小特集

重相構造プラズマの形成がもたらす ベーパーシールディング効果

Vapor Shielding Effects Provided by Multi-Interactions among Solid, Liquid, Gas and Plasma

1. はじめに

菊池布介 兵庫県立大学工学研究科 (原稿受付:2017年5月20日)

トカマク型磁場閉じ込め核融合炉のプラズマ対向壁(ダ イバータ,第一壁)はディスラプション等の過度のパルス 熱負荷を受けると、材料表面が溶融、蒸発、粒子放出する ことで異常損耗する可能性がある. 核融合炉実現のために は、これらの損耗過程を正しく理解し、プラズマ対向材料 の寿命を十分なものとする必要がある. 特に壁由来の蒸気 がプラズマを冷却するベーパーシールディング(Vapor Shielding) 効果は壁への正味の熱負荷を10分の1に低減す るという報告があり、壁損耗量へのインパクトが非常に大 きい. しかし、ベーパーシールディング効果の評価には、 固相-液相-蒸気相-プラズマ相が近接して存在する重相 構造プラズマの理解が重要であるが、現象は非常に複雑で あり、未解明な課題も多く残されている。また、現在のト カマク実機においてベーパーシールディング効果を検証す ることは困難であり、模擬実験に頼らざるを得ない. 今後 の国際熱核融合実験炉 ITER や原型炉に向けた予測精度の 高いモデリング・シミュレーション研究が必要であり、そ こでは多様な素過程を十分考慮しなくてはならない. -方, このような重要な研究課題でありながら, これまで学 会誌でまとまった記事がなかった. そこで、ベーパーシー ルディングの現状の理解と課題を提示することを本小特集 の目的とした.

まず2章で、プラズマガン等の直線型プラズマ装置におけるベーパーシールディング実験研究について紹介する(菊池、高村). 具体的には、プラズマガンを用いたパルスプラズマ照射時の材料吸収エネルギー測定によるベーパーシールディング効果の実験的評価を示す。次に、壁へのプラズマからの熱流入を決定するシースを介した熱伝達機構、原子蒸気のプラズマ中への浸透と冷却機構を紹介し、さらにプラズマから表面が溶融した材料表面への運動量流

入という新しい概念を提示する.

重相構造プラズマ研究は核融合分野だけではなく,産業応用プラズマ研究においても重要な役割を果たしていることから,両分野で見出された知見を共有し,相互理解に発展させることが期待される.そこで3章では,アークプラズマとポリマー材料の相互作用におけるプラズマ冷却過程について示し,ベーパーシールディング効果を活用したアークフラッシュ事故防護服の産業応用例について紹介する(田中).

4章ではベーパーシールディング効果のモデリング・シ ミュレーション研究について紹介する. ベーパーシール ディング効果におけるエネルギー散逸効果は発生した蒸気 の輻射光によってもたらされる.しかし、蒸気による散逸 効果が顕著になるような高密度環境では、衝突励起過程に よって発生した輻射光は周辺の粒子に再吸収される. そこ で、衝突放射モデルにより放射と吸収を考慮した輻射輸送 解析に関する研究成果を解説する. さらに, 蒸気プラズマ 中の輻射輸送が重要となる事例として, EUV光源として期 待されるスズプラズマ生成における重相構造プラズマの流 体シミュレーションについても紹介する(砂原, Hassanein). 2章で論じるように、プラズマによる熱負荷の 特徴は壁とプラズマとの境界面におけるシースによってエ ネルギー流入率が決定されることにある. 5章では、蒸気 や2次電子放出に伴うシース領域の電位変動を考慮したモ デリングが可能となる PIC シミュレーションコード開発と ベーパーシールディングに関して得られた最新の知見につ いて紹介する(伊庭野,滝塚).最後に6章では、まとめと して、核融合炉内における高磁場環境がそれぞれの過程に 与える影響等, 重相構造プラズマ研究に今後求められる研 究課題について提示する (上田).

1. Introduction, KIKUCHI Yusuke,

Graduate School of Engineering, University of Hyogo, Himeji, HYOGO 671-2280, Japan

author's e-mail: ykikuchi@eng.u-hyogo.ac.jp



2. 核融合 PWI 分野における重相構造プラズマ実験研究

2. Experimental Studies of a Plasma with Multi-Phase Matters on Fusion PWI Research Fields

菊 池 祐 介,髙 村 秀 -1¹
KIKUCHI Yusuke and TAKAMURA Shuichi¹⁾
兵庫県立大学工学研究科,1¹愛知工業大学総合技術研究所

(原稿受付:2017年5月20日)

トカマク型核融合炉におけるディスラプション等のパルス熱負荷に起因するプラズマ対向材料の損傷過程 価には、蒸気相とプラズマの相互作用により発用する蒸気連蔽 (VS: Vapor Shielding) 効果の正しい理解が必

の評価には、蒸気相とプラズマの相互作用により発現する蒸気遮蔽 (VS: Vapor Shielding) 効果の正しい理解が必要である.本稿ではプラズマガンを用いた VS 実験結果をまず紹介し、VS 効果の評価に重要なシースを介したプラズマ熱流入過程、壁へのプラズマ運動量流入過程、プラズマ中への蒸発原子の浸透過程について論じる.

Keywords:

vapor shielding, multi-phase matters, divertor, pulse heat load, power transmission factor, nanostructured tungsten, plasma momentum input

2.1 はじめに

磁場閉じ込め核融合炉のプラズマ壁相互作用(PWI)分 野における Vapor Shielding (VS) という概念は Hassanein 達を中心としたグループによってもたらされたと理解して いる[1]. トカマクにおけるディスラプションや VDE (Vertical Displacement Event) 等によってプラズマ対向壁 表面材料が溶融・蒸発・飛散して受ける損耗の評価におい て, Vapor cloud (原子状蒸気, クラスター, ドロプレット を含む微粒子等)が、壁へ流入するプラズマ熱流束に対し て一種の緩衝層の役割を果たすと考えられた。 材料の観点 に立てば言わば"self-defensive plasma-dressed material"と いうことになろう. 固体のバルクーバブルを含む溶融層ー vapor cloud - プラズマは重層的構造を構成し、プラズマに おける微視的不安定性,溶融層における Kelvin-Helmholtz 不安定性に代表される[2]流体力学的挙動, cloud 内での原 子分子過程・輻射輸送がプラズマからの粒子流入、運動量 流入, 運動エネルギー注入の下に, これらが相互に絡み合 い複雑な動きをする. 図1に重相構造プラズマにおけるエ ネルギー輸送過程の概念図を示す.

ここで注意すべき点として、VSは現象の総称であり、多様な素過程から成り立っていることを忘れてはならない。「何が起こっているかわからないが熱流入が想定よりも減じている」ということで満足すると、学術としての進歩が失われると共に、さらなる発展が期待できない。本稿ではまず、従来、核融合 PWI 分野にてプラズマガン装置を用いて行われてきたVS実験を紹介する。その後、原子蒸気によるプラズマ冷却と考えられる過程の紹介と VS に影響を与えると思われる、プラズマから対向表面への運動量流入と

いう新しい考えの紹介をしながら、VS研究の今後の展開について述べる。

2.2 プラズマガンを用いた VS 実験

ディスラプション等のパルス熱負荷に対するプラズマ対向材料の損傷評価には、プラズマ粒子として熱負荷を与えられるプラズマガンを用いた模擬実験が有効であり、90年代初めから VS 効果に関する実験が行われている[3,4]. 例えば、鈴木達は日本原子力研究所(現:量研機構)で開発されたカロリーメータを米国のプラズマガン装置 PLADIS に持ち込み、プラズマから材料への吸収エネルギー密度を測定することで、VS 効果を評価した[4]. 入射されるプラズマからカロリーメータの受熱チップ材料に吸収されるエネルギーの割合は10%程度にとどまることが示された. なお、プラズマ照射前後の受熱チップの質量損失を測定し、材料吸収エネルギー評価に蒸発潜熱の影響を考慮している.

近年,国際熱核融合実験炉 ITER のダイバータ材にタン

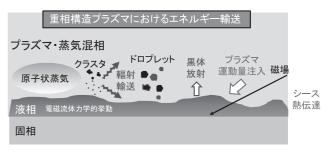


図1 重相構造プラズマにおけるエネルギー輸送過程の概念図.

 $Graduate\ School\ of\ Engineering,\ University\ of\ Hyogo,\ Himeji,\ HYOGO\ 671-2280,\ Japan$

author's e-mail: ykikuchi@eng.u-hyogo.ac.jp

グステン(W)が採用されることが決定され、国際トカマ ク物理活動 (ITPA) を中心に W ダイバータ寿命予測に関 する研究が盛んに行われている。また、ITER においては 第一壁にWに比べて融点の低いベリリウム (Be) が使用さ れるため、ディスラプション時のBeのVS効果が重要と考 えられている. このような背景から, 兵庫県立大学のプラ ズマガン装置を用いたVS研究が近年行われている [5,6]. 文献[6] における実験では、プラズマガンで生成さ れるパルスヘリウムプラズマが有するエネルギー密度は 0.8 MJ/m², パルス幅は 0.1 ms である. W 製受熱チップを 有するカロリーメータで測定された吸収エネルギー密度は 0.44 MJ/m² であり、この時、W 表面温度は融点以下であ る. 次に、Be の模擬材としてアルミニウム(Al)を受熱チッ プに用いた実験を実施した. 図2はAI製カロリーメータに パルスプラズマを照射した様子を高速カメラで撮影した結 果である. ここで、干渉フィルタを通した高速カメラを用 いて Al 原子発光 (394.40 nm) を観測した. Al 製受熱チッ プ前面にAI原子発光雲が観測され、蒸気相が形成されてい ることがわかる. この時の吸収熱負荷は $0.15\,\mathrm{MJ/m^2}$ であ り、W製受熱チップの場合の0.44 MJ/m²に比べて大きく低 下した. VSの効果を議論するには、壁表面からプラズマ側 へ持ち去られるパワーも正当に考慮する必要がある. 材料 表面における冷却機構として, 黒体放射と表面層物質の相 変化に伴う潜熱,蒸発熱の効果が考えられる. 黒体放射は MW/m^2 レベルであるのに対して、Type I ELM におけるプ ラズマ熱流入は GW/m^2 レベルであることから,ほぼ無視 できる.後者の潜熱も含めた熱伝導解析をした結果,実験 結果を説明するためにはさらなる冷却機構が必要なことが 示されている. また、VS効果を明らかにするには蒸気相形 成に起因するプラズマパラメータの変化を測定する必要が あるとともに,次節で詳述するシースを介したプラズマ熱 流入過程を考える必要がある.

2.3 シースを介したプラズマ熱流入過程 2.3.1 プラズマ熱流入過程1

壁へ流入するプラズマ熱流入の正しい評価には、シース

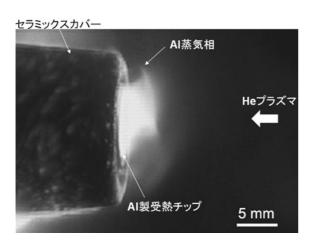


図 2 He パルスプラズマ照射時の AI 製受熱チップからの AI 原子 発光[6].

※図面引用:文献[6]の Fig. 6(c)を引用.

を介した熱伝達過程が重要であり、パワー伝達係数 (PTF: Power Transmission Factor) が次のように与えられる. 図3は文献[7]において示したものである. 壁へのプラズマ熱流入理解の出発点である. シース電圧が極めて重要であり、壁からの電子放出特性が決定的である. シース電圧が低くなるとプラズマ電子にとって電位障壁が低くなるので大量の電子熱流入をもたらす. 磁力線が壁表面へ斜め入射することによる電子放出抑制効果[8]はあまり期待できない. 何故ならこのような状況では壁表面の滑らかさが保持されているのは考えにくいのと、電子の飛び出しエネルギーが低くローレンツ力が小さいからである.

PTF はイオンのエネルギー反射係数にも大きく依存する.重水素イオンにとっては、炭素や AI といった軽元素壁に対しては小さく、W のような重い原子に対しては大きくなる.加えて、fuzz のような表面形態の変化に応じて上下する[9].いずれにしろ、壁への熱流入は上流ですべて決まるわけではなく、上流からの熱流が一定であっても、PTFが異なれば大きく異なってくる.トカマクのような場合には、磁力線を横切る熱輸送とも関連し、全体が自己矛盾の無いように決まる.この点も文献[7]で論じられた.

典型的なプラズマ熱パルスに伴う W ターゲットの応答を図 4 に示す [10]. これを含めて以下は小型高熱流プラズマ発生装置 AIT-PID [11] において重水素プラズマ環境下で行われた. 2nd Scheme (負パルスを加える陰極は放電陰極の場合 [10]) でプラズマ熱パルスが作られた. W ターゲットの厚みは $15~\mu m$ であり,比較的小電力で高温ターゲットの浮遊電位である. 最も重要なパラメータは ターゲットの浮遊電位である. 定常重水素プラズマ中では プラズマ電位 $+5\sim+6~V$ に対して,それは -20~V 程度である. したがってシース電圧は 20~V 前後である. しかし,熱パルスによる温度上昇により,熱電子放出が増し,シース電圧が著しく下がり,図 3 により PTF は正帰還的に大きくなりターゲットは高温化し,この際用いた放射温度計の上限3000 $\mathbb C$ に到達している. この温度でのW 原子の蒸発粒子束は $\sim 10^{21}~m^{-2} \cdot s^{-1}$ となる. この場合には時間的に PTF

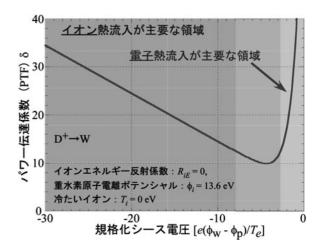


図 3 マクスウエル分布したプラズマ電子と冷たい重水素イオンで構成されたプラズマに対するパワー伝達係数 δ のシース電圧依存性. ϕ_W は壁の ϕ_P はプラズマの電位. T_e は電子温度

が著しく増大していく例である.

2.3.2 プラズマ熱流入過程2

PTFにも影響を与えた,壁材料表面の微視的形態とダイナミックな熱流入との関わり合いに焦点を当てよう.壁材料がWの場合には,核融合反応生成物であるヘリウムの照射により,表面に繊維状ナノ構造(fuzz と呼ばれる)が形成されることは良く知られている[12].図5(a)に模式的に示す,バルクとfuzz層の二重構造に対して過渡的なプラズマ熱パルスが襲来すると,熱流入のレベルと時間スケールに依って,この二重構造は異なる挙動を示す.そもそも熱パルスに対する固体表面の応答は熱拡散方程式で記述される[13].熱拡散係数を D_t ,経過時間をt,温度の空間変化の特性長を L_{th} とすると $L_{th} = 2\sqrt{D_t t}$ で記述される.正味の熱パルス継続時間tが短ければ,ごく表面層のみ昇温することになる.

図6はFirst Scheme (パルス印加陰極が放電陰極と反対

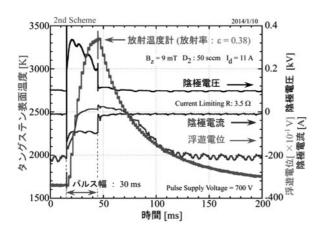


図 4 放電陰極に負パルス電圧を印加して熱パルス生成した (2nd Scheme) 場合の W ターゲットの代表的な時間応答 [10]. 放射温度計の測定上限 (3000℃) に到達している. W の浮遊電位は接地電位を超えて正に及んでいる. ※図面引用:文献[10]の Fig. 12 を引用.

側にある[10]) において、fuzzが生成して黒色化した Wに、異なるパワー密度の熱パルスを加えた場合の、(a)時間応答と、(b)12ショットの比較的大きなパワー密度の熱パルスを重畳したW表面のSEM画像を示す。(a)の上の時間トレースの場合は表面温度上昇が小さく、熱パルスに伴うパルス印加陰極からの電子ビームによって、発生した2次電子がfuzz組織によって捕捉され、プラズマ側に出ていけない[14]ことによる、-100 Vに及ぶ浮遊電位の低下が観測され、一方その下のパワーの大きい場合は、十分に表面温度が上昇して、浮遊電位はパルス立下り時に接地電位に到達し、実質的に図5(b)の「溶融」で示される、短い時間にのみ大きな熱流入が行われ、W二重構造の内、fuzz層のみが高温となり、溶融したと考えられる。SEM像(b)(2)と(3)ではW繊維が平たく広がってへばりついた形になっているが、これが溶融の特徴的な形態であり、次に示

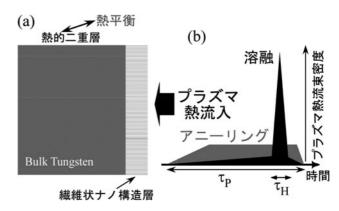
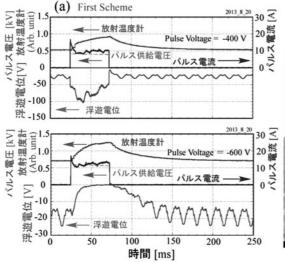


図5 高温に曝された繊維状ナノ構造形成表面の分岐現象[10]: (a)短時間で強力な熱パルスに対して表面ナノファイバー層とバルクとが熱的に分離する,熱的二重層が現れる. (b)でp:パルス長、でH:強力な熱パルスが襲来する時間.二種類のプラズマ熱流入形態がある.熱流束密度が高いがその持続時間が短い場合と、中間的熱流束密度であるが、持続時間が長い場合.

※図面引用:文献[10]の Fig. 17 を引用.



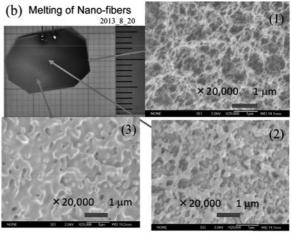


図 6 パルス印加陰極が放電陰極に対して軸方向反対側にある場合(1st Scheme)繊維状ナノ構造を有するW表面の電気的・熱的時間応答[10].(a)浮遊電位が-100 V に達する場合と接地電位に近づく場合.前者はパルス電圧が小さく、熱流が相対的に弱い、後者は大きな熱流が流入する場合.(b)12ショットのプラズマ熱パルス照射後の表面状態の変化を元の黒色化した面と SEM 上で比較、※図面引用:文献[10]の Fig. 15 を引用。

す**図7**(b)とは異なる. Fuzz 層に短パルスの強力なレーザ 光照射においても同様の現象が観測される[15].

図7の場合、浮遊電位は-2 V程度を20 ms程度維持しており、図5(b)の「アニーリング」と名付けられる熱の流入の仕方に近い。図7(b)(1)と(2)は異なる表面位置の SEM写真であるが、いずれも W 繊維が平たくなっているのではなく、繊維が短く太く、言わば縮減しているのに気付くであろう。これは溶融まで至らないが、高温で保持された時の W 繊維の典型的な形態であり、アニーリングに相当すると考えられる[16].

図5についてはこれまでも触れてきたが、「溶融」の場合は L_{th} の表式の絡みで、熱拡散係数の小さいfuzz層 [17]とWバルクの熱的二重層が形成された場合であり、「アニーリング」の場合は、両者が熱平衡状態に近い場合に相当すると考えられる。

2.3.3 壁へのプラズマ運動量流入の効果

比較的低温のプラズマ運動量は、プラズマ推進(イオンロケット)において認識されてきたが、VSへの影響については論じられてきたことはほとんどない。核融合炉心プラズマは大気圧あるいはそれ以上のプラズマ圧力を持つが、境界領域プラズマにおいては、固体壁を対象とする限り、プラズマのもたらす力は無視して構わないであろう。しかし、VSで問題となる壁が溶融・蒸発する状況では壁表面は液状化し、状況は一変する。

さて、AIT-PID におけるプラズマ熱パルス実験では壁として、極めて軽量な $15 \mu m$ 厚 W 箔を用いた事は既に述べた。結果的にこの選択はプラズマからの運動量流入に極めて敏感な配置となった[9]。太いプラズマ流を生み出す 2nd Scheme 配置での実験例を図 8 に示す。挿入写真の右側か

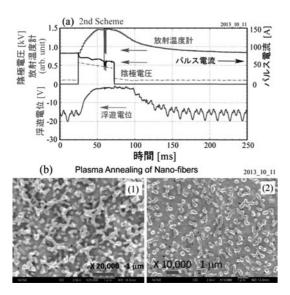


図7 2nd Scheme において、繊維状ナノ構造を有する W 表面の電気的・熱的時間応答[10]. (a) 浮遊電位、パルス電流、陰極電圧そして放射温度計のアナログ出力の時間変化、浮遊電位が接地電位に到達していないことに注意. (b) 17ショット照射後 FE-SEM で観測された W 表面. 異なる表面位置の 2 例. (1) と(2) はナノファイバーの長さが縮まり、太くなっていることがわかり、図 6 の溶融の場合と異なる. 高温によるアニーリングに特徴的.

※図面引用:文献[10]の Fig. 16 を引用.

らパルスプラズマ流がW箔に流入すると、中心部に2本の細いW線でぶら下げられた箔は熱パルスプラズマにより左に押され、パルス立下り後は固有振動で揺れる。グラフはターゲット箔の水平位置の時間変化を示している。この配置は片持ち梁(cantilever)[18]に類似であるので、プラズマ熱パルスによりターゲット箔が押されている時の傾きから、材料工学の知見を用いて、加わる力を評価することができる[10]。この際、梁の幾何学的配置と材料のヤング率が必要である。また、同じ配置でダイヤル・テンションゲージを用いて、同じひずみをもたらす応力を実測することもできる。図8で得られる振動周期もターゲットの物性値や寸法を用いて、梁に関する機械振動工学の知見から求めることができる。

一方,理論的にはイオンが流入し反射するときの運動量と蒸発原子束の反作用が運動量流入の主要因であるとして,評価できる[19]. PTF を議論する時に,粒子反射係数とエネルギー反射係数が用いられたが,ベクトル量である運動量に対しては運動量反射係数が新たに定義されなければならない.

AIT-PID で観測される運動量流入密度は数十 Pa 程度であるが、Giant ELM 等では数十 kPa 以上に達する可能性がある。液体面ではドロプレットの飛散や流体力学的挙動への影響など、未知の分野である。現象論的ではなく、素過程を理解した上で考えていけば、VS 研究の深みも増すのではないだろうか。

2.3.4 プラズマ中への蒸発原子の浸透

Hassanein に依ると熱パルスの襲来により壁表面から飛び出したドロプレット,微粒子,クラスター,蒸発原子などが後に続く壁表面へのプラズマ熱流入を減ずると提案している。しかし,プラズマ熱流入が「本来の」値から減ずるのみで、VSの効果があると考えるのは早計であり、そこでどのような素過程が生じているかを見極めることが VSを議論するうえで重要であることは2.1節で述べたとおり

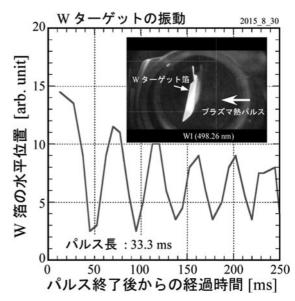


図8 2nd Scheme における、プラズマ熱パルスに起因する W ターゲット箔の水平振動.

である. 本節では上記に関連する現象を紹介し、VSとの関連を論じよう.

図9は、First Scheme において熱パルスを受けた時 に、Wターゲット箔を含む空間からのW原子線発光 (498.26 nm) を干渉フィルタを通して, 高速カメラ (1000 fps, shuttering: 1 ms) を用いてパルス立下り時点で 撮像された発光パターンである. (a)は入力パワー $P_{\rm in}=3.3\,{\rm kW}$ であり熱入力が比較的小さい場合である. ターゲット表面に隣接したW原子発光層が見られる. 写真 (a)ではガンマ補正を念のため強めに加えている. 補正な しはガンマ補正係数が1.0に相当することに注意しよう. これは弱い光をより強調しようというものである.一方, (b) は P_{in} = 11 kW と大きな熱入力の場合である. パルス最 終時点で浮遊電位が接地電位に到達し、W 温度も 3500 K 程度に達していると考えられる.この温度に対応する蒸発 W 原子束密度は 10²¹ m⁻² s⁻¹ 程度となる. この場合の W 原子発光領域はガンマ補正が(a)の場合より弱い0.6である にもかかわらず特に右下方に広がっているのが認められ る. この様子を数値化したものが図10に相当する. ター ゲット面に垂直方向における原子発光線強度を距離の関数 として示している. これらの数値化の際はガンマ補正を施

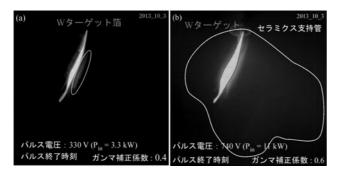


図 9 パルス強度による W 原子発光 (WI:498.26 nm) 領域の変化 [10]. (a) パルス供給電圧330 V, P_{in} =3.3 kW. W表面近傍 に層状の発光. (b) パルス供給電圧 740 V, P_{in} =11 kW. W表面近傍発光に加えて、弱い発光が大きく広がっている. ※図面引用:文献[10]の Fig. 7(b), 8(b) を引用.

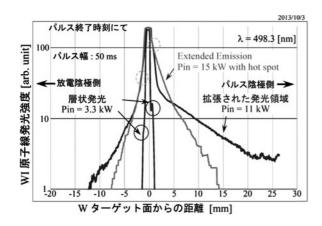


図10 三種類のパルス入力に対する WI 発光の空間分布[10]. 図 9 に対応. 15 kW の場合については W 表面に輝点が発生 して、分布が著しく不均一になっていると思われる. ○は 層状発光位置に相当する.

※図面引用:文献[10]の Fig. 10 を引用.

さない,元来のデータを用いている. \bigcirc で示した地点は層状発光の位置に相当し,強度変化に肩が現れる. $P_{\rm in}=11$ kW の場合は強度が空間的にゆっくり減少し,広がっているのがわかる.

熱パルス印加時のプラズマ密度を $1 \times 10^{19} \, \mathrm{m}^{-3}$,飛び出す W 原子のエネルギーを $0.3 \, \mathrm{eV}$ とすると,電離の平均自由 行程は $T_e = 3 \sim 5 \, \mathrm{eV}$ にて数 mm となる.実験よりこれが $20 \, \mathrm{mm}$ に及ぶとすると,プラズマ電子の温度は $1 \sim 2 \, \mathrm{eV}$ 程度と著しく低下していると考えざるを得ない.多量の W 原子束により,襲来したプラズマは W 原子の励起や電離に そのエネルギーを費やして,冷却したと考えるのが妥当であろう.直接電子温度は測定されていないが,これに伴い ターゲットに流入する熱流も減少し, VS の一形態になっている可能性がある.配置は異なるが,液体金属ダイバータ実験において,襲来する水素あるいはヘリウム・プラズマが錫蒸気によって冷却される VS 効果が報告されている [20].

2.4 まとめ

まず最初に、VS現象は、それをもたらす多くの素過程から成り立っていることを指摘した。これらの要因を同定することによって初めてその全貌を理解し、材料損耗評価を正しく行うことが可能となり、予測性能を持つことになる。なかんずく、材料表面で発生する物理過程、例えば蒸発に伴う冷却等を VS に含めるのかという微妙な、VS の定義に関わる点についてもはっきりさせないと議論がよって立つ位置が不明確になりかねない。

蒸発 W 原子東が、襲来するプラズマ電子群を冷却すると考えられる過程を紹介したが、プラズマ電子の温度低下あるいはエネルギー分布関数の変化を示さなければならない。一方、壁への運動量注入という新しい物理過程を明らかにしたが、これが VS に実際どのように寄与するかを実証するのは難しい課題であるが、例えばシート状のレーザー光レーリー散乱などで飛散を光学的に捉えるのは一つの切り口であろう。これらは核融合環境下に限ったことではなく、アーク放電の陰極等で起こることと類似的であろう [21] . また、W 材料そのものについても、高温での機械強度特性を期待してドープされた高融点金属炭化物等[22]の溶融過程への影響やその他の材料物性が VS に及ぼす効果も将来の課題である。

参考文献

- [1] A.A. Hassanein, Fusion Eng. Des. 60, 527 (2002).
- [2] G. Miloshevsky and A. Hassanein, J. Nucl. Mater. 415, S 74 (2011).
- [3] V.R. Barabash et al., J. Nucl. Mater. 187, 298 (1992).
- [4] S. Suzuki et al., J. Nucl. Mater. 200, 265 (1993).
- [5] M. Nagata *et al.*, IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng. 4, 418 (2009).
- [6] Y. Kikuchi et al., Phys. Scr. T167, 014065 (2016).
- [7] 菊池祐介 他:プラズマ・核融合学会誌 90,480 (2014).
- [8] S. Mizoshita et al., J. Nucl. Mater. 220-222, 488 (1995).
- [9] S. Takamura et al., Contrib. Plasma Phys. 54, 474 (2014).

- [10] S. Takamura and Y. Uesugi, Nucl. Fusion **55**, 033003
- [11] S. Takamura, IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng. 7, S19 (2012).
- [12] 髙村秀一 他:日本物理学会誌 68,602 (2013).
- [13] 髙村秀一:境界領域プラズマ理工学の基礎, 10.4 節 (森 北出版㈱, 2010).
- [14] S. Takamura et al., Nucl. Fusion 52, 123001 (2012).
- [15] S. Kajita et al., Nucl. Fusion 47, 1358 (2007).

- [16] T. Miyamoto et al., Plasma Sci. Technol. 15, 161 (2013).
- [17] S. Kajita et al., Results in Phys. 6, 877 (2016).
- [18] 宇津木論: 絵ときでわかる材料力学,第4章 (オーム 社,2015).
- [19] S. Takamura et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 681 (2016).
- [20] G.G. van Eden et al., Phys. Rev. Lett. 116, 135002 (2016).
- [21] M. Tanaka et al., Jpn. J. Appl. Phys. 55, 07LC01 (2016).
- [22] H. Kurishita et al., Phys. Scr. T159, 014032 (2014).



3. 産業分野におけるポリマー溶発による ベーパーシールディングの利用

一耐アーク防護服開発への応用ー

3. Experimental Studies on Vapor Shielding Due to Polymer Ablation in Industrial Fields -Applications to Development of Arc-Resistant Clothes-

田中康規 TANAKA Yasunori 金沢大学理工研究域電子情報学系 (原稿受付: 2017年5月20日)

熱プラズマによるポリマーアブレーション現象は、故障電流を遮断する電力用遮断器や、宇宙探査カプセルの熱シールドなど産業に応用されている。本章では、ポリマーアブレーションの産業応用の例として、耐アーク防護服開発を目的とした、ポリマー溶発性繊維を用いた布材の熱シールド効果の検討を紹介する。

Keywords:

arc plasmas, thermal plasmas, polymer ablation, vapor shielding, arc-resistant clothes

3.1 はじめに

重相構造プラズマとは、固相・液相・気相とプラズマの 複数の相が狭い範囲に同時に混在する状態とされている. このような状態は、産業分野として熱プラズマ応用分野に おいても見ることができる.「熱プラズマ」はガス温度が 高くエンタルピーが大きいため、固体なども加熱溶融でき るため、その産業応用分野においては重相構造がしばしば 現れる. 例えば熱プラズマの一つである「アーク放電」は、 アーク溶接, プラズマ切断, 電力用遮断器など様々な用途 で活用されている. アーク放電はガス温度が数千から 10000 K 程度にまで達しており、一方でその一部が電極と 接触してアーク放電自身を維持している。この電極表面に おいては, アーク放電からの高い熱流束, イオン表面再結 合時に放出されるエネルギーなどにより, 固体電極の一部 は溶融し液相となり、その一部は蒸発する. これがアーク プラズマに混合することでアーク放電の特性を変化させて いる. すなわち、いわゆる重相構造になっていると考えら れる. 熱プラズマを利用した機能性ナノ粒子生成において は、原料固体粉体を熱プラズマに投入し、これを溶融・蒸 発させ、さらには核生成を生じさせ、さらにこれが冷却さ れていく過程で、分子、クラスタとなり相転移を経て、ナ ノ粒子が形成されていく. このように熱プラズマ応用の分 野においては、固相・液相・気相・プラズマを同時に把握 し、その相変化も制御すること、すなわち重相構造プラズ マの理解と制御が重要となることが多い.

熱プラズマ応用の一つに、ポリマーアブレーション (ポ リマー溶発)を利用するものがある. ポリマーアブレー ションとは, 固体ポリマー材料に温度数千から数万度の高 温熱プラズマが接触する際に、ポリマー材料が急激に熱分 解し、ポリマー分解ガスを放出する現象である. このよう なポリマーアブレーション現象に対しては, 様々な産業分 野で応用例がある. 例えば配線用遮断器の一部には、大電 流遮断時に発生するアーク放電を減衰させるために, ポリ マー溶発を利用するものがあり、ポリマーアブレーション 支援型 (Polymer Ablation Assisted) と呼ばれている [1]. 高電圧遮断器においてもポリマーアブレーションを 利用するものも開発されている[2]. 宇宙分野においても ポリマーアブレーションが利用されている. ポリマーアブ レーションを利用して熱遮蔽を行うのがアブレータであ る. 例えば、小惑星探査機「はやぶさ」の探査カプセルが 地球に帰還する際、大気圏再突入時に生じる空力加熱によ り機体は加熱される.この空力加熱による高温プラズマか ら機体内部への熱伝達を低減させる熱遮蔽機構として, ア ブレータの溶発現象が積極的に用いられている[3-6].

ポリマーアブレーション応用の特殊な例として,近年,耐アーク防護服への応用がある。米国では、多い時で1日に5件-10件のアークフラッシュ事故が生じていると報告されている[7,8]。このアークフラッシュ事故は、電気盤・分電盤などの高電圧設備の点検作業や部品交換作業時に、誤って回路を短絡してしまうなどによって突発的に生じ

Kanazawa University, Kanazawa, ISHIKAWA920-1192, Japan

author's e-mail: tanaka@ec.t.kanazawa-u.ac.jp

る.このとき短絡故障箇所においてはアークプラズマが発生する.このアークプラズマは温度数千 K となる.この高温ガスが ms オーダの時間で空間的に広がり,これに作業員が包まれる場合がある.そのため,上記のような作業を行うときは耐アーク防護服の着用が義務付けられている[7,9].一般に,アークの温度はおよそ5000 K 以上と非常に高温である.通常の耐火防護服の素材では,高温のアークからの熱流東を十分に遮断することは困難であり,作業員の重度の火傷事故や死亡事故を引き起こす場合がある.通常の耐アーク防護服の熱遮蔽性能はこれらの「ハザード」に対して十分とはいえない.そのため,現在の作業性の確保と耐アーク防護性の更なる向上が求められている.

本章では、筆者らが独自に行っている「ポリマー溶発を利用する耐アーク防護服」の基礎検討概要について紹介する[10-18].まずアブレーションを生じ、布材に適するポリマー合成繊維材料の選定、次にその合成繊維を用いた布材へ熱プラズマを直接照射した場合における溶発現象の生起の有無、溶発現象が生じる場合の温度上昇の抑制効果の実験的検討、さらにはアブレーションによる熱シールド効果の数値解析的な検討について、簡単に記している.

3.2 ポリマーアブレーションによる熱シールド 効果の概略

図1は、ポリマーアブレーションを利用する熱シールド効果の概要を示している。布材表面においては、アークプラズマの照射により温度が急激に上昇し、急激に分解する。分解物はさらに温度上昇に、材料によっては急激な相転移を伴って、気相状態となる。そのため、布材表面においては局所的に圧力が上昇し、上記の分解ガスが布材表面から噴出する。この噴出する分解ガスが、布材表面に照射されるアークプラズマからの熱流を低減する。この分解ガスは多種の多原子分子からなるため、熱流のエネルギーは分子の振動・回転励起、解離に消費されるため、見かけ上の熱容量が大きい。そのため熱シールド効果を見込むことができると考えられる。

このようなポリマーアブレーションによる熱シールド効果を、耐アーク防護服に適用するためには、(1)通常の作業には問題とならない作業性・通気性・吸水性を十分有すること、(2)アブレーションしやすい、すなわち即応性を有すること、かつ十分な量のアブレーションガスを噴出すること、(3)アブレーションしても布材が破れないこと、などが挙げられる。これらを満たすために、後述するよう

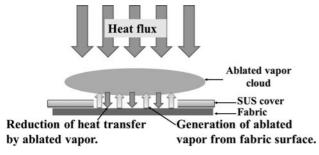


図1 溶発蒸気による熱シールド機構のイメージ図[17].

な二層構造の布材開発を行っている. すなわち, アーク照 射面には溶発しやすい繊維(溶発性繊維)を用い,皮膚側 には,耐熱性・形状安定に優れる耐熱性繊維を用いる.

3.3 溶発による熱シールドに適する繊維材の選定 3.3.1 熱プラズマ照射装置

まず溶発による熱シールド効果に適する材料を選定す る. 大気圧アーク放電は, 挙動が不安定であり, これを繊 維材・布材に照射するには再現性が低い. そのため、基礎 的な熱プラズマ照射試験では、熱プラズマとして誘導熱プ ラズマを用いる[10]. アーク放電も誘導熱プラズマも「熱 プラズマ」に属し、電子-ガス粒子間の衝突頻度が極めて高 く、ガス温度と電子温度とがほぼ等しい[19]. 誘導熱プラ ズマは安定に熱プラズマを維持でき、電極がないため不純 物混入がなく再現性がよい特徴を有する.さらにガスとし て Ar を使用することで、熱プラズマ照射による表面化学 反応を伴わない熱流を、繊維材・布材に照射できる. 図2 に, 本実験に使用した誘導熱プラズマトーチと反応容器の 概略を示す[10]. 熱プラズマ発生部(トーチ)は、内径 70 mmø, 外径 95 mmø, 長さ 330 mm の円筒型石英管であ る. シースガスとして Ar ガスをプラズマトーチの上端か ら内管内壁に沿って流している. このプラズマトーチには 8ターンの誘導コイルが巻いてあり、高周波電流を流すこ とによりトーチ内に熱プラズマを発生・維持する. 大気圧 におけるアークを想定して、チャンバー内圧力は 760 Torr に設定した. Ar 誘導熱プラズマを入力電力 8.54 kW, シー スガス流量 Ar:30 slpm で運転した場合、繊維材・布材に 照射される熱流束は,数値解析および実験的手法から 550 kW/m² 程度と見積もれる.

試験試料は、図2のチャンバー左側に取り付けた可動式投入装置を用いて、プラズマの安定維持条件を実現した後にプラズマ直下へ投入する。図3に、試料固定用のサンプルホルダーの概略図を示す。サンプルホルダーは同図(a)に示す「圧縮成形繊維」用と、同図(b)に示す「布材」用の二種類を作成した。このホルダーは、「ベース」と「カバー」の2つのパーツから構成されている。ベースの上に照射対象の試料を置く。さらに、熱プラズマ流に曝されても試料を固定できるようにその上からカバーをする。カバーの表面中央には穴があけてある。布用ホルダーの場合、直径16 mmの穴を通して試料に対して熱プラズマを直接照射する。布材とベースの間には、厚さ12 μ m、面積30 μ m のアルミ箔を通して熱電対を設置しており、これにより布の裏面温度を測定する。温度測定には、Kタイプの熱電対を用いた。

3.3.2 布材に使用する繊維材の選定

布材の溶発現象の基礎的検討として、まず様々な「繊維材」へ誘導熱プラズマ照射試験を行った。この試験で用いる「繊維材」とは、布材の原糸となる繊維であり、これを円柱形状に圧縮して押し固めた「圧縮成形繊維」を実施対象とした。図4は、例としてナイロン系繊維、モダアクリル系繊維の圧縮成形繊維試料に、上部からAr誘導熱プラズマを照射したときの写真である。同図において輝度の高

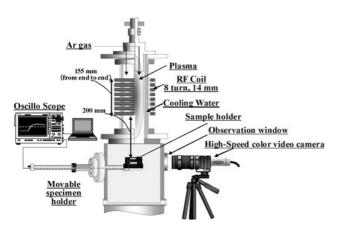


図2 プラズマトーチおよび観測システム[17].

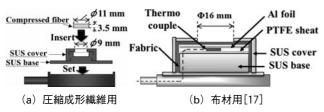


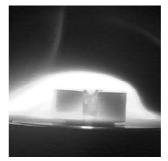
図3 サンプルホルダの概略図.

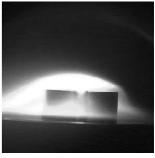
い部分が溶発蒸気からの発光である.これは、溶発により生じた C_2 からの発光 (C_2 Swan 系) によるものであることが分光観測から判明している [10, 12]. さらにその放射スペクトルの波長プロファイルから、蒸気温度(振動励起温度)は 3000 K-4000 K 程度と算出できた.この温度は、Ar熱プラズマ流の温度(Ar励起温度:8000 K)より十分低い.このことから、溶発蒸気雲による熱遮蔽効果が期待できる.本試験から、ナイロン系繊維、ポリエチレン系繊維およびモダアクリル系繊維において溶発が生じることが確認できた.

熱プラズマ照射後の繊維をレーザー顕微鏡を用い表面観察した。その結果の一例が図5である。図5(b)に示すように、ナイロン繊維は溶融し、元の繊維形状がほとんど確認できない。同様にポリエチレン系繊維も繊維形状が確認できなくなった。溶融する繊維材料は、溶融して皮膚に到達すると二次火傷を引き起こすため、防護服への応用には適切ではない。一方、モダアクリル系繊維では図5(d)に示すように溶融せず溶発・炭化し、元の繊維形状を有する。このことから、溶発熱遮蔽機構に利用するには、モダアクリル(MA)系繊維が溶発性繊維として有力であると判断できる。一方、パラ系アラミド(p-Aramid)繊維は、溶発はしないが耐熱・形状安定性に優れる。このMA繊維と p-Aramid 繊維を組み合わせることで、溶発を用いた熱遮蔽布材の開発を検討した[13,17]。

3.4 二層式布材への Ar 誘導熱プラズマ照射[15] 3.4.1 二層構造の布材

通常, 布は一種類の繊維材料から糸を作成し, それを織って形成される. しかし, 繊維材 A の糸と繊維材 B の糸から布材を作成する場合には, 織り方により, ある面には

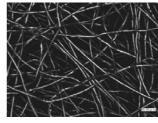




(a) ナイロン

(b) モダアクリル

図4 圧縮成形繊維への Ar 誘導熱プラズマ照射時の様相.



(a) 照射前 (ナイロン)

(b) 照射後 (ナイロン)



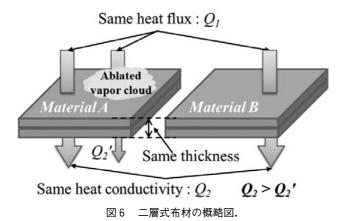


(c)照射前(モダアクリル)

(d) 照射後 (モダアクリル)

図5 圧縮成形繊維表面のレーザー顕微鏡観察結果.

繊維材 A が優位に露出し、反対面には繊維材 B が優位に露 出するような布材を作成することができる. これを二層式 布材と呼ぶ. この手法を用いることにより, アーク照射面 には溶発しやすい繊維から成る面を作成し, 反対側には溶 発しにくく形状安定性に優れる繊維から成る面をもつ布材 を作り出すことができる. 今回, 溶発特性に優れる MA 繊維と、耐熱・形状安定性に優れる p-Aramid 繊維を組み 合わせることで、溶発を用いた熱遮蔽布材の開発を検討し た. このような二層式布材を用いることで、溶発による布 材裏面温度の上昇抑制効果も次のように検討できる. その ため, 布を形成する繊維が変われば厚さや熱伝導率が異な る. 例えば、今回検討を行うパラ系アラミド (p-Aramid) 繊維とモダアクリル(MA)繊維では熱伝導率がそれぞれ 0.04 W/(m·K), 0.66 W/(m·K)と16倍程度異なる. そのた め, 布材の裏面温度変化の違いが溶発以外の物性要因も含 まれる.図6に、二層式布の概略図を示す.もし溶発が生 じなければ、繊維材 A が照射面の場合と繊維材 B が照射面 の場合で, 巨視的に見た布の熱伝導率および厚みは等し い. 一方, 繊維材 A が溶発性繊維, 繊維材 B が非溶発性繊 維から成る布を作成した場合, それぞれの面に Ar 誘導熱 プラズマを照射すれば、繊維材 A に熱プラズマを照射した 場合のみ溶発が生じる.このとき、それぞれの裏面温度変 化を比較すれば、その差は溶発による寄与分であると推定



できる.**表1**に作成した布材の構成を,ここでは,熱プラズマが照射される面を"Irad. side"と表示している.

3.4.2 熱プラズマ照射による布材からの溶発蒸気観測

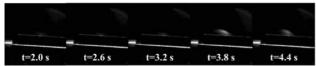
図7に、可視光観察結果の連続画像を示す。この画像は、照射開始から2s後から $\Delta t = 0.6$ sの間隔でキャプチャした連続画像である。一連の画像を通して、MAが照射面 (Irrad. side)となる Test3、Test4の場合において、青白色の多くの溶発蒸気を観測した。両者ともに蒸気噴出までに2s-3sを要するが、溶発開始後は2s-3s程度の持続性があると言える。一方、照射面がp-Aramid 繊維から成る Test1 および Test2 では溶発蒸気の噴出がほとんどない。Test1 では両面共にp-Aramid 繊維であるため、溶発蒸気の噴出が全くないが、Test2では裏面がMA繊維から成るため、極

表1 二層式布材の構成繊維の組み合わせ.

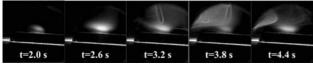
	Test1	Test2	Test3	Test4
Irad. side	p-Aramid	p-Aramid	MA	MA
Back side	p-Aramid	MA	p-Aramid	MA



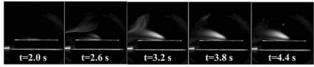
(a) Test1 (Irrad. side : p-Aramid / back side : p-Aramid)



(b) Test2 (p-Aramid / MA)



(c) Test3 (MA / p-Aramid)



(d) Test4 (MA / MA)

図7 Ar誘導熱プラズマ照射時における布材の様子.

少量の蒸気噴出を観測した.これは、Test2の表面に照射された熱流が第二材料(裏面材料 MA)にまで達し、MAが分解したためであると推察できる。Test2における蒸気量は Test3 や Test4に比べるとはるかに少ない量である.以上より、蒸気の噴出には照射面の布材料に大きく依存すると考えられる.

図8に、熱プラズマ照射後における布材の裏面画像を示す。Test 1では、布材のダメージをほとんど確認できない。一方で、Test 2、Test 3 および Test 4 においては、裏面が黒く変色した。Test 4では一部の繊維が完全に消失し、穴が開いた。これは、熱分解しやすい MA 繊維のみで構成されたためと考えられる。このため溶発性繊維のみから構成される布材は防護服への応用が難しいといえる。p-Aramid 繊維を含む Test 2 および Test 3 では、布材に切れ目が入ったが繊維が完全に消失することはなかった。

3.4.3 布材裏面温度の測定および熱遮蔽効果の検討

Ar 誘導熱プラズマ照射時における布材裏面温度の測定を行うことで溶発蒸気の噴出による熱遮蔽効果の検討を行った. 図9に、温度測定結果を示す.照射開始温度を統一するために、布材裏面温度が40Cとなるタイミングを照射開始時刻とし、照射時間は5sとした.p-Aramidのみからなる布材(Test1)では、最高到達温度がおよそ245C、温度上昇率が48.72C/sであり、全ての試料の中で最も高い.熱プラズマ照射面がp-Aramid繊維のTest2では、温度上昇率,最高到達温度共に Test1 と比較的近い値となった.一方、熱プラズマ照射面が MA 繊維の Test3 では照射開始からおよそ1.8sの地点において、温度上昇率が59.2C/sから31.5C/sへと急激に低下した.これは溶発による効果であると推察できる.

裏面温度の測定結果から、布材裏面への熱流束 Q_2 を算

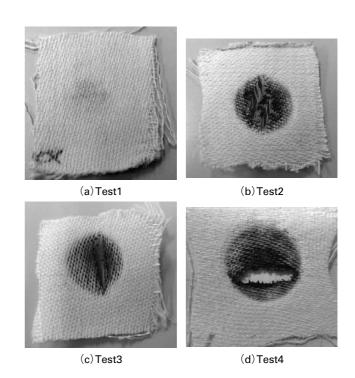


図8 Ar 誘導熱プラズマを照射した布材の裏面様相[17].

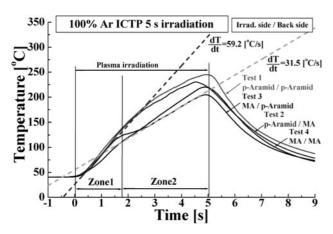


図9 布材裏面温度測定の結果[17].

出した. Test1, Test2 および Test3 (Zone1)の溶発が生じて いない場合における熱流束 Q'_{0} は、 $1.72 \, \mathrm{kW/m^2} - 1.49 \, \mathrm{kW/m^2}$ とおおよそ同程度であった.一方、Test3 (Zone2) の溶発 が生じた場合の熱流束 Q_2 は, $0.92 \, \mathrm{kW/m^2}$ である. これは, 全く同一の布材である Test2 に比べ約40%低い値であ る. すなわち, 溶発が生じることによって熱流束の伝達を 低減させる効果が得られたといえる. 一方 Test4 では, Test3 と同様に溶発蒸気が発生したにもかかわらず、伝達 した熱流束および最高到達温度が Test3 よりも高い値と なった.この原因としては、Test4において損耗が大きい ことが挙げられる. Test3 の場合では、照射面の繊維が分 解し溶発しても裏面の耐熱材料により内部への熱伝導を防 げる. Test4 の場合では, 裏面材料も共に分解してしまう. これにより, 布材が損耗して薄くなり溶発蒸気からの熱流 を十分に妨ぐことができないために、Test3よりも多くの 熱流束を伝達したと考えられる. すなわち, 溶発が生じや すい布だけでは耐アーク性の向上が難しく, 耐熱性繊維と 組み合わせることが重要であると言える.

3.5 溶発による熱遮蔽効果の数値解析的検討

ポリマー溶発による熱遮蔽効果は、相転移、ポリマー蒸気の発生、多原子分子の解離・会合、流れ・拡散による輸送、それらの粒子間のエネルギー交換など様々な物理を含む。そのため、これらを解析的に解くことは困難である。また実験アプローチのみからでは、熱遮蔽効果を理解することは難しい。そこで筆者らは、熱プラズマとポリマー・ポリマー蒸気との相互作用を含む数値解析モデルを構築している。

開発モデルにおいては、ガス・熱プラズマ部を熱流体とみなし、質量・運動量・エネルギーの各保存式を支配式とする。さらにポリマー溶発を考慮するために、ポリマー溶発からの質量生成項、エネルギー損失項を考慮した。ポリマー蒸気の輸送を解くために、ポリマー蒸気の質量保存式を立てている。ポリマー溶発の正味量は、溶発束と再堆積束の差から決まるとする。溶発束はポリマーの熱分解温度から算出される飽和蒸気圧から計算した。再堆積束はポリマー蒸気の熱運動粒子束から計算した。本報では基礎検討のために、圧力 0.1 MPa の Ar 熱プラズマを、厚さ 1.0 mm

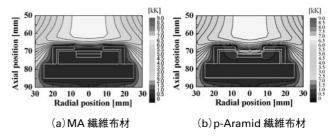


図10 MA および p-Aramid 繊維布材への Ar 誘導熱プラズマ照射 時における温度分布.

のモダアクリル布材に定常照射した場合について検討した。このとき照射熱流束は $550 \, \mathrm{kW/m^2}$ である.

図10(a)は、Ar熱プラズマを照射したモダアクリル (MA) 布材近傍における温度分布を、一方図10(b) は、アブレーションが生じない p-Aramid 布材における温度分布を表している。同図から、MA 布材の内部温度は、p-Aramid 布材のものよりも温度が上昇していない。これは、MA 布材の場合には熱プラズマ照射により溶発蒸気が噴出し、布材表面を覆い、熱プラズマからの熱流を低減するためである。このことは溶発が生じることで熱シールド効果が得られることを示唆している。

3.6 結論

本研究では、耐熱防護服への溶発式熱遮蔽機構の応用を 目的として、ポリマー繊維・布材と熱プラズマの相互作用 について検討を行った. 圧縮成形繊維における試験では, 一部の非溶融モダアクリル系繊維において溶発を観測し, 耐熱服への応用に有用であることを見出した.次に、選定 した繊維から形成した布材において熱プラズマとの相互作 用を検討した. 布材においてもモダアクリル系繊維の場合 に溶発が生じることを確認した.一方, p-Aramid は高い耐 熱性および寸法安定性を有することがわかった. 溶発によ る熱遮蔽効果の検討を行うために, 二層式布材を作成し裏 面温度測定を行った.この試験では、溶発により40%程度 の熱遮蔽性能向上が見込めることを示した. また, 熱プラ ズマ接触面が溶発性繊維, 裏面が耐熱性となる組み合わせ が、溶発による熱遮蔽効果を効果的に得られることを示し た. さらに数値解析的アプローチからも、溶発による熱 シールドが得られることが示唆できた.

参考文献

- [1] M. Tsukima et al., Trans. IEEJ 122-PE, 969 (2002).
- [2] T. Uchii et al., Trans. IEEJ 124-PE, 476 (2004).
- [3] C. Park, AIAA J. 23, 301 (1985).
- [4] T. Yamada *et al.*, The Institute of Space and Astronautical Science Report SP, 17 (2003).
- [5] 山田哲哉, 安部隆士:プラズマ・核融合学会誌 **82**,368 (2006).
- [6] 稲谷芳文 他: ながれ: 日本流体力学会誌 24, 297 (2005).
- [7] National Safety Council, Today's Supervisor 9, 3, (2004).
- [8] Markisan Naso, Safety + Health 3, 42, (2004).
- [9] ASTM International, "Standard Test Method for Determing the Arc Rating of Materials for Clothing", (2008).

- [10] 石田昌弘 他:電気学会放電・静止器・開閉保護合同研究会 ED-12-068/SP-12-059/SP-12-011 (2012).
- [11] 石田昌弘 他:平成24年度電気関係学会北陸支部連合大会 A-40 (2012).
- [12] 石田昌弘 他:電気学会全国大会 332-A4 (2013).
- [13] 石田昌弘 他:電気学会放電·静止器·開閉保護合同研究会 ED-13-75/SP-13-48/SP-13-20 (2013).
- [14] M. Ishida *et al.*, 11th Asia-Pacific Conf. on Plasma Science and Technology, and 25th Symposium on Plasma Science

- for Materials, 3-P97 (2013).
- [15] M. Ishida et al., J. Phys. Conf. Ser. 441, 012037 (2013).
- [16] 石田昌弘 他:電気学会プラズマ研究会, PST-13-116, 2013.
- [17] M. Ishida et al., Int. Symp. Plasma Chem. 21, 54PO (2014).
- [18] Y. Tanaka *et al.*, 12th Asia Pacific Conf. Plasma Technol. & 27th Symp. Plasma Sci. for Materials (2014).
- [19] M.I. Boulos, *Thermal Plasmas -Fundamentals and Applications-* (Springer US, 1994).



4. ベーパーシールディングによる熱負荷散逸効果に対する 輻射輸送の影響

4. Effects of Radiation Transport on Plasma Heat Flux Dissipation by the Vapor Shielding

砂原 淳,HASSANEIN Ahmed¹⁾ SUNAHARA Atsushi and HASSANEIN Ahmed¹⁾

Center for Material Under extreme Environment (CMUXE), School of Nuclear Engineering, Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907, USA¹⁾ (原稿受付: 2017年05月18日)

トカマク型核融合炉のディスラプションによるプラズマ対向機器 (PFCs) の損傷,寿命の評価では,発生する蒸気による材料表面への入射エネルギー低減,即ち,ベーパーシールディングを考える必要がある.統合シミュレーション結果に基づき,蒸気プラズマ中の放射と吸収を考慮した輻射輸送が,ベーパーシールディングによる熱負荷散逸において中心的役割を果たすことを示すとともに,本研究と極端紫外線光源研究やレーザーアブレーションなどの応用研究との関連を示す.

Keywords:

radiation transport, radiation magneto hydrodynamics, vapor shielding, plasma facing components, erosion, disruption

4.1 はじめに

様々なプラズマ不安定性に起因するプラズマ閉じ込め喪 失は、プラズマに晒されるプラズマ対向材及び近傍の構成 材に損傷を与える. このことはトカマク核融合炉を実現さ せる上で大きな障害となっている. プラズマの不安定性は 様々な形態を取り、熱及び電流のクエンチを伴う巨大ディ スラプションや, エッジ局在モード (ELMs), 垂直変位事 象(VDE)などが生じる、損傷の程度はディスラプション プラズマの詳細な物理, プラズマと材料の相互作用の物 理, プラズマ対向機器 (PFCs) の設計に依存する[1]. 表 面の損傷には表面気化,破砕,および溶融層侵食による大 きな侵食損失を含む. バルク損傷には、構造材料と構造材 表面のコーティング層との接触界面における大きな温度上 昇が含まれる. これらの大きな温度上昇は, 高い熱応力, 表面材料の溶解および剥離、ならびに材料の疲労および破 損を引き起こす可能性がある. プラズマ不安定性の他の効 果,特に VDE のような長期間のバルク効果や高エネル ギー逃走電子など、材料深くにエネルギーを付加するもの は、冷却管に大きな熱流をもたらし、これらの管の焼損を 引き起こす可能性がある[2]. さらには、表面が侵食され た材料をプラズマに面した位置に移動させ、再付着させる ことも考えられている[3]. 図1は、プラズマ不安定事象 中の様々な相互作用領域における物理過程の概略図であ り, これらの過程はシミュレーションパッケージ, High Energy Interaction with General Heterogeneous Target Systems (HEIGHTS) で自己無撞着に統合計算される.

HEIGHTS シミュレーションパッケージは、様々なソース源に起因するターゲット材料上への急激な高エネルギー堆積が材料へ与える様々な影響を詳細に研究するために開発され[4]、エネルギー堆積により侵食された破片や飛散したターゲット材料の輸送に至るまで、スクレイプオフ層(SOL)におけるプラズマディスラプション開始後に生じる多くの過程を計算する各モデルが統合化されており、パッケージ内の1つのモデルである SOLAS コードは、ディスラプション中の SOL におけるプラズマの挙動を計算し、ダイバータ板でのプラズマパラメータなど諸条件を予測する[5].また、材料表面に対し、傾斜した強い磁場下におけるプラズマ・固・液・蒸気間の相互作用の詳細な物

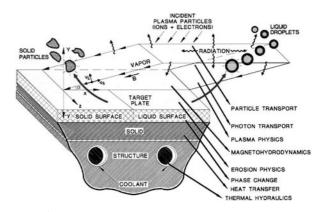


図1 プラズマ不安定性時に生じる壁の様々な相互作用領域における物理過程の概念図.

author's e-mail: suna@ilt-or.jp

理モデルも輻射磁気流体力学 (RMHD) モデルと完全に自 己無撞着に結合された多次元モデルとして開発されてい る. さらに MHD 不安定性による蒸気雲の閉じ込め喪失や 蒸気除去,蒸気からの強い輻射による近傍構造材の損傷, 溶融飛散, 脆性破壊-ターゲット材料の爆発など、PFCの 寿命に影響を及ぼす要因も詳細にモデル化できる[6,7]. この他、HEIGHTSパッケージは炉設計の見積もりにも使 用されており、ディスラプションを模擬する実験に対して 有効性が確認されている[8]. 侵食による質量損失の正確 な予測には、図1に模式的に示されているように、ター ゲット表面上に生成され、ディスラプションプラズマに向 かって移動する蒸気と巨視的粒子 (MPs) の混合媒質, 即 ち"雲"の完全な記述が必要である.蒸気雲は入射してくる プラズマのエネルギーを吸収し、材料表面へのエネルギー 付与を減少させ、総侵食損失を低減する. これがベーパー シールディング[3]である.

4.2 溶融と気化を生じるプラズマ材料相互作用 4.2.1 溶融と気化のモデル

材料の曝露面上に形成される蒸気層は、十分に閉じ込め られていれば、ターゲットの曝露表面への正味のエネル ギー流を元々の入射値のほんの数パーセントにまで著しく 減少させ, 気化レートを著しく減少させる[2,9]. ターゲッ ト表面に到達する正味のエネルギーフラックスは、正味の 侵食、PFC の寿命を決定する. ここで、蒸気プラズマ雲に よる遮蔽効率はいくつかの要因に依存する. 最初に固体ま たは液体ターゲット表面から放出された中性蒸気は, 磁力 線を横切って表面に垂直な方向に自由膨張する. その後, 冷たい蒸気は入射プラズマ粒子に加熱されて電離し、傾斜 した磁力線方向に沿って膨張する. 入射してくるプラズマ 粒子は蒸気プラズマ中で完全に停止し、プラズマのエネル ギー流は輻射のエネルギーに変換される、そのため、ター ゲット表面への正味のエネルギー流は輻射に支配されるよ うになり、元の値から減少するが、金属材の溶融及び更な る侵食を引き起こすのになお十分な大きさを保つ.

強い磁場の影響下で露出したターゲット表面上の真空部 (周囲のガスまたはプラズマ) への蒸気プラズマの膨張は、 質量、運動量、およびエネルギー保存則からなる MHD 方 程式を解くことによって決定される.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \left(\rho \vec{V} \right) = 0, \tag{1}$$

$$\rho \, \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla P = \vec{F} \,, \tag{2} \,)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla (E\vec{V}) + P \nabla \vec{V} = \nabla (K \nabla T) \nabla Q_{r} + \nabla Q_{b} + \frac{\vec{J}^{2}}{\sigma_{(3)}},$$

ここで、V は蒸気プラズマ速度、 ρ は密度、E はエネルギー、P は圧力、F は外力、K は蒸気プラズマ熱伝導率、T は蒸気温度、 Q_r は輻射フラックス、 Q_b はディスラプションプラズマからの入射粒子エネルギーフラックス、J はプラズマ電流密度、 σ はプラズマ導電率である。方程式中の

すべての変数は時間と空間の両方に依存する. 蒸気中のプラズマビーム粒子の減速は, 低温のターゲットにおける減速と同様, 非弾性衝突および弾性衝突により計算されるが, イオン化で生じた自由電子による減速も併せて考慮される. この自由電子による減速は, プラズマイオンと電子の双方のイオン化蒸気中の飛程を著しく短くするため, 蒸気領域の最前面付近で大きなエネルギー堆積が生じることになる. ひとたびイオン化し, 大きな導電率を有することになった蒸気プラズマは, 磁力線に沿った方向には自由に移動すると仮定する. 蒸気プラズマの運動方程式は, ダイバータ表面に沿った方向と, 垂直な方向のそれぞれで解かれ, 強い磁場下で次のように書くことができる.

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{V}}{\mathrm{d}t} = -\nabla P + \vec{F}_{\mathrm{m}},\tag{4}$$

$$\vec{F}_{\rm m} = \frac{1}{c} [\vec{J} \times \vec{B}], \tag{5}$$

ここで、 F_m は磁場による力、J はプラズマ電流密度、c は光速、B は磁力線密度である。誘導された磁場による力は、蒸気の膨張を遅らせる力として作用する。電場、磁場はマックスウェル方程式から導かれる。

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\varepsilon}}{\partial t} = \nabla \times \vec{B} + \frac{4\pi}{c}\vec{J} \tag{6}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{\varepsilon} \tag{7}$$

通常、蒸気プラズマ中の誘導電場の時間変化は非常に小さい、したがって

$$\nabla \times \vec{B} = -\frac{4\pi}{c} \vec{J}, \qquad (8)$$

$$\vec{\varepsilon} = \frac{1}{c} [\vec{V} \times \vec{B}] + \frac{\vec{J}}{\sigma} \tag{9}$$

と書くことができる. 蒸気プラズマ中で時間的に変化する 磁場は

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times [\vec{V} \times \vec{B}] + \nabla \times \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times \vec{B} \right]$$
 (10)

となる. 磁場による力 F_m は磁気圧力 F_p と, 磁力線の曲率 に起因する張力 F_t から成り,

$$F_{\rm p} = -\nabla \left(\frac{\vec{B}^2}{8\pi}\right),\tag{11}$$

$$F_{\rm t} = -\frac{1}{4\pi} (\vec{B} \,\nabla) \,\vec{B} \tag{12}$$

となる.

4.2.2 計算結果

将来のトカマク装置では、ディスラプションによる熱クエンチの0.1から 10 msのオーダーの時間に、ダイバータプレート上に $10\sim200$ MJ/m² のエネルギーが堆積する。これらは熱流にして 10 GW/m² 以上になる。**図 2** は HEIGHTSパッケージ [4] によって予測された 1 ms、100 MJ/m² の入

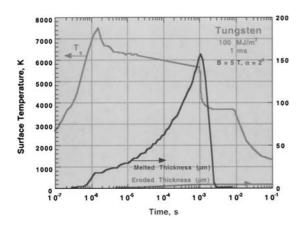


図2 ディスラプション中のタングステン表面の温度、溶融厚さ、気化損失の時間発展.

射プラズマエネルギー堆積によるタングステンの表面温度,溶融層の厚さ,気化損失の典型的な時間発展を示したものである。これらの計算で初期磁場は入射角2~6度,強度は5Tとした。初期の材料表面温度の急激な上昇は,材料表面に入射するプラズマ粒子の直接的なエネルギー付与に起因する。その後,表面温度は,ベーパーシールディングによる吸収熱流の減少と材料への熱伝導によって低下する。以後の主な挙動は蒸気雲中で放射される輻射エネルギー流と,蒸気中電子による電子熱伝導によって支配される。

図3は 10 MJ/m^2 のエネルギー密度を、2つの異なる ディスラプション時間 0.1 ms または 1 ms で付与されたタ ングステンの固-液-蒸気温度の空間分布を示したものであ る. 短いディスラプション時間では、液体-固体温度と蒸気 温度の全てが長いディスラプション時間の場合よりも高 い. より長いディスラプション時間の場合は、ダイバータ 表面からの蒸気がより外側に膨張し、ダイバータ表面に到 達するエネルギーフルーエンスがバルク内部により深く拡 散するため、より厚い溶融層を生成する、またエネルギー 密度を 10 MJ/m² から 100 MJ/m² へ一桁増加させても, 侵 食速度が約30%の増加するだけであり、溶融厚さは逆に減 少する. これは主として, 入射プラズマエネルギーの大部 分がプラズマ蒸気の最前面領域の加熱に使われるためであ る[6]. このことは輻射エネルギーフラックスの大部分が PFC から離れる方向に実質的に放射されることを意味 し, ダイバータの設計と配置状況次第では, 膨張する高温 の蒸気と、そこからの輻射が近傍の構成材に損傷を与える 可能性があることを示唆している. したがって、蒸気の膨 張は最少に保つことが望ましい. 計算ではディスラプショ ンエネルギー密度が $10 \, \text{MI/m}^2$ で、ディスラプション時間 が1 msの場合、タングステン板の気化した厚さと溶融の厚 さはそれぞれ2 μm と 180 μm であった. 気化した厚さ2 μm の層は、ターゲット表面上の蒸気雲として 30~60 cm に膨 張する. (溶融層の厚さは気化厚さよりはるかに大きいの で、実際の金属ターゲットの寿命は事象ごとに失われる溶 融層の割合に強く依存することになる)

また,ダイバータ構成と設計次第では,蒸気雲から放射 される輻射のエネルギー輸送により,近傍の構成材に激し い溶融および侵食を引き起こすのに十分な大きさのエネルギー付与があることがわかっており、蒸気拡散損失、蒸気 雲輻射特性、および幾何学的効果 [11] のために、隣接する 構成材料表面で発生する二次的な蒸気雲は、一次的蒸気雲 ほど構成材を保護するシールドとして有効でない可能性が ある.

4.2.3 輻射輸送の効果

蒸気プラズマの輻射吸収率および放射率のデータ[2,10] は、ターゲット表面近くの低温かつ高密度のプラズマ領域 と、プラズマのイオン及び電子がそのエネルギーを付与す る高温かつ低密度のプラズマ領域の両方を含み、空間的に 著しく変化する. HEIGHTS パッケージ[2]では, 蒸気雲か らプラズマまで非局所熱平衡(Non-LTE)で取り扱い、輻 射スペクトルを多群近似、多次元で解析し、連続スペクト ル及び線スペクトルの両方を自己無撞着な運動論モデル で取り扱う. 図4に、タングステンに対して10または 100 MJ/m² の 2 つの異なるプラズマエネルギー密度付 与, ベリリウムについて 100 MJ/m² のプラズマエネルギー 密度付与で計算された時の, 蒸気の最も外側の領域から放 射された輻射スペクトルをそれぞれ示す. ディスラプショ ン中に入射するプラズマのエネルギーの大部分(~80%) は、気化した材料中の輻射エネルギーに変換され、輻射エ ネルギーの大部分は, 元々のディスラプションが生じた場

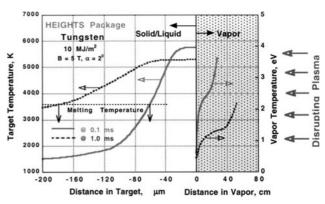


図 3 異なるディスラプション時間(0.1 ms, 1 ms) におけるタングステン固 - 液 - 蒸気温度の空間分布.

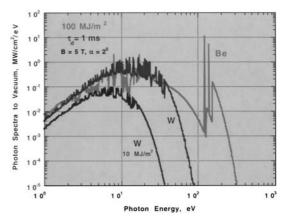


図 4 タングステンに 10 または 100 MJ/m^2 , ベリリウムに 100 MJ/m^2 のプラズマエネルギー密度付与時について計算された, 蒸気の最も外側の領域から放射された輻射スペクトル.

所以外にエネルギーを付与する. プラズマのエネルギーか ら変換された輻射エネルギーによる損傷は、場合により、 特に閉鎖型ダイバータ構成の場合, 元の位置における損傷 を超える可能性がある. 放射される輻射スペクトルは, 温 度や密度など蒸気のパラメータに依存し、蒸気温度は蒸気 とプラズマの相互作用についての詳細な物理から決定され る. より高エネルギーのディスラプションの場合, 蒸気の 最前面は大きなパワーでより高い温度に加熱され、そこか ら高いエネルギースペクトルの輻射を放射し、材料表面に より多くのエネルギーを付与することになる. ベリリウム 蒸気は原子番号が比較的低いため、原子番号の高いタング ステン蒸気に比べ、輻射放射率はとても小さい. したがっ て、その蒸気温度はタングステンよりもはるかに高くな り、その結果、その輻射スペクトルはより高エネルギー成 分が非常に大きくなる. また、蒸気中の線スペクトル放射 は、より低い原子番号または高温の蒸気雲にとって特に重 要である. ベリリウムターゲットへのディスラプションで は多く場合、放射される輻射エネルギーの90%以上が数本 の強いラインによるものである. このように蒸気雲におけ る線スペクトルの輻射輸送の注意深い取り扱いは重要で, 材料表面への正味エネルギーを正しく計算するのに必要で ある[2].

図5に時刻400 µsにおけるベリリウムターゲットの蒸気 温度、密度、トロイダル磁場の空間分布を示す.数 10 us の遷移時間の後, プラズマパラメータ (密度, 温度, およ び磁場など)の空間分布は、ターゲット材料に応じて準定 常になる[12]. 膨張する蒸気雲の前面では、密度は最も低 く $(n \sim 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3})$, 温度は最も高い $(T \sim 28 \text{ eV})$. 高 密度, 低温の蒸気領域はさらに2つのゾーンからなる. ターゲット表面に非常に近い第1のゾーンは、MPの蒸発 によって支配されるため密度は高く、温度は低い($T\sim0.3$ $\sim 0.5 \, \text{eV}$). このことは、このゾーンにおいて蒸気がほとん ど中性 (Z<0.5) であることを意味する. 第2のゾーンは, Z~1の蒸気プラズマからなり、低強度の輻射によって特 徴付けられる. 低強度の輻射であっても、わずかな自由電 子によって吸収され、蒸気をこの温度に保つのに十分な強 度である. 輻射パワー S_m のほとんどは, ターゲット表面近 くの MP によって吸収される. ターゲット表面から流出す る蒸気は磁場を上方に押し上げるので, ベリリウム蒸気中 の蒸気雲の磁場は Bz→3 T に減少する. したがって, 蒸気 雲における磁力線の傾斜角は、 $\theta = 6$ °から $\theta = 20$ °に変化す る.

また、図 6 にリチウムターゲットの場合に、蒸気層に付与されるプラズマパワー (S_{plasma}) 、上方への輻射 (S_{out}) および下方への輻射 (S_{in}) の空間分布を示す [12] . プラズマ粒子のエネルギーは、主に高温高 Z の蒸気の自由電子と、低 Z の内殻電子によって吸収される。ターゲット表面に向かう輻射パワー S_{in} のほとんどはZ~1 の低電離度の蒸気プラズマによって吸収される。リチウムについては、放射領域のサイズは、流入するプラズマ流が吸収される領域のサイズと同様である。リチウムより高 Z 材料のベリリウムや炭素などの場合、輻射熱伝導は吸収領域の外側の蒸気

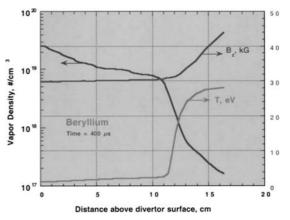


図5 時刻 400 µs におけるベリリウムターゲットの蒸気温度, 密度, トロイダル磁場の空間分布.

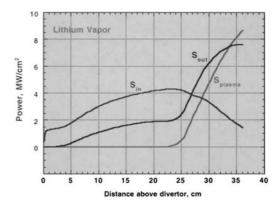


図6 リチウム蒸気中の輻射フラックス(ダイバーターから離れる方向と向かっていく方向)と堆積プラズマパワー.

プラズマの一部を十分高温に保ち、輻射吸収はイオン化温度より低い温度で終わる.壁近傍の低温第1 ゾーンには輻射を吸収する MP が含まれており、図6 に示すように S_{in} は急激に減少する.一方、プラズマ粒子の吸収領域では上向きの放射 S_{out} が発生している.高い熱負荷からダイバータ板を保護する効率的なベーパーシールディングでは、入力パワーの約90%以上が近傍に輻射として放射される.したがって、閉鎖ダイバータシステムにおける他の部品の侵食の問題はより深刻になる.この二次的輻射と他のコンポーネントとの相互作用が、SOL プラズマの一次的相互作用,すなわち蒸気雲の形成、飛散などと同じ結果をもたらすことが実験的にも理論的にも示されている[13].

4.3 極端紫外光源研究との関連

ここまでに述べたように、ディスラプション時のダイバータの応答は、連続体力学(固体力学、流体力学)、熱伝導、輻射過程、プラズマ物理学により支配されているが、同様の物理基盤を持つ他分野でも"遮蔽層"が調べられている。例えば、小惑星や彗星と地球の衝突の例では、地球の大気による入射物体表面の遮蔽は入射物体の寿命を延ばすことにつながり、地球に対してより危険なものになり得る。また、レーザーや電子ビーム溶接などの材料の切断において発生する蒸気雲は、ターゲット表面へのビームパワーの流れを減少させ、溶接や切断の効率を低下させる。さらに、蒸気プラズマ中の輻射輸送が重要となる類似例と

して、極端紫外(EUV)光源研究を挙げる、レーザー生成 極端紫外光源においてスズ液滴表面が加熱され、プラズマ 化して EUV 光を放射する過程はダイバータ表面が加熱さ れ、発生した蒸気プラズマ上部が輻射を発生することと同 じ原理である. エネルギー輸送を輻射だけでなく電子熱伝 導, レーザー伝播にまで広げると, より一般的にレーザー アブレーションの原理と同一となる. 図7に極端紫外光源 で使用されるスズドロップレットに炭酸ガスレーザーを照 射した時の密度 ρ ,温度 T_e とレーザー Q_L ,電子熱伝導 Qe, 輻射 Qr のエネルギーフラックスの各空間分布を示す. 図7でレーザーは左向きに入射し、フラックスは右向きを 正にとっている. レーザー入力をプラズマ粒子エネルギー 堆積と置き換えればダイバータと同様の熱負荷散逸構造が 達成されている. EUV 光源では外向きに放射される光のう ち,13.5 nm の2%バンド幅に相当するスペクトル成分は EUV 光として使用するが、EUV 帯域外の光は Out of Band として、チャンバー内のミラーなどの光学系に熱負荷を与 えるため、ダイバータと同様、注意を払う必要がある. ま た, ドロップレット表面近傍は輻射で加熱され, アブレー ションによりスズ蒸気プラズマが生じ, このスズ蒸気プラ ズマが気液混合相に入ると, 特有の興味深いダイナミクス を示す[14]. このようにダイバータ研究はレーザーアブ レーション/加工/溶接などとほぼ同一の物理を共有して おり、相互に知見を共有することができる。特に長い時間 をかけて開発された物理統合型のシミュレーションコード を産業界における応用開発研究に適用することで、研究開 発を加速できると期待されている. また逆に、関連する応 用研究から基礎研究へのフィードバックも期待できるよう になる. EUV 光源研究ではスズターゲットとレーザーの相 互作用が詳細に研究され, レーザー吸収や極端紫外線発 光,加熱されたスズ液滴のダイナミクスなど,多くのデー タが定量的に取得された.これらのデータはダイバータ研 究など、基礎研究に用いられるシミュレーションコードの 計算精度を裏打ちするベンチマークデータとしても利用で

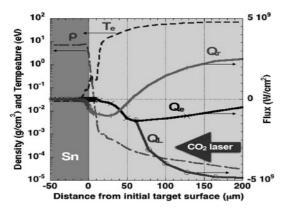


図 7 レーザー照射されたスズドロップレットの密度 ρ と電子温度 T_e (左軸),及びレーザーエネルギーフラック Q_L ,電子熱伝導フラックス Q_e ,輻射エネルギーフラックス Q_r (右軸,ドロップレットから外向き(右向き)を正にとる).

きる.分野間の連携がうまく機能することで,基礎研究, 応用研究の双方にメリットがある状況に至ることが期待で きる.

4.4 まとめ

プラズマディスラプション中の材料の侵食及び寿命の機 構[15]が輻射の役割を中心に解析された.液滴など巨視的 粒子発生を含む詳細な解析は[15]を参考にされたい. 入射 プラズマ粒子のエネルギーの多くは蒸気雲からの輻射とし て再放射され、材料表面を侵食するだけでなく、近傍のコ ンポーネント上にエネルギーを付与する. このように、輻 射による影響は将来のトカマク装置におけるダイバータ材 料および幾何的な配置選択を考える上で非常に重要であ る. 他方, 本研究は連続体力学(固体力学, 流体力学), 熱 伝導、輻射過程、プラズマ物理学という共通の物理を持つ 多くの科学分野,産業応用研究と相互に貢献できる.関連 分野との連携による研究の一層の加速, 発展により, "ディスラプションなどプラズマの閉じ込め喪失が多数回 生じることで引き起こされるプラズマ対向機器の表面及び 構造の損傷"というトカマク炉の概念にとって深刻な問題 に対し、より良い解決策が見出されていくと期待されてい る.

本研究は US Department of Energy, Office of Fusion Energy, under Contract W-31-109-Eng-38 のサポートを受けました.

参考文献

- [1] A. Hassanein and I. Konkashbaev, Fusion Eng. Des. 51-52, 681 (2000).
- [2] A. Hassanein, Fusion Technol. 30, 713 (1996).
- [3] A. Hassanein et al., Fusion Eng. Des. 39-40, 201 (1998).
- [4] A. Hassanein and I. Konkashbaev, J. Nucl. Mater. 273, 326
- [5] A. Hassanein and I. Konkashbaev, Argonne National Laboratory Report ANL/FPP/TM-296, March (1999).
- [6] A. Hassanein and I. Konkashbaev, Suppl. J. Nucl. Fusion 5, 193 (1994).
- [7] A. Hassanein and I. Konkashbaev, J. Nucl. Mater. **290-293**, 1074 (2001).
- [8] A. Hassanein et al., J. Nucl. Mater. 241-243, 288 (1997).
- [9] A. Hassanein, Response of Materials to High Heat Fluxes during Operation in Fusion Reactors, ASME, 88-WA/NE-2 (1998).
- [10] http://open.adas.ac.uk/
- [11] A. Hassanein *et al.*, in: K. Herschbach *et al.*, (Eds.), *Fusion Technology* (1994) p. 223.
- [12] A. Hassanein, Fusion Eng. Des. 56-57, 409 (2001).
- [13] A. Hassanein and I. Konkashbaev, in: C. Varandas, F. Serra(Eds.), *Fusion Technology* (1996) p. 379.
- [14] 砂原 淳:応用物理 83,741 (2014).
- [15] A. Hassanein, Fusion Eng. Des. 60, 527 (2002).



5. ベーパーシールディングにおける 重相構造プラズマの PIC シミュレーション

5. PIC Simulation of Plasma with Multi-Phase Matters at the Vapor Shielding

伊庭野健造,滝 塚 知 典 IBANO Kenzo and TAKIZUKA Tomonori 大阪大学

(原稿受付:2017年5月20日)

PIC シミュレーションを用いて重相構造プラズマをシミュレーションすることで、シース・プレシースの影響を始めとした各種プラズマ-壁相互作用の影響を取り入れることが可能となる。本章では PIC シミュレーションを用いたベーパーシールディング研究の例として、ベリリウム蒸気とタングステン蒸気の比較によるシース効果の評価、プラズマガン実験との比較、ELM を模擬した非定常熱負荷のシミュレーションを紹介する。

Keywords:

vapor shielding, particle-In-Cell, sheath, radiation cooling, beryllium, tungsten, ELM

5.1 重相構造プラズマにおける PIC シミュレーションの重要性

固相・液相・気相とプラズマが相互作用する重相構造プ ラズマのシミュレーションについては、4章で紹介された ように MHD 流体モデル[1,2]をベースにした手法が先行 し研究されてきた. 近年では、壁近傍プラズマにおける 様々な現象を運動論効果まで含めて調べるために、粒子の 個々の運動を追跡する Particle- In-Cell (PIC) 法によるシ ミュレーション研究[3]が進められている.流体モデルで は自己無撞着に模擬することが難しい壁近傍に形成される シース・プレシースは、壁面へのプラズマエネルギー伝達 係数や壁材不純物スパッタリングに係るイオン入射エネル ギーを決定するだけでなく, その電場は壁材不純物粒子の 再堆積等の振る舞いに大きく影響する. さらに壁面からの 2次電子放出や,入射イオンの反射,リサイクリングなど のプラズマ - 壁相互作用がシースの状態を変化させる. ま た,壁面からの不純物粒子放出は,放出エネルギーの小さ い蒸発粒子だけで無く、弾き出しによる放出エネルギーの 大きいスパッタリング粒子も存在する. 放出エネルギーは 電離平均自由行程を直接増減し、壁面近傍における不純物 による放射領域の体積を変動させ、プラズマ冷却に大きく 影響する. プラズマ冷却は壁面へのエネルギー流入および 電子温度とシース電位を減らし、その結果壁材蒸発および スパッタリングが減少する. PIC 法を用いることで, 重相 構造プラズマで重要なこれらのプラズマ-壁相互作用を自 己無撞着に取り込むことが可能となる.

以上のように、PIC 法による重相構造プラズマシミュレーションの重要性は知られていた.しかし、重相構造プ

ラズマでは、壁面の蒸発・アブレーションに伴う急激な密度変化が起こるため、計算で取り扱う粒子数の増加に伴う計算コストの増大が懸念されていた。PIC 法では現実のプラズマ粒子を全て計算するのでなく、ある一定の粒子数毎に超粒子としてまとめ、それら超粒子の振る舞いを計算する。著者らは、超粒子がそれぞれ異なる重み(超粒子が含む粒子数)を持つ"重み付き PIC 法"を用いることで、計算コストの拡大を防ぎ、多種不純物を取り扱える重相構造プラズマシミュレーションを実現している[3,4]。

本章では、PIC 法による重相構造プラズマシミュレーションの概要を記述後、ベリリウム(Be)蒸気とタングステン(W)蒸気の壁面からの離脱距離とプラズマ冷却効果の評価、プラズマガンによるベーパーシールディング実験との比較、および ELM 時の非定常熱負荷のシミュレーションについて紹介する.

5.2 計算モデル

PIC 法は、個々の粒子の運動とそれらの密度を基にした系全体の電場の計算を、有限幅の空間メッシュと有限間隔の時間ステップで繰り返し進めることにより、互いに矛盾のないシミュレーションを行っている。PIC 法については[5-8]などに詳しく説明されている。本研究で使用したPICコード[3,4]は1次元空間3次元速度(1d3v)を取り扱う。イオンだけでなく電子についても旋回中心近似を行わず、3次元速度を取り扱う。また中性粒子も荷電数Z=0のイオンと同様に取り扱う。ただし、用いる電子の質量は水素質量の1/300程度とし、現実より重い電子を取り扱うことで、時間ステップ~(プラズマ周波数)-1と空間メッ

Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: kibano@eei.eng.osaka-u.ac.jp

シュ幅~デバイ長の計算条件を緩和する.

図1に、壁に挟まれた1次元シミュレーションにおける 重相構造プラズマ計算モデルを示す. 目的の温度・密度を 達成するように,系中央付近の加熱領域 (Langevin heat bath[9]) に電子とイオンを配置する. 加熱領域に供給さ れた粒子は左右の壁に向かって流出する. そして壁境界に 到達すると, その粒子エネルギーがそれぞれの壁面への熱 流束として計算される.壁面に到達した粒子は、情報を初 期化し, 再び加熱領域に供給することで, 系全体の粒子数 を保存することができる.また、放出不純物や過渡的 ELM プラズマ粒子については, それぞれの粒子数制御を行うこ とができる. 粒子の電離・再結合過程はOPEN-ADASの断 面積ライブラリ[10]を用いてモンテカルロ法によって模擬 している. また不純物超粒子からの放射発光パワーも同ラ イブラリを使用して計算している. それぞれの過程に伴っ て必要となるエネルギーは,同一セル内の電子を減速冷却 することで清算している.

既に述べたように、壁面に到達した粒子のエネルギー流量から壁面への熱流束が決定される。この熱流束を境界条件とし、1次元の伝熱計算をすることで、壁面内の深さ方向温度分布が計算できる(図1の左端モデル)。伝熱計算における空間メッシュの大きさにもよるが、PICの計算ステップより短い時間メッシュが必要になる場合は各PIC計算ステップに対して複数回の伝熱計算ループを行うことで、安定した解を得ることができる。

伝熱計算の結果を基に、PIC 計算において蒸発量に対応 した不純物超粒子を作成し,壁面からの放出させること で、壁面からのフィードバックを取り入れた重相構造プラ ズマシミュレーションとなる. ここで, 蒸発放出される不 純物粒子の量が時々刻々大きく変化することを考えると, 超粒子の重みを均一に設定して不純物粒子を取り扱うこと は困難であると分かる. 重みが大きい場合, 蒸発初期には 時間ステップ当たり放出量が重みを下回って超粒子の放出 ができなくなる. 一方重みが小さい場合, 蒸発量が増えた 際に膨大な数の超粒子を放出せざるを得なくなり計算が破 綻する. そこで我々は、全ての超粒子が異なる重みを持て るような"重み付 PIC 法"を採用して、蒸発量に応じた重 みを持つ不純物超粒子を放出するようにした. どの段階の 蒸発過程においても, 不純物によるプラズマ密度上昇や放 射冷却等の影響を矛盾無くフィードバックできる重相構造 プラズマシミュレーションが可能となった.

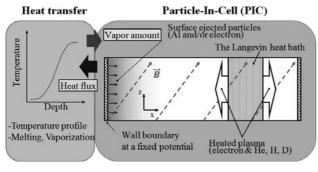


図1 重相構造プラズマの計算モデル概略図.

不純物粒子の荷電数は、周囲のプラズマ条件(電子密度、電子温度等)に従い、中性 Z=0 から完全電離 $Z=Z_Z$ まで変化する。その電離・再結合過程で起きる電子の生成消滅について、"均等重み PIC 法"では超電子を直接的に生成消滅させる必要がある。"重み付 PIC 法"では、電子生成消滅に応じて近傍の超電子の重みを増減させられるので、例えばstick-and-snatch法[4]やslit-and-merge法 [11] を用いて、超電子の数を大きく変動させずにシミュレーションを実行することができる。

5.3 シースによる蒸発粒子の再堆積効果

シース・プレシースによる特に顕著な影響の1つとして、壁由来不純物粒子の再堆積効果が挙げられる.これは、壁面から放出された不純物中性粒子が電離しイオンになると、シース電場の影響で壁面に引き戻される現象である.そこでシース・プレシース効果について、1価電離断面積が大きく違わないBeとWの粒子を比較しつつ、実験とPICシミュレーションで調べた.トカマク装置のように、磁場がダイバータ板面に対して傾いている系においては、ラーマ運動による再堆積効果も重要である.電離平均自由行程がラーマ半径より短いとき、シース効果なしでも、壁から放出される不純物粒子のほぼ半数が再堆積される[4].

直線プラズマ装置 PISCES-B における Be, W 試料に対する蒸気-プラズマ相互作用の観察実験[3]では、電子温度 $T_{\rm e}=6.5~{\rm eV}$ 、電子密度 $n_{\rm e}=2\times10^{19}~{\rm m}^{-3}$ の定常 He プラズマ照射中の試料にパルス Nd:YAG レーザーを照射することで蒸気を発生させ、プラズマへの冷却効果を調べた.この系では磁場は試料面に垂直であり、ラーマ半径効果は無視できる.この実験において、Be 試料のとき顕著な電子温度低下が観察されたが、W 試料のときは冷却効果が観察されなかった.

この PISCES-B 実験と同様な条件で PIC シミュレーショ ンを行った、Be蒸気とW蒸気の壁面からの放出は、実験に 相当する蒸発量を仮想的に与えた. 仮想的な蒸気量を用い るため, 先に述べた壁(試料) 内の伝熱計算を行っていな い. 図2にシミュレーションの結果を示す. Be 蒸気が壁か ら1cm 程度まで離れた領域の電子温度を顕著に低下 $(T_e = 3 - 4 \text{ eV})$ させているのに対し、W 蒸気では温度の低 下は限定的であった. これは、シース・プレシースの電場 により電離されたあとの粒子の引き戻しが強い影響を持っ ていると考えられる. BeとWは1価電離断面積に大 きな違いはないが、その質量が大きく異なるため $(m_{\rm W}/m_{\rm Be}=184/9)$, 放出エネルギーが同じならば電離平 均自由行程は軽い Be のほうが重い W に比べ $\sqrt{20}$ 倍ほど長 く,シースの影響を受けにくい. 図に示すように, Be では 中性粒子密度の減衰長に比べイオンを含む全粒子密度の減 衰長が長くなっているのに対して、W では全粒子密度減衰 長が中性粒子密度減衰長より短くなっている. W 粒子には シース電場引き戻しの影響が大きいことがわかる. プラズ マの冷却には、放射発光に寄与する粒子雲の量(体積×密 度) が重要である. 電離平均自由行程が長くシースの影響 を受けにくい Be は粒子雲量が大きく電子温度低下をもた

らしている一方,シースの影響を受け易いWの粒子雲量は少なくプラズマ冷却はほとんど起きていない。またBeでは,一度放射発光が大きくなりプラズマが冷却されて電子温度が下がると,電離断面積が小さくなり電離平均自由行程が延びるので,ますます放射発光粒子雲が増える。このPICシミュレーションにより,PISCES-B実験結果を概ね説明できた[3].

5.4 プラズマガン実験結果との比較

2章で紹介されたプラズマガンを用いた ELM パルス熱負荷模擬実験では、W ダイバータに堆積した Be を模擬するために Al 被覆 W 試料を用いた実験が行われている。前節に引き続き、本 PIC コードを用いて、同実験についてシミュレーションを行った[12]。仮想的に低温低密度の背景定常 He プラズマを設置した状態で、電子温度 $T_e=30~eV$ 、電子密度 $n_e=10^{21}~m^{-3}~o$ パルス He プラズマを 200 μ s 間、3 μ m Al 被覆付き 50 μ m 厚 W 試料に照射した。比較のために、Al 被覆の無い W 試料のシミュレーションも行った。試料内の伝熱計算は裏面を断熱境界とし、Al の蒸気圧が

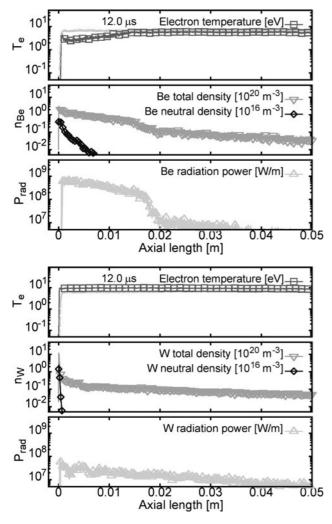


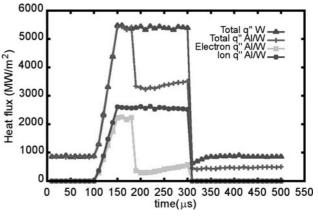
図 2 定常 He プラズマ中に壁面から Be 蒸気 (上), W 蒸気 (下) を 2×10²³ atoms/m²s 放出してから 12 μ 秒後の電子温度 T_e, 不純物密度 n_{Be}, n_W (全密度と中性粒子密度),放射パワー P_{rad} の空間分布の計算結果. (参考文献[3]の図 8 を 引用).

1 kPaを超える 2000 K に達すると Alは全て蒸発すると仮定した. プラズマ放電条件から, 試料には 1 MJ/m² の熱入量と 5 GW/m²の熱負荷が予想され, シミュレーションもほぼその値になっている.

図3に、AI被覆のある場合と無い場合の計算結果を示す。AI被覆試料(AI/W)では、5 GW/m²を超える熱負荷により多量のAI蒸気が生成し、その結果プラズマが冷却されて、照射開始から 100 μs 程度で電子による熱負荷が急激に低下している。一方 AI被覆の無い W 試料については顕著な熱負荷の変動は見られない。試料裏面温度を比べてみても、AI被覆試料は W 試料よりも低温で温度上昇が飽和し、最終的な温度も800K 程度低くなっていることがわかる(図3下)。このシミュレーション結果は実験の観測結果とよく一致している。

5.5 ELM 時の熱負荷軽減効果

ベーパーシールディングの効果が期待されるのは、トカマク等の核融合プラズマにおけるディスラプションなどの巨大な熱負荷が起こった際であるが、type I などの ELM時の中規模熱負荷においても炭素壁や Be 壁、もしくは Beが表面に付着した W 壁などには熱負荷軽減効果が期待できる。ELM時に形成される重相構造プラズマの挙動をよく理解するために、定常背景プラズマ粒子と ELM プラズマ粒子および生成不純物粒子を、それぞれ分別してシミュ



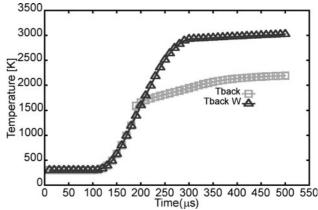


図 3 プラズマガン装置における1 MJ/m², 200 μsパルスHeプラ ズマ照射時の50 μm厚さ W 試料と 3 μmAI 被覆付き W 試料 における熱負荷変化(上)と試料裏面温度変化(下)の計算 結果.

レーションすることが肝要である。本 PIC シミュレーションにおいては背景プラズマと ELM プラズマを別々の 2 成分プラズマとして取り扱う。電子についても、上記 2 プラズマそれぞれに属するものとして分別して取り扱っている。電離や放射過程において、1 つの不純物超粒子に対して背景プラズマ電子と ELM プラズマ電子それぞれ別にエネルギー平均し、それぞれの衝突断面積を計算する。電場の計算においては勿論、場の電荷密度に全ての粒子の情報を統合して計算する[13]。

電子温度 $T_{\rm e}$ ~30 eV,電子密度 $n_{\rm e}$ ~3×10¹⁹ m⁻³の背景プ ラズマに対して電子温度 $T_{e,ELM}$ ~1 keV,電子密度 $n_{\rm e.ELM}$ $\sim 10^{20}\,{\rm m}^{-3}$ の ELM プラズマが 200 $\mu {\rm s}$ 間流入する場合 についてシミュレーションを行った[12]. 磁場については 傾きの効果を取り入れるため $B_x/B_z = 0.2 \text{ T}/2.0 \text{ T}$ とし、ダ イバータ板面への入射角 6°程度の系を想定した. 壁面材 料は0.2 mm 厚さのBe 保護壁が冷却管付きの銅モノブロッ クに溶接されている対向材を想定した. 図4に示すよう に, 背景プラズマのみのときは 10 MW/m²程度の壁面への 熱負荷が, ELM プラズマによって 3000 MW/m² まで上昇 することがシミュレーションされている. 比較のために壁 からの蒸気がないと仮定した場合の計算結果もプロットし ている. Be蒸気が発生する計算については壁面の温度が上 昇し、蒸気が発生することで、約100 μs 後から熱負荷が軽 減していく様子が、前節図3と同様に観察できる. さらに 熱負荷の内訳を詳しく見ると, 不純物放射による冷却は電 子の冷却であり、ELM イオンによる熱負荷は高いままで あった. 電子-イオン間のエネルギー交換は質量比が大き いため、ほとんど起きていなかった.

現シミュレーションではELMイオンが冷却されなかったが、その冷却がなければ壁の熱負荷・スパッタリングなどを十分に抑制することができない。ELMイオンに対して不純物蒸気が冷却効果を持つかどうかを明らかにするためには、放射冷却以外の寄与を検討しシミュレーションモ

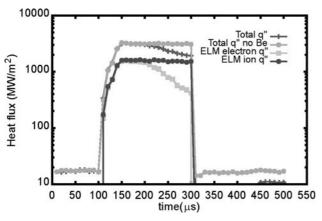


図 4 PIC シミュレーションで計算された Be/Cu 対向材に対する ELM による流入熱負荷の時間推移.

デルに取り入れる必要がある。例えばイオン - 不純物中性粒子間の弾性衝突は 100 eV 以上の領域においてもエネルギー散逸効果が期待できる。入射イオンと不純物中性粒子の質量が近い場合には、衝突あたりのエネルギー移動が大きくなり、効率的なエネルギー散逸が期待できる。今後は弾性衝突による背景イオンのエネルギー散逸効果についてもシミュレーションに取り入れることが課題となっている。

5.6 まとめ

重相構造プラズマによるベーパーシールディング効果についての PIC シミュレーション研究について紹介した。まだ始まって間もない研究ではあるが、線形プラズマ装置やプラズマガン装置における実験と整合性を図りながら進められている。多くの課題も残されているが、一つ一つの物理を明示的に取り入れ、それらの結果への影響を判断しながらシミュレーションモデルとコードの開発していくことが重要である。この研究が進展し、より現実に即した状況をシミュレーションすることで、核融合装置におけるELM/ディスラプション時のプラズマ対向機器の損耗について、さらに正確な予測が可能になることが期待される。

参考文献

- [1] A. Hassanein and I. Konkashbaev, J. Nucl. Mater. 273, 326 (1999).
- [2] A. Hassanein, Fusion Eng. Des. 60, 527 (2002).
- [3] K. Ibano *et al.*, Nucl. Mater. Energy, *in press*, http://dx.doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.016
- [4] K. Ibano et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 705 (2016).
- [5] 内藤裕志, 佐竹真介:プラズマ・核融合学会誌 **89**,245 (2013).
- [6] C.K. Birdsall, IEEE Trans. Plasma Sci. 19, 65 (1991).
- [7] J.P. Verboncoeur, Plasma Phys. Control. Fusion 47, A231 (2005).
- [8] T. Takizuka, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 034008 (2017).
- [9] A. Froese et al., Contrib. Plasma Phys. 50, 273 (2010).
- [10] H.P. Summers and M.G. O'Mullane, Atomic data and modelling for fusion: The ADAS Project, AIP Conf. Proc.1344,179-187 (2011).http://open.adas.ac.uk/
- [11] M. Pfeiffer et al., Comput. Phys. Comm. 191, 9 (2015).
- [12] K. Ibano *et al.*, PIC simulations of vapor shielding at plasma gun device and ELM, 24th ITPA SOL-div meeting (York, UK, 2017), in preparation for submission.
- [13] K. Ibano *et al.*, Particle simulation of plasma heat-flux dissipation by evaporated wall materials, 26th Fusion Energy Conf., TH/P6-27 (Kyoto, Japan, 2016).



6. おわりに

6. Final remarks

上田良夫 UEDA Yoshio 大阪大学工学研究科 (原稿受付:2017年5月20日)

トカマク型核融合炉において、ディスラプションやELMによるパルス熱負荷がプラズマ対向材料に与える影響の精密な評価、およびそれらを基盤とした許容熱負荷(パルス回数も含む)の評価、および熱負荷を許容値以下にとどめるためのプラズマ制御法、あるいはディスラプションやELMの緩和法の開発が不可欠である。特にディスラプションについては、装置の稼働率という観点からも完全に抑制することを最終目的として制御法を検討しなければならない。

一方で、許容熱負荷を評価する際には、プラズマ対向材料の表面状態変化の許容限度を判断しなければならない。この場合は、表面の凹凸と亀裂が重要である。亀裂の発生はそれが冷却管まで進展するとプラズマ対向機器の破壊につながるので、深い亀裂の発生は避ける必要がある。また、浅い亀裂であっても、密度が高い場合は、微粒子の発生につながり炉心プラズマの不純物制御の観点から許容できない。さらに、表面の凹凸は、プラズマからの熱負荷が局所化する原因となり、定常運転下においても、対向材料の表面溶融を引き起こす可能性があり、国際熱核融合実験炉ITERでは0.3 mm以下というガイドラインが示されている。

さて、プラズマ制御ではディスラプションを完全に抑制することを目標とすべきとしても、それを前提としてプラズマ対向機器を設計することは、装置の長寿命化を実現するためのリスクが大きい。したがって、たとえ予期せぬディスラプションが発生しても、数回程度はプラズマ対向機器が耐えられるように設計しておくことが、現実的な炉設計として必要と考えられる。その際、表面がごく薄く溶融し、その後凝固すれば、表面の凹凸は許容範囲に収まり、また、大きな亀裂や脆性の高い凝固層の形成が回避できる。このため、プラズマからのパルス熱負荷の制御とともに、その対向機器、特に現在主案となっているタングステン(W)対向材料がパルス熱負荷により、最終的にどのように表面形状が変化するかを評価することが重要である。

前置きが長くなったが、このプラズマのパルス熱負荷が 対向機器に与える影響を評価する上で、蒸気遮蔽効果の評 価は極めて重要である。すでに示されているように、対向 材料から発生した蒸気が、プラズマとの相互作用により、 プラズマの熱エネルギーを放射で広い領域に散逸すること で、熱負荷が大幅に低減する可能性がある。しかしながら、本小特集で示されているように多くの研究がなされているにもかかわらず、この現象の評価はまだ十分ではない。その理由として、(1) W のイオン化や再堆積を考慮する際に、プラズマを流体として扱うだけでは不十分であり、粒子と流体の描像を併せ持つ媒体として取り扱う必要があること、(2) W の輻射は低原子番号原子 (Be等)に比べて複雑であり、その輻射輸送の評価が不十分であること、(3) W溶融層からのWの放出においては、原子での放出だけではなく、液相表面における不安定性(プラズマの運動量が駆動するケルビンヘルムホルツ不安定性、等)や W 液体金属の沸騰による液滴放出が存在するが、その評価が難しいこと、等があげられる。

これらの基礎的な現象を解明し、蒸気遮蔽効果のシミュ レーションに適切に取り込んでいくことが今後の課題であ る. また, これらの現象を総合して生じる蒸気遮蔽効果そ のものについても、トカマク装置やパルスプラズマ装置等 を用いて,実験データを取得し,その実験結果とシミュ レーション結果の対応性を検証していくことが必要であ る. その際には、特に強磁場の影響や、ダイバータの形状 効果を正しく評価しなければならない。トカマク装置の強 磁場 (ITER で 5.2 T) は、W イオンの運動、W の線輻射特 性 (ゼーマン効果等), W 溶融金属層の挙動に大きな影響 を及ぼすため、先に述べた今後の課題すべてに関わる重要 な視点である. さらにダイバータの形状は、W 蒸気からの 放射が対向壁上にどのように散逸されるかを決める重要な 要素であり、第4章でも示されているように、プラズマか らの熱負荷が非常に大きい場合は、熱負荷が直接当たる場 所だけではなく、その周辺についてもこの輻射の効果によ り損傷が加わる可能性もある.

本小特集により、ディスラプションやELMによる対向機器への熱負荷評価に重要な役割を担う蒸気遮蔽効果について、研究の現状と今後の課題を理解していただければ幸いである。蒸気遮蔽効果は、周辺プラズマ、プラズマ材料相互作用、原子分子過程、液体金属ダイナミクス、等様々な分野からの貢献が可能であり、また、多くの異分野との連携も可能であり、多くの研究者の方に興味を持っていただければこれに過ぎる喜びはない。

Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

 $author's\ e\text{-}mail:\ yueda@eei.eng.osaka\text{-}u.ac.jp$

の 小特集執筆者紹介 かんかん



まく ちゅうすけ 菊 池 祐 介

兵庫県立大学大学院工学研究科准教授. 2004年3月名古屋大学大学院工学研究科博士後期課程修了(博士(工学)). 日本学術振興会海外特別研究員,兵庫県立大学大学院工学研究

科助手,助教を経て,2010年4月より現職.姫路に来て早や12年目.研究で扱うプラズマ源は核融合プラズマに始まり,誘電体バリア放電,ストリーマ放電,グロー放電,最近は大気圧アークにまで拡大中.



たか むら しゅう いち

1971年,名古屋大学大学院工学研究科博士課程単位取得退学.1973年工学博士.専門はプラズマ理工学ならびに核融合プラズマの基礎.2007年3月名古屋大学定年退職,同名誉教

授. 愛知工業大学に7年勤務した後,現在は同大学客員教授. 最近は金沢の実家に泊まって,金沢大学の上杉先生と共同研究を行ったり,姫路のベンチャー企業で大気圧プラズマを楽しんだりしていますが,家庭菜園もやっています.



たなかやすのり

金沢大学電子情報学系・教授. 1998年3月名 古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程 修了. 同年4月金沢大学助手. 2002年8月同大 学助教授(2008年准教授). 2005-2007年アメ

リカカリフォルニア大学サンディエゴ校客員研究員. 2007年カナダトロント大学客員研究員. 2010年4月から現職. 工学博士. 主として, 熱プラズマの基礎・診断・応用, アーク遮断現象に関する研究に従事.



さ はら あっし 夢っと

Purdue 大学 School of Nuclear Engineering, Center for Material Under eXtreme Environment (CMUXE) 研究職. 1997年大阪大学大学 院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士後

期課程修了. 博士 (工学). 2003年-2017年公益財団法人レーザー技術総合研究所所属. 専門はレーザーアブレーションやレーザー核融合, 極端紫外光源プラズマなど, プラズマの理論・数値シミュレーション.



Dr. Ahmed Hassanein

Paul L. Wattelet Distinguished Professor of Nuclear Engineering, director of Center for Material Under eXtreme Environment (CMUXE), School of Nuclear Engineering, Purdue Univer-

sity.パデュー大学原子力工学科, Paul L. Wattelet 特別教授, CMUXE ディレクター.原子力,プラズマ物理,物質科学の研究に長年従事し,物理統合シミュレーションコード HEIGHTS を開発.輻射や粒子に曝された物質の応答に関するモデリング,ベンチマーキングにおいて成果を挙げてきた. Purdue 大学移籍以前はアルゴンヌ国立研究所 Fusion Power Program ディレクター. IEEE Merit Award, the highest IEEE technical achievement award of the nuclear and plasma sciences society 受賞. SPIE, AAAS, IEEE, ANS, OSA, APS, IOP 各フェロー.



ゆ 庭 野 健 造

助教 (阪大工). 実験とシミュレーションから プラズマ-壁相互作用について研究していま す. 長らく ROMっていたプラ核学会誌にお声 がけいただけたことを励みに, 今後はより一

層研究に邁進していきます. 2018年のプラ核年会 in 大阪では, スポーツ大会を併催すべく計画中です!



たきずかとものり流る塚知典

原研/原子力機構を退職後,大阪大学招聘教授の立場で無給ながら核融合研究を続けさせていただき関係者に感謝しています。周辺プラズマ,プラズマ壁相互作用を中心にした共

同研究で、若手研究者や学生達から元気をもらっています。 PICシミュレーションの経験を、できるだけ彼らに伝承できればと考えています。



うえ だ よし お上 田良夫

大阪大学工学研究科.プラズマ・壁材料 (特に タングステン) 相互作用.ディスラプションに 耐える固体壁の実現が原型炉の鍵の一つと考 え,この蒸気遮蔽研究の一端を担っています.