により有理面近傍の粘性が強まり（仮説）内部キンクモードを再び不安定化する。ランダウ減衰の効果を非線形シミュレーションに取り入れるのは理論的に困難であるため、ジャイロ運動論的粒子コードでの研究と平衡して研究していく必要がある。なお、非線形計算で電子の無衝突スキン長とプラズマ小半径の比は 0.002 となり現実のプラズマに対してファクター２まで近づいた。

ジャイロ運動論的粒子コードに関する成果は以下に要約される。

（1）新しい手法の定式化を完了した。

（2）従来のコードを MPI 対応に修正した。新しい手法の組み込みは次年度に行う。

なお、この研究は、平成１８年度応用力学研究所特定研究の「多スケール・拡張 MHD の理論シミュレーション研究」（代表者：徳田伸二）の一部として続ける予定である。

4. 研究組織

研究代表者：山口大学工学部電気電子工学科　内藤裕志
研究協力者：山口大学メディア基盤センター　小林俊満
日本原子力研究所那珂研究所　松本太郎
所内世話人：九州大学応用力学研究所　矢木雅敏

学会発表・論文等

1) “Nonlinear acceleration of the electron inertia-dominated MHD modes due to electron parallel compressibility”, T. Matsumoto, H. Naitou, S. Tokuda, Y. Kishimoto, Physics of Plasma 12, 092505-1-7 (2005).

2) “Nonlinear Behaviors of Collisionless Double Tearing Mode induced by Electron Inertia”, T. Matsumoto, H. Naitou, S. Tokuda, Y. Kishimoto, Nuclear Fusion 45, 1264-1270 (2005).

3) “Nonlinear simulation of tearing mode based on 4-field RMHD model”, M. Yagi, S. Yoshida, S.-I. Itoh, H. Naitou, H. Nagahara, J.-N. Leboeuf, K. Itoh, T. Matsumoto, S. Tokuda and M. Azumi, Nuclear Fusion 45, 900-906 (2005).

TRIAM-1M の周辺プラズマに於ける非対称プローブによるイオン温度の測定とプラズマ輸送の研究

日本原子力研究所　　上原和也（主任研究員)、中央大学　雨宮宏（講師)、上越教育大学　定本嘉郎（助教授）
九大応用力学研究所　坂本瑞樹（助教授)、木村成明（修士課程１年）

目的

応用力学研究所の準定常トカマク TRIAM-1M で、プラズマ輸送を考える上で周辺のプラズマのイオン温度は重要なプラズマパラメーターである。我々は TRIAM-1M プラズマに対して改造型の非対称型ダブルプローブを用いてイオン温度を測定した。今回はイオン温度の測定の妥当性をチェックする為に TRIAM-1M の特徴的なプラズマである高効率電流駆動プラズマ（Enhanced Current Drive mode, ECD）に対して周辺のイオン温度の測定を試み、コアの NEA (平行平板型中性粒子エネルギー分析器) や異常ゼ- マン効果による分光測定との比較を試みた。

非対称プローブによるイオン温度の測定原理のサーベイ

非対称プローブはFig. 1 に示すように、磁力線方向に置かれた長さの違うダブ

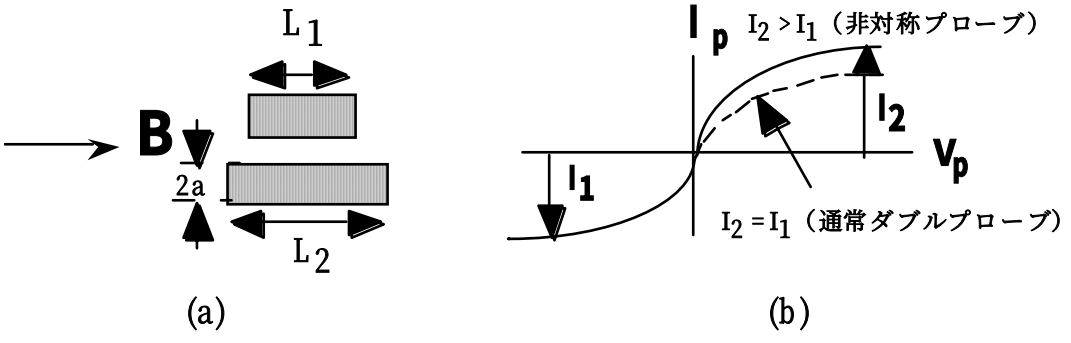


Fig. 1 (a) The configuration of the asymmetric double probe against the magnetic field B (b) The V_p-I_p characteristics of the asymmetric double probe.

ルプローブで、飽和電流の比(I_1/I_2)からイオン温度T_iを測定する。雨宮によると

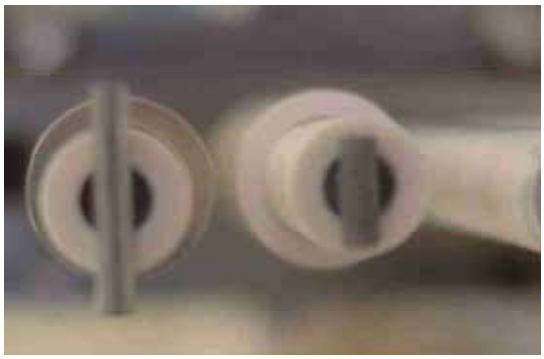
この値は

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{f(\kappa, L_2) + 2}{f(\kappa, L_1) + 2} \qquad (1)$$

となる[1)]。但しκ=a/r_Lで、イオンラ－モア半径r_Lを通してI_1/I_2はT_iの関数となる。通常のダブルプローブはL_1/L_2=1 である。TRIUM-1MではL_1/L_2=9/4.5、2a=1.5 mmを採用した。κ( )とT_iとを電流比に対して計算したのがFig. 2 である。TRIAM-1Mでは 電流比は 1.1 近辺なので、イオン温度は T_i=100 eV 近辺と思われる。

Fig. 3 は今年度使用した TRIAM-1M 用の非対称プローブチップの写真である。プローブはトラス下側から垂直上方向に設置され、外のダブルプローブ列の一角を占めている。

Fig. 2 The vale of κ(kappa) and T_i in eq.(1) against the current ratio for TRIUM-1M



実験結果

TRIAM-1Mでは、低域混成波による電流駆動で長時間定常的なプラズマを得ているがこのプラズマに対して周辺領域のプラズマ密度n_e, イオン温度T_iそれに電子温度T_eを測定した。Fig. 4 はトロイダル磁場 7 Tの電流駆動プラズマ(f=8.2GHz, P_{rf}= 50 kWの高効率電流駆動プラズマ（Enhanced Current Drive mode, ECD）)に対して、非対称プローブで測定した、周辺プラズマのn_e, T_i及びT_eである。プラズマア電流I_p=30kAでのノーマルな電流駆動モードではn_e=

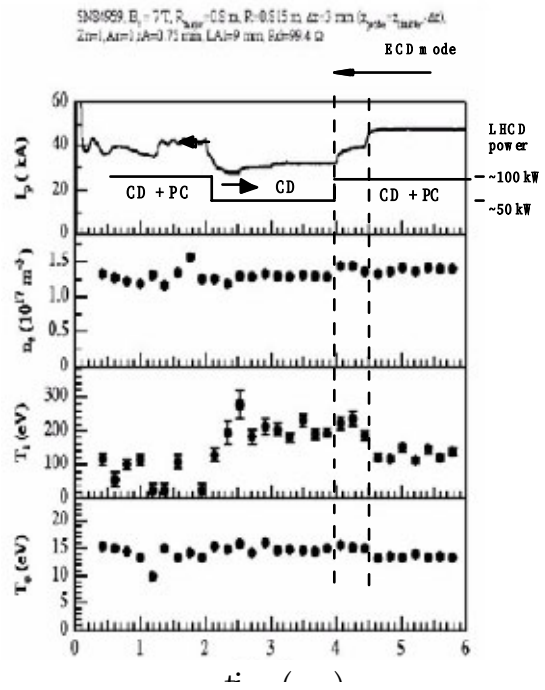


Fig.4 The time behaviour of plasma current I_p, plasma density n_e, ion temperature T_i and electrin temperature T_e for ECD mode

1.3 x $10^{17}m^{-3}$, T_i= 200 eV, T_e=15 eV程度であるが、ECDモードになると、n_e, T_i及びT_e及ともにやや上昇ているのが見られる。コアのNEAによる測定でもT_iは上昇しているのが観測されている。

詳細なデータの妥当性をチェックする為に、同様の周辺プラズマでの測定である異常ゼ－マン効果による分光測定との同時測定を試みた。測定点がやや内側の点ではP_{rf}= 80 kWの時のECDモードに入る前にT_i= 20 eV,であったものがECDモードに入るとT_i= 100 eVトなるのが観測された。異常ゼ－マン効果による分光測定データとの比較は現在整理中であるが、JFT-2Mにおいて同種のプローブで測定したイオン温度はn_e= 1.3 x $10^{17}m^{-3}$,のプラズマ密度でT_i= 100 eV, T_e=10 eV程度である [2)]。

参考文献

1) 上原和也, 核融合プラズマのプローブ計測」プラズマ・核融合学会誌、81（2005）509

2) K. Uehara et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 1665

研究成果報告

上原和也、坂本瑞樹他、「TRIAM-1M に於ける非対称プローブによる周辺イオン温度の測定と Globus-M に於けるプラズマガン」第２０回トライアム研究会、平成１８年１月

プラズマ対向材料の損耗・損傷評価

核融合科学研究所　大型ヘリカル研究部　芦川　直子

目　的

核融合装置におけるダスト研究は，重水素実験を行なった後の真空容器内残留トリチウム問題という観点から着目されている．核融合科学研究所・大型ヘリカル装置（LHD）ではダストの堆積箇所および蓄積量，さらに発生プロセスの観測を目的とした研究を進めており，前者は実験サイクル終了後の真空容器内にてダスト採取の実施をすることで表面分析を行なっている．後者は時間分解能 5 ms の高速赤外線カメラを使用することでプラズマ実験中のダスト粒子の振る舞いを観測可能となった．ダイバータ領域を含む CFC 材対向壁領域を視野として設置された赤外線カメラによって得られた現象は，主に３つに分けることが出来る．第１には ECH 加熱の入射開始に伴うダイバータレッグ周辺の温度上昇，第２はプラズマ中のダスト粒子の移動，第３はプラズマ崩壊時の広範囲におけるタイル上の局所的温度上昇現象である．

本共同研究では１，３の現象に着目し，実際に赤外線カメラによって観測されていた領域から 1 枚のタイルを取り外し，応用力学研究所・吉田研究室で走査電子顕微鏡（ＳＥＭ）による表面観察，及び併設されているエネルギー分散形Ｘ線分光（ＥＤＳ）法による組成分析を行った．

分析方法

ＬＨＤより取り外した対向壁材（約１５ｃｍｘ１５ｃｍ，ＣＦＣ材）のＳＥＭによる分析を行った．事前観察によりダイバータ・プラズマによって生じた損耗領域が含まれているため，それらのトロイダル分布も解析できるよう測定箇所を定め，それぞれの場所において表面分析を行なった．ＥＤＳ分析時の元素としては，対向壁材であるＣ，および第一壁材であるＳＳを構成するＦｅ，Ｃｒ，Ｎｉに着目して分析を行なった．

使用したタイルは次年度実験でも使用する予定のタイルであったため，非接触・非切断での分析を行なった．

結果および考察

最初にＳＥＭによる表面分析結果を図１に示す．（ａ）に示すようにタイル表面上でのダストはほとんど観測されず，観測箇所いずれにおいても同様の傾向にあった．また，タイルには多数の開口部が存在し，これらのうち一部は真空容器内への設置時から存在したと考えられるが，これらの内部にはＣＦＣ材特有の繊維質がみうけられ，（ｂ）に示すようにそこに絡みつくように存在するダストが確認された．ＥＤＸの結果からこれらはカーボンであり，直径１－１０μｍであった．

存在した数としては大変少ないが，タイル表面上で観測されたダストのうちの一つを図２に示す．このダストの組成はカーボンであり，直径１０μｍ程度である．ＬＨＤ真空容器の大気開放直後に実施した，フィルタの背面を真空ポンプで挽いて行なう採取法と今回のタイル上で観測されたダストを比較すると，径がダスト採取時よりも大きい傾向にあること，また形状が複雑であり例え

ば観測された粒子はカリフラワーのような表面状態であったことが挙げられる．

さらに詳細な表面状態を観測すると，図３に示すように厚み数μm程度の細かなササクレ状態のカーボンがタイル表面で多数観測された．これらは前述の高速赤外線カメラによるデータでの第３の現象源として考えられ，今後この厚みに対するプラズマからの熱負荷による温度上昇の計算などを行い，比較検討を行ないたいと考えている．

まとめ

実機タイルを用いた表面分析では，大気解放後のダスト採取とは一部異なる状態のダストが観測された．本分析ではカーボン系ダストが観測され，表面よりもＣＦＣ材の開口部内部でのダスト蓄積が観測された．これらの結果より，フィルタを用いたダスト採取・分析と共に， *in situ* の状態をおさえることの重要性もあわせて確認された．

6.研究組織

代表者	芦川直子	核融合科学研究所　助手
協力者	小森彰夫	核融合科学研究所　教授
	森崎友宏	核融合科学研究所　助教授
	増崎　貴	核融合科学研究所　助教授
	坂本隆一	核融合科学研究所　助手
	吉田直亮	九州大学応用力学研究所　（所内世話人）
	徳永和俊	九州大学応用力学研究所
	材料グループ	九州大学応用力学研究所

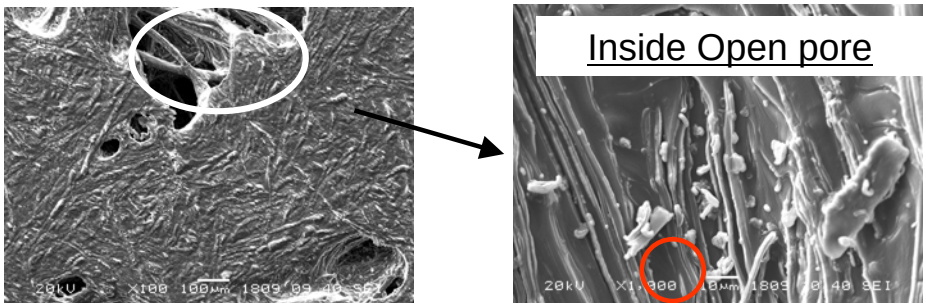


図１．SEM による表面分析結果（a）表面状態，(b)開口部内部

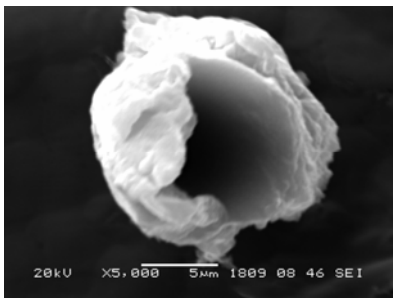


図２．タイル表面上で観測されたダスト

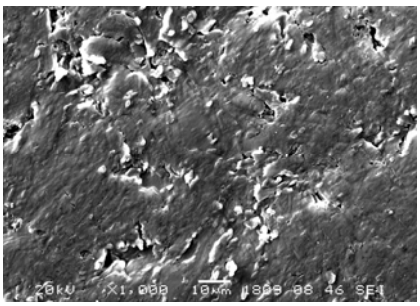


図３．表面状態

NBI 用負イオン源プラズマの生成と制御

山口大学工学部　福政　修

１．研究の目的

中性粒子ビーム入射装置（Neutral Beam Injector : NBI）用の水素/重水素負イオン源の開発を進めている。今後のNBI用負イオン源では、イオン源の長寿命化と高負イオン比（負イオン／正イオン密度～１）のプラズマ生成が必要である。本研究では、従来法と異なる「フィラメント不要」、「セシウム不要」、「磁気フィルター不要」の理想的な負イオン源の開発を目指す。具体的には、RF放電プラズマを対象にその生成と制御により負イオン源プラズマへの応用可能性を検討する[1)]。

DC放電プラズマ中のプラズマパラメータ制御には磁気フィルター法が用いられているが[2)]、RF放電プラズマのパラメータ制御にはそれほどうまく適用できない[3)]。本研究ではグリッド負バイアス法[4,5)]によるRFプラズマパラメータ制御を試み、負イオン生成の高効率化の検討を行った[1)]。

２．RF 負イオン源の概要

図 1 に RF 放電プラズマ実験装置の概略図を示す。装置は直径 21cm ステンレス製の円筒容器でプラズマ生成領域（上流）、メッシュグリッド、拡散プラズマ領域（下流）から構成されている。メッシュグリッドを軸方向の原点としてプラズマ生成領域は長さ 21.5cm であり、メッシュグリッドから上流側 13.5cm の位置にアンテナを設置して、13.56MHz の高周波電圧を印加してプラズマ生成を行った。本研究ではアンテナとして直径 18cm の銅製円盤を用いて実験を行なった。また、投入する電力の整合をとるために、RF 電源から装置に入力するまでの間にマッチング回路を設けている。容器外周に永久磁石（ネオジウム）を配置して構成した 12 極のラインカスプ磁場によって、生成されたプラズマは閉じ込められている。

メッシュグリッドとして今回は 50mesh/inch、30mesh/inch、7mesh/inchの 3 種類を用い、負バイアス印加によるプラズマの空間分布制御について検討した。表 1 に用いたメッシュの構造を示す。エンドプレート後方より軸方向に可動なプローブを挿入して拡散プラズマ領域を、またz = 9cmの位置に径方向より挿入したプローブによりプラズマ生成領域のプラズマパラメータ（電子密度n_e、電子温度T_e、空間電位V_s、浮遊電位V_f）を測定した。負イオン電流はプラズマグリッド中央に設けた 10φ単孔より負電流を引出し、ファラデーカップ型イオン分析器により測定した。

３．実験結果および考察

図２にプラズマパラメータの軸方向分布の比較を示す。実験条件は、RF放電電力P_{RF} = 300W、水素ガス圧$p(H_2)$ = 6 mTorr、アンテナ直径Da = 18cm、グリッドバイアス電圧Vg = -50Vである。n_eとT_eを比較すると、50mesh/inchの方が 30mesh/inchに比べてT_eが低く、n_eが高いことが分かる。これは 50mesh/inchの方が 30mesh/inchの場合に比べて幾何学的透過率が高いために高エネルギー電子が通過しやすくなり、高エネルギー電子の増加に伴い電離衝突が増えることによりn_eが増加したものと考えられる。また、高エネルギー電子のエネルギー緩和も促進されT_eもより低下している。

次に、負イオン電流を測定するにあたり、負イオン引き出しの最適位置を決める必要がある。エンドプレートの位置は50mesh/inchと30mesh/inchの場合が-5cm、7mesh/inchの場合が-6cmのときが負イオン生成量は最大になった。これはメッシュグリッドを透過した高エネルギー電子が電離衝突して拡散プラズマを生成しているので、メッシュに応じたそれぞれの位置でn_eの増加および負イオン生成量の最適化に繋がったものと考えられる。

図３に負イオン電流の放電電力依存性を示す。実験条件は、$p(H_2)$ = 6 mTorr、Da =18cm、Vg = -50V、引出し電圧V_{EX} = 1 kVである。負イオン電流はP_{RF}の増加に比例して増加していることが分かる。これはP_{RF}が増加することによる（T_eは1 eV程度にとどまったままで）拡散プラズマ領域でのn_eの増加が主な原因である。メッシュによる違いを比較すると、50mesh/inchでは30mesh/inchに比べて負イオン生成量が増加している。この理由は図２の議論と同様で、50mesh/inchのメッシュでは幾何学的透過率の高いことからn_eも高く、n_eの増加と連動して負イオン生成量が増えたと考えられる。

以上、RF放電プラズマ中での負イオン生成およびその高効率化の可能性が確認できた。しかし、メッシュ線間隔とプラズマ生成領域中のプラズマが作るシースとの関係、特にプラズマ制御に及ぼす影響については今後の検討課題である。

参考文献
1) Y. Nakao, D. Ito, J. Ono, Y. Tauchi and O. Fukumasa: Proc. 6th Inter. Conf. Reactive Plasmas / 23rd Symp. Plasma Processing (2006), pp. 185-186.
2) O. Fukumasa, H. Naitou and S. Sakiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L1063.
3) Y. Tauchi and O. Fukumasa: IEEE 30th Inter. Conf. Plasma Science, 2PA16 (2003).
4) K. Kato, S. Iizuka and N. Sato: Appl. Phys. Lett. **65** (1994) 816.
5) S. Iizuka, K. Kato, A. Takahashi and N. Sato: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 4551.

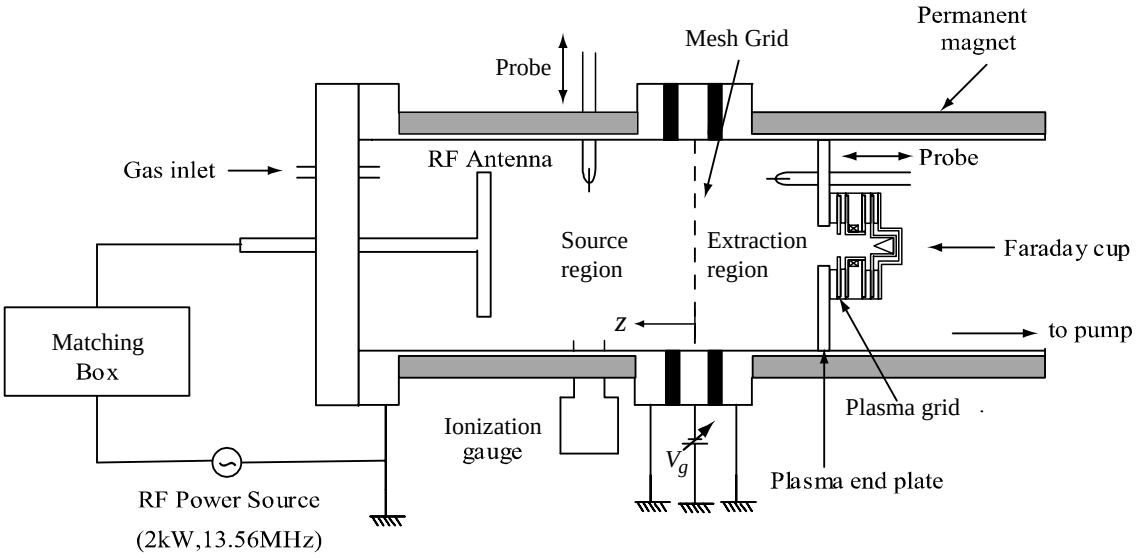


図１　RF 負イオン源の概略図

表１　使用したメッシュの構造諸元

mesh size (mesh/inch)	diameter of wire (mm)	distance between two wires (mm)	geometric transmittance (%)
7	1.03	2.36	48.5
30	0.25	0.597	49.7
50	0.05	0.458	81.3

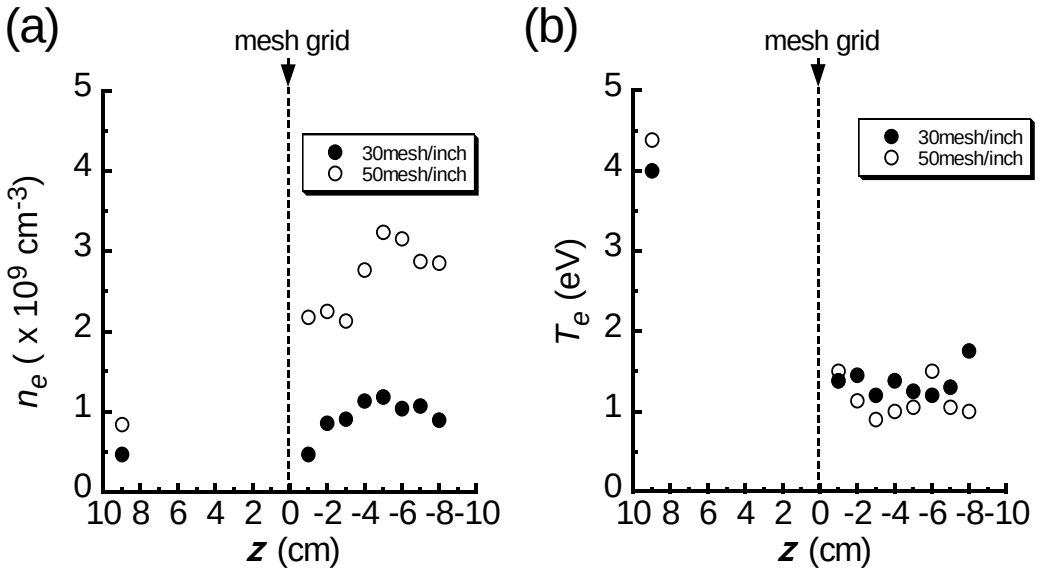


図２　プラズマパラメータの軸方向分布：(a)n_e，(b)T_e.
実験条件：P_{RF} = 300W，$p(H_2)$= 6 mTorr，Da = 18cm，Vg = -50V.

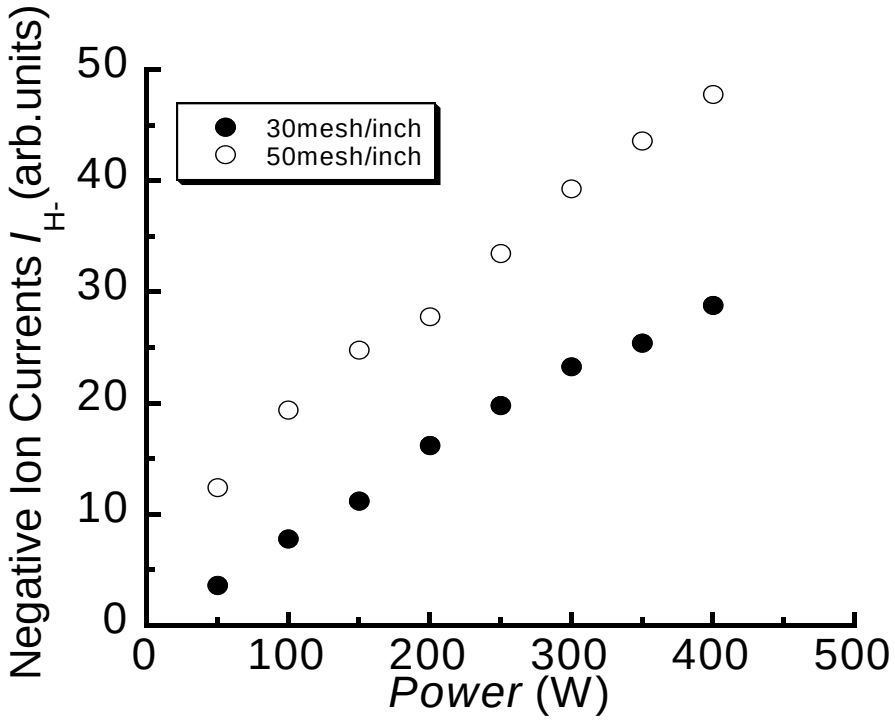


図３　引出し負イオン電流の放電電力依存性.
実験条件：$p(H_2)$= 6 mTorr，Da = 18cm，Vg = -50V，V_{EX} = 1kV.

ニューラルネットワークの TRIAM-1M プラズマ計測への応用

電気通信大学電気通信学部情報工学科　竹田辰興

目的

TRIAM-1M プラズマのような長時間放電プラズマを念頭に、その物理量を計測データから実時間で解析し、計測量の時系列データから物理量の予測を行い、計測データから物理量の挙動を支配する方程式の未知パラメータを評価すること等へのニューラルネットワークの適用方法について研究開発する。

研究概要

ニューラルネットワークは、比較的簡単な計算ユニットを結合してネットワークを構成し複雑な計算ができるようにしたシステムである。その構造、データの取り扱い方、応用対象によっていろいろな観点からその働きを分類することができる。今年度の協力研究では、計測データ解析によく用いられる多層ニューラルネットワークについて詳しく調べ、更に次元削減問題の観点からコホネンの自己組織化マップ（SOM）の基本的な性質について予備的数値実験を行いプラズマ計測データの解析への応用可能性について検討した。

◇残差最小化学習ニューラルネットワーク

通常、多層ニューラルネットワークにおける学習は、出力データと教師データの差の二乗和を目的関数とし、この目的関数が最小値をとるようにネットワークの内部パラメータ（ウエイト）を調整することによって行う。たとえば、３層ニューラルネットワークの出力値を具体的に書き下すと次式のようになる。

$$y_k = \sum_{j=1}^{J} w_{jk} \sigma\left(\sum_{i=1}^{I} v_{ij} x_i + v_{0j} \right) + w_{0k}, \quad (k = 1, ...K)$$

ここで、x_iとy_kは入力データと出力データを表し、v_{ij}とw_{jk}はウエイトと呼ばれるニューラルネットワーク内部のパラメータである。また、σはシグモイド型の活性化関数である。この式からわかるように、多層ニューラルネットワークの出力は入力変数の連続微分可能な関数である。したがって、目的関数として微分方程式の残差の二乗和を採用することが可能で、勾配法を始めとする種々の最適化アルゴリズムによってこの目的関数の最小化を達成することができる。さらに、方程式としては微分方程式のみならず、積分方程式や一般の代数方程式およびそれらの組み合わせを考えることができる。一般的には、解析対象とするシステムにおける独立変数を離散化して選点集合を作り各選点において残差の二乗等からつぎのような目的関数を構成する（積分方程式の場合については省略する）。

$$E = \sum_{\substack{observation \\ points}} (\vec{y}^{NN} - \vec{y}^{obs})^2 + \gamma \sum_{\substack{collocation \\ points}} (L\vec{y}^{NN})^2$$

このような目的関数を使ったニューラルネットワークを「残差最小化学習ニューラルネットワーク（NNRMT: Neural Network with Residual Minimization Training)」と呼ぶことにする。NNRMTにおいては、複数のニューラルネットワークを組み合わせていろいろな残差の二乗和からなる目的関数を最小化することで学習を行うことができるので測定データをもとにした逆問題解析に有効に利用できる。我々は、このNNRMTを使ってTRIAM-1Mプラズマの計測データを解析したり予測及びパラメータ推定に適用することを目指しているが、本年度の研究ではTRIAM-1Mの実データを使っての解析までは行わず、本方法の基本的性質の研究を他のデータについて行うにとどまった。NNRMTの学習のために適切な目的関数を採用することによって種々のタイプの逆問題を実用的に解くことが可能である。これらは便宜的に、（１）ＣＴ型問題、（２）データ同化型問題、（３）パラメータ評価型問題、（４）時系列予測型問題　等にわけて考えることができる。これらのタイプの問題いずれもが核融合プラズマのデータ解析に適用可能であるが、今回は、NNRMTの応用対象として（１）および（４）のタイプの問題について検討した。

◇CT型問題

CT（コンピュータトモグラフィ）型問題に関しては、既に、ニューラルネットワークによる少数データトモグラフィ[1]およびニューラルネットワークを用いた非対称アーベル逆変換[2]に関して成果を挙げている。このうち後者はプラズマ断面の密度分布をマイクロ波やレーザー光の干渉計データセットから逆変換して求めるものである。干渉計データセットの測定では、通常、１方向の測定経路のデータが使われるので、測定経路に沿う方向の密度分布に関する情報は完全に失われている。この問題を克服するために、等密度面はMHD平衡の磁気面に一致するとして、対象とする磁気面を１パラメータで表現したMHD平衡シリーズの中から自動的に選ぶようなアルゴリズムを採用している。核融合プラズマの干渉計測定ほど極端ではないが、測定経路の方向が限られている問題にGPS衛星からの電波の位相遅延測定から電離圏プラズマ電子の密度分布測定がある。この場合は、水平に近い方向の測定経路が存在しない。この問題に関しては時間分解能１５分とし、20200㎞上空のGPS衛星と地上の受信機の間に多数の測定経路を設定し３次元トモグラフィに成功した[3]。このトモグラフィ手法は核融合プラズマの計測データ解析にも適用可能で、そのために必要な条件は次のようなものである。すなわち、①測定経路の偏りによる情報欠損を補うために、たとえば、密度分布が極大値をとる領域内の１点において、なんらかの別の手段で測定した正しい数値を導入する。また、②トモグラフィ像を再構成する領域をメッシュ分割し、再構成密度は区分定数値をとるようにする。

◇時系列予測型問題

ニューラルネットワークによる通常の時系列予測は、線形の自己回帰（AR）予測に類似であ

る。自己回帰予測では等時間間隔で得られたデータ$(x_1,x_2,.....)$があるとき、連続する n 個のデータ$(x_{i+1},x_{i+2},....x_{i+n})$を使って$x_{i+n+1}$の値を次のように予測する。

$$\hat{x}_{i+n+1} = a_1 x_{i+1} + \cdots\cdots a_n x_{n+1}$$

通常のニューラルネットワーク予測では、上式の右辺を多層ニューラルネットワークで置き換え、予測値を出力するニューラルネットワークを$F_{NN}(*)$　として、次式を用いる（通常法）。

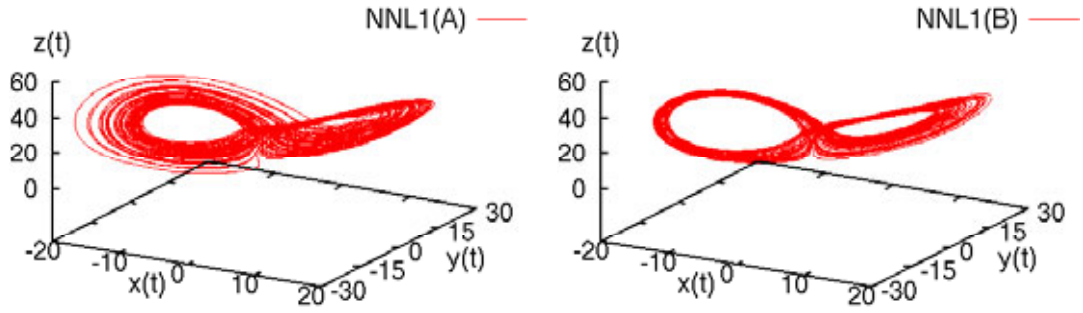
$$\hat{x}_{i+n+1} = F_{NN}(x_{i+1},...x_{i+n})$$

このように非線形時系列予測では、時系列が（決定論的）力学系に支配されているという立場に立っているので、時系列データが次のような連立1階常微分方程式で表されるとしてNNRMTによってこの右辺を決定し数値積分によって未来の値を予測することも可能であると考えられる。

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{g}(\vec{x})$$

この方法(NNRMT法)を適用して種々の時系列データの予測方法についての研究を継続している。具体的には、気象学におけるエルニーニョ南方振動の予測、生態系解析などに際しての遅延微分方程式によって発生した時系列の予測などである。ディスラプション予測のように核融合プラズマ研究において重要な課題にも適用可能と考えている。そこで、この方法の解析性能を確認するために、ローレンツ方程式を数値積分して得たデータを使って人工的な時系列データについて時系列予測を試みた。許容誤差を一定として通常法とNNRMT法の予測結果を比較するとNNRMT法の方が２～３倍の長時間にわたって予測が可能であることがわかった。ローレンツ方程式の解はカオス的であり、その状態空間軌道はストレンジアトラクター上にあって、真の長期予測は不可能である。しかし、NNRMT法で予測した遠い未来の軌道は、数値で見る限り正しい値を示していないのにもかかわらず、ストレンジアトラクターの形は原アトラクターに極めてよく似た形をしている（図１）。この形の類似性を定量的に評価するために時系列データから原軌道と予測軌道のフラクタル次元を求めてみた。この結果によれば、予測軌道のアトラクターの形が原軌道のアトラクターの形に似ている時には両者のフラクタル次元は近い値をとることが判明した。したがって、長時間後の数値を予測できない理由は予測開始時点における初期値の僅かな違いによるものであって、時系列を生み出すダイナミックスはNNRMTによる学習過程において高精度で抽出されていることが推定できる。

図１　ローレンツアトラクター　原方程式の解（次元：2.07、次図も括弧内は次元）



(a) (b)

図２　(a) NNRMT法によるアトラクター（2.00)、(ｂ）通常法によるアトラクター（1.90）

◇自己組織化マップの応用

次に、コホネンの自己組織化マップ（SOM）[4]の核融合プラズマの計測データ解析への応用について検討した。SOMは、基本的には、高次元データを低次元データに削減する技術として位置づけられる。この方法の核融合プラズマの計測データ解析への適用可能性について調べるために、線電流によって発生した磁場を線電流の回りに置いたn個のプローブによって測定して得られたn個の磁場の値を成分とするn次元ベクトル（特徴ベクトル）を線電流の位置(x,y)を表す２次元ベクトル（マップ面ベクトル）に対応させるシステムを構成した。マップ面ベクトルに対応する特徴ベクトルの初期値の設定に十分注意することで満足できる結果が得られることを確認した。しかし、このn次元から2次元への写像はトポロジカルな写像であるので(x,y)面上の距離の情報は失われており、例えば、MHD平衡の情報を直ちに得られるものではない。このため、このネットワークを核融合プラズマ計測データの解析に応用するためには、更に何らかの工夫をする必要がある。一般に、核融合プラズマの状態は多くのパラメータの値によって表現されると考えられるが、例えば、ディスラプションに至る軌道を２～３次元の低次元空間内の軌道に変換し、そのプロセス進行の理解を容易にするために用いるような応用が考えられる。

参考文献

[1] Xiao-Feng Ma, Makoto Fukuhara, Tatsuoki Takeda, Neural network CT image reconstruction method for small amount of projection data, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 449** (2000) 366-377.

[2] Xiao-Feng Ma, Tatsuoki Takeda, Asymmetric Abel inversion by neural network for reconstruction of plasma density distribution, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A492** (2002) 178-189.

[3] X.F. Ma, T. Maruyama, G. Ma, T. Takeda, Three-dimensional ionospheric tomography using observation data of GPS ground receivers and ionosonde by neural network, Journal of Geophysical Research **110** (2005) A05308.

[4] Teuvo Kohonen, *Self-Organizing Maps* (Springer-Verlag, Berlin, 2001).

コーシー条件面法を用いたプラズマ断面位置形状再構築システム（ＣＣＳ）のST装置への適用検討

独立行政法人日本原子力研究開発機構　栗原研一、川俣陽一、末岡通治
九州東海大学　御手洗　修

目的

本研究は九大応力研プラズマ実験装置、小型 PWI 実験装置（小型 ST)、計画中の新 ST の検討に伴い、プラズマ断面位置形状の高精度平衡制御系の構築を目指すものである。その手法として日本原子力研究開発機構 JT-60 で現在稼動中である「CCS（コーシー条件面）法」を用いた実時間プラズマ断面形状再構築動画可視化システムを小型 ST、および新 ST へ応用するための検討、システム設計の提案を行うものである。

研究の具体的方法

研究対象としては､原研 JT-60 でのＣＣＳ法を用いた実時間プラズマ断面位置形状再構築システムを Mini-ST、Large-ST への適用に於いて、ST トカマクへの初めての適用になることから、以下の検討を行う。

①計算機中で平衡配位を作成し､現状のセンサー数､位置のもとでの CCS 法の精度を検討。
②以上を踏まえたシステム構築設計を実施する。

結果概要

①CCS 法の精度検討

計算機中で平衡配位を作成し、現状のセンサー数、位置のもとでの CCS 法の精度検討を行った。センサーは、図１に示すように磁束ループ計測、磁場計測を用いた。

このセンサーに対して、予め平衡解析コードを用いて正解の位置形状分かったプラズマの場合の信号を計算しておき､その信号を入力として CCS 計算に与え、得られる形状、磁束分布などを正解と比較することで評価検討を行った。その１例を図２に示す。

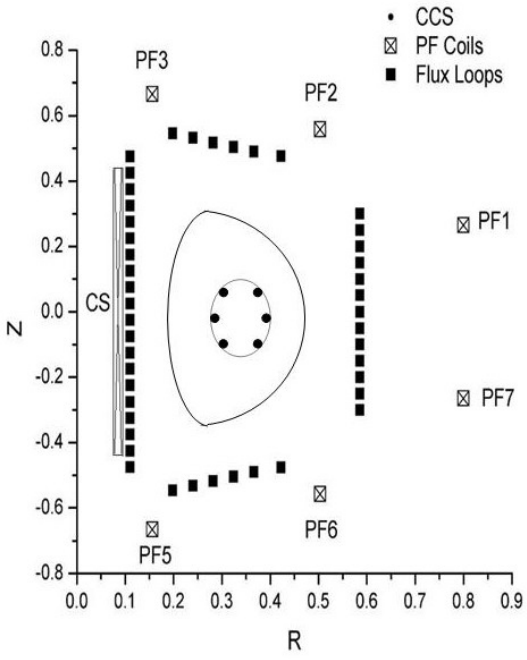


図１　装置体系とセンサー配置

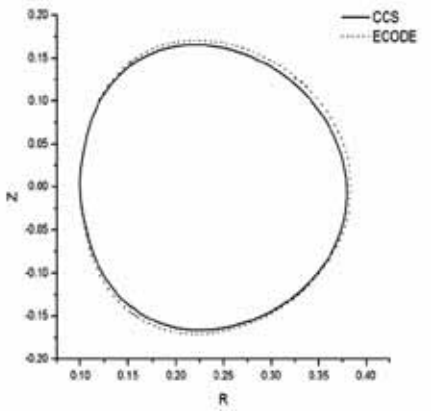


図２　平衡コードと CCS との再構築結果比較

このように、誤差の出易い小体積プラズマに対しても高精度で再構築していることが判る。

②実時間プラズマ断面形状再構築／動画可視化システム設計の提案

図 3 に現在、JT-60 で稼動中の「実時間プラズマ断面形状再構築動画可視化システム」の構成を示す。CCS 法による演算ロジックを組込んだ PCI バスシステム（6 台）は、電磁気センサー信号（磁気プローブ、磁束ループ）とポロイダル磁場コイル電流信号を入力後、並列動作しプラズマ断面形状の再構築を最長 1.0ms 周期の実時間で計算処理している。同時に、プラズマ断面形状の再構築時に得られるプラズマ位置形状パラメータを基に VME バスシステム（1 台）でプラズマ断面形状を実時間動画可視化（約 20ms）を行っている。この実時間制御におけるデータ通信は RM（リフレクティブメモリ：VME/PCI_VMIC5576, 256KB, 6.2MB/s, VMIC 社製）を用いている。

本システムを九大応力研プラズマ実験装置、新 ST へ適用することを提案する。

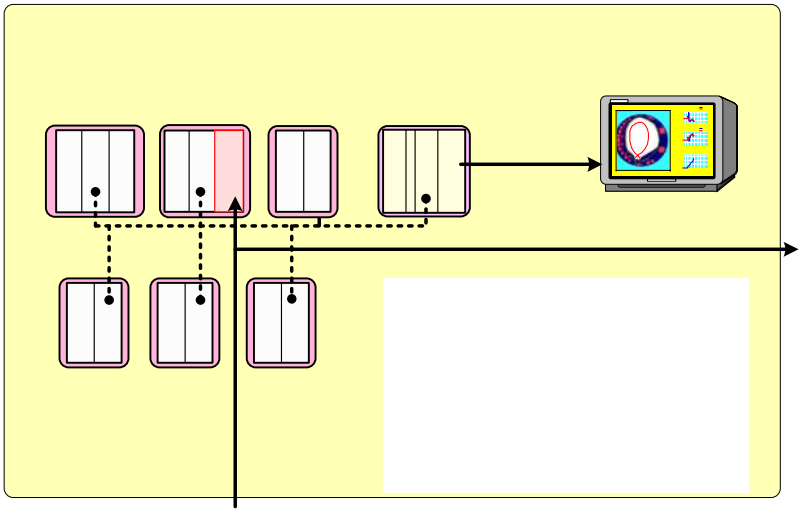


図 3.　CCS 法を用いた JT-60 実時間プラズマ断面形状再構築動画可視化システム

平成１７年度　応用力学研究所　共同研究　報告書

「トライアムに於ける定常プラズマ-壁相互作用の実験と粒子バランスのモデリング」

代表者：廣岡慶彦（連携研究推進センター）
世話人：坂本瑞樹（九大応力研・炉心研究センター）

目的：定常炉内のプラズマ－壁相互作用、特にエロージョン壁材料とその再付着現象に起因する燃料粒子の取り込み（codeposition）が、炉全体の粒子バランスに密接に関わってくることは、前年度までの本共同研究の成果から明らかである。今年度は、さらにプラズマの熱負荷により壁からの燃料粒子の再放出（degassing）の影響を考慮したモデルを考案し、TRIAM－１M のデータ解析を試みることが主な目的である。

方法：ＴＲＡＩＭに装着された可動式リミターを改造し、先端にガスパフ機構を装着し、そこから固定式プラズマ対向機器の温度上昇に伴う脱ガス挙動を模擬するような波形でガス導入を行うことで通常のガスパフに加えて第２フユーエリング源が炉内にある場合の模擬を行うことが出来ると考えられる。

結果：上記のリミター改造が本年度中に間に合わなかったため、現行のリミターを周辺プラズマ部で移動させその熱負荷によるガス放出による２次的フユーエリング実験をを行った。　得られたデータは、現在、代表者・世話人等が開発したゼロ次元粒子バランスモデル（次式参照[1]）を用いて解析中である。

$$\frac{dN_{core}}{dt} = -\frac{N_{core}}{\tau_{core}} + \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} - \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core} + (\frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}}$$
$$+ \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} + \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core})(R_e{}^{re} f_{core} + R_{ef}{}^{ref} f_{core}) + f_{core}(\Phi_{ext} + \Phi_{int}) \quad (1)$$

$$\frac{dN_{SOL}}{dt} = -\frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}} + \frac{N_{core}}{\tau_{core}} - \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} + \beta \frac{<\sigma v>_{ion}}{V_{SOL}} N_{gas} N_{SOL} + (\frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}}$$
$$+ \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} + \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core})\{R_e{}^{re} f_{SOL} + R_{ef}(1 - {}^{ref} f_{core})\} + f_{SOL}(\Phi_{ext} + \Phi_{int}) \quad (2)$$

$$\frac{dN_{gas}}{dt} = -S_{pump} N_{gas} - \beta \frac{<\sigma v>_{ion}}{V_{SOL}} N_{gas} N_{SOL} + (\frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}} + \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL}$$
$$+ \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core})(R_e(1 - {}^{re} f_{SOL} - {}^{re} f_{core}) - \gamma(Y_{sput} \frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}} + Y_{sput-1} \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL}$$
$$+ Y_{sput-2} \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core}) + (1 - f_{core} - f_{SOL})(\Phi_{ext} + \Phi_{int}) \quad (3)$$

$$\frac{dN_{wall}}{dt} = (\frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}} + \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} + \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core})(1 - R_e - R_{ef})$$
$$+ \gamma(Y_{sput} \frac{N_{SOL}}{\tau_{SOL}} + Y_{sput-1} \alpha_1 \frac{<\sigma v>_{cx1}}{2V_{gas}} N_{gas} N_{SOL} + Y_{sput-2} \alpha_2 \frac{<\sigma v>_{cx2}}{V_{gas}} N_{gas} N_{core}) - \Phi_{int} \quad (4)$$

ここで、Φ_{int} が壁からの脱ガスによる第２フュエリング項である。

参考文献：

[1] Y. Hirooka, M. Sakamoto, TRIAM-group, J. Nucl. Mater. 313-316(2003)588-594.

オーステナイト系ステンレス鋼照射材中におけるヘリウム挙動と粒界偏析

島根大学総合理工学部　小野興太郎

1. 背景と目的

原子炉の炉内構造材料としては，耐食性に優れたオーステナイト系ステンレス鋼が主に用いられていが，近年，経年原子力プラントの炉内構造材料において応力腐食割れ(SCC)の発生が確認されている．その為，中性子照射環境下における照射誘起応力腐食割れに関し，その原因および対策を明らかにする研究が精力的に実施されている．一方，補修溶接適用時には，核変換で材料中に生じたヘリウムが粒界に蓄積して粒界割れの主要因となる事が指摘されているが，ヘリウムの高温挙動に関する実証的知見は依然として少ない．さらに，オーステナイト系ステンレス鋼でも SUS304 鋼では SUS316L 鋼より，溶接割れが起こりにくいといった事例もあり，ヘリウムの挙動に関する添加元素の効果を明確化し，溶接割れに至るメカニズムを理解することは，適正な溶接補修技術の確立のために極めて重要である．

本研究では，２種類のオーステナイト系ステンレス鋼(SUS304，SUS316L)を比較しながら，ヘリウム照射下および昇温下での電子顕微鏡その場観察を行い，高温下でのヘリウムバブルの粒界偏析に関する基礎的知見を得ることを目的とした．また，材料中のヘリウムの捕捉機構やヘリウムと材料欠陥との相互作用を調べる目的で，ヘリウム照射材からのヘリウム昇温脱離実験をあわせて行った．

2. 実験方法

SUS316LおよびSUS304 を厚さ 0.1 mmまで機械研磨した後，3 mmϕに打ち抜き，10^{-6} Pa程度の高真空中で 620℃，24 時間の焼鈍を行い試料として用いた．焼鈍後，ツインジェット研磨および電解研磨を施し，電子顕微鏡観察用薄膜試料とした． イオン照射装置直結型の透過型電子顕微鏡を用いて，主に試料温度 200℃で $1\times10^{18\sim19}$ He/m^{2}の範囲で 20keV-He$^+$を照射した．照射後，1000℃程度まで昇温し，昇温中のヘリウムの偏析挙動をその場観察した．また高温下におけるヘリウムバブルの軌跡を詳細に解析し，各試料中におけるヘリウムバブルの拡散過程を定量的に評価した．さらに，10×10 mm^{2}のバルク試料を用いて約 1×10^{19} He/m^{2}照射後のヘリウム昇温脱離実験を行った．

3. 結果および考察

ヘリウム照射した試料の昇温中のその場観察の結果，SUS316LではSUS304 と比較して高密度にヘリウムバブルが粒界に蓄積する様子が観察された．特に，800℃以上の高温では，結晶粒界に明瞭な違いが観察され，SUS304 ではほとんどのバブルは消滅し観察されないのに対して，SUS316Lでは依然

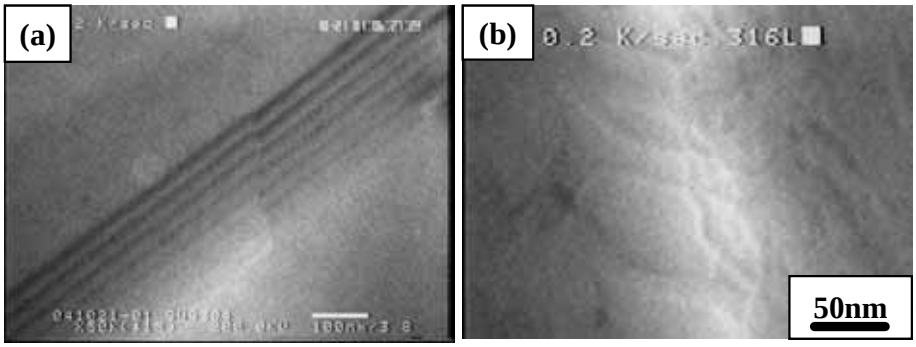


図１　ヘリウム照射後，昇温した際の粒界付近の微細組織(明視野像).

としてバブルが観察され，一部の粒界に亀裂が発生した．図 1 には，(a)SUS304 および(b)SUS316Lに 200℃で 1×10^{18} He/m^{2}ヘリウム照射後，800℃まで昇温した際の粒界付近の微細組織を示す．

ヘリウムの粒界偏析挙動の相異は，各試料における，ヘリウムバブルの易動度の違いに起因するものだと考えられた．図 2 には，各試料における粒内のヘリウムバブル(サイズ~3.5nm，試料温度~800℃)の軌跡を示した．図に見られるように SUS316L 中のヘリウムバブルの拡散は，SUS304 と比較して極めて小さく，いずれの温度域においても拡散係数で 3 倍程度の違いがあることが明らかになった．さらに，材料中のヘリウムの挙動の相異は昇温脱離実験においても観察された(図３)．こうした高温下でのヘリウムの挙動の違いには，SUS316L のみに添加されている Mo の寄与が考えられ，バブル表面に偏析することで，その移動を抑制している可能性が示唆された．

今後は，ヘリウム共存下での重イオン照射実験や，ヘリウム・重イオンの同時照射実験を行い，中性子照射環境下を模擬した He/dpa レベルでの照射材中の欠陥形成過程を調べる予定である．

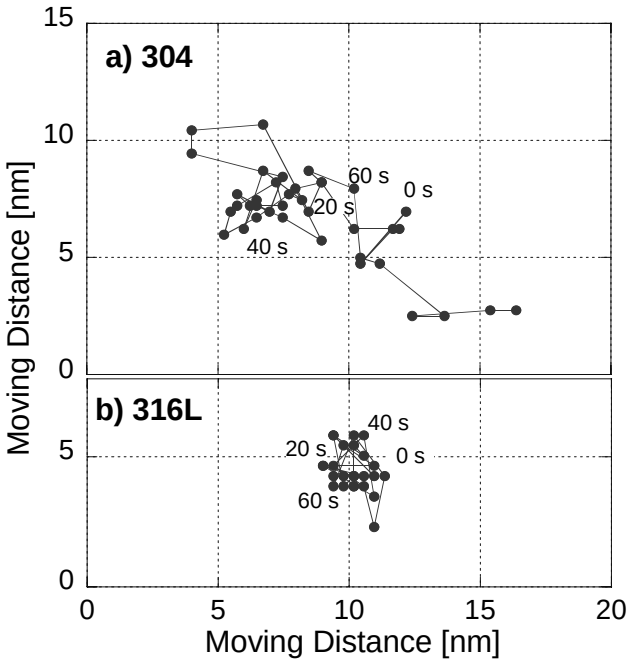


図２ ヘリウムバブルの軌跡

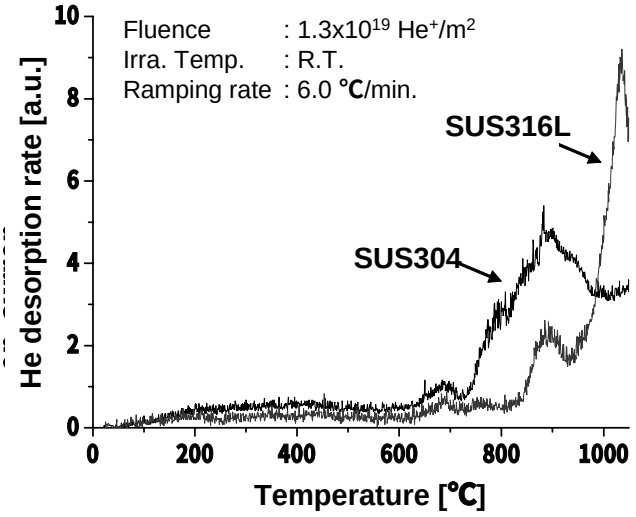


図３ ヘリウム照射した各試料からの昇温脱離スペクトル．

- **研究組織**

研究代表者：	小野興太郎	島根大学総合理工学部	教授
研究協力者：	宮本　光貴	島根大学総合理工学部	助手
	下房　大悟	島根大学総合理工学部	M2
所内世話人：	吉田　直亮	九州大学応用力学研究所	教授
	菅野隆一郎	九州大学応用力学研究所	非常勤研究員
	時谷　政行	九州大学総合理工学府	D2

TRIAM-1M 周辺プラズマ中揺動の統計的解析

研究代表者　名古屋大学エコトピア科学研究大野哲靖

１．はじめに

磁場閉じ込め核融合装置のスクレイプ・オフ層(SOL)において，小さなプラズマの塊（Blob）が磁力線を横切って輸送される非拡散的輸送現象の理解が重要な研究課題である。Blobによる非拡散的輸送は、核融合装置における最外殻磁気面と第一壁間のプラズマ密度分布、第一壁での水素リサイクリングや第一壁からの不純物発生に大きな影響を与える.

本共同研究では、プローブアレイによって得られた高時間分解のイオン飽和電流時系列データの解析を行い、TRIAM-1M の周辺領域での揺動の統計的な性質（歪度、尖度，マルチフラクタル性)、さらにそれらの結果をもとに Blob の伝搬が磁力線を横切る輸送への寄与を明らかにすることを目的としている。

２．解析結果

静電プローブを固定してイオン飽和電流の時間変化を計測すると，Plasma Blob が静電プローブを通過するときに，イオン飽和電流に正のスパイク状波形が現れる．図１に解析に用いたイオン飽和電流 $X(t)$の時間発展を示す。図２は，揺動のパワースペクトル $S(f)=|X(f)|^2$を示している。特徴的なピークは観測されない. 系がコルゴモロフ仮説に従うとすると，$S(f)\sim f^{\gamma},\gamma=-1$となる。しかし図２より，高周波領域では $\gamma=-1.4$となり，コルゴモロフ仮説とは大きく異なっている。

図１のような特徴的な周波数ピークがない間欠的な揺動に対しては，確率密度関数(PDF)を用いた統計解析が有力な手段となる．PDF とは、ある振幅の信号が現れる頻度の分布を表したものである。PDF の 1 次および 2 次のモーメントはそれぞれ平均、分散を表す。さらに３次および４次のモーメントをＳkewness，Flatness という．Skewness は PDF の左右非対称性を表す量であり，Flatness は PDF の分布の

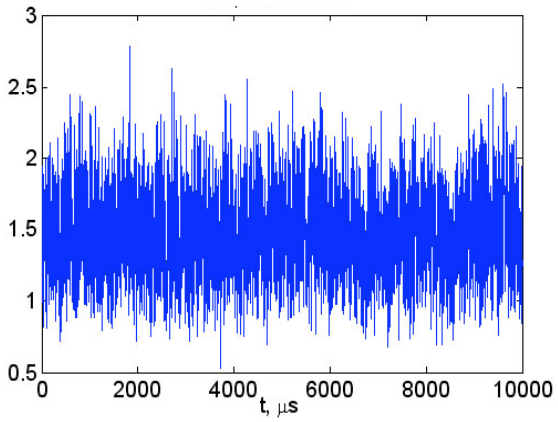


図1 ラングミュアプローブで観測された
イオン飽和電流の時間発展

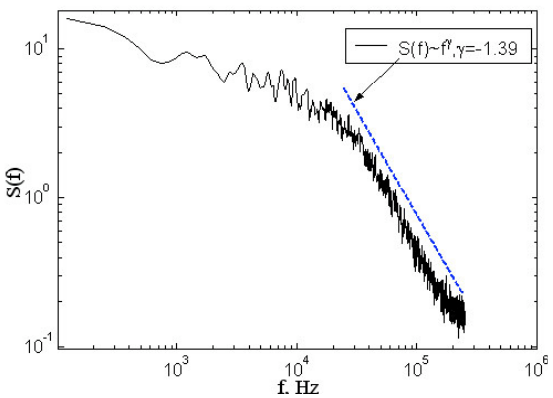


図2 図1のイオン飽和電流揺動の
パワースペクトル

広がりを表す量となっている．現象が完全に乱雑であり，PDF がガウス分布となる場合には，Skewness は 0，Flatness は 3 の値を取る．観測された信号に正のスパイク状の信号が観測される場合，その PDF は左右非対称になり，Skweness は正の値をとる．したがって，これらの値を調べることで，ある揺動が乱雑運動に近いかどうかを判定することが可能となる。図３から Skewness の値は 0.23 であり，正の値となっており、正のバースト的な信号が顕著であることを示している。

一般に波形データから位相空間上の軌道を再構成し，そのアトラクターの構造の次元解析を行うことにより，アトラクターのフラクタル特性を得ることができる。相関次元の場合，位相空間上の点の二次の相関を用いるが，これを拡張して q 次の相関を用いることにより一般化次元 D_q を定義することでできる。アトラクターのフラクタル性が，単一次元だけで記述できない場合，そのアトラクターはマルチフラクタル性を持つといい，一般化次元解析に代表される解析手法をマルチフラクタル解析という。

周辺プラズマ中の揺動は，間欠的な揺動（構造）に起因する大きなスケールの時-空間構造が混在しているので，マルチフラクタル解析が有用であると考えられる。

ここでは揺動の時系列データ $X(t)$ に対して時間スケール l を導入し，$\delta_l X(t) = X(t+l) - X(t)$ の確率密度分布を用いて解析を行う。時間スケール l は系の相関時間の指標となる。もし系が完全にポアソン過程に従うならば，$\delta_l X(t)$ の確率密度分布はパラメータ l に依存しない。

図４(a)は，種々の時間スケール l に対する確率密度関数 $P_l(\delta_l X)$ の変化を表している。また，図４(b)は，確率密度関数 $P_l(\delta_l X)$ の歪度(skewness)，尖度(flatness-3)の時間スケール

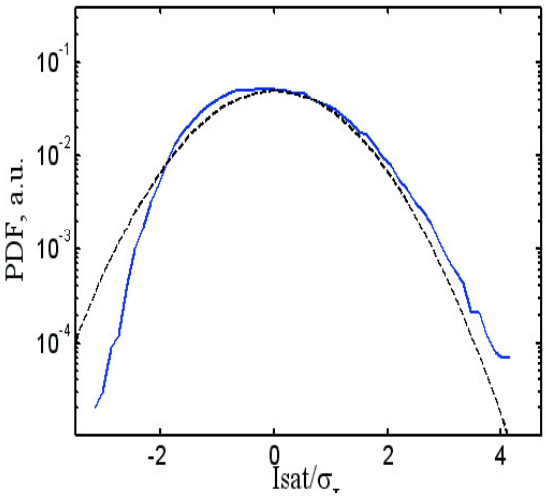


図3　図1のイオン飽和電流の時間発展から

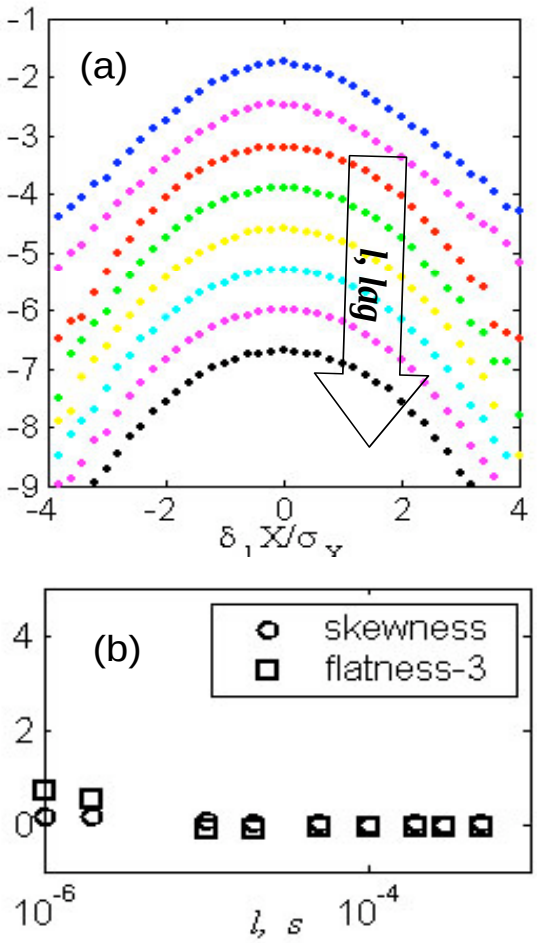


図4　(a) 時間遅れ確率密度関数，(b)skewnss と flatness の時間遅れ依存性.

l依存性を示している。図４(b)より，時間スケールが 40 μ sec 以上では，$\delta_l X(t)$の確率密度関数は殆ど変化しないということが分かる。この時間スケールは，一種の粗視化時間と考えることができる。このように異なる粗視化時間に対して確率密度関数の特性が異なる場合，通常のフラクタル解析では，粗視化時間ごとにフラクタル解析を行う必要がある。しかし，マルチフラクタル解析では，全体をまとめて解析することが可能である。

系が単一フラクタル性を有する場合は，指数 H を用いて確率密度関数 $P_l(\delta X)$ は，$P_l(\delta X) = \lambda^H P_{\lambda l}(\lambda^H \delta X)$ となる。また q 次のモーメント $M(q,l) = \langle |\delta_l X|^{qH} \rangle$ は，$M(q,l) = M(q,L)\left(\frac{l}{L}\right)^{qH}$ と書き表すことができる。ただし，$L = \lambda l$ である。このように，単一フラクタル性を有する場合，q 次のモーメントのべき数は $\varsigma_q = qH$ で与えられる。

一方，系がマルチフラクタル性を有する場合は，q 次のモーメントのべき数は q に対して線形ではなく，$\varsigma(q) = qH - \lambda^2 q^2$ と非線形な依存性を持つ。λ^2が 0 の場合単一フラクタル性と一致するため，λ^2はマルチフラクタル性の指標と考えることができる。図１のデータに上記の解析を適用した結果，$\lambda^2 = 0.008$ という小さな値となり，単一フラクタル性を有していることが分かった.

トロイダルプラズマの乱流遷移理論

研究代表者 核融合科学研究所　伊藤公孝

プラズマに関する物理学が統計力学や流体力学などの成果をも踏まえつつ現代物理学の中で牽引力を発揮することが明瞭になっている。九州大学では応用力学研究所や総合理工学研究院を中心にしてプラズマ物理、統計力学や流体力学などを包括的に考える視野の研究が進んでおり、こうした展開を踏まえ、プラズマ乱流の理論をはじめ当該領域の研究を一段と進展させる事を目的として共同研究を遂行した。

研究体系の概観

本共同研究に於ける乱流構造形成研究の方法論を概観する。プラズマのダイナミックスを表現する基礎方程式として簡約化方程式を例にとって

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \mathcal{L}^{(0)} f = \mathcal{N}(f) \tag{1}$$

と書こう。ここで$\mathcal{L}^{(0)}$は線形演算子、fは揺動場（例えば　$f=(\phi, J, p)^{\mathrm{T}}$）、$\mathcal{N}(f)$は非線型項をあらわす。

（１）非線型効果を、着目するモード（運動）にたいしてコヒーレントな効果と乱雑なノイズとして扱う効果とに区分する。

$$\mathcal{N}(f) = -\Lambda f + \tilde{S} \tag{2}$$

（２）コヒーレントな効果に着目し、方程式

$$\left(\mathcal{L}^{(0)} + \Lambda\right) f = 0 \tag{3}$$

から非線型な自己無撞着状態を求める。この解は多重解を持ちうる。

（３）ノイズによる着目するモードへの効果を解析する。特に、非線型な自己無撞着状態の間の遷移を研究する。遷移確率によって、可能な多数の非線型な自己無撞着状態のなかで、どの状態が選択的に実現するかを予言する。

従来より、この体系によって研究成果をあげている。今年度の特筆すべき成果として、統計力学における「森の方法」をプラズマ乱流に適用し、従来代表者達によって提案されていた dressed test mode method[1]の基盤を吟味し、その近似制度を高めることに成功したこと[2]；乱流が多スケールである場合の体系化を進め、メゾスケール揺動と微視的揺動の共存する系の乱流理論を一段と推進し、その典型的な例である zonal flow の総合報告を完成したこと[3]；乱流ノイズによる巨視的なモードの直接励起を直接シミュレーションで実証したこと[4]；などがあげられる。ここでは統計物理学の基盤等を紹介する。

統計物理学の基礎づけ

統計力学における「森の方法」をプラズマ乱流に適用し、dressed test mode method の基盤を吟味した成果を説明する。

dressed test mode method の方針に沿って、着目する成分(k)の効果を括りだし$\mathcal{N}_{k_1} = \hat{\mathcal{N}}_{k_1} + M_{k_1,k,q} f_k f_q$と表記する。ここで$\hat{\mathcal{N}}_{k_1}$に対し森の射影演算子を適用し

$$\hat{\mathcal{N}}_{k_1} = i\hat{\Omega}_{k_1} f_{k_1} + \hat{\mathcal{R}}_{k_1}(t) - \int_0 \mathrm{d}s\, \hat{\Gamma}_{k_1}(s) f_{k_1}(t-s) \tag{4}$$

のように記憶関数、揺動力、および非線型周波数シフトに分離することが可能である。この手順を順次繰り返し、(k)成分の式は確率方程式

$$\partial\ f_k/\partial t + \mathcal{L}_k^{(0)}\ f_k = \int_0^t \mathrm{d}t' \left\{ \sum{}' \ 2M_{k,\,k_1,k_2} M_{k_2,\,k,\,-k_1} \hat{g}_{k_2}(t,t') C_{k_1}(t-t') \right\}\ f_k(t') + \hat{\mathcal{R}} \tag{5}$$

で与えられる。ここで$\hat{g}_{k_2}$はグリーン関数、$\hat{\mathcal{R}}$は揺動力である。（詳細は[2]を参照。）記憶関数は揺動の相関$C_k(t-t') = \left\langle\ f_k(t)\ f_{-k}(t')\right\rangle$で与えられる。ラプラス変換し連分数表示

$$\bar{\Gamma}_k(p) = \sum{}' \cfrac{V_{k,\,1,\,2}}{p_2 + \sum{}' \cfrac{V_{2,\,3,4}}{p_4 + \left(\sum{}' \cfrac{V_{4,5,6}}{p_6 + \cdots} \right)}} \tag{6}$$

が得られた。ここで $p_n = \ p + \mathcal{L}_{k_n}^{(0)}$ と $V_{k,\,k_1,\,k_2} \equiv -2\ M_{k,\,k_1,\,k_2} M_{k_2,\,k,\,-k_1} C_{k_1}(s=0)$ と略記している。揺動力の表式では、従来の dressed test mode method の近似の程度を示した。この成果は、代表者らが提唱していた dressed test mode method について森の射影演算子による基礎を与えたものである。

帯状流を繰り込んだ乱流輸送

帯状流の渦度$U = \partial V_Z/\partial r$およびドリフト波のアクションの分布関数$N_k$の方程式を解くことにより、有限振幅の帯状流が存在するときに、乱流による帯状流の駆動力を求める事が出来る。その結果帯状流の非線型発展方程式を得た：

$$\frac{\partial}{\partial t} U = \frac{q_r^2 D_{rr}}{1 + \dfrac{H k_\theta^2 \rho_s^2 U^2}{\Delta\omega_k^2 + \Gamma^2}}\ U - \left(\mu_{\parallel}(1+2q^2) q_r^2 + \nu_{\mathrm{damp}} \right) U \tag{7}$$

ここでD_{rr}は（準線形理論に基づいた）乱流による帯状流の励起係数、$\Delta\omega_k$はドリフト波の非相関率、q_rは帯状流の径方向波数、Hは数係数、Γは帯状流のポテンシアル内でのドリフト波パケットの捕捉運動周波数であり、その他の項の詳細は[5]に説明されている。右辺第一項は乱流による帯状流の駆動を示し、右辺第二項は乱流や衝突による帯状流の減衰効果を示している。第一項の分母に、U^2に比例する項が含まれているこの理論式は、帯状流の振幅を繰り込んだ理論によって初めて得られたものである。右辺第一項と第二項の釣り合いから、帯状流の飽和振幅・乱流揺動や乱流輸送の強度も直ちに得られる。

おわりに

提案した本計画は大きな成果が上がり、各位の援助に感謝すると共に、今後の共同研究成果がさらに期待される。

[1] K. Itoh, S.-I. Itoh and A. Fukuyama: *Transport and structural formation in plasmas* (IOP, 1999)
A. Yoshizawa, S.-I. Itoh, K. Itoh: *Plasma and Fluid Turbulence* (IOP, England, 2002)
[2] S.-I. Itoh, K. Itoh, H. Mori: J. Phys. Soc. Jpn. **75** No.3 (2006) in press
[3] P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and T.S. Hahm: Plasma Phys. Control. Fusion, **47** (2005) R35
[4] M. Yagi, S. Yoshida, S.-I. Itoh, H. Naitou, H. Nagahara, J.-N. Leboeuf, K. Itoh, T. Matsumoto, S. Tokuda, M. Azumi: Nucl. Fusion **45** No.7 (2005) 900
[5] Itoh, K., K. Hallatschek, S.-I. Itoh, P.H. Diamond and S. Toda: Phys. Plasmas **12** (2005) 062303

高速カメラを使用した TRIAM-1M プラズマのダスト計測

広島大学大学院工学研究科　西野信博

１．目的　　定常トカマクにおけるダイバータや周辺プラズマの計測として、プローブや Hα計測などが活用されているが、高速カメラを利用して 2 次元的に光情報を利用した例は多くはない。例えば、ダストなどは従来の分光計測では情報がまったく得られない。ダストの存在は核融合分野でも近年その重要性が認識されつつあり、いくつかの装置で計測され始めた。本研究では TRIAM-1M で定常トカマク放電のダイバータ･周辺プラズマ計測としての高速カメラをダスト計測に適用し、放電中のダスト挙動からプラズマ－壁相互作用に関する知見を得ることを目的とする。

２．実験方法と結果

TRIAM-1M における長時間放電を利用して、壁の温度やプラズマフラックスの積分値とダスト量の関係などの情報を得るために、高速カメラを設置した。In-situ に近い状態で詳細なプラズマ－壁相互作用の情報が得たいために、大気側からプラズマ中心部へ１m以上伸ばした管状の真空窓を二つ製作した。二つにした理由は、ステレオイメージによる 3 次元情報の再構築を試みるためである。Fig.1 にその 2 本のイメージファイバー用の特殊ポート(九大側で製作)を示す。この管にプラズマとの接触が多いリミター部を測定するために、視野角の広い魚眼レンズを組み込んだイメージファイバーを窓の大気側から入れた。また、ファイバー出口側もレンズの組み合わせ＋光学フィルターのテレセントリック光学系として、光学フィルターによる各種線スペクトルの分離を図る試ろうとした。Fig.2 には受光学系の概略を示す。そして、プラズマ物理側だけでなく、炉材料、炉工分野の研究者にも興味あるデータが得られることを期待していた。また、一見定常に見える放電でもリミター上でのリサイクリングの場所の時間依存性などがもし見つかれば、プラズマ－壁相互作用の研究をする上で小型装置においても新たな知見が得られると十分におもわれる。

今回、実験の最初にファイバー取り付け等に時間がかかったので、一本取り付け後に、測定系の光量等の調整を行うことにした。しかし、リミターに近い位置で低密度放電を行った結果、ファイバーが放射線による損傷と思われる黒化現象（色中心の発生によるものであろう）がおこり、残念ながら当初予定していた 2 本のファイバーのうち、最初に予備実験で使用していたファイバー1 本が、使用不能になった。メーカー側に損傷の度合いの調査を依頼中であるが、2 月 28 日時点で未だに判明していない。従って、当初予定であった立体的なダスト撮影とダストの 3 次元運動を再現することが出来なかった。本年度で Triam-1M はシャットダウンするため、今後本計測技術を次年度以降に運転する CPD とその次世代機（QUEST）での使用を考えている。

Fig.3 はそのイメージファイバーのひとつからの撮影結果を示す。ダストがリミターから発生し、その後、飛び出している様子がわかる。従来の研究成果から、ダストの発生は、放電時間が数十秒以上の長時間放電になると現われ、放電時間が長いほど多くなることがわかっている。また、プラズマ中でのダストのスピードは数―数百 m/s の広い範囲に存在することがわかっており、途中で、加速、減速などがあることもわかっている。

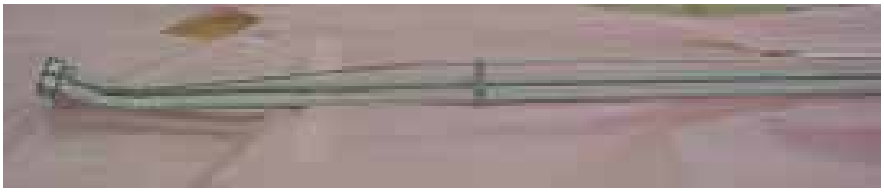


Fig.1(a)

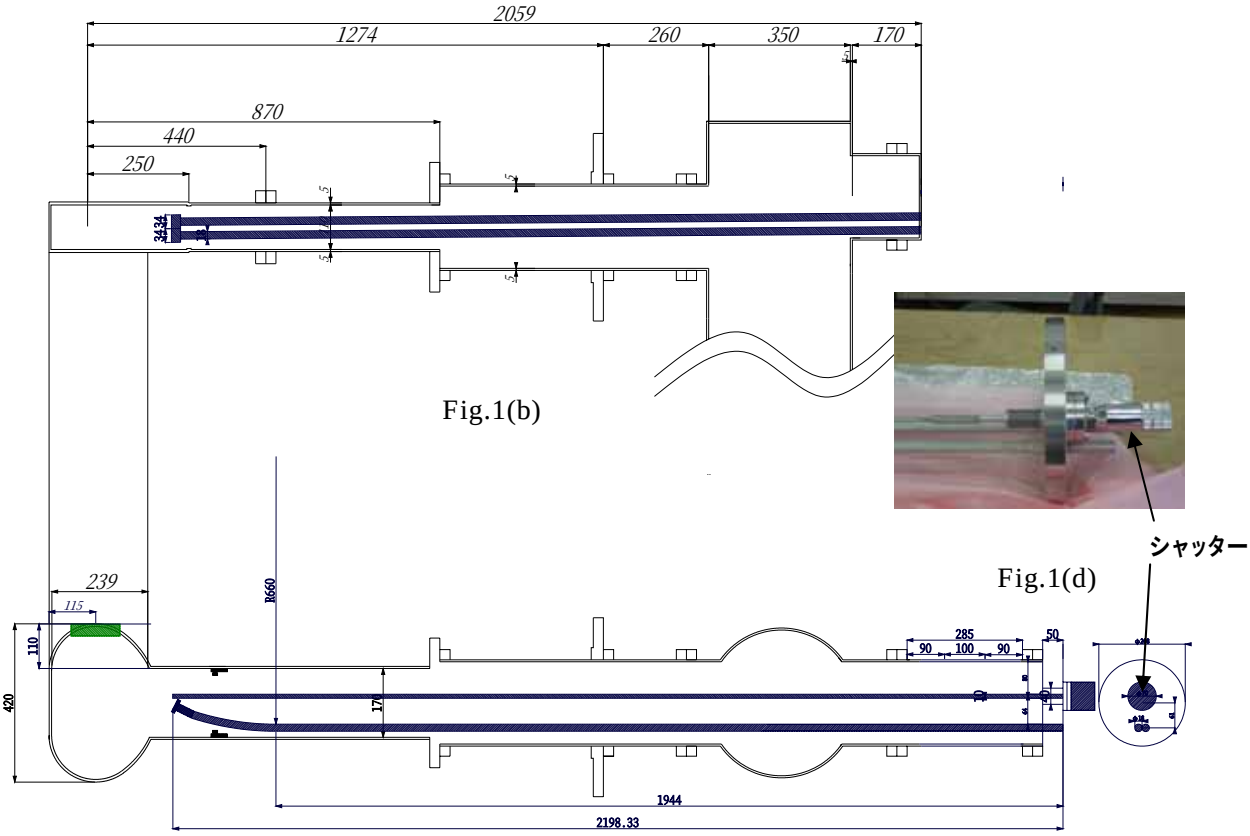


Fig.1(b)

Fig.1(d)

Fig.1(c)

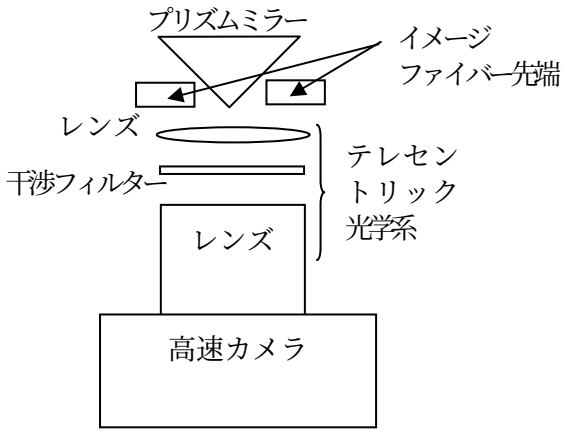


Fig.2

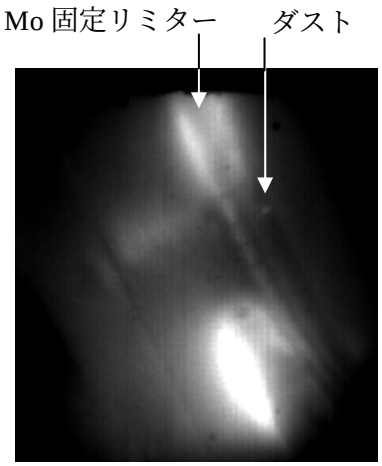


Fig.3

３．成果発表

第 22 回プラズマ核融合学会 30aA29p:佐々木、他

17thPSI(中国)：K.Sasaki, et.al.発表予定

小型 PWI 装置における電子バーンシュタイン波による加熱 / 電流駆動の検討

核融合科学研究所大型ヘリカル研究部高周波加熱プラズマ研究系　伊神弘恵

本研究の目的

球状トカマク(ST)では一般に、プラズマ中心部において電子プラズマ周波数が電子サイクロトロン共鳴周波数を越える、いわゆるオーバーデンスな状態となるため、電磁波モードでは電子サイクロトロン共鳴(ECR)層に接近することができない。オーバーデンスプラズマにおいて電子サイクロトロン共鳴加熱 / 電流駆動(ECH/ECCD)を行なうには、マイクロ波を直接 ECR 層に向けて入射するのではなく、パワーを高域混成共鳴(UHR)層に送り込んで、伝播密度限界のない B 波を励起し、これを ECR 層まで伝播させてサイクロトロン共鳴吸収させるという方法をとることになる。このため、UHR 層で効率良く電子バーンシュタイン波(B 波)を励起するようなマイクロ波の入射条件(入射アンテナ設定条件)の検討が必要である。本研究では小型 PWI 装置において、B 波を用いた ECH/ECCD による ST プラズマの非誘導型電流立ち上げと維持を行なうための、最適なマイクロ波入射条件の検討を行なうことを目的とする。

検討の方法

8.2GHz RF システム(200kW x 2 系統)をマイクロ波源とした、基本共鳴周波数による加熱を想定する。電磁波と B 波間のモード変換効率を求める数値計算コードを用いて、小型 PWI 装置における ST 配位プラズマにおいて高変換効率が得られるマイクロ波の入射条件(入射角度、偏波)を調べる。

検討の結果

以下に一例を示す。赤道面上でのマイクロ波入射について検討を行なった。大半径 R_0=0.64m, 小半径 a=0.36m, R=R_0でのトロイダル磁場強度 B_0=0.3Tとした。ここではポロイダル磁場は無視できるほど小さいとした。電子密度n_eはR=R_0において、8.2GHzの電磁波モードの遮断密度の 5 倍である、4.17 x 10^{18}/m^3であるとし、R= R_0からの距離をrとすると、n_e=$(1-(r/a)^2)^{1/2}$であるとした。図 1 に計算に用いた座標系とアンテナの設定角度の定義を示す。ここではプラズマはx軸方向(大半径方向)にのみ非一様なスラブプラズマであるとみなし、トロイダル方向をz軸方向、赤道面の垂直方向をy方向とした。波動の伝播面とz軸が成す角度をϕとした。また、入射波の波数ベクトルのプラズマ表面からの傾き角度をθとした。図 2 に縦軸ϕ、横軸をθとして、最適偏波を入射した場合のモード変換効率を等高線プロットしたものを示す。

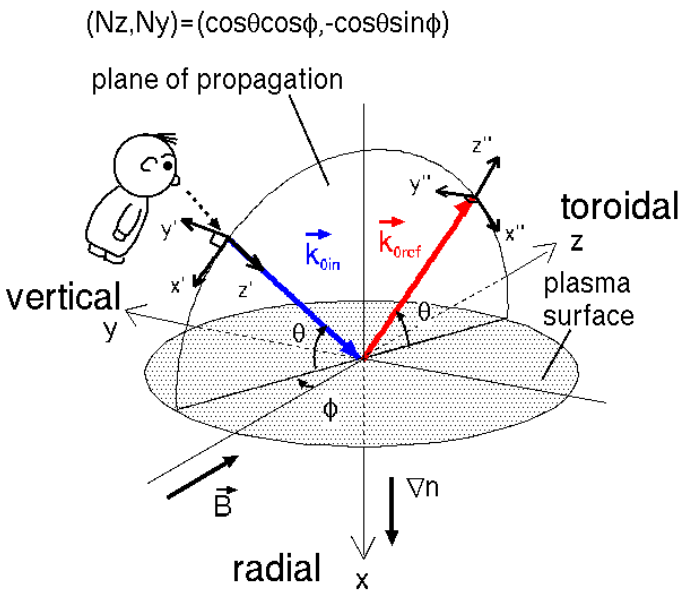


図１:プラズマモデルと座標系、入射角度

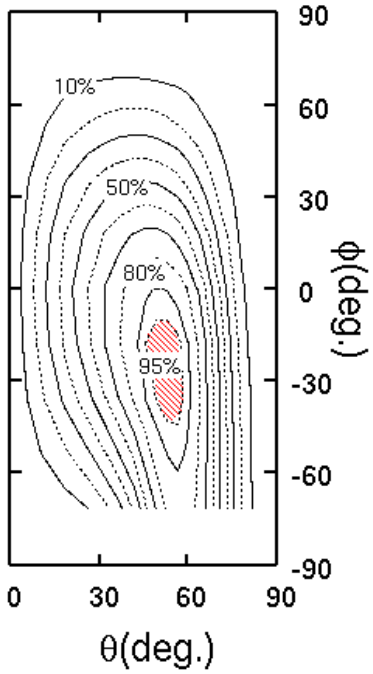


図 ２ ： 入射角度に対する、最適モード変換効率の等高線プロット

図２より、今回検討したパラメータのプラズマに対しては、赤道面に設置されたアンテナを下方に傾けて、トロイダル方向に斜め入射した場合に高変換効率が得られることがわかる。この場合の最適偏波は正常波と異常波の混合波の楕円偏波となる。

考察

従来より、密度勾配が急峻な場合には磁場に対して垂直方向に異常波モードを入射する方法が、密度勾配が緩やかな場合には磁場に対して適切な角度で正常波モードを入射する方法が、B 波への高変換効率を得るための方法として広く知られている。これらの方法を用いることを前提として、様々な高密度プラズマ生成装置において B 波による ECH/ECCD のためのマイクロ波入射条件の検討が勧められている。小型 PWI 装置で生成されるプラズマの密度勾配は、これらいずれの方法でも高変換効率が得られない中間領域の密度勾配となるが、図２に示したように、適切な入射角度を選択し、正常波と異常波の混合波となる最適偏波を入射すれば１に近い高変換効率が得られることがわかった。

成果報告

“A survey of mode-conversion transparency windows between external electromagnetic waves and electron Bernstein waves for various plasma slab boundaries”
Igami H, Tanaka H and Maekawa T, *Plasma Phys. Control. Fusion*, to be published

中性粒子ビームを用いた球状トカマクプラズマの制御方式の検討

産業技術総合研究所・エネルギー技術研究部門　　榊田　創

・目的

核融合プラントの実現のためには、高温プラズマの定常化研究は重要なテーマの一つである。特に、応用力学研究所においては球状トカマク（ST）装置の定常プラズマ運転の研究環境を立ち上げているところである。そこで、当該 ST 装置の高温プラズマの生成・保持及び非誘導型の電流駆動方式の可能性を探る手法の一つとして、更には、イオン温度及びプラズマ速度分布の計測手法として中性粒子ビーム入射（NBI）が有効と考えられている。ST 装置への NBI の効率的な入射の為には、対象とする ST 装置固有の特色に合わせたビームの開発が必要となる。以上に基づき、応用力学研究所の ST プラズマの高ベータ化、高閉じ込め化、定常化、非誘導電流駆動、計測高度化等を図るために、当該 ST 装置に対してどのような NBI 装置が設置可能であるかを装置技術的に検討することを目的とする。

・実験方法

現在、応用力学研究所において検討中である ST 装置において NBI のために使用可能なポートの径は、現時点の設計では赤道面ポートで内径ϕ 150 mm 程度であり比較的小さい。本ポート径に対して全ビームを入射することが可能な NBI を実現するための装置技術について調べるために、産総研が開発したビーム高集束型 NBI 装置のビーム焦点でのビーム径を詳細に調べる。

・実験結果

産総研で開発した NBI 装置を図１に示す。カスプ磁場を有したバケット型のイオン源において、フィラメントとチャンバー間でアーク放電を行いプラズマの生成を行う。ビーム

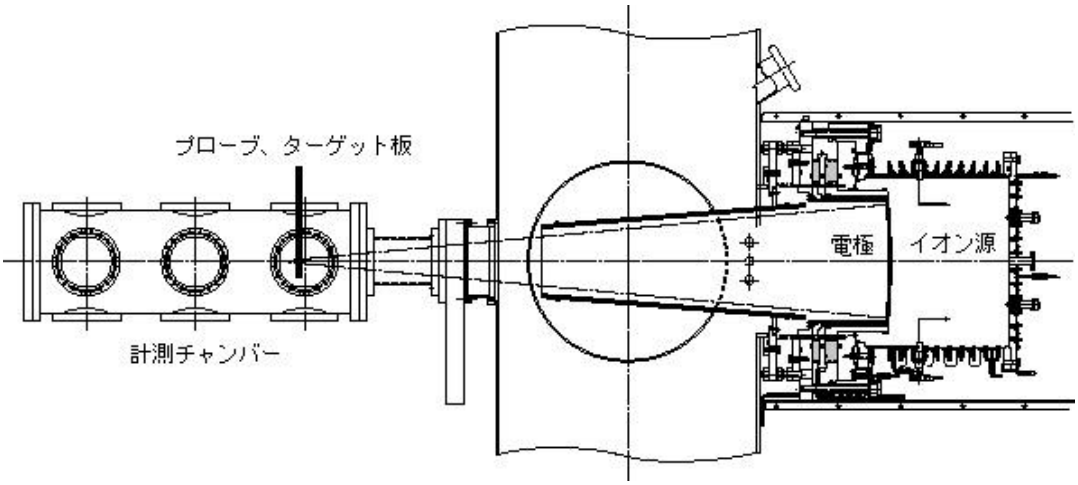


図１．高集束型 NBI 装置及び計測チャンバー

の集束性を良くするために加速・減速・接地用の３枚の凹型電極を採用した点が特徴である。図２に示すとおり、基本ビームスペックは、25 kV、50 A、30 ms であり、フィラメント電源以外は、コンデンサー放電形式を取っている。ピーク値では、90 A の引き出しにも成功しており、そのときの水素イオンビームパワーは約 2.1 MW に相当する。

図１に示す計測チャンバーに、挿入型熱電対プローブ及びステンレスのターゲット板（溶融痕からビーム形状を判断する）等を設置し、ビームプロファイル計測から集束特性を詳細に調べた。その結果、焦点部でのビーム径は約φ36 mm、ビーム発散角度は約±0.8 度、焦点距離は約 1400 mm と見積もられた。焦点部近傍において、銅ターゲット板にビームを照射した場合の様相を図３に示す。以上の結果から、凹型電極を用いることにより集束性に優れた高パワーのビームを引き出すことが可能であることが確かめられた。

・考察

現在検討されている ST 装置のポート径を通して、25 keV 程度の高パワーNBI を入射する場合、凹型の電極などで強制的にビームを集束させることでより容易となることが見出された。仮に産総研の NBI を当該 ST 装置に適用した場合、ビーム径は焦点近傍で約φ36 mm であるため、引き出された全ビームがプラズマ中に入射されることがわかった。ただし、ビーム径がφ150 mm 以下の領域は長さ 900 mm 程度に限られるため、ポート長が 900 mm 以上の場合、ビームがプラズマ中に入射される効率が落ちることに注意しなければならない。

・成果報告

榊田創他、「産業技術総合研究所における中性粒子ビーム装置の開発状況」、平成１７年度逆磁場ピンチ研究会、つくば、２００６年３月.

・研究組織

産業技術総合研究所・エネルギー技術研究部門：榊田創、木山學、平野洋一、小口治久、八木康之
九州大学・応用力学研究所：佐藤浩之助、坂本瑞樹

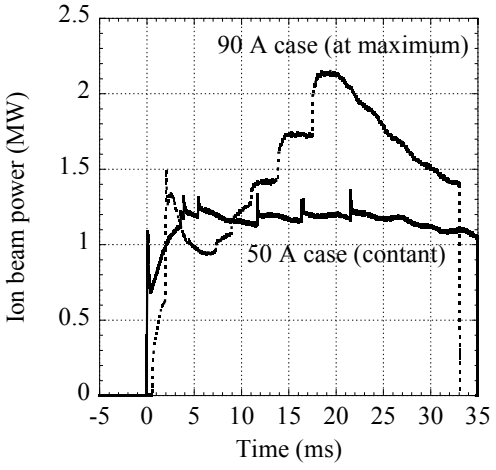


図２．水素イオンビームパワー

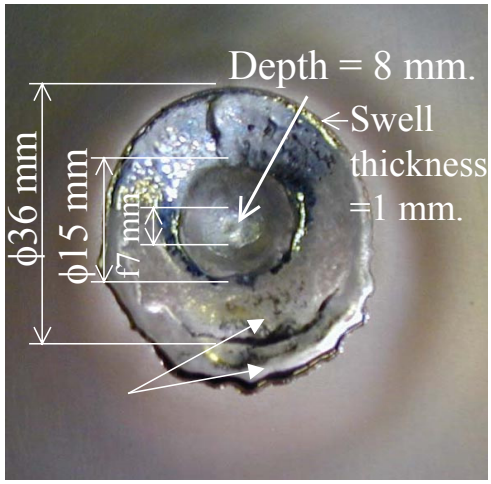


図３．焦点近傍でのビーム痕跡

プラズマと固体水素との相互作用の基礎過程

佐賀大学理工学部　藤田寛治

１．はじめに

核融合において、固体水素のペレット入射法は多くのトーラス実験において、炉心プラズマの密度分布制御や高密度化、閉じ込め改善、或いは計測の目的など、種々の視点から活発に研究が進められている[1]。しかしながら、固体水素ペレットとプラズマとの相互作用など、固体水素溶発に関する基礎過程については、未だ解明されていない部分が数多く残されている。また、溶発した固体水素の荷電交換平衡現象により周辺プラズマの分布が影響される可能性が指摘されており、プラズマ基礎的研究として興味深い分野であると言える。**その際、プラズマ中で荷電粒子との固体水素との相互作用が重要な役割を果たすことが予想される。**

本**研究では、周辺 (及び中間領域) プラズマを模擬するために誘導結合型プラズマ (** Inductively Coupled Plasma; ICP **) をターゲットして、その基礎特性を明らかに**することを目的としている。今回は、ICP の空間構造について報告する。

２．実験方法

図１に示す様に、ICP 装置は、直径 50cm、長さ 100cm のステンレス製真空容器の中央に、直径 20 cm リングアンテナを設置した構造である。基礎特性を検討するために、アルゴンガスを 5mTorr 導入した。アンテナに、50～500W の範囲の高周波（RF：13.56MHz）電力を注入しプラズマを生成した。プラズマパラメータの計測には、直径 0.1mm、長さ 2mm の円筒プローブを用いた。材質はタングステンを用いた。高周波電源を用いているので、プラズマ電位の振動が考えられる。プローブ計測へのプラズマ電位変動の影響を最小限するために、自己補償型ＬＣフィルターを用いた。図中のｒ－ｚ方向に移動させて、アンテナ近傍の空間構造を行った。

３．実験結果及び考察

図２に、アンテナ中心（r=0,z=0cm）におけるプラズマ密度の高周波電力依存性を示す。ここで、プラズマ密度はプローブ特性の電子飽和電流より算定した。高周波電力が 5 から 80Wまでに、プラズマ密度が $7x10^{9}$から $2x10^{10}cm^{-3}$まで急激に増加している。その後、緩やかに増加し、700W で $1x10^{11}cm^{-3}$に達している。高周波電力 80W以上で、誘導結合型放電モードに達していると考えられる。次に、高周波電力 200Wにおいて、アンテナ近傍の電子温度・電子密度の空間分布を計測した。

図３(a)、(b)に、それぞれ、電子温度と電子密度の２次元空間分布を示す。ここで、r=10cmの丸印がアンテナの位置を示す。測定は、0<r<20cm、0<z<20cmの範囲で計測した。電子密度は、r=0cm、z=0cmで約 $4x10^{10}cm^{-3}$程度であり、半径方向に進むに従って、緩やかに減少し、r=20cm、z=0cm では $3x10^{10}cm^{-3}$になっている。更に、アンテナ中心から最も遠いr=20cm、z=0cmでは約 $1.3x10^{10}cm^{-3}$になっている。また、r=12cmの位置で、電子密度が減少している。これは、アンテ

ナ周囲のシースによるものである。0<r<20cm、0<z<20cmの範囲で、おおよそ $10^{10}cm^{-3}$桁程度であることが分かる。

一方、電子温度は、0<r<20cm、0<z<20cm の範囲で、空間的に一様であり、その値はほぼ 3eV であることが分かった。r=7.5cm 付近で、電子温度が 4eV 程度になっているのは、アンテナのシースによって加速された高エネルギー電子に起因するものと考えられる。以上より、Ar 圧力 5mTorr、高周波電力２００Wの条件では、アンテナ近傍（r=20cm、z=20cm の範囲）で、電子密度、電子温度とも空間的にほぼ一様なプラズマを生成できることがわかった。このことにより、ペレット入射実験の模擬装置として有効であると考えられる。

参考文献

[1]K.N.Sato and H.Sakakita, ICOPS2003, 5B10 (2003)

研究組織

代表者：藤田寛治（佐賀大）

研究協力者：大津康徳、三沢達也、宮川寿雄（佐賀大)、**有本英樹 (名大)**

所内世話人：佐藤浩之助

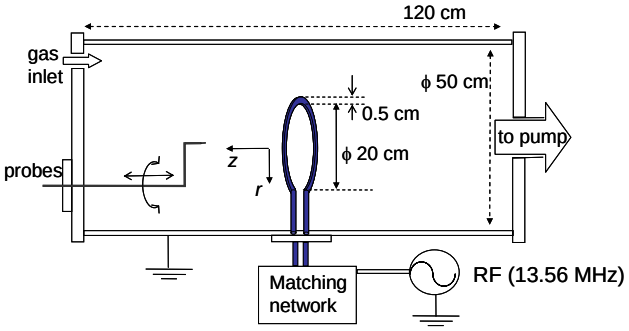


図１．実験装置

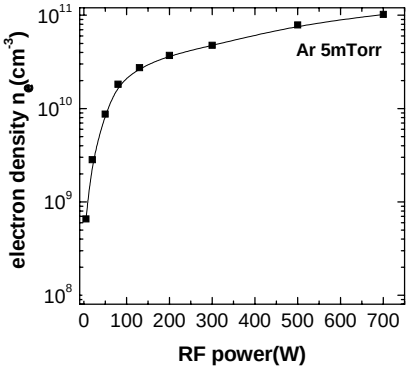


図２．電子密度と高周波電力との関係

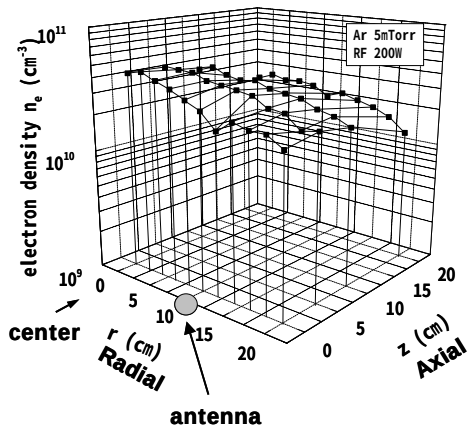


図 3(a)　電子温度の空間分布

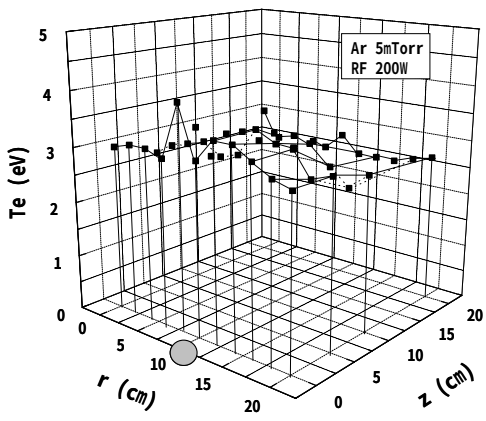


図 3(b)　電子密度の空間分布

固体水素ペレットのドリフトチューブ中での挙動解析
－相変化カップリングのための動的適合型解析の開発－

九州大学総合理工学研究院　横峯健彦

１．目的

近年、核融合炉を目指した高温プラズマ閉じ込め実験において、ペレットの入射研究が盛んに行われている。本研究で想定している入射方法は、管内を高真空にしたドリフトチューブを用い、固体水素を入射する方法である。その方法において、近年、プラズマへの入射位置・角度などにバラエティーを持たせることを目的として、湾曲したドリフトチューブを経由して入射する必要性が指摘されてきている。この課題に関する実験的研究は九大・応力研において準備中であるが、その特性の予測を理論解析的に行っておくことは、大変重要である。

直管を用いた固体ペレット入射に関するこれまでの実験から、ドリフトチューブ内を通過し射出された燃料は、チューブの形状によらず入射時に比べて数%の質量減少が起こることが確認されている。原因としてチューブ内壁との摩擦、輻射、破砕などが指摘されているが、何が決定的となるかは明らかにされていない。また、ドリフトチューブ内を固体水素ペレットが通過するときの速度は 100m/s~1000m/s が想定されており、この場合解析対象は、相変化（おもに昇華）あるいは衝撃により大変形を伴う可能性のある高速の物体の挙動となるが、このような現象解析に用いることができる計算手法は確立されていない。

本研究では、これまでに、運動解析に MPM (*Material Point Method*)法、温度場解析に SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*)法を用いて、ペレットが壁に衝突―離脱する際に生ずる質量変化に着目した２次元解析を行い、課題として相変化（昇華）後の気体の存在の考慮および３次元解析への拡張があげられた。前者に関しては、昇華後の気体がペレットと壁面間に存在すると両者の衝突を緩和する役割を果たす可能性があるという報告がある。本手法を用いても昇華後の気体をラグランジ的に追跡することが可能であるが、そのためには粒子数を大幅に増加する必要があり、計算負荷が懸念される。この対策として、本手法でとった温度場を SPH 法で解析する方法から、MPM の格子を用いて差分法を用いることを提案する。具体的には、固体ペレットの飛行追跡、構造解析および物質移動現象に関しては MPM で解析し、これを格子で解析する連続体とを PIC 法で結びつける。連続体解析としては高速相変化現象を取り扱える CIP 法が有力である。そのためには、運動する粒子の内部・外部両界面近傍の格子の解像度を上げる必要がある。さらに、質量変化や破砕後のペレットの形状変化に対応して粒子界面形状も変化する。これらを満たし、さらに計算負荷低減も図る計算手法の開発を行う。

２．計算手法

ウェーブレットを各タイムステップにおいて流れ場に存在する空間スケールの抽出・判定器として用いることにより、重要な成分のみを選択的に解像し、高精度かつ高効率な計算を可能とするウェーブレット手法を提案する。離散ウェーブレット正変換により対象とするある関数 $f(x)$ は、次に示すように解像最低レベルでのスケーリング関数φと各解像レベルのウェーブレット関数ψの線形結合として表される。

$$f(x)=\sum_{k\in\kappa^0} c_k^0\phi_k^0(x)+\sum_{j=1}^{+\infty}\sum_{l\in\ell^j} d_l^j\psi_l^j(x) \tag{1}$$

ここで、c_k^0 は解像最低レベルでのスケーリング係数、d_l^j はウェーブレット係数であり、j は解像レベル、l は位置を表す指標である。動的なグリッド適合は、各タイムステップにおいて閾値εにより判別された高エネルギー成分のみに選択的に解像度を与えることにより実現される。すなわち、$\left|d_l^j\right|>\varepsilon$ に含まれるものが、エネルギーの高い成分であり、解像度が必要となる。ウェーブレット係数は、物理空間上のグリッド点と 1 対 1 の関係を持ち、解像が必要ないと判断された $\left|d_l^j\right|<\varepsilon$ となるウェーブレット係数に対応するグリッド点は計算から除外する。

本手法を２次元円柱周り層流問題に適用し，その特徴である動的なグリッド適合性能の検証を行った。ウェーブレットは、CDF(6,6)双直交ウェーブを用いた。計算は差分法ベースであり直交一様グリッド上で行った。全ての変数は円柱直径と一様入り口速度で無次元化する。計算領域は、[-2,6]×[-4,4]であり、円柱中心は（0,0）に配置する。本手法を用いる場合、時間進行とともにグリッド点分布が動的に変化するため、通常の非圧縮性流体計算のように圧力のポアソン方程式をカップリングすることは容易ではない。本研究では、以下の弱圧縮性Navier-Stokes方程式を適用してこれを回避した。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{\partial\left(u_i u_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{1}{M^2}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{\partial\left(p u_j\right)}{\partial x_j}=0 \tag{3}$$

出口境界条件は流出境界とする。レイノルズ数Reとマッハ数Mはそれぞれ300および0.1である。最大解像度はj_{max}=9　とした。これに対応する解像度を512×512である。閾値を1×10^{-4}とし、タイムステップは3×10^{-4}に設定する。円柱周りの境界条件はスリップ無しとするが、この導入に関しては前述のMPM法とのカップリングへの拡張を考えて*immersed-body*型手法を用いた。計算手順として、まず全計算点を流体として解き、その後、円柱が存在する領域に関して円柱の速度（ここでは0）にフォーシングする。第1段階の解像度においては4次の中心差分で解き、ステンシルが得られない場合は、再帰的に解を再構築する。時間差分に関しては4次の*Runge-Kutta*法を用いた。また、速度2方向と圧力の計算点はそれぞれの空間分布に従って独立に生成される。

３．結果及び考察

図１は十分発達した後の速度ベクトルであり、これは最大解像度まで再帰内挿することによって求められる。円柱後方にはよく知られたカルマン渦列が生成されていることが確認できる。図２は主流方向速度成分より選択された図１に対応する瞬時のグリッド分布である。円柱周りの境界層、また主流と後方カルマン渦間のせん断領域にグリッド点が集中している様子がわかる。すなわち、勾配が急峻となる領域へのグリッド点の動的適合に成功した。

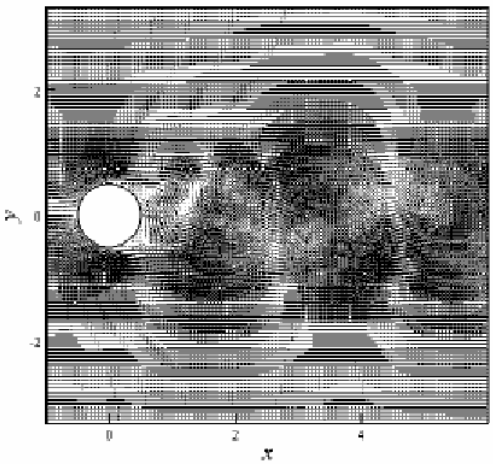


図１　円柱周りの速度ベクトル

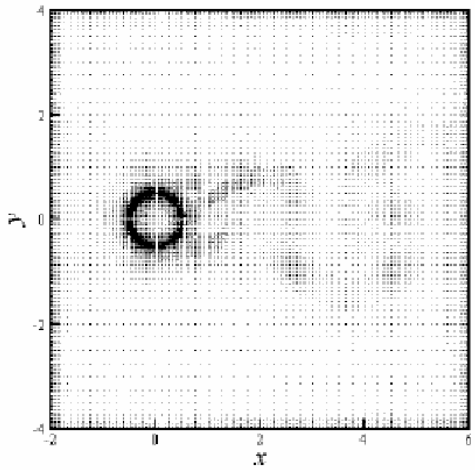


図２　瞬時の動的適合メッシュ

４．今後の課題

本研究では弱圧縮 Navier-Stokes 方程式とウェーブレット手法をカップリングさせ、その有効性を明らかにした。今後は MPM 法の粒子の運動とウェーブレットをリンクさせる方法を開発する必要がある。さらに、ペレットの形状変化を探知し、運動情報と同時に形状に関する解像度情報をウェーブレットへ送る手法を開発する必要がある。

５．研究組織

研究代表者　横峯健彦（九州大学総合理工学研究院）
研究協力者　佐藤浩之助（九州大学応用力学研究所）、清水昭比古（九州大学総合理工学研究院）、江原真司（九州大学総合理工学研究院）、山下雄一郎（九州大学総合理工学府）、宮川寿雄（佐賀大学理工学研究科）

重イオン照射されたフェライト鋼のクラスタ形成に及ぼすシリコンの影響
― 鉄イオン照射による試料温度変化の検討 ―

（財）電力中央研究所　　土肥謙次、野本明義、曽根田直樹
九州大学応用力学研究所　渡辺英雄、総理工　今村武史

１．目的

高経年化した軽水炉の圧力容器鋼や核融合炉の第一壁など高照射を受ける構造材料用フェライト鋼の照射脆化を精度良く評価するには、点欠陥集合体及び固溶元素クラスタの形成メカニズムを明らかにする必要がある。本研究では中性子照射と類似のカスケード損傷を導入する重イオン照射によってフェライト鋼のクラスタ形成に及ぼす固溶元素、特にシリコンの影響を微小硬さ変化及びミクロ組織変化に基づき調査し脆化メカニズムを明らかにすることを目的とする。九州大学応用力学研究所に設置された高エネルギーイオン発生装置は鉄イオンが安定して照射できることに加え、独自の透過電子顕微鏡（TEM）用試料ホルダーによる即時試料交換及び試料加熱が可能である。本年度は目標とする鉄イオン照射条件における試料温度の変化について検討した。

２．実験方法

鉄鋼材（A533B及び純鉄）のTEM試料（φ3mm、0.2mm^{t}）を供試材として用いた。電解研摩法により試料表面を鏡面仕上げとした。試料を専用TEMホルダーに装着後、高エネルギーイオン発生装置に設置し高真空引きを行った。重イオン照射条件は、2.4MeVのFe^{2+}イオンとし、ファラディカップ（φ2mm）でイオンビーム電流を 0.5nAに調整後照射を実施した。本イオン照射条件ではTRIMコードによると$1.25x10^{-4}$dpa/sの損傷速度となる。試料温度は目視及び放射温度計を用いて行った。放射温度計はコニカミノルタ製IR-308（測定温度範囲 250～800℃）及びクローズアップレンズを用い、検出有効径は約φ3mmであった。

３．実験結果

各温度確認方法について結果を下記に示す。

１）目視による温度上昇確認

未照射時点でコントローラの熱電対指示値は 20℃であった。イオンビーム電流 1nA として照射を開始すると徐々に温度が上がり約 10 分後に定常値 30℃に達した。それ以後温度変化はなかった。照射を中止すると、再び温度は下がり約 10 分で 21℃に戻った。30℃時点での目視観察では試料表面は赤く光るなどの変化はなかった。また試料温度を 288℃に設定して同様の目視観察を実施したが変化は観察されなかった。一方、照射を行わず加熱のみで試料表面の赤熱が目視確認できるのは 550℃以上であった。図 1 に試料ホルダー先端部を、また図 2 は試料ホルダーを 600℃に加熱した状態（イオン照射はなし）を示す。このことから室温では照射より 10℃以上の温度上昇があるが、288℃照射でも試料表面が 600℃程度まで高温加熱されている可能性は低いことが考えられる。

２）放射温度計による試料表面温度測定

放射温度計の放射率を校正するため、イオン照射しない状態で試料を 300～700℃に加熱し温調器指

示値と放射温度計指示値を比較した。

図 1 に示すように測定点 A、B、C の三点を対象にイオン照射中の放射温度測定を行った。A 点は試料、B 点は試料と真鍮部、C 点は真鍮部に相当する。またビューポートがイオンビーム照射方向に 45 ° 傾いた位置にあるため、試料面が放射温度計と垂直な場合及び 45 ° 傾いた場合でそれぞれ測定した。表 1 に温度測定結果を示す。このときの放射率は 0.58 とした。全温度において試料ホルダーの熱電対による指示値と放射温度計測定値は高々10℃程度で何れも放射温度計の方が高いことから、放射温度計は正しく校正された。

室温及び 288℃イオン照射による試料表面温度の上昇を調べるため、校正された放射温度計によりイオンビーム有無時の試料温度（A 点）を計測した。その結果、室温では放射温度計指示値は測定限界の 250℃以下であった。また 288℃でも温度上昇は全く生じなかった。試料面を放射温度計へ 20 ° 程傾けた場合も全く温度変化はなかった。

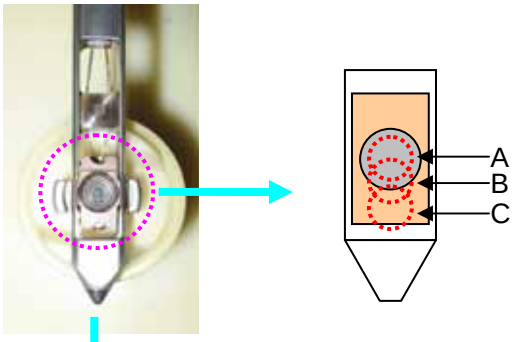


図 1．試料ホルダー先端部．

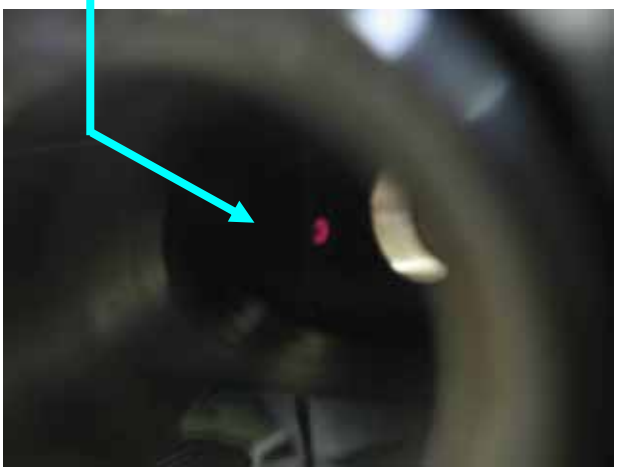


図 2．600℃に加熱したホルダーの様子．

４．まとめ

鉄鋼材の鉄イオン照射による試料温度の上昇を検討するため、試料表面温度を目視的手法及び放射温度計により計測を行った。その結果、室温では照射により試料温度は 10℃以上と僅かに加熱される。この傾向は 288℃照射でも同様で試料温度の上昇は高々10℃程度の範囲と考えられる。

表 1．鉄イオン照射中の試料表面温度

設定温度 (℃)	温調指示値 (℃)	試料面と放射温度計(*)が垂直			試料面と放射温度計(*)が45 °		
		A点 (℃)	B点 (℃)	C点 (℃)	A点 (℃)	B点 (℃)	C点 (℃)
300	300	301-302	292-293	249	304-305	280	299
400	400	407-409	397-398	328-329	413	393-397	315-318
500	499	507-508	498-502	398-400	516-517	488-490	362-364
600	598	608-609	580-582	470-473	608-613	572-575	438-440
700	698	709-711	701	501-511	713-720	690-695	497-506

(*)放射率0.58に設定

炭化系セラミックス材料中およびボロン薄膜中の水素同位体およびヘリウムの滞留・放出挙動に関する研究

静岡大学　理学部　奥野健二

【目的】

次世代のエネルギー源として、核融合炉の研究開発が行われている。現在最も有望視されている核融合反応は、重水素およびトリチウムを燃料とした D-T 反応であるが、トリチウムは放射性核種であることから、安全性の確立のため、核融合炉内での動的挙動の解明が重要な課題である。

現在、プラズマ対向壁材料としてグラファイト等の炭化系セラミックスが考えられていると共に、そのコンディショニングとしてプラズマ中への不純物混入抑制を目的としたボロニゼーションが検討されている。そのため、これらの材料表面近傍におけるトリチウムの動的挙動解明が特に重要と考えられる。本年度はこのうち壁コンディショニングを想定し、酸素を含有したボロン膜中に照射された高エネルギートリチウムの挙動に関する様々な知見の取得を目的に研究を行った。

【実験】

・試料調製: 静岡大学においてプラズマ化学気相蒸着(P-CVD)装置を用いて高純度ボロン膜および酸素含有ボロン膜の調製を行った。組成分析結果から、高純度ボロン膜のボロン濃度は 95%であり、酸素、炭素等の不純物は 5%であった。酸素含有ボロン膜については、ボロン濃度は 60%、酸素濃度は 36%、その他炭素との不純物は 4%であった。それぞれの試料について以下の実験を行った。

・照射および分析評価: 各ボロン膜に対して表面状態の違いを観察・測定するとともに重水素の捕捉状態を解明するために以下のような一連の実験を行った。

1. X線光電子分光法(XPS)による各試料表面の化学状態分析
2. 走査型電子顕微鏡(SEM)および原子間力電子顕微鏡(AFM)による試料の表面観察
3. 酸素含有ボロン膜に関してエネルギー分散型 X 線分析(EDX)による元素分析
4. D_3^+および He^+照射した高純度ボロン膜において昇温脱離法(TDS)による脱離挙動および滞留量の測定

【結果および考察】

XPS の結果から、高純度ボロン膜試料では B-B 結合のみから形成されていることが明らかとなった。しかし、酸素含有ボロン膜試料では B-B だけでなく B_2O_3 に相当する結合、および他のボロン酸化物に相当する結合から形成されていることが示唆された。高純度ボロン膜および酸素含有ボロン膜の SEM 像を図 1 に示す。この図より、高純度ボロン膜試料では、ボロンがほぼ均一に蒸着されていることが分かる。しかしながら、酸素含有ボロン膜においては図 1(b)に示すように膜自体に亀裂が生じていることが明らかとなった。次に、図 2 に各試料の AFM 像を示す。高純度ボロン膜試料においては、SEM 観察と同様に表面は平滑であったが、酸素含有ボロン膜試料においては、SEM 像で観察された亀裂の部分が谷として現れていた。また、亀裂の無い部分でも平滑ではなく、起伏に富む構造になっていることが明らかとなった。この酸素含有ボロン膜に関して EDX による元素マッピングを行った結果、亀裂部分では主にシリコン、他の領域では主にボロンと酸素から成っていることが明らかとなった。これらの結果のように高純度ボロン膜と酸素含有ボロン膜の膜構造は大きく異なっていることから、膜構造の違いは酸素の有無に起因すると考えられる。白い亀裂に関しては、酸素が混入することで、ボロン酸化物が形成され、膜の物性が変化したため、調製の際、膜に内部応力がかかり、膜

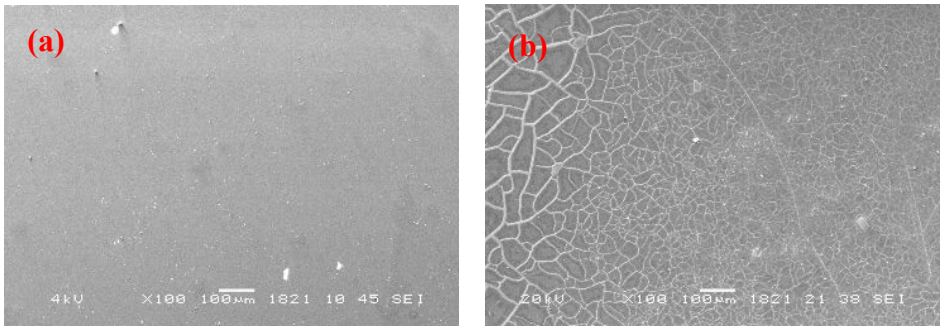


図 1　(a)高純度ボロン膜および(b)酸素含有ボロン膜の SEM 像(100 倍)

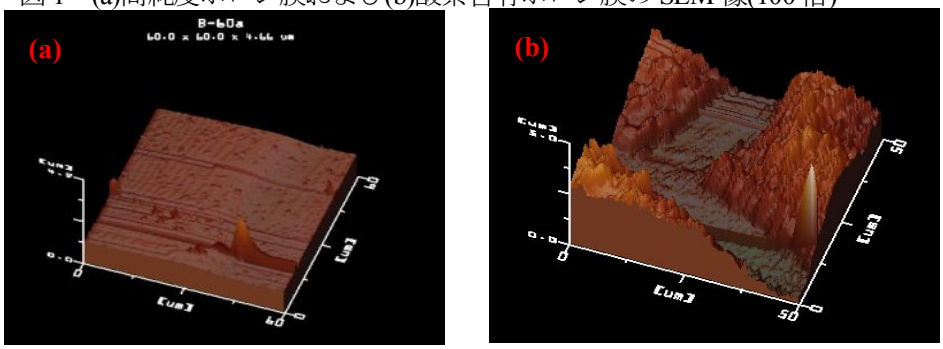


図 2　(a)高純度ボロン膜および(b)酸素含有ボロン膜の AFM 像

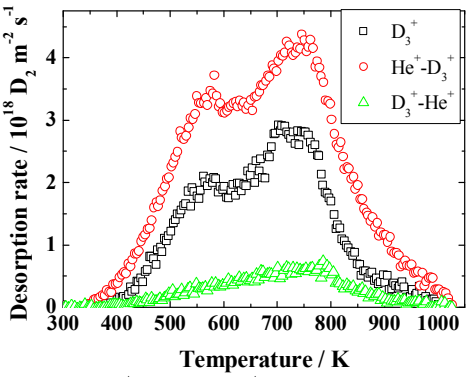


図 3　D_3^+および He^+照射した高純度ボロン膜からの D_2TDS スペクトル

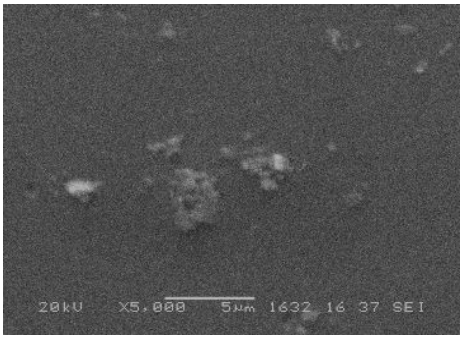


図 4　He^+照射した高純度ボロン膜の SEM 像(5000 倍)

全体に亀裂が生じ、シリコン基盤が露出したと考えられる。

図 3 に D_3^+および He^+照射を行った高純度ボロン膜からの D_2 TDS スペクトルを示す。この図から、高純度ボロン膜中の重水素滞留量は He^+照射の影響を受け、He^+前照射により膜中の重水素滞留量が増加し、He^+後照射により減少することが分かった。また、これまでの研究結果から、550 K 付近および 700 K 付近の脱離は、それぞれ B-D-B および B-D 結合に捕捉された重水素の脱離である事が報告されているが、全重水素滞留量に対する B-D-B 結合として捕捉されている重水素の割合は、He^+照射により減少した。この He^+前照射による重水素滞留量の増加は、He^+照射による照射欠陥の増加により重水素の捕捉サイトが増加したためと考えられる。また、He^+後照射による重水素滞留量の減少は、He^+照射により、捕捉されていた重水素がはじき出されたためと考えられる。この He^+照射による照射欠陥および重水素のはじき出しは、B-D-B 結合に起因する捕捉サイトが大きく影響を受けていると考えられる。He の滞留に関しては、TDS スペクトル解析の結果、前照射、後照射共にほとんど滞留していなかった。図 4 に He^+照射した高純度ボロン膜の SEM 像を示す。He^+照射による影響は膜表面の色が変化しただけで、それ以外の変化は見られなかった。しかし、TDS の結果から He^+照射は重水素滞留量に影響を及ぼしていることが分かっているため、He^+照射による構造変化は SEM 像では見えない程度の大きさであると推察できる。

【結論および今後の展望】

ボロン膜中での水素同位体挙動を解明するために、高純度ボロン膜および酸素含有ボロン膜を調製し、その重水素滞留量変化の測定および膜表面観察を行った。実験から、酸素を含有することでボロン膜の構造が変化することおよび He^+照射により高純度ボロン膜中の重水素滞留量が大きく変化することが明らかになった。今後、酸素含有ボロン膜に D_3^+および He^+照射し、TDS 実験および表面観察を行うことで He^+照射による重水素滞留量および膜構造への影響について解明していく必要がある。

水素溶解による金属およびセラミックスの結晶構造への影響

九州大学大学院総合理工学研究院・エネルギー理工学部門　　田辺　哲朗

・ 目的

金属およびセラミックス中の水素挙動は、材料中に溶解した水素が感受する材料からのポテンシャル場により著しい影響を受けることが知られている。将来の水素エネルギー社会では、材料中の欠陥や溶解する不純物（酸素や炭素など）による水素－材料系への影響、および使用環境（水素濃度、温度など）下における材料中の水素挙動を明らかにしていく必要がある。特に水素溶解による材料の格子膨張は、材料の劣化現象にもつながる重要な問題である。本研究では、水素雰囲気 X 線回折による結晶構造解析を行うことを目的としているが、水素利用という性質上、より広範な水素濃度または温度における実験を安全かつ確実に遂行できるように実験装置体系を構築する必要がある。そこで、本年度は、まず既存のX線回折装置の試料室内を低真空またはヘリウムガス雰囲気にできるように改良し高温 X 線回折実験を行った。

【Fe-Ni 合金の高温X線回折】

Fe-Ni合金は、ステンレスやインバー、パーマロイなど多岐にわたり工業的に用いられており、本研究代表者らは添加Ni濃度によるFe中の水素拡散への影響が調べてきた[1]。この中で、原子半径・電子構造はほぼ同じであるがbcc構造であるFeとfcc構造であるNiが存在する合金中の水素挙動について検討を行った。図１はFe-Ni合金（3.0~50%Ni）中の水素拡散係数のアレニウスプロットである。この試料組成範囲内では、Ni濃度40％以上ではfcc構造を有するが、それ以下では 500 K(1000/T=1.2)付近でfcc構造からbcc構造への変態が起こる。図１より、拡散係数は必ずしもNi濃度に応じた系統的な変化をしているとは言えないが、bcc↔fcc相変態前後で拡散係数の温度依存性が異なること、つまりNi濃度が低い場合はbcc構造に、またNi濃度が高い場合にはfcc構造に由来する活性化エネルギーを持つことが報告されている。このことは、Fe-Ni合金系における水素拡散挙動はbcc↔fcc結晶構造（格子定数）変化に対応している可能性を示唆するものである。そこで、本研究では拡散係数測定を行った温度範囲で合金の結晶構造（格子定数）変化を調べ、水素拡散係数変化との相関を調べることを目的とした。

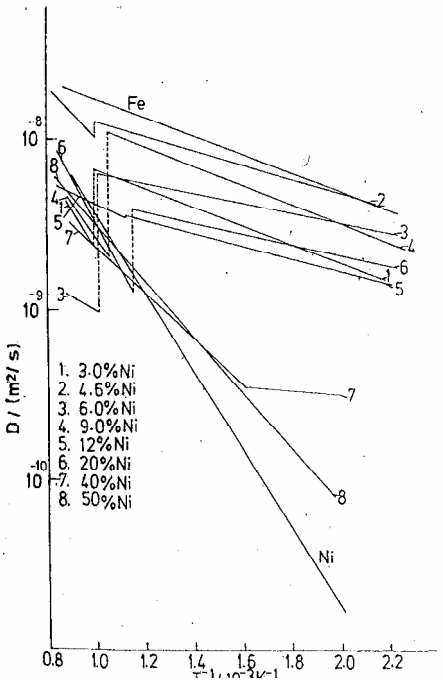


図１Fe-Ni合金中の水素の拡散係数[1]

・ 実験

試料は報告[1]にあるのと同じFe-Ni合金（鍛造材, Ni: 3-50%, Fe: balance）を用いた。高温X線回折にはリガク・ガイガーフレックス 2013 改良型（60kV, 50mA）を用い、ヘリウムガス雰囲気にて、288K~873K の温度範囲で測定を行った。格子定数の計算は実験により得られた回折結果の各ピーク角度から格子定数を計算し、外挿法を用いて精密化した。

・ 結果

図 2 は、Fe-3~50%Ni 合金中水素拡散係数の格子定数依存性を示している。Fe-20%Ni 試料を除いては、プロットが交差することもなく水素拡散係数と格子定数との間に良い相関が見られた。しかしながら、Ni 濃度の影響に関しては未だ不明な点が多く、例えば Fe-6%Ni 合金では格子定数およびその温度変化が最も小さいが、拡散係数の変化が大きいことが分かった。これは、前指数因子が格子定数の 2 乗に比例することから考えると逆のようではあるが、水素が入ることによっても格子定数が変化することが予想されるので、今回の研究だけで拡散係数について格子定数から議論することはできない。本研究結果を踏まえて、今後は水素雰囲気を換えて同様の実験を行い、水素の影響を調べる必要がある。

1）Hydrogen Permeation and Diffusion through Pure Fe, Pure Ni and Fe-Ni Alloys, Trans. Jpn. Inst. Metals, vol. 24, No. 1 (1983), pp. 49-58

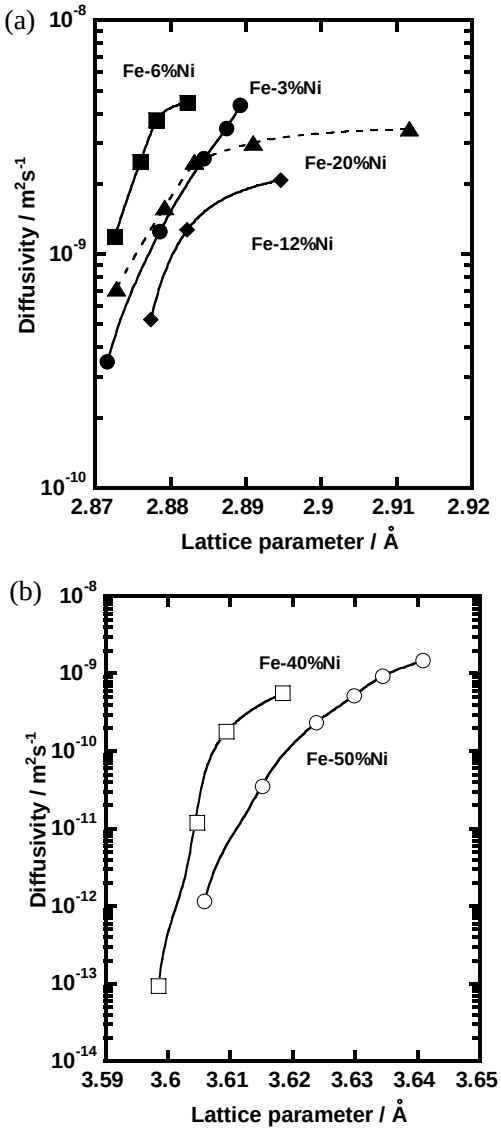


図 2　Fe-Ni 合金中水素拡散係数の格子定数依存性
(a) bcc 構造, (b) fcc 構造

金属およびセラミックス中の水素移動･集積挙動の解明

九州大学大学院総合理工学研究院・エネルギー理工学部門　　田辺　哲朗

・ 目的

金属およびセラミックス中の水素挙動は古くて新しい問題である。例えば、鉄鋼材料の遅れ割れは極微量の水素の集積により引き起こされるが、40 年以上研究されてきた現在でも未だに機構解明には至っていない。また将来の核融合・原子力材料および水素エネルギー材料においては、極限環境下で水素と材料との積極的な相互作用が考えられるため、材料の物理的・化学的変化が顕在化する可能性がある。特に、材料中の水素の熱力学ポテンシャルに著しい影響を与える水素濃度および温度における水素拡散・集積挙動を明確化する必要がある。本研究では、従来から用いられてきた金属中の水素分布可視化技術であるトリチウムオートラジオグラフィ（TARG）に加えて、最近生物および電子顕微鏡利用分野で発展が目覚しく、簡便かつ迅速に水素分布を定量的に可視化できるイメージングプレート(IP)法を金属（Zr, V, Fe, Ni, etc.）・セラミックス（$BaIn_2O_5$, etc.）に適用し、低濃度から高濃度、低温から高温における水素拡散・集積機構を解明することを目的としている。

・ 実験

IPによるイメージングは、ユーロピウム添加バリウムフロロハライド（BaFX：Eu^{2+}, X=Cl, Br, I）系輝尽発光物質を塗布したプラスチック製フィルムを試料表面に密着させるだけで水素（トリチウム）分布を得ることができる。この手法では、トリチウムベータ線入射電子により励起状態となった輝尽発光物質を専用の読取装置内でレーザー照射し、これが基底状態に戻るときに発せられる輝尽発光量（PSL）を測定することにより、水素（トリチウム）分布を定量的にイメージングすることが可能である。現段階では、輝尽発光物質層厚さ、輝尽発光の広がりなどにより空間分解能は 50 μmである。

以下に述べる放射性水素同位体トリチウムの利用は、箱崎地区エネルギー科学科 RI 実験室にて行われたものである。金属・セラミックスへのトリチウム含有水素導入は、金属・セラミックスの溶解エンタルピー、溶解濃度および温度を考慮して、ガス吸収法、水溶液中陰極電解法およびグロー放電法のいずれかの方法により行った。

【Zr 中の水素拡散挙動の可視化】

Zr試料として 4 mm×25 mm×1 mm**の再結晶化圧延平板を用いた。試料長手方向の端面（**4 mm×1 mm**）にのみグロー放電法により水素（トリチウム）を導入した。グロー放電は、予め** 10^{-6} Pa **に真空引きした放電管内にトリチウム含有水素ガス（**T/H=10^{-6}**）を** 20 Pa**導入し、電極間の電圧** 3 kV**で** 20 **分間行った。水素（トリチウム）導入後、真空中で** 573~773 K**の所定の温度で加熱することにより、端面にのみ存在していた水素（トリチウム）を**Zr**中に拡散させた。拡散実験終了後、試料を**IP**に密着させて、室温にて** 24 **時間露出を行った。得られた**IP**像の一例を図** 1(a)**に示す。**カラーは青から赤に近づくほどPSL強度が高くなることを意味しており、本来ならば放射線強度に基づいたPSL強度を示すものであるが、今回はPSL強度分布を指数関数的に強調しており、絶対強度を表してはいない。図中において、試料左側端面から右に向かってPSL強度が減少

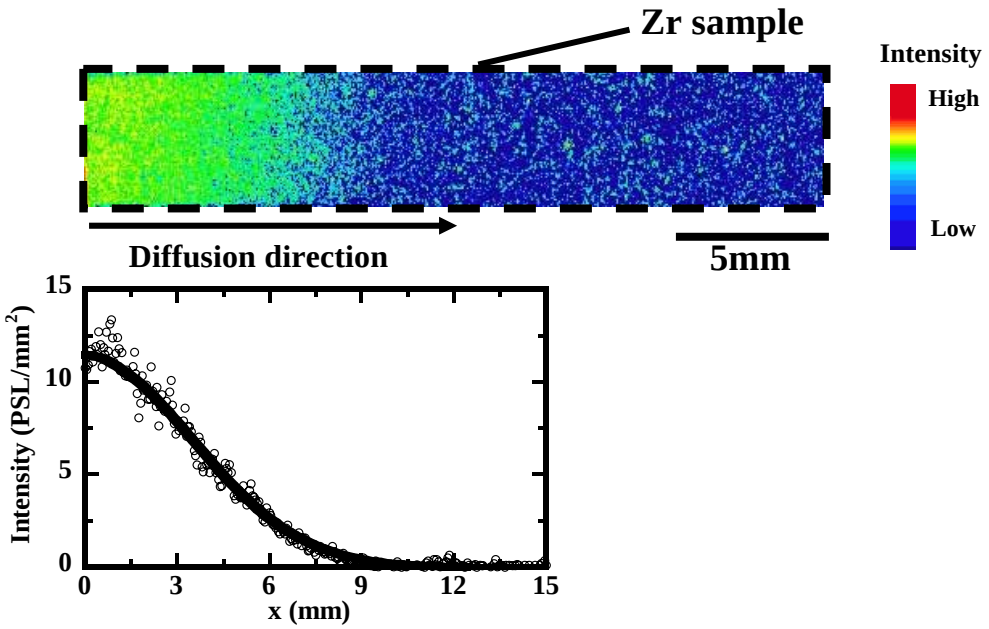


図 1 (a)　Zr 中の水素（トリチウム）分布 IP 像（拡散温度：673 K, 拡散時間：10 h）
(b)　試料端面からの PSL 強度プロファイル

しており、水素（トリチウム）が拡散している様子が明瞭に観察された。図 1(b)は、(a)のPSL強度マップに対応した、試料端面から長手方向への線分析結果である。1 次元薄膜拡散源と仮定した初期・境界条件でフィックの第 2 法則から導いた解析解は、得られた濃度プロファイルと良く一致しており、拡散係数は 2.6×10^{-10} m^2 s^{-1}**と求められた。この手法は、簡便かつ迅速に、非破壊で、極めて詳細な拡散濃度プロファイルを得ることができるため、水素濃度・温度または材料中の不純物による水素拡散・集積挙動への影響を解明するのに有用であることが分かった。**

・　研究成果報告

Application of imaging plate technique to determine diffusion coefficients of tritium in Zr and Zr alloys
K. Hashizume, Y. Saruwatari, T. Hirano, T. Otsuka, T. Tanabe, Y. Tsuchiuchi
Proc. 2005 Water Reactor Fuel Performance Meeting, 2005.10

Diffusional behavior of tritium in V-4Cr-4Ti alloy
K. Hahsizume, J. Masuda, T. Otsuka, T. Tanabe, Y. Hatano, Y. Nakamura, T. Nagasaka, T. Muroga
ICFRM-12, 2005.12

イメージングプレートを用いた酸素溶解 Zr 中のトリチウム拡散係数測定
平野智久、猿渡祐輝、大塚哲平、橋爪健一、田辺哲朗、土内義浩
日本金属学会秋期（第１３７回）大会、2005.9

バナジウム合金中のトリチウム拡散挙動
益田丈輔、橋爪健一、田辺哲朗、波多野雄治、室賀健夫、長坂琢也、中村幸男
日本金属学会秋期（第１３７回）大会、2005.9

Fe 中の転位ループの動的挙動に対する溶質原子の効果

大阪大学超高圧電子顕微鏡センター　荒河一渡

目的

格子間原子の集合体の動的挙動は、D-T 核融合による中性子照射下での材料中の微細構造発達過程において重要な役割を果たすことが知られている。我々はこれまでに、高エネルギー電子照射によって純 Fe 中に形成される二種類の格子間原子型転位ループ (Burgers ベクトル b=1/2<111> のループと b=<100> のループ) の動的挙動を調べ、両種類のループともに Burgers ベクトル方向に一次元移動し得ること、b=1/2<111> のループの一次元移動の頻度は b=<100> のループのそれより極めて高いことなどを明らかにしてきた。

本研究では、核融合炉構造材料の候補である Fe-Cr 合金のうち、Fe-Cr モデル合金を実験対象とし、純 Fe (純度 99.999 %) および Fe-0.1at.%Cr, Fe-3 at.% Cr, Fe-9at.%Cr, Fe-15at. % Cr 合金におけるループの動的挙動を TEM その場観察法により系統的に調べ、Fe 中のループの移動過程に Cr が及ぼす効果を抽出することを目的とした。

実験方法

大阪大学超高圧電子顕微鏡センターに付随する超高圧電子顕微鏡 H-3000 (Hitachi) を用いて各TEM用薄膜試料に高エネルギー電子照射を行い、直径数ナノメートルの微小ループを導入した。ここで、電子加速電圧は 1000 kVおよび 2000 kV、 照射強度は $1x10^{23}$－$1x10^{24}$ e^-/m^2s、照射温度は 110－290 Kとした。その後、超高真空電子顕微鏡H-9000UHV (Hitachi) 内で温度 290 Kから 900 K程度まで試料を段階的に加熱し、b=1/2<111>のループの熱活性化挙動を電子加速電圧 200 kVで観察した。

実験結果

主要な結果は次の通りである。(1) 純Fe中のb=1/2<111>のループの移動 (Fig. 1) は、450 K 程度で頻繁に起こり始めたのに対し、Fe-3Cr, Fe-9Cr, Fe-15Cr では顕著な移動は起こらなかった。Fig. 2 に、純FeとFe-9Crにおける微細組織の加熱に対する応答の比較を示す。純Feではループ移動により粗視化が進行するのに対し、Fe-9Crではループの移動がほとんど起こらないため顕著な粗視化が進行しない。(2) Fe-0.1Crにおいては、670 K 程度以上の温度では、昇温後しばらくすると止まっているループが動き出し、しばらく動いた後に再び止まるという現象が見られた。670 Kにて、動いているループにたいして、1/30 s ごとにループ位置を追跡することで、その拡散係数*D*を評価したところ、直径 6 nm 程度のループに対して、D(Fe-0.1Cr) = 1 nm^2/s 程度の値が得られた。この値は、純Feにおける同程度のサイズのループの同温度での拡散係数D(Fe)=10^3 nm^2/s より三桁も小さい値である。

考察

Fe-0.1Cr中のループの 670 K程度以上における挙動は、Cr雰囲気によるループの固着からの離脱―固溶したCrによる摩擦抵抗および雰囲気のひきずりによる減速されたループ運動―再固着、によるものとして解釈することができる。転位論に基づく解析を行ったところ、670 K においてD (Fe-0.1Cr) = 1 nm^2/s 程度の値を持つループは、ほとんと雰囲気の引きずりを伴わないと結論できた。この結果をもとに、ループを構成する転位セグメントとCr原子との結合エネルギーを 0.45 eV程度と評価できた。この値は、FeとCrの原子容の違いに基づく弾性相互作用エネルギー0.03eVより極めて大きい値である。よって、固溶したCrによる摩擦抵抗は、弾性論から予想されるよりもはるかに大きいと言える。

一方、Fe-3Cr, Fe-9Cr, Fe-15Cr におけるループ移動の顕著な抑制は、Cr 雰囲気によるループの固着によるものと考えられる。固着によるループ移動の抑制効果は極めて強い。

研究成果報告

[1] “Fe 中の転位ループのダイナミクスに及ぼす置換型溶質原子の効果”, 日本金属学会 2005 年秋期大会, 2005/9/28～9/30, 広島大学東広島キャンパス。
[2] “Fe-Cr 合金における転位ループのダイナミクス”, 日本金属学会 2005 年秋期大会, 2005/9/28～9/30, 広島大学東広島キャンパス。
[3] “鉄中の格子間原子型転位ループの移動過程の TEM その場観察 (招待講演)”, 照射場材料制御研究会, 2005/9/29, 広島大学東広島キャンパス。
[4] “One-dimensional motion of interstitial-type dislocation loops in Fe-Cr alloys by in situ transmission electron microscopy (Invited talk)”, Towards a multiscale modeling approach of irradiation damage in high-Cr steels: Computer simulation and experimental validation, 21 Feb 2006, SCK-CEN, Mol, Belgium.
[5] “Dynamics of nanometer-sized interstitial-type dislocation loops in iron by in situ transmission electron microscopy (Invited talk)”, Seminar, 23 Feb 2006, CEN-Saclay, France.
[6] “Dynamics of nanometer-sized interstitial-type dislocation loops in iron by in situ transmission electron microscopy (Invited talk)”, Seminar, 27 Feb 2006, UKAEA, Culham, UK.

研究組織

代表者：大阪大学超高圧電子顕微鏡センター　荒河一渡
協力者：大阪大学超高圧電子顕微鏡センター　森博太郎
所内世話人：九州大学応用力学研究所　吉田直亮

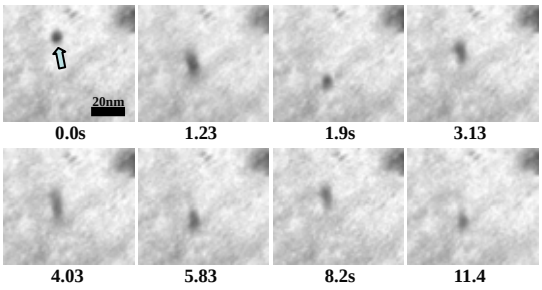


FIG. 1. One-dimensional motion of a small interstitial-type dislocation loop with the Burgers vector of 1/2<111> in pure Fe at 690 K. This loop makes back-and forth motion along a direction parallel to its Burgers vector.

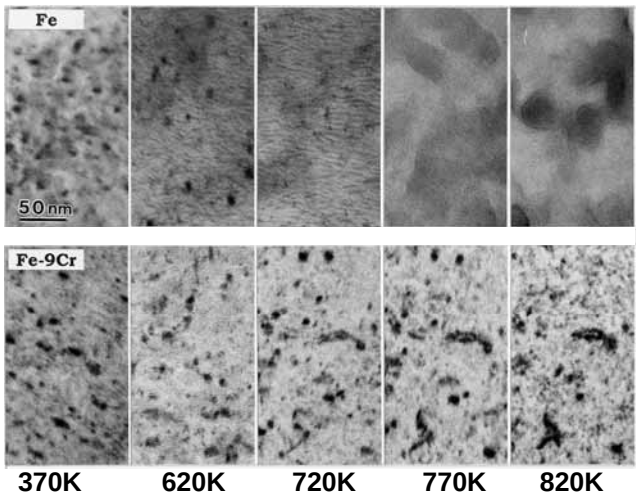


FIG. 2. Microstructural variation in pure Fe and Fe-9Cr upon heating subsequent to high-energy electron irradiation with a beam flux of $9x10^{22}$ e^-/m^2s to a dose of $3x\ 10^{25}$ e^-/m^2 at 110 K.

先進核融合材料としてのベリリウム金属間化合物に関する研究集会

研究代表者　東京工業大学　三島良直

標記研究会を平成 18 年 3 月 2 日に九州大学応用力学研究所で開催した。国内の複数の大学や公的研究機関である日本原子力開発機構、さらには世界を代表するベリリウムメーカーである日本ガイシ（株）からの参加があり、総勢 10 名での研究集会が行われた。今回は、今年度までの三年間に及ぶ協力研究成果についての総括的な議論を中心として行われた。また、数件の新規データに関する話題提供や今後の核融合炉学の展開をも視野に入れた報告及び討論も活発に行われた。

はじめに、今年度のベリリウム金属間化合物研究に関する様々な活動の報告があった。日本金属学会講演大会、12th International Conference on Fusion Reactor Materials、7th IEA International Workshop on Beryllium Technology for Fusion などへの参加報告に続き、三島から「エコマテリアルハンドブック　ベリリウム金属間化合物」及び「金属　2006 年 7 月号　金属間化合物の新しい可能性」等について執筆および執筆予定の報告があり、また九大の吉田直亮氏から「工業材料　2006 年 1 月号　21 世紀の技術を先導するのはこれだ！工業材料 キーワード 40　ベリリウム金属間化合物」に関する執筆及び出版の報告が行われた。

次に、新規データに関する話題提供が行われた。秋田大の佐藤芳幸氏はBe-V二元系合金における酸化増量の測定及び表面形状観察とEDX分析の結果、Be-Ti二元系合金に類する良好な対酸化特性と特異な温度依存性（800℃の場合が 1000℃よりも酸化しやすい）があることを報告した。九大の岩切宏友氏は重イオン照射し$Be_{12}Ti$における微細損傷組織観察結果について報告し、1.5dpa程度まで照射してもボイドの形成が一切観察されないことを示した。日本ガイシ（株）の内田宗範氏はITER計画における各種の情報提供を産業界の立場から行った。また日本原子力開発機構の土谷邦彦氏からITER計画に関連したブロードアプローチ計画に関する報告があり、今後十年の研究・開発スケジュール並びに中性子増倍微小球の開発についての情報提供が行われた。

その後、ベリリウム金属間化合物についての各研究テーマのまとめと今後の計画についての総合討論が行われた。特にベリリウム並びにベリリウム金属間化合物の取り扱い上の整備についての活発な議論が交わされた。内田宗範氏からは、ベリリウムの塵や蒸気に継続的にさらされる環境下でないかぎり、健康に影響を及ぼす危険性は極めて小さいとの説明があり、通常の試験研究の範疇では全く問題がないことを再確認した。また、周囲の全幅の理解を得るためには、取り扱い上の整備について一層の協力体制が重要であるという統一見解が得られた。

最後に来年度の予定についての議論が行われ、各自の研究成果をまとめて、2006年秋に開催される日本金属学会公募シンポジウム「金属間化合物材料の新たな可能性」に申し込み、成果報告及び議論を企画することになった。また、Be-V二元系合金についても本格的な協力研究を行っていくことに決定した。

研究集会「核燃焼プラズマ統合コード研究会」

京都大学　　福山淳

研究集会「核燃焼プラズマ統合コード研究会」は、２００５年９月１３日―１５日の３日間にわたり、US-Japan JIFT ワークショップ"Integrated Modeling of Multi-Scale Physics in Fusion Plasmas" organized by A. Fukuyama(Kyoto Univ.) and S. Jardin(Princeton Plasma Physics Laboratory)との共催により、九州大学応用力学研究所で開催された。この研究会は核燃焼プラズマ統合コード構想 BPSI (**B**urning **P**lasma **S**imulation **I**nitiative)の活動の一環として行われたものである(http://bpsi.nucleng.kyoto-u.ac.jp/bpsi/)。

はじめに

ITER ならびに核融合炉における核燃焼プラズマの振る舞いを予測し、その制御手法を確立する上で統合シミュレーションコードの開発はこれからの最重要課題である。ITER のサイトがフランスカデラッシュに決定し、建設に向けて計画が動き出したことは ITER 計画を支援してきた大学研究者にとっても喜ばしいことである。このように日欧を中心に ITER 計画が本格的に立ち上がろうとしているこの時期に、第４回核燃焼プラズマ統合コード研究会を九州大学応用力学研究所において開催し，国内の研究動向、研究の進め方ならびにこれからの研究協力について議論できたことは意義深い。今後も国際協力を進めつつ、核燃焼プラズマ統合コード研究会を継続して開催し、日本における研究のアクティビティを高め、ITER に貢献していく必要があると考える。

会議内容

参加者は３１名、発表件数は２７件（内訳：日本１８件、アメリカ６件、ヨーロッパ２件、韓国１件）であった。発表件数に関しては国内、海外の比率がおよそ 2 対１の割合であり、バランスのとれたワークショップであったと言える。プログラムは６つのセッション：(I) Integrated Modeling（４件)、(II) Edge-Core Integration（５件)、(III) Computation（２件)、(IV) Wave and MHD（４件)、(V) Transport Modeling（７件)、(VI) MHD and Transport（５件、うち２件は核融合以外）から構成された。

セッション(I)では Jardin、Becoulet、福山がそれぞれ米国、ヨーロッパ、日本における核燃焼プラズマのための統合化モデル構想の活動状況や今後の研究計画を報告した。活動自体は日本が米国、ヨーロッパに先行したが、米国、ヨーロッパではすでにプロジェクトとして研究組織が確立し、大型研究予算が正式に承認されており、ボランティア活動としてプロジェクトを遂行している日本が追い越されるのは時間の問題であると感じた。セッション(II)では Park が韓国における活動状況を報告したが、ソウル国立大学、KBSI を拠点として Core-Edge 統合化モデルプロジェクトが進行しつつある。Kritz がコアー、ペデスタル、ELM の動力学的統合モデルによるシミュレーション結果を報告した。小関が原研における核燃焼プラズマに対する取り組みを紹介した。また、Chang が CPES (Center for Plasma

Edge Simulation) プロジェクトの概要を報告した。セッション(III)では計算科学に関する報告がされ、実時間での実験データ解析を意識したコード開発（徳田）や新しい粒子シミュレーションスキーム（藤堂）が報告された。セッション(IV)では Bachelor が高エネルギー粒子と MHD の相互作用を統合化するプロジェクト SWIM (Simulation of Wave Interaction of MHD) を紹介した。セッション(V)では Weiland が運動量輸送を輸送コードに取り込み、Dimits shift が流体モデルでも説明できることを示した。鵜沢が外部平均流の帯状流生成に及ぼす効果を報告した。また本多が輸送シミュレーションによる CDBM モデル、GLF23 モデル、Weiland モデルの比較結果を報告した。GLF23 モデルの結果に関してアメリカ側からコメントがあり、ベンチマークに関して今後、情報交換を進めていくことになった。林は ITER における定常オペレーションの輸送シミュレーション結果を報告した。セッション(VI) では草野がさまざまな分野における多スケールシミュレーションのための Interlocking model（統合モデル）を紹介し地球シミュレータにおける研究事例を報告した。また矢木が BPSI 計画の一部として ITBL (IT based Laboratory)を用いた grid computing の取り組みを紹介した。

全体としてワークショップ前半はプロジェクトの研究計画やフレームワークを中心に報告がなされ、後半では各論を通じて結果報告された。米国では統合シミュレーションを目指した２つの新しい SciDAC プロジェクト、CPES と SWIM、が開始され、これまでの蓄積をベースに意欲的かつ組織的に研究が進められようとしている。日本国内においても、統合シミュレーションの成果は上がり始めてはいるが、より組織的な将来計画を提案していくことが必要であろう。また、個人的な印象として、異なるスケールを結合する新しいモデル（例えばサブグリッドモデルの一般化）、数値手法や並列化手法のテーマをもう少しプログラムの中に盛り込んでもよかったのではと思う。来年度の JIFT ワークショップはアメリカ側からオークリッジを開催候補地にしたい旨、提案があった。

最後にこのワークショップを開催するにあたり、九州大学応用力学研究所共同利用研究・集会旅費、浅田榮一研究奨励金、科学研究費補助金（基盤研究(B)　16360459、特別推進研究 16002005）の支援をうけたのでこの場を借りて感謝の意を表したい。

参考資料

[1]福山淳、矢木雅敏、US-Japan JIFT ワークショップ”Integrated Modeling of Multi-Scale Physics in Fusion Plasmas” combined with 4th annual meeting of Burning Plasma Simulation Initiative”, J. Plasma and Fusion Res. 81 (2005) 830.

[2]US-Japan JIFT workshop on ‘Integrated Modeling of Multi-Scale Physics in Fusion Plasmas’ combined with 4th annual meeting, Reports of RIAM, Kyushu University Supplements S-2 (2006).

US-Japan JIFT Workshop on
Integrated Modeling of Multi-Scale Physics in Fusion Plasmas
with Participants from EU and Korea
combined with Burning Plasma Simulation Initiative annual meeting(collaboration programe between RIAM and University)

--- #W601, RIAM, Kyushu University, Kasuga, Fukuoka, Japan, 2005/09/13-15 ---

9/13

9:00 Welcome and Announcement

Integrated Modeling

chaired by A. Fukuyama

9:10 S. C. Jardin (PPPL), *Towards Integrated Modeling of Burning Plasma*

9:50 A. Becoulet (CEA-Cadarache), *Integrated Tokamak Modelling Activity for ITER in Europe*

10:30 Coffee break

chaired by S. C. Jardin

10:40 A. Fukuyama (Kyoto U), *Integrated Modeling Activities in Japan*

11:20 L. LoDestro (LLNL), *Overview of Integrated Modeling Activities at LLNL*

12:00 Lunch

Edge-Core Integration

chaired by A. Becoulet

13:30 J. M. Park (KBSI), *Two-Dimensional Transport Simulations of KSTAR Tokamak in Coupled Region of Core, Edge Pedestal, and Scrape-off Layer*

14:10 A. Kritz (Lehigh U), *Pedestal, ELMs and Saturated Neoclassical Tearing Modes in Integrated Modeling Simulations*

14:50 T. Ozeki (JAERI), *Integration of Models for Burning Plasmas in JAERI, and ELM Simulation by Transport-MHD Codes*

15:30 Coffee break

chaired by T. Takizuka

15:40 C. S. Chang (New York U), *Integrated Simulation of Tokamak Edge Plasmas*

16:20 H. Kawashima (JAERI), *Divertor Simulations by Integrated Code (SONIC) with Plasma Fluid Modeling and Monte-Calro Modeling for Neutrals and Impurities*

17:00 H. Naitou (Yamaguchi U), *Extended MHD Simulation by Gyro-Reduced-MHD Code and Gyrokinetic Particle Code*

17:30 End of Session

09/14

Computation

chaired by K. Kusano

9:00 S. Tokuda (JAERI), *Present Status of the MARG2D Code and It's Parallel Computation*

9:30 Y. Todo (NIFS), *A Complementary Fluid Method in the Delta-f Particle Simulation*

10:00 Coffee break

Waves and MHD

chaired by T. Ozeki

10:10 D. B. Batchelor (ORNL), *Integrated Modeling of Wave-Particle Interactions and Interactions with MHD*

10:50 V. Chan (GA), *Simulation of ICRF Interactions with Fast Ions and Modification of MHD Stability*

11:30 S. Murakami (Kyoto U), *Integrated Modeling of Plasma Heating and Fast Particles*

12:10 Lunch

Transport Modeling

chaired by A. Kritz

13:30 J. Weiland (Chamers U), *Recent Progress in Transport Modelling; Momentum Transport and Effects of Varying Correlation Length*

14:10 K. Uzawa (Kyoto U), *Effect of External Mean Flow on Zonal Flow Generation*

14:40 J. E. Anderson (Kyoto U), *Zonal Flows Generation in Collisionless Trapped Electron Mode Turbulence*

15:10 Coffee break

chaired by J. Weiland

15:20 M. Honda (Kyoto U), *Comparison of Turbulent Transport Models in Tokamak Transport Simulations*

15:50 N. Hayashi (JAERI), *Simulation of Steady-State Operation in ITER*

16:30 A. Fukuyama (Kyoto U), Y. Nakamura (JAERI): *Simulation Modeling of Fully Non-Inductive Buildup Scenario in High Bootstrap Current Tokamaks without Center Solenoid*

17:10 O. Mitarai (Kyushu Tokai U), *Plasma Current Start-Up and Ignition in the Component Test Facility (CTF) Device*

17:40 End of Session

19:00 Workshop Dinner at "Juttoku-ya Tsukushi-guchi " (Near Hakata Station)

09/15

MHD and Transport

chaired by Y. Todo

9:00 K. Kusano (Earth S), *Interlocking Models for Multi-Scale Simulations*

9:40 N. Ohnishi (Tohoku U), *Radiation Hydrodynamics Simulations of Laboratory and Astrophysical Plasmas*

10:20 Coffee break

chaired by V. Chan

10:30 M. Yagi (Kyushu U), *Global Tokamak Simulation with Multi-Scale Interaction, (I) Neoclassical Tearing Mode (MHD & turbulence interaction)*

11:00 T. Ueda (Kyushu U), *Global Tokamak Simulation with Multi-Scale Interaction, (II) Status of Global ITG Code (transport & turbulence interaction)*

11:30 S. Nishimura (Kyushu U), *Global Tokamak Simulation with Multi-Scale Interaction, (III) RMHD Model Including Transport Effect (transport & MHD interaction)*

12:00 Lunch

chaired by M. Yagi

13:30 Summary and Discussion on Future Plan

15:00 Adjourn

核燃焼プラズマ統合コード

京都大学　　福山　淳

1. はじめに

ITER さらには将来の核融合炉に向けて，自律性の高い核燃焼プラズマの振る舞いを定量的に予測し，それを制御する手法を開発することが重要な課題となってきている．そのためには，炉心・周辺・ダイバータを含めた装置内のプラズマ全体について，立ち上げ・維持・突発事象・立ち下げを含めた放電時間全体にわたって，自己完結的な時間発展シミュレーションを実現することが必要となる．核燃焼プラズマ内で起こる現象は，100GHz から 1000s にわたる広い時間スケールと，10mm から 10m にわたる広い空間スケールに広がっており，単一のシミュレーションコードで記述することは不可能である．したがって，物理現象に応じて複数のコードを相互に結合させたシミュレーションが必要となる．さらに，核燃焼プラズマの定量的予測や制御手法開発は，ITER における実験計画の検討や運転シナリオの作成を進める上で戦略的にも非常に重要であり，利用可能な計算機資源の範囲で，できるだけ早期に実現することが望まれている．このような核燃焼プラズマ統合シミュレーションの実現に向けて，大学・核融合科学研究所・日本原子力研究開発機構等の研究協力の形で， 核燃焼プラズマ統合コード構想の活動が 2002 年から進められている．ここでは，その成果の一部を報告する．

2. TASK/TR シミュレーション

Current Diffusive Ballooning Mode (CDBM)乱流輸送モデルを非円形度が取り込めるように改良し(CDBMκ)、従来のモデルとの比較研究を行った．ベンチマークにおいては，‘ITER Physics Basis: Chapter 2’に基づく放電を選択した．この中には 38 ショットの L-mode 放電，小さな ELMS を含む 14 ショットの H-mode 放電(HSELM)，大 ELMs を含む 3 ショットの H-mode 放電(HGELM)が含まれる．シミュレーションは以下の条件で行った．

新古典輸送モデル, NCLASS，乱流輸送モデル, CDBM/CDBM05, GLF23, Weiland モデル, ITPA 分布データベースの定常実験分布を用い、密度分布固定のもとで熱輸送方程式を解く．粒子の輸送係数は $S_{NB,Wall}$ から評価した粒子フラックスから計算．解くべき領域は $\rho \le 0.9$ その他の条件として CDBM: $\mathbf{E}\times\mathbf{B}$シェアーリングの安定化は考慮しない．GLF23:トロイダル回転速度は実験より与える．評価関数として蓄積エネルギーの増分に対する平均値と標準偏差を以下のように定義する．

$$\langle R_W \rangle = \frac{1}{N}\sum_i^N R_{Wi},\ \sigma_W = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_i^N R_{Wi}^2},\ R_{Wi} = \frac{W_{sim,i}^{inc}}{W_{\exp,i}^{inc}} - 1,\quad W^{inc} = \frac{3}{2}\int_0^{0.9}\left[n_e(\rho)\tilde{T}_e(\rho) + n_i(\rho)\tilde{T}_i(\rho)\right]V' d\rho,$$

$$\tilde{T}(\rho) = T(\rho) - T(0.9)$$

ここでNはショット数を表す．図１にベンチマーク結果を示す．55 ショットに対し、ベストな結果は CDBMκを用いた計算結果であることが見て取れる．図２に DIII-D #78316(L-mode, ECH&ICH 加熱)の場合における温度分布の比較結果を示す． 分布の再現性においても CDBM, CDBMκモデルが優れていることがわかる．

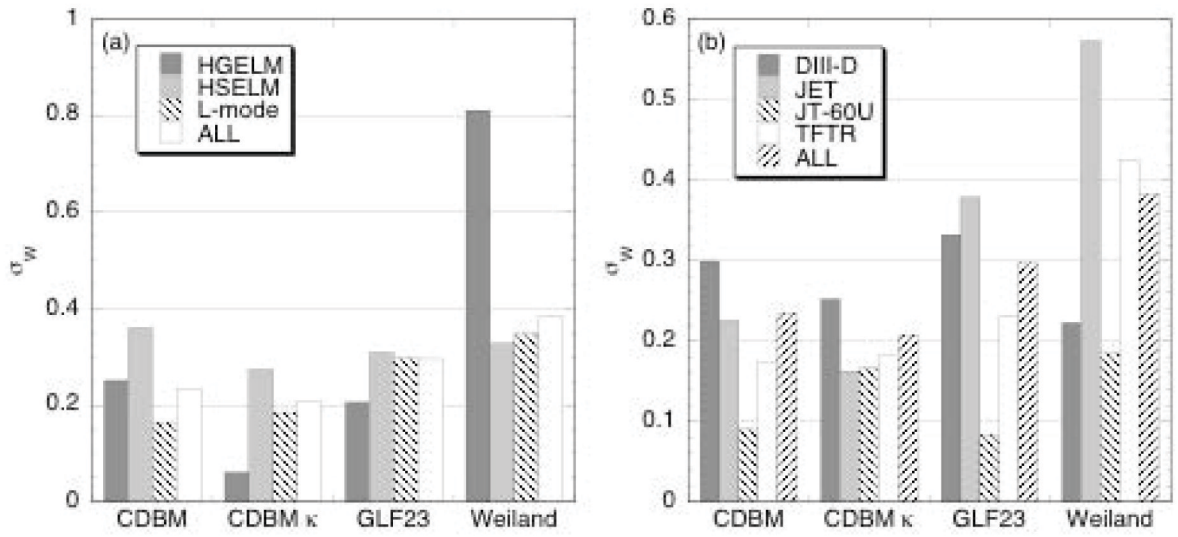


図１：さまざまなオペレーションモード、装置における３つの輸送モデルの比較

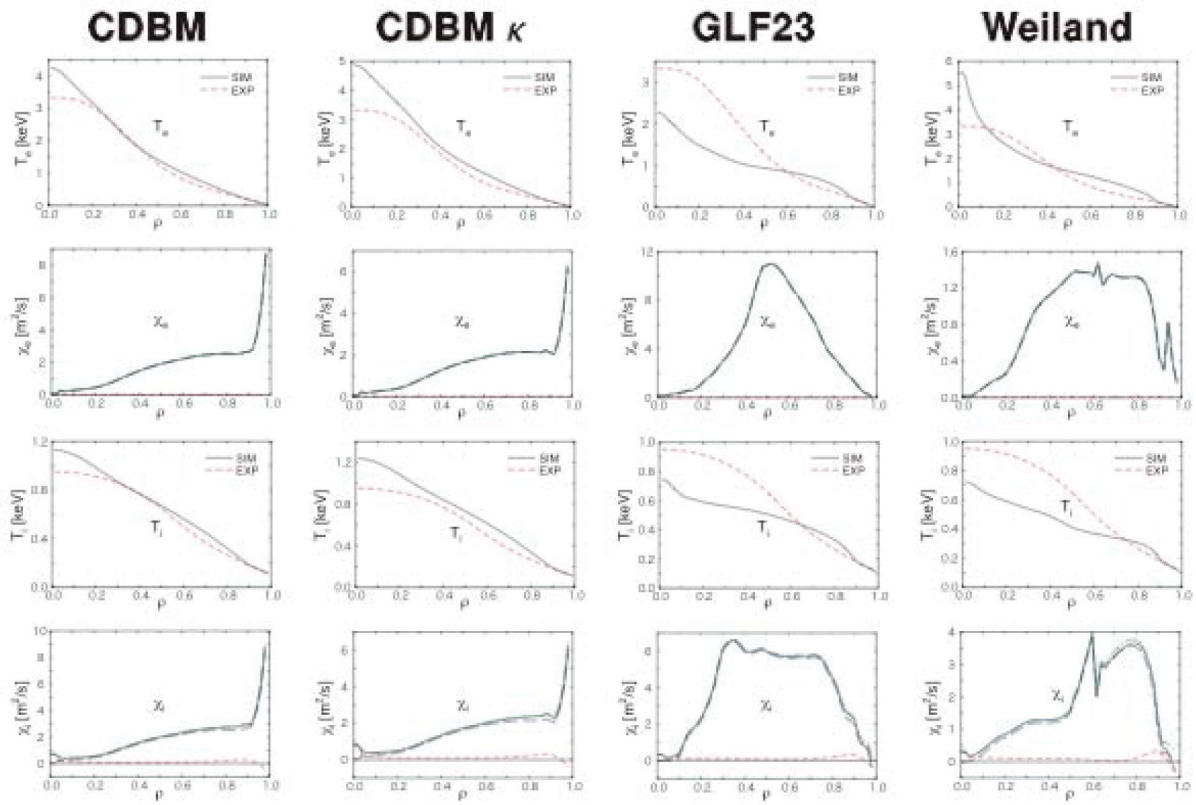


図２：DIII-D #78316 の場合における温度分布の比較

それぞれのモデルの特徴をまとめると CDBM：３つのモデルの中で一番よい結果を与える．しかし、電子温度は過小評価, GLF23 : オペレーションモードに対する依存性は弱い，$\tau = T_e / T_i > 1$のショットに対して実験結果を再現しない．Weiland:再現性のよい結果と悪い結果のひらきが大きすぎる.またフォローな密度分布では数値不安定性を起こしやすい．最後に **TASKV0.90** が**オープンソースとして公開されたことを付け加えておく** **http://bpsi.nucleng.kyoto-u.ac.jp/task/**