



解説

磁場閉じ込め核融合研究分野におけるアーキング研究の位置づけとその展望

Status and Prospects of Arcing in the Magnetic Confinement Fusion Studies

皇甫度均

HWANGBO Dogyun

筑波大学

(原稿受付：2021年2月19日)

磁場閉じ込め核融合研究において、炉壁上で発生するアーキングは、炉壁の損耗を促進するとともに不純物の発生源として懸念される。本解説では、金属壁の利用及び間欠的熱負荷の流入により発生するアーキング事例を俯瞰するとともに、解明されつつあるヘリウムとタングステンの相互作用により形成される表面ナノ構造がアーキングに及ぼす変化について解説する。また、冷却用ガス導入とタングステン堆積がもたらすアーキング発生環境の変化を展望する。

Keywords:

arcing, plasma-facing component, nanostructure, erosion, tungsten, divertor

1. はじめに

アーク放電は電極間における大電流及び低電位差を特徴とする放電であり、様々な分野に応用されている。特に、電極材を蒸発させた金属アークプラズマを用いたナノ材料の合成[1,2]、表面蒸着[3]および溶接[4]は、アークプラズマの特性を有効に活用している例と言える。一方で、電力システムの真空遮断器[5,6]やプラズマ化学気相成長など、半導体プロセスでのアーキング (arcing) [7,8]は抑制すべき対象として研究されている。

磁場閉じ込め核融合装置ではプラズマに対して負の電位を持つプラズマ対向壁上でアーキングが発生する。プラズマを介して単一の電極表面で発生する「単極アーク」がその特徴であり、電極となるプラズマ対向壁には材料の蒸発により生成されるクレータ (crater) がアーク痕を生成する。したがって、アーキングにより炉壁表面は損耗し、不純物が放出される。

1.1 アーキングの理論的背景

陰極表面上の特性が類似することから、単極アークの研究は陰極真空アーク (cathodic vacuum arc) を理論的背景としている[9,10]。陰極アークは他のアーク放電とは違って、極めて高い電流密度と非常に小さな陰極電圧降下 (~20 V) を有する。

アーキングは表面からの電子放出によるブレイクダウン (breakdown) から始まる[9]。陰極表面には強い電場が印加される。よって、アークの点弧は電界電子放出によるものが一般的である[11]。プラズマ-材料界面ではシース電場により電子放出が開始される。微細突起、酸化膜など

の誘電層、ガス吸着層、クラック (cracks) および過去に形成されたクレータの縁など、表面状態により、局所領域から電界電子放出が開始する。その際、電流は電子放出スポットに集中するため、ジュール加熱によりスポットが加熱される。温度上昇により (冷たい) 電界電子放出は熱電界電子放出に変化し、電流密度はさらに増加し、スポットはいずれ相転移のための臨界温度 (critical temperature) に達する[12]。

臨界温度に達したスポットは短時間で蒸発する。蒸気は電子との衝突により励起・電離し、高密度の金属プラズマを形成する。スポットからの多量の電子放出によりシース間の電位差は減少し、表面には大電流ループが形成される。この現象は爆発的電子放出 (explosive electron emission, ecton) と呼ばれ、陰極表面には蒸発とともにクレータ模様のアーク痕が残る。陰極真空アークに関する詳しい解説は[9,10]を参照されたい。

1.2 核融合炉におけるアーキングの歴史と炉壁を取り巻く環境変化

核融合炉の磁場配位がリミター配位であった1970-80年代まで、アーキングは炉心プラズマへの不純物の生成源として主な要因の一つとして研究されていた。特に、リミター配位では炉壁が炉心プラズマと直接接していたため、短時間で大量の不純物が発生し炉心プラズマ性能に大きな問題を与えた[13-19]。ダイバータ配位への移行後、ASDEX装置を中心に炭素壁ダイバータでのアーキングによる影響の再評価がなされ、物理・化学スパッタリングに比べ微小であることが一般的見解として定着した[20-22]。

一方、炭素壁ダイバータにおけるトリチウム吸蔵の問題から全金属壁の実験が行われるようになり、また H-mode などプラズマ運転の高性能化や周辺局在化モード (edge localized modes; ELMs) を想定する運転シナリオが採択されるようになったことから、2000年代以降に再びアーキングによる影響が検証された。検証実験のほとんどは炭素材にタングステン (W) コーティングを施したダイバータ板を用いて行われ、多数のアーキングが発見されるようになった。他方、プラズマ対向壁以外にも、計測装置やプラズマ加熱用部品の表面などでもアーキングが観測されるようになり、プラズマ診断や加熱への影響が懸念された。

近年、燃料以外に炉内に存在する、ヘリウム (He)、ネオン (Ne)、窒素 (N_2) を始めとする反応副産物および冷却用に導入する不純物ガスとの相互作用により、金属壁には著しい表面構造変化が発生することがわかってきている [23-25]。このような表面構造変化はアーキングの点弧特性に大きな影響を与える。本解説では、ITER を含め金属壁実験へ移行しつつある昨今の核融合炉実験装置におけるアーキングの発生事例を紹介する。また、He および冷却用ガスと W との相互作用で生成される、繊維状ナノ構造 (fuzz) 等の形成によるアーキングの点弧特性の変化および材料損傷の特性をまとめ、今後の核融合炉に及ぼす影響を展望する。

2. 核融合実験装置におけるアーキングの発生例及び表面状態との関係

2.1 ダイバータ板上でのアーキング

2000年代におけるアーキングを目的とした実験は、ASDEX-Upgrade 装置を用いて M. Laux らによって始められた。図 1 で示すように、 $0.3\text{-}1\text{ }\mu\text{m}$ の W コーティングを施したグラファイトタイルにアーキングが発生した結果、

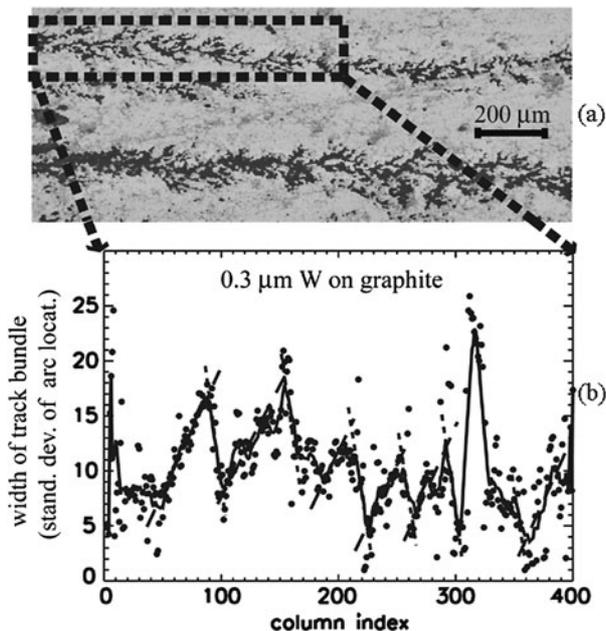


図 1 ASDEX-U において $0.3\text{ }\mu\text{m}$ -W 膜上に形成されたアーキング痕 [26]。(a) アーク痕の拡大図。(b) 一部の領域におけるアーキング痕幅。

W コーティング膜が完全に剥離した。アーク痕はジグザグ運動をしながら、アーク電流と磁場が成すアンペール法則の逆方向 ($-j \times B$, j はアーク電流, B は外部磁場), いわゆる retrograde 方向に直線運動した [26]。その後、一連の実験により多数のアーキング痕が発見され [27-30], ELMs が誘起する高電場シースがアーキングのトリガーになること [27], スパッタリングの数倍に及ぶ局所的損耗などが確認された [28]。しかし、ダイバータ板全体で発生するスパッタリングに対し、アーキングによる損耗は局所的であり、絶対量として微小であることが確かめられた [28]。DIII-D でも同様の実験が行われ、ELMs によるアーキングの発生が確認された [31]。ASDEX-U と同様、アーキングは $-j \times B$ 方向に運動した。また、全体の損耗量に対しアーキングによる損耗量は小さいことが示唆された [32]。

アーキングによる損耗は流れる電流に依存するため、単位電荷量当たりの質量損失量 ($\mu\text{g}/\text{C}$) が損耗率の指標としてよく用いられる。金属の中でも W はアーキングによる損耗量が非常に小さく、 $\sim 20\text{ }\mu\text{g}/\text{C}$ と知られている。それは、固相から気相へ相転移させるために必要なエネルギーが高いためである [10]。一方、鉄 (Fe) のような材料は W に比べ損耗率が高く、 $\sim 50\text{ }\mu\text{g}/\text{C}$ である [10]。ASDEX-U においてフェライト相系耐熱鋼 (P92) 材を用いた実験では、P92 材で W の 100 倍以上の損耗が観測されている [28]。したがって、ITER 後継の DEMO 炉など、低放射化フェライト鋼の採用が検討される際にアーキングによる局所的な損耗はより深刻化する可能性がある。

2.2 プラズマ計測系、加熱系でのアーキング

炉心プラズマの性能向上のために、イオンや電子の電磁波による加熱がよく用いられる。また、高温高密度プラズマの診断にも電磁波が必要である。しばしば電磁波の真空容器内経路上には、プラズマに対向した反射ミラー等が設置されるが、これらの装備は高熱流プラズマの直接接触が想定されない領域であるにも関わらず、アーキングが発生しやすい場所として知られる。JT-60U トカマクではプラズマから十分離れた位置にあるトムソン散乱計測用ミラーや、真空容器の外側の大気中にあるミラー表面にアーク痕が発見された [33]。また、LHD (Large helical device) では電子サイクロトロン放射計測用ミラー [34], レトロリフレクター (retroreflector) の表面にアーク痕が発見された [35]。JET ではイオンサイクロトロン共鳴加熱 (ICRH) 用の真空伝送路において、低電圧ブレークダウンに続いてアーキングが発生したことが報告されている [36]。これらのアーキングの発生機構は未解明な部分があり、商用核融合装置の設計において不確実性をもたらすことが懸念される。

2.3 グロー放電洗浄時のアーキング

プラズマ運転時以外に、グロー放電洗浄によってもアーキングは発生する。グロー放電洗浄時のアーキングの特徴は、磁場を印加しないためスポットが直線方向の運動をしないこと、運転時においてプラズマが直接流入せず、影になっている領域でも発生することなどが挙げられる。

図 2 はステラレーター装置 Wendelstein 7-X (W7-X) の

真空容器内に形成されたアーク痕を表す[37]. グラファイトダイバタテストユニットが設置された Operational Phase 1.2b までの期間に累積されたアーク痕である. ステンレススチール (SS) の真空容器 (図 2 (a) と (b)), ドップラー反射系のミラー (図 2 (e)), 赤外・H α 線カメラポートの表面 (図 2 (f)) など, 様々な場所でアークが発生し, その痕跡はそれぞれ異なることがわかる. 興味深いのは, SS 容器の裏側 (図 2 (c)) および炭素壁の支持と冷却を担当する CuCrZr 構造の表面にもアーク痕が形成されたことである. 図 2 (f) を除く他のアーク痕はいずれも集合した形状を有しており, 磁場の影響を受けないグロー放電洗浄時に発生していると思われる.

最近, LHD の重水素実験において, 装置の整備のために真空容器を観察した結果, 多数のアークが新たに発生していたことが報告された[38]. 容器内観察が行われたのはグロー放電洗浄と本プラズマ運転の間であり, グロー放電洗浄によって誘起されるアークの直接的証拠として重要な報告である.

2.4 材料および表面状態の影響

上述した LHD でのアーク[38] は, 高速イオン D α 用ミラーのシャッターや駆動シャフト上に発生した. アーク痕は大面積にかけて形成されており, アルミニウム (Al) の表面のみに選択的に発生していた. これは材質の性質 (仕事関数, 熱伝導率, 臨界温度等 [9, 10]) により同条件で異なる点弧特性を示す例である. また, 図 2 (a) のようなエッジにおける凹凸構造, 図 2 (b) のような表面の汚染など, 炉壁の表面状態はアークの点弧特性を大きく変化させる.

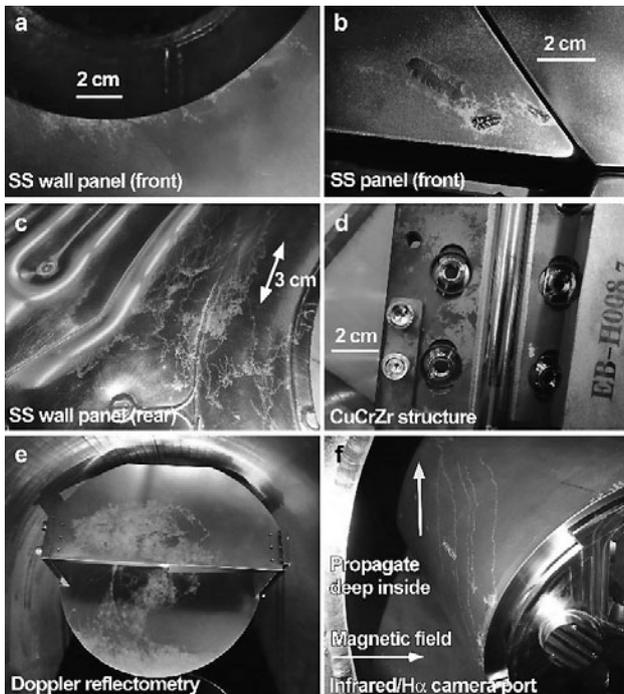


図 2 Wendelstein 7-X の様々な場所で発生したアーク痕[37]. (a) と (b) SS パネル前面, (c) SS パネル後面, (d) グラファイトパッフル支持体後面, (e) ドップラー反射系ミラー, (f) 光学用ポート表面.

3. ナノ構造上でのアークの発生と材料損耗への影響

3.1 ナノ構造の核融合炉内での生成およびアーク

核融合装置におけるアークは不意に発生することがほとんどであり, 発生時刻や発生場所における電圧電流変化に関する情報は極めて少ない. そのため, 点弧条件や特性を理解するのが困難であった. 実験室で単極アークを再現する試みも, その発生条件の難しさから長年停滞していた.

転機は He-W 相互作用により著しい表面構造変化が発生する, ナノ構造の形成が発見されたことにある. 図 3 (a) に He の入射イオンエネルギー 20 eV, W の表面温度 1000 K 以上の条件[39]で形成される典型的なナノ構造の断面図を示す. 直径数十 nm の円筒状構造が不規則に絡み合い, 数 μm 程度の層が表面に一樣に形成されることが特徴である. その形状ゆえ, ナノ構造層の熱伝導率は通常の平板 W の約 1% 未満となり [40], 先端部における電界電子放出係数は数百倍に増加する [41] ことが実験的に示された.

ナノ構造を用いることで, 定常 He プラズマ-W 表面間での単極アークの点弧が初めて報告された[42]. 図 3 (b) はナノ構造上で生成されるアーク痕の典型的な例を示す. 表面には直径 2-5 μm 程度のクレタが生成し, 隣のクレタと連結して長い曲線状のトラックを形成する. また, トラック同士は絡み合って巨視的な迷路構造を形成する. それ以降, ナノ構造 W を核融合実験装置に設置し, プラズマを照射する一連の実験が様々な装置で行われ, LHD [43], DIID-D[44], COMPASS[45]などでアークの点弧が確認された. 同時に設置された表面が滑らかな W 上ではアークが発生しなかったことから, ナノ構造の性質がアークを誘発しやすいことも示された. また,

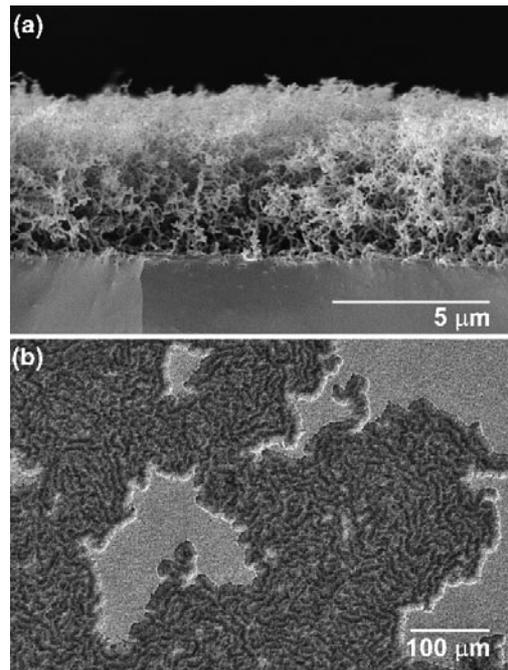


図 3 (a) 典型的なタングステンナノ構造層の断面と (b) ナノ構造層に残ったアーク痕.

ヘリカル装置であるLHDを除き、トカマク装置でのアーキングはELMsやDisruptionなどによる間欠的熱負荷の流入時に発生した。これらの結果は、ナノ構造の形成により、表面の温度上昇、シース電位差の上昇などアーキングの誘起に適した環境が形成されることを示唆する。

3.2 ナノ構造上でのアーキングの電圧電流特性

梶田らにより、直線型定常プラズマ装置NAGDIS-IIにおいて、電気的に浮いている試料とプラズマ間で自発的に形成されるシース電位差が60 V以上となる条件において、間欠的熱負荷を模擬したレーザーパルスを表面に入射することで単極アーキングの誘起に成功した[42]。それ以来、実験室プラズマの特長を生かした後続研究が活発に行われた。後続実験では定常プラズマのパラメータを柔軟に調整するため、試料に外部から負のバイアス電圧を印加することでシース電位差を調整している。

図4(a)にNAGDIS-IIにおけるアーキング点弧前後の電流電圧波形の変化の例を示す。試料を -70 V にバイアスしレーザーパルスを印加するとアーキングが誘起され、試料電流はイオン飽和電流($\sim 0.7\text{ A}$)から 7 A (電源設定値)まで増加する。応答の速いバイポーラ電源を用いると図4(a)のように瞬間的に設定値に達する反面、直流安定化電源のような比較的立ち上がりが遅い電源の場合、アーキング電流は設定値を大幅に超えるまで増加し、ゆっくり減少しながら設定値に近づく[46]。アークスポットから多量の電子が放出されると同時に、シース電圧は減少し、アーク動作電圧と呼ばれる $\sim 30\text{ V}$ 程度を維持することが知られる[9]。直線型直流プラズマ装置では、プラズマソース端の陽極が接地されていることから、試料と陽極の間には磁力線に沿って流れるプラズマ柱を介して大きな電流ループが形成され、図4(b)のような電圧電流の直線的な変化が見られる。アーク電流が大きくなるほど試料電圧は負に深く

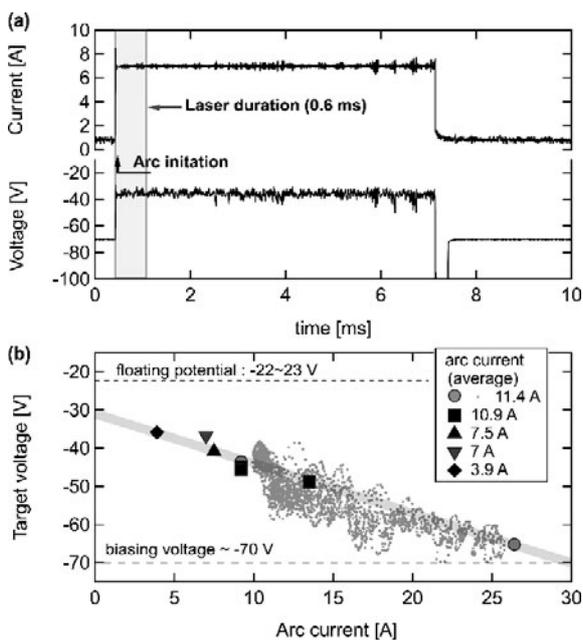


図4 (a) アーキング発生時の電流電圧の経時変化と(b)電圧電流特性。

なり、その傾きはプラズマ柱の抵抗値(Spitzer抵抗)に等しいことが示された[47]。

3.3 ナノ構造上でのアーキングの発生条件

アークの点弧には、間欠的熱負荷による金属蒸気プラズマの形成が必要である。梶田らは、ELMsと同程度のパルス長を有するルビーレーザーを用いた実験で、アーク点弧に必要なレーザーパルスのエネルギー閾値が 0.01 MJ/m^2 であり、ELMsで想定される熱負荷より小さい負荷でアーキングが点弧可能であることを示した[48]。

アークの維持のためには、金属蒸気プラズマによる電圧降下分の最小動作電圧(=アーク動作電圧)が必要であることが知られる[9]。一方、プラズマ-金属間の単極アークではシース電圧が重要な条件となる。NAGDIS-IIでは、プラズマに対して -60 V 以下の電位差でアーキングの点弧を確認した[48]。一方で、PISCES-Aでは -100 V 以下の電圧を必要とした[49]。この違いも使用された電源の応答に起因すると思われる。外部電源を用いないPilot-PSIでの実験では、 -70 V 程度の電位差が必要であることがわかっている[50]。

アーキングの点弧および持続にはシース電位差に加えてプラズマ温度や密度も重要と思われる。これらのパラメータはシース電場強度に作用する。図5はPISCES-Aを用いて行われたアーキング発生時のシース電圧および電場の依存性を示している[47]。シース電位差 100 V 以上、電場 2 MV/m 以上の条件を満たした時、アーキングが発生することがわかる。したがって、ELMsなど高温高密度のプラズマの流入時はアーキングの発生しやすい環境であると言える。

3.4 ナノ構造層の厚さとアーキングの挙動およびプラズマ特性の関係

ナノ構造上のアークスポットの挙動およびプラズマ特性の理解は、核融合炉における炉壁の損耗面積の推定および発生した不純物の磁場を横切る挙動を理解するために重要である。一方、アークスポットの挙動は磁場と局所的プラズマの相互作用の面で興味深い現象である。

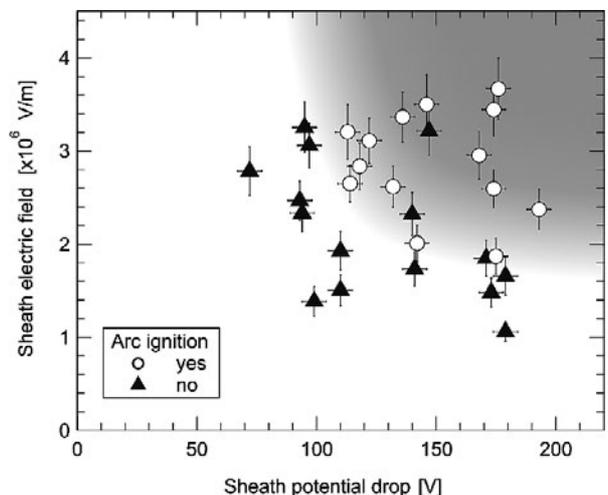


図5 ナノ構造上のアーキングの発生条件[41]。シース電位差とともにシース電場に閾値が存在する。

上述のように、アークスポットは $-j \times B$ 方向に運動するが、ナノ構造上ではさらに特有のランダム運動性が観測されている。ランダム運動の指標として梶田ら[51]はフラクタル次元に注目し、アーク痕のスケール長で異なるフラクタル次元を持ち、微視的には完全なランダム運動をし、巨視的には $-j \times B$ 方向に運動することを明らかにした。また、磁場強度によりスポットの直進性が増し、ナノ構造厚さの増加とともに図3(b)のようなスポットの集団化が進み、微視的なランダム運動性がより大きくなることを示した。ナノ構造の厚みや外部磁場強度などの変化に対するスポットの運動特性は、外部磁場の影響を考慮したモンテカルロシミュレーションにより模擬された[52]。

ナノ構造厚さによるスポットの集団化はスポットの巨視的運動速度にも影響を及ぼす。図6は異なる厚さを有するナノ構造層を通るアークスポットの運動変化を高速カメラで計測したものである[53]。試料表面には上部1 μm 、下部5 μm のナノ構造層が形成されており、アークスポットの運動は境界を横切った瞬間から著しく変化している。ナノ構造層が厚い領域では集団化したスポットの進行によりアーク痕の幅は広く、速度は遅い。それに対し、ナノ構造層が薄くなると、スポットの集団化は見えなくなり、アーク痕の幅は数分の一程度に細くなると同時に速度は数倍程度に増加する[53]。図7はHeプラズマパラメータおよびアーク電流を同一とした時のアーク痕の様子を示す。図7(a)と図7(b)のように、ナノ構造厚さ1 μm ではアークス

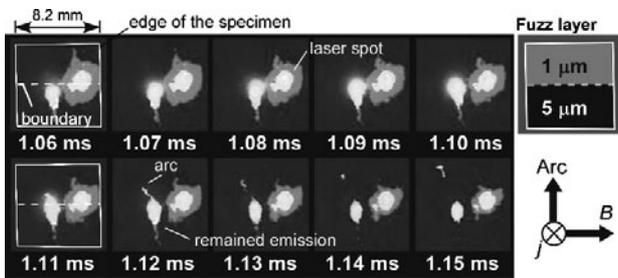


図6 磁場と平行なナノ構造表面上で自走するアークスポットの発光[53]。ナノ構造厚さの変化に反応し運動の形態も変化する。

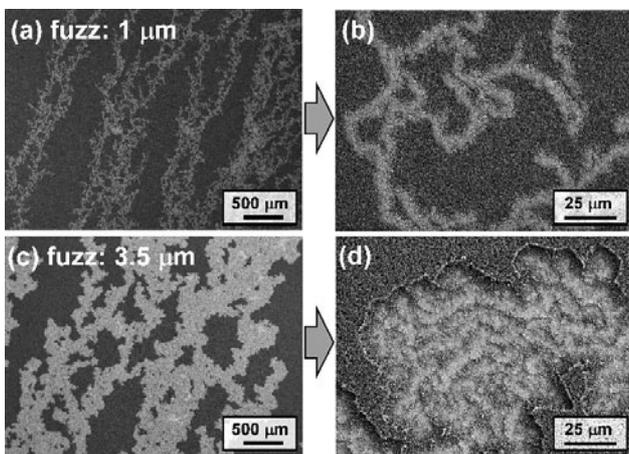


図7 磁場と平行なナノ構造面状のアーク痕。(a)と(b)は厚さ1 μm 、(c)と(d)は厚さ3.5 μm 上のアーク痕を示す。

ポットの集団化が起きず、厚さが増加することにより集団化が発生することがわかる(図7(c)と(d))。

一方、アークプラズマの温度および密度を評価する試みも行われている。しかし、スポットサイズが小さいことにより、未解明の点が多い。一般的に、アークプラズマは局所的で高密度な金属蒸気プラズマであり、局所的熱平衡状態(Localized thermal equilibrium, LTE)であることが知られる[10]。したがって、W線スペクトルのボルツマンプロット法を用いて電子温度が評価できる。一方、西島ら[54]によりW線スペクトルのシュタルク広がりが計測され、アークプラズマの電子密度も評価された。図8(a)はボルツマンプロット法により評価したアークプラズマの電子温度のナノ構造厚さ依存性を示す[55]。電子温度は0.5–1.5 eVであり、ナノ構造厚さの増加とともに減少する。一方、図8(b)に示すアークプラズマの電子密度はナノ構造厚さの増加とともに上昇する。図8(c)はサハーボルツマン方程式を用いて計算したW一価イオンと中性粒子の比率であり、ナノ構造厚さの増加とともにアークプラズマの平均電離度が減少することを示す。これらの結果は、アークスポット上においてナノ構造厚さの増加により金属蒸気の発生量が増大し、電子とW蒸気間でエネルギーの緩和がより活発になることを示唆する[55]。

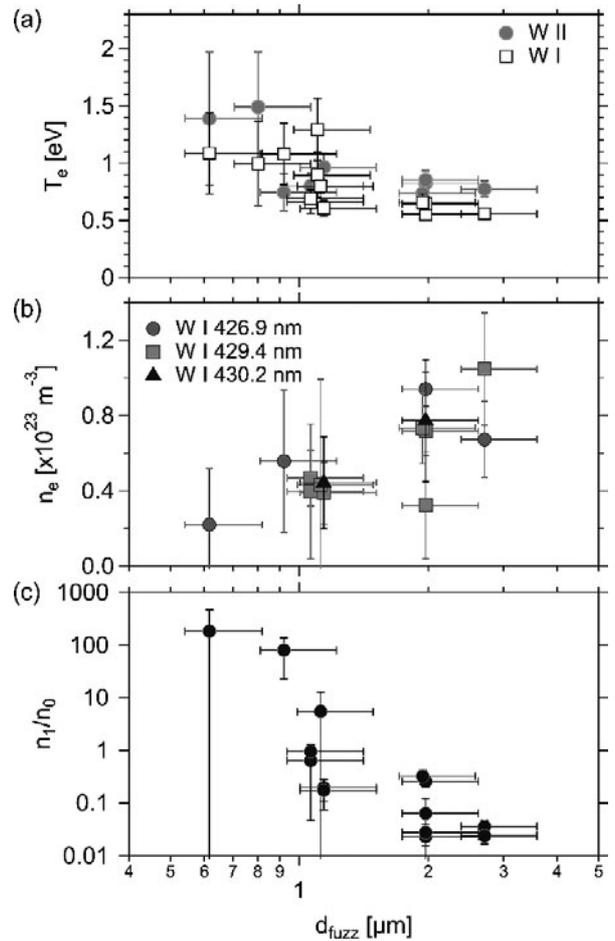


図8 アークプラズマの(a)電子温度、(b)電子密度、(c)サハーボルツマン方程式から推定した一価イオンと中性粒子の比率のナノ構造厚さ依存性[55]。

3.5 ナノ構造上でのアーキングによる材料損耗

アーキングによる材料損耗の指標としては、第2章で述べた単位電荷当たり損耗量 (mg/C) とともに単位時間当たり損耗量 (mg/s) も良く用いられる。上述のように、ナノ構造厚さの変化によりアークスポットの挙動および金属蒸気の生成量は大幅に変化する。これらは、材料の損耗量の変化にもつながる。図9はアーク電流およびナノ構造厚さの変化に対する質量損失量の依存性を示す[47]。まず、ナノ構造の生成により、材料の単位電荷当たり損耗量は最小でも0.5 mg/C程度となり、平面Wの場合 (~20 $\mu\text{g}/\text{C}$ [10]) に比べ大幅に増加することがわかる。これは、ナノ構造の熱・電気的特性に加え、高い空孔率により破壊されやすい性質に起因すると思われる。

ナノ構造厚さが一定 (~2 μm) の時、単位時間当たり損耗量はアーク電流とともに増加するのに対し (図9 (c))、単位電荷当たり損耗量はアーク電流変化に依存しないことがわかる (図9 (a))。一方で、アーク電流がより大きな値で一定 (~7 A) の時、単位電荷当たり損耗量はナノ構造厚さが2 μm を超えると著しく増加し、1.6 mg/Cに達している (図9 (b))。供給された電荷量が一定の条件における損耗量の増加は、表面から荷電粒子以外の形で飛び出したW粒子の量が増加したことを意味する。図8 (c)のようにW中性粒子の比率が増加したことを考えると、蒸発して電離しないW粒子の量が増加したことが示唆される。一方、厚さ2 μm を境界に損耗量のジャンプが起きることはW粒子の蒸発以外の損耗機構が存在する可能性を示す。図7 (d)で示すようなアークスポットの集団化は厚さ2 μm を超える時点で発生する[47]。これらの結果から、ナノ構造が厚い場合はスポットが同一の場所で継続的に点弧することによりその集団化が進行し、形成されたアークプラズマのもつ圧力が隣合うナノ構造を機械的に破壊し、dropletの形でWを放出する機構が提案された[47]。

3.6 ナノ構造上でのアーキングの理論的解析

上述のように、定常プラズマ-金属間のアーキングはナノ構造を媒体として主に実験的な手法で研究されてきた。一方で、真空アークの長い歴史で作りに上げられた理論を用いてプラズマ-金属界面での単極アークを説明する試みもされてきている。Barengoltsらは梶田らの実験結果をEctonモデル[9]を用いて説明した[56]。そこでは、スポットが電流の集中によるジュール加熱で爆発に至るまでの間に投入される電流密度の積算が重要な指標として扱われる。ナノ構造Wの場合、質量密度の減少、熱拡散・伝導率の減少により臨界温度に達するために必要な電流密度は平面Wに比べ格段に低いことで、熱の伝播速度とクレータの拡大速度のつり合いで決定されるクレータ半径の計算値が実験結果と同程度であることを示した[47]。また、ナノ構造層の厚さがある程度以上になる時、スポットが同じ領域で点弧を維持することでスポットの集団化が進行し、アーク痕の幅が広がりスポットの移動速度が減少することもEctonモデルを用いて説明された[57]。これらの試みは、プラズマシースを介する単極アーク環境も本質的に真空アークの理論が適用可能であることを示すものであり、その重要性は高いと言える。

4. 今後の展望

ITERのダイバータ板は現存のトカマク装置より高い熱負荷を定常・間欠的に経験する。De TemmermanらはWの損傷が支配的な外側ダイバータのストライク点付近においてナノ構造が生成可能な入射イオンエネルギー (>20 eV) および表面温度 (>1000 K) 条件を満たす領域が存在することを示した[58, 59]。

本解説では、Heプラズマ照射がもたらすW表面変化として繊維状ナノ構造に関連したアーキング研究を取り上げた。一方、最近の研究で、HeイオンがもたらすW表面変

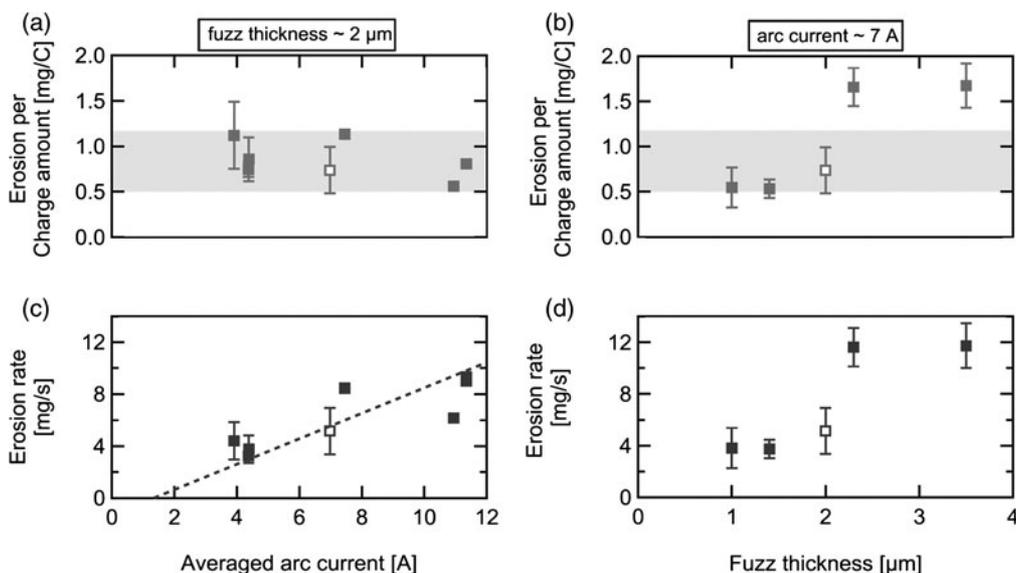


図9 アーキングによる材料損耗率のナノ構造厚さ依存性[47]。(a)と(b)は単位電荷当たり損耗量、(c)と(d)は単位時間当たり損耗量を示す。(a)と(c)はナノ構造厚さ2 μm における損耗率のアーキング電流依存性を、(b)と(d)はアーキング電流7 Aにおける損耗率のナノ構造厚さ依存性を示す。

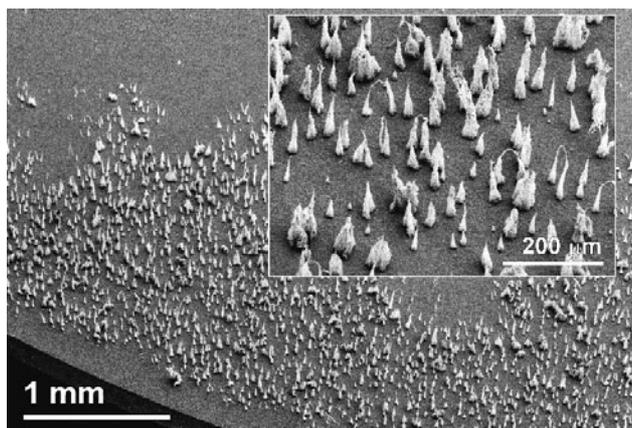


図10 ヘリウムプラズマにネオンガス (15%) を添加時生成されたナノ構造バンドル (NTBs). 入射イオンエネルギー 200 eV, 照射量 $2 \times 10^{25} \text{ m}^{-2}$ である.

化には未だ解明されていない部分が多いことが示されている。そこには表面からの W のスパッタリング, または表面への堆積が重要な役割を果たす。図10は He に Ne を 15% 混合させたプラズマを W 表面に照射したときに生成される, ナノ構造バンドル (nano-tendrils bundles, NTBs) の例を示す。表面に一樣に分布するナノ構造層と違って, 高さ $100 \mu\text{m}$ に及ぶ巨大化した構造が表面上に分布する特徴を有する。NTBs は W のスパッタリングと再堆積により選択的に成長すると考えられている [60]。孤立した突起状の形状の発達により, 熱の拡散を通常のナノ構造よりも低下させ, 電界電子放出を大幅に増加させる [61]。ゆえに, NTBs 上では間欠的熱負荷の印加が無くてもアーキングが発生できる [62]。NTBs 構造は試料温度 1200 K 以下 [63] でも生成可能であることが示されている。さらに, W の堆積が支配的な場合には, 表面構造の成長は通常の 1000 倍程度まで速くなることも近年示されている [25]。

核融合研究分野において, リミター配位からダイバータ配位へ移り変わった後の数十年間は, アーキングは炉壁損耗源・不純物発生源としてスパッタリングに比べ無視できるとされてきた。しかし, 核融合反応生成物として必ず存在する He イオンおよびダイバータ冷却のための冷却用ガス, また W 表面からのスパッタリングと再堆積プロセスが成す複合的な環境下では予期せぬ表面変化が起こる可能性がある。したがって, 今後のアーキング研究は潜在的な W 表面変化をもたらすアーキング点弧特性を精査し, 炉壁の損耗と不純物の生成に占めるアーキングの割合や影響を明らかにする必要がある。

参考文献

[1] 三重野哲: プラズマ・核融合学会誌 **94**, 516 (2018).
 [2] Q. Wang *et al.*, Chem. Soc. Rev. **42**, 8821 (2013).
 [3] D.M. Sanders and A. Anders, Surf. Coat. Tech. **133**, 78 (2000).
 [4] 平田好則, 野村和史, 荻野陽輔: プラズマ・核融合学会誌 **87**, 535 (2011).
 [5] 丹羽芳充, 金子英治: プラズマ・核融合学会誌 **81**, 5

(2005).
 [6] F. Yang *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 273001 (2013).
 [7] H.-S. Jun, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 066202 (2013).
 [8] Y. Kasashima *et al.*, Appl. Phys. Exp. **7**, 096102 (2014).
 [9] G.A. Mesyats, *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc* (Nauka, Moscow, 2000).
 [10] A. Anders, *Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation* (Springer, New York, 2008).
 [11] R.H. Fowler and L. Nordheim, Proc. R. Soc. Lond. A: Math. Phys. Eng. Sci. **119**, 173 (1928).
 [12] G.A. Mesyats, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, A109 (2005).
 [13] S. Cohen *et al.*, J. Nucl. Mater. **76**, 459 (1978).
 [14] G. McCracken and D. Goodall, Nucl. Fusion **18**, 537 (1978).
 [15] P. Staib and G. Staudenmaier, J. Nucl. Mater. **76**, 78 (1978).
 [16] P. Mioduszewski *et al.*, J. Nucl. Mater. **85**, 963 (1979).
 [17] K. Jakubka and B. Jüttner, J. Nucl. Mater. **102**, 259 (1981).
 [18] G. McCracken, J. Nucl. Mater. **93**, 3 (1980).
 [19] R. Behrisch *et al.*, J. Nucl. Mater. **145**, 731 (1987).
 [20] G. Federici *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 1967 (2001).
 [21] K. Ertl *et al.*, Nucl. Fusion **25**, 1413 (1985).
 [22] B. Jüttner *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **34**, 472 (1994).
 [23] S. Kajita *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095005 (2009).
 [24] D. Hwangbo *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 096022 (2018).
 [25] S. Kajita *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 106002 (2018).
 [26] M. Laux *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **33**, 1470 (2005).
 [27] A. Herrmann *et al.*, J. Nucl. Mater. **390**, 747 (2009).
 [28] V. Rohde *et al.*, J. Nucl. Mater. **415**, S46 (2011).
 [29] V. Rohde *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S800 (2013).
 [30] M. Mayer *et al.*, Phys. Scr. T**138**, 014039 (2009).
 [31] I. Bykov *et al.*, Phys. Scr. T**170**, 014034 (2017).
 [32] D. Rudakov *et al.*, J. Nucl. Mater. **438**, S805 (2013).
 [33] S. Kajita *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2405121 (2012).
 [34] S. Kajita *et al.*, Nucl. Fusion, **53**, 053013 (2013).
 [35] T. Akiyama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **78**, 103501 (2007).
 [36] I. Monakhov *et al.*, AIP Conf. Proc. **933**, 151 (2007).
 [37] D. Hwangbo *et al.*, Plasma Fusion Res. **15**, 2402012 (2020).
 [38] Y. Hayashi *et al.*, *accepted to Plasma Fusion Res.*
 [39] S. Kajita *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095005 (2009).
 [40] S. Kajita *et al.*, Results Phys. **6**, 877 (2016).
 [41] D. Hwangbo *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **45**, 2080 (2017).
 [42] S. Kajita *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 032002 (2009).
 [43] M. Tokitani *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 102001 (2011).
 [44] D. Rudakov *et al.*, Phys. Scr. T**167**, 014055 (2016).
 [45] J. Matějčiček *et al.*, J. Nucl. Mater. **492**, 204 (2017).
 [46] D. Hwangbo *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **47**, 3617 (2019).
 [47] D. Hwangbo *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **58**, 608 (2018).
 [48] S. Kajita *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 035009 (2012).
 [49] D. Aussems *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 303 (2015).
 [50] M. Yajima *et al.*, Fusion Eng. Des. **112**, 156 (2016).
 [51] S. Kajita *et al.*, Phys. Lett. A **373**, 4273 (2009).
 [52] S. Kajita *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 074002 (2011).
 [53] D. Hwangbo *et al.*, Result. Phys. **4**, 33 (2014).
 [54] D. Nishijima and R.P. Doerner J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 325201 (2015).
 [55] D. Hwangbo *et al.*, Plasma Sources Sci. Tech. **29**, 125015

- (2020).
- [56] S.A. Barengolts *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 125004 (2010).
- [57] S.A. Barengolts *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **46**, 4044 (2018).
- [58] G.De Temmerman *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 044018 (2018).
- [59] G.De Temmerman *et al.*, Nucl. Mater. Energy **19**, 255 (2019).
- [60] D. Hwangbo *et al.*, Nucl. Mater. Energy **18**, 250 (2019).
- [61] D. Sinelnikov *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **47**, 5186 (2019).
- [62] R. Zhang *et al.*, The 29th Int. Toki Conf. Plasma Fus. Oct 27-30, Toki, Japan (2020).
- [63] K.B. Woller *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 066005 (2017).



ふぁん ほ ど ぎゅん
皇甫度均

筑波大学数理物質系物理学域 助教。2019年に名古屋大学大学院工学研究科 修了。博士(工学)。ヘリウム-冷却用ガス混合プラズマが引き起こす金属表面変化と相互作用による材料物質の放出現象や、金属表面変化の核融合炉の中でのあり方に興味があります。大気圧低温プラズマも少しずつ勉強しています。つくばのラーメン屋でつけてきた体重をどうやって減らすかが最近のもっともの悩みです。