レーザ吸収法による磁界安定化大電流真空アークの 銅蒸気密度の測定

学生員 高橋 真治* 正 員 新井 一由*
正 員 森宮 脩* 正 員 林 和夫**
正 員 野田 悦夫**

Measurement of the Copper Vapor Density in a Magnetically Stabilized High-current Vacuum Arc by the Laser Absorption Method

Shinji Takahashi*, Student Member, Kazuyoshi Arai*, Member, Osami Morimiya*, Member,
Kazuo Hayashi**, Member, Etsuo Noda**, Member

The high-current interruption ability of the vacuum interrupter depends on the state of the residual plasma remaining between electrodes after an current zero. In this study, the copper vapor density around the current zero with a half-period of 1 ms and a peak current of 3 kA arc was measured using the laser absorption method. The copper vapor density found to be $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ at current zero and was found to be independent of current zero gradients and arc current peak. After current zero, the copper vapor density decayed with a time constant of approximately 400 μs . The decay time observation by LIF signal agreed well with that of the absorption method. This decay time of the copper vapor density can be explained based on the calculation of the cooling characteristics of the cathode spot crater which supplies copper vapor.

キーワード：真空アーク，銅蒸気密度，レーザ吸収法

Keywords : vacuum arc, copper vapor density, laser absorption method

1. はじめに

真空遮断器の遮断性能は，アーク電流零点で電極間に残留するプラズマ（荷電粒子・金属蒸気）に影響を受ける。例えば，過大な金属蒸気密度は，電極間の瞬時圧力を高くし絶縁回復に長時間を要するようになる。荷電粒子は再起電圧の立ち上がりによって，電子は蒸気を電離し，イオンは電極衝撃により 2 次電子の放出，スパッタリングによる蒸気の供給などを起し，再点弧しやすい状態を作り出す。

真空遮断器における遮断現象の研究は大きく二つのスタイルに分類されるであろう。その第一は **Current Zero Phenomena** と称し，アーク電流零点前後に流れる残留電流

の大小が，アーク電流波高値や電流零点での電流勾配，再起電圧上昇率とどのような関係を持つかを調べることによって行われる^{(1)~(3)}。第二の方法は **Recovery Phenomena** と称されるものであり，電流零点通過後，電極間電圧零の時間を設け，その後，電圧を印加し，絶縁回復特性，残留電流などを調べるものである^{(4)~(6)}。

これらいずれの方法でも電極間の残留プラズマパラメータを求めるためには，適当なプラズマモデルを仮定し，残留電流，印加電圧，時間の関係を対応させている。

最近十年間，レーザ計測などによる電流零点後のプラズマパラメータの **Lins, Gellert, Koyama** 等によって計測が行われている^{(7)~(10)}。これらは必ずしも遮断現象を目指したものではないが，レーザ計測は遮断現象の研究に有効な手段と思われる。新井らは静電プローブ法により，電流零点近傍の電子温度・イオン密度の測定が行われ，減衰特性については，レーザ計測と良い対応を示している⁽¹¹⁾。

本研究では，磁界安定化大電流真空アークのアーク電流零点近傍における金属蒸気密度（Cu）の測定をレーザ吸収法によって行い，アーク電流零点における吸収プロファイ

* 日本工業大学
〒345-8501 埼玉県南埼玉郡宮代町学園台 4-1
Nippon Institute of Technology
4-1, Gakuendai, Miyashiro, Minamisaitama, Saitama
345-8501
** (株)東芝
〒210-0862 川崎市川崎区浮島町 4-1
Toshiba Corporation
4-1, Ukisima-cho, Kawasaki-ku, Kawasaki 210-0862

ル、銅蒸気密度の電流零点勾配への依存性、アーク電流零点後の減衰特性を得ることが出来た。アーク電流零点後の減衰特性については、LIF 法による測定結果や解析結果との比較から、金属蒸気の消滅のメカニズムについて検討を行った。

2. 理 論

〈2・1〉 レーザ吸収法⁽¹²⁾ レーザ吸収法は、測定対象物内の原子の共鳴線に同調した光をレーザ装置により入射し、その際の入射光と透過光の強度比から原子密度を求める方法である。図 1 に示すように、強度 I_0 の光が長さ l の測定対象物に入射されるとき、そこを透過して現れる光の強度 I は、測定対象物内の原子により吸収されるため減少する。このとき、入射光強度 I_0 と透過光強度 I の関係は、次式で表すことができる。

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\int g(\nu) \exp\left\{-\frac{g_2}{g_1} \frac{A_{21} \lambda^2 f(\nu) l n}{8\pi}\right\} d\nu}{\int g(\nu) d\nu} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 g_1, g_2 : 準位 1, 2 の統計的重率、 A_{21} : 自然放射のアインシュタイン係数[1/s]、 λ : 中心波長[m]、 l : アーク直径[m]、 n : 原子密度[m⁻³]、 $g(\nu)$: レーザ光のラインプロファイル関数、 $f(\nu)$: 共鳴線のラインプロファイル関数

従って、測定対象となる原子の共鳴線のラインプロファイルが予め分かっているならば、入射光、透過光それぞれの強度を測定することにより、線密度 $n \times l$ を算出することができる。

本研究において使用した銅原子の共鳴 327.4 nm の簡易的なエネルギー準位図を図 2 に示す。この共鳴線 327.4 nm のラインプロファイル関数については、〈2・3〉節において示す。

このようにレーザ吸収法によって得られる密度は線密度 $n \times l$ であるため、数密度 n を算出する際には、その分離に十分な考慮を必要とする。

〈2・2〉 レーザ誘起蛍光 (Laser Induced Fluorescence : LIF) 法⁽¹³⁾ LIF 法は測定対象であるプラズマ中にレーザを入射して、観測体積 V 中の原子を共鳴励起し、これより放出される誘起蛍光を有効立体角 $d\Omega$ の光学系により検出器に導き、その蛍光強度から測定対象となる原子密度を求める方法である。

基底準位 $4^2S_{1/2}$ から励起準位 $4^2P_{1/2}$ に共鳴励起された原子は、すべて準安定準位に遷移し、その際、578.2 nm の蛍光を発する。この際、図 1 中の立体角 $d\Omega$ の光学系において観測される全光子数 N_p は、

$$N_p = A_{21} V \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty n_2(t) dt = \frac{d\Omega}{4\pi} n_1(0) V \dots\dots\dots (2)$$

となる。以上より、光学系により観測される LIF 強度は、

$$S_L = N_p Q_L \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここで、 Q_L : 受光系の補正係数である。従って、

図 1 レーザ計測の概略図

Fig. 1. Schematic diagram of laser measurements.

図 2 銅原子の部分的なエネルギー準位図

Fig. 2. Partial energy level diagram of copper atom.

LIF 強度を測定することにより、基底準位の原子密度 $n_1(0)$ を求めることができる。

しかしながら、本研究で使用したレーザ装置の半値全幅 $\Delta\nu_{FWHM}$ は 4.5 GHz であり、〈2・3〉節で説明する銅原子のラインプロファイルをすべて覆うことはできない。従って、本実験では、この半値全幅 $\Delta\nu_{FWHM}$ の範囲内の原子のみを励起する部分的な LIF 法となる。また、LIF 法において密度を算出するには、光学系の感度の絶対較正が必要であるが、本研究では、密度の算出は行わず、(2)、(3)式より数密度 n と LIF 信号強度が比例することを利用し、LIF 光強度とレーザ吸収法で得られた数密度を比較することにより、線密度 $n \times l$ の分離が妥当であるかの検討および n の減衰特性の比較を行った。従って、光学系の感度の絶対較正は行っていないので粒子測定はできない。

〈2・3〉 銅原子の共鳴線 327.4nm のラインプロファイル関数⁽¹⁴⁾ 銅原子のスペクトル線は、核スピンの磁気モーメントと電子の全角運動量の磁気モーメントとの相互作用による超微細構造を持つ。超微細構造とは、エネルギー準位の微細な分裂による多重線構造のことをいう。これにより、スペクトル線が多重に現れるため、中心周波数のドップラー広がりのみによるスペクトル線の線形とは異なる形

状となる。従って、測定で使用するスペクトル線におけるエネルギーのずれを計算し、それぞれのスペクトル線の中心波長からの遷移と強度比を算出し、ドップラー広がりを加え合わせ、ラインプロファイルを求める必要がある。

銅原子の原子密度の測定には、共鳴線として 324.8 nm と 327.4 nm が利用できるが、超微細構造を計算から求めるために必要なデータが 324.8 nm では不足していたため、327.4 nm を選択し、次の手順でラインプロファイルの算出を行った。

あるエネルギー準位の超微細構造において、中心エネルギー準位からのずれ ΔE は、次式で表される⁽¹⁵⁾。

$$\Delta E = E_0 + \frac{AC}{2} + BC(C+1) \quad [1/\text{cm}] \quad (4)$$

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad (5)$$

$$|J-1| \leq F \leq |J+1| \quad (6)$$

ここで、 E_0 ：分裂前の中心エネルギー $[\text{cm}^{-1}]$ 、 A ：磁気双極子超微細係数、 B ：電気四重極子超微細係数、 F ：全角運動量、 I ：核スピン、 J ：電子の全角運動量

銅原子の共鳴線 327.4 nm の基底準位 $4^2S_{1/2}$ 、励起準位 $4^2P_{1/2}$ に関して、磁気双極子超微細係数 A は文献(10)より与えられる。また、電気四重極子超微細係数に関しては、 $J=1/2$ となる準位については $B=0$ である。

これらの分裂した準位間で許容される遷移は、次の条件を満たすものである。

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad (7)$$

また、 $F=0$ 間での遷移は許容されていないため、これらの計算より、共鳴線 327.4 nm では、図 3 に示すように基底準位 $4^2S_{1/2}$ と励起準位 $4^2P_{1/2}$ がそれぞれ 2 つの準位に分裂しており、それに伴い(7)式の条件から、4 本のスペクトル線を持つ。また、エネルギー準位のずれ ΔE は Cu^{63} については次式により中心周波数からの遷移周波数に変換できる。

$$\Delta \nu = c \times \Delta E = 29.98 \Delta E \quad [\text{GHz}] \quad (8)$$

ここで、 c ：光速

Cu^{63} と Cu^{65} の同位体効果については、エネルギー差は 0.24 GHz 程度であるので無視した⁽¹⁶⁾。

次に、各スペクトル線の強度比についてみていく。今回、測定対象となる共鳴線 327.4 nm のように、電子の全角運動量が基底準位と励起準位で変化しないような遷移に関して、各スペクトル線の強度比は次式で算出することができる⁽¹⁷⁾。

$F=1 \rightarrow F=2$ 遷移について

$$I_{12} = -\frac{A(J+F+I+1)(J+F-1)(J-F+I+1)(J-F-I)}{F} \quad (9)$$

$F=2 \rightarrow F=2$, $F=1 \rightarrow F=1$ 遷移について

図 3 共鳴線 327.4nm のエネルギー準位図

Fig. 3. Energy level diagram of resonance line 327.4nm.

図 4 スペクトル線の超微細分裂による周波数シフトと線強度

Fig. 4. Frequency shift by hyperfine splitting and relative intensity of spectral Line.

$$I_{22} = I_{11} = \frac{A\{J(J+1) + F(F+1) - I(I+1)\}^2 \times (2F+1)}{F(F+1)} \quad (10)$$

$F=2 \rightarrow F=1$ 遷移について

$$I_{21} = -\frac{A(J+F+I+2)(J+F-I+1)(J-F+1)(J-F-I-1)}{F+1} \quad (11)$$

(8)～(11)式から、超微細構造による 4 本のスペクトル線の中心波長からの遷移と発光の強度比を Cu^{63} について算出した結果を図示したものを図 4 に示す。

この図 4 に示した 4 本のスペクトル線のドップラー広がりを加え合わせたものが、共鳴線 327.4nm のラインプロファイルとなる。一般にドップラー広がり、次式で与えられる。

$$f'(\nu) = I \cdot \exp \left\{ -\frac{M m_u c^2}{2KT} \frac{(\nu - \nu_{ij})^2}{\nu_{ij}^2} \right\} \quad (12)$$

ここで、 I ：算出した強度比、 M ：銅原子量、 m_u ：原子質量単位[kg]、 K ：ボルツマン定数[J/K]、 ν_{ij} ：

中心周波数[Hz]

また、ラインプロファイル関数 $f(\nu)$ は、

$$\int f(\nu) d\nu = 1 \quad \dots\dots\dots (13)$$

と規格化されるので、それぞれのドップラー広がり加え合わせたものを、

$$f'(\nu) = f'_{22}(\nu) + f'_{21}(\nu) + f'_{12}(\nu) + f'_{11}(\nu) \quad \dots\dots\dots (14)$$

と置くと、ラインプロファイル関数 $f(\nu)$ は次式となる。

$$f(\nu) = \frac{f'(\nu)}{\int_{-\infty}^{\infty} f'(\nu) d\nu} = \frac{f'(\nu)}{\sqrt{\frac{2\pi KT}{Mm_u c^2}} \{I_{22}\nu_{22} + I_{21}\nu_{21} + I_{12}\nu_{12} + I_{11}\nu_{11}\}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

この(15)式により算出したラインプロファイルの一例を図 5 に示す。このように仮定する温度によりラインプロファイルが大きく異なることが分かる。なお、

(a) T=3,000 K

(b) T=10,000 K

図 5 共鳴線 327.4nm のラインプロファイル
Fig. 5. Line profile of resonance line 327.4nm.

$$|\Delta\lambda| = \frac{\lambda^2}{c} |\Delta\nu| \quad \dots\dots\dots (16)$$

の関係より、中心波長 327.4 nm に対しては、遷移振動数 $\Delta\nu=10$ GHz が遷移波長 $\Delta\lambda=0.00357$ nm に対応する。

従って、レーザ吸収法の際には、これらのラインプロファイルを利用し、吸収プロファイルと比較して、密度を算出することが出来る。

3. 実験方法

〈3・1〉 アーク発生回路 アーク発生回路を図 6 に示す。図 6 において、サイラトロンが起動すると、コンデンサに蓄えられていた電荷が太線を通して放出され、真空チャンバ内の電極間にアークが発生する。アーク電流波形は主回路中のインダクタンス L とコンデンサバンクの容量 C によって決まる LC 振動による正弦半波となる。アーク発生のための電極にはアーク電流零点において、アーク安定化のための磁界による影響を避けるために、直径 120 mm の SUS 製のコイルの中心に、厚さ 2 mm の無酸素銅の電極(陰極直径 40 mm, 陽極直径 60 mm)を取付けた、通称、縦磁界形電極 (AMF 形電極) を使用した。実際にはコイルに流れる渦電流による残留磁界が残るため、測定はゼーマン効果の影響を受けると考えられる⁽¹⁸⁾。

〈3・2〉 レーザ計測測定系 レーザ計測に使用した測定系を図 7 に示す。レーザ装置にはエキシマレーザ励起色素レーザを使用した。この装置におけるレーザ光の半値全幅 $\Delta\nu_{FWHM}$ は 4.5 GHz, パルス時間幅 16 ns (カタログ値) である。

出力されたレーザ光は 2 枚の反射鏡により光路を調整され、チャンバ内の電極間の中心を通過した後、チャンバ後部のパイプライン管 (1) に取り込まれる。レーザ吸収法については、アーク発生前と発生後のパイプライン管 (1) の出力信号を比較することにより吸収量の測定を行った。

図 6 アーク発生回路
Fig. 6. Arcing circuit.

図 7 測定系

Fig. 7. Measurement system.

LIF 法については、チャンバー上部に取付けた光学系により、電極間中心の光を光ファイバに導き、分光器により LIF 波長 578.2 nm を選択し、フォトマルにより LIF 光強度の観測を行った。本研究では、〈2・2〉節で述べたように、LIF 光強度からの銅蒸気密度の算出は行わないので、受光系の感度の絶対較正の必要はない。

光路中の ND フィルターは、レーザ吸収法の際に、銅蒸気のポンプオーバーを防ぐために、ビームスプリッターは基準信号を観測するためのバイブラナー管 (2) に信号を取り込むためにそれぞれ使用した。

これらの測定系により、次の測定を行った。

レーザ吸収法

- (1) 吸収プロファイルの測定
- (2) 銅蒸気密度の減衰特性
- (3) 銅蒸気密度のアーク電流零点勾配への依存性
- (4) 銅蒸気密度のアーク電流波高値への依存性

LIF 法

- (5) LIF 光強度の減衰特性

また、先に示したように本実験で使用したレーザ装置のレーザ光の半値全幅は、約 4.5 GHz と狭く、中心波長のみで、予想される共鳴線 327.4 nm のラインプロファイルの広がり (図 5) をすべて覆うことは出来ない。本研究では、(1) の測定で全体の吸収プロファイルを測定した後、その結果より、最も吸収の強い波長のみで、(2)~(5) の測定を行った。このため、(2)~(4) の測定結果は、レーザ光の半値全幅 $\Delta\nu_{FWHM}$ のレーザ光によって励起をされた部分的な原子による結果となる。

4. 結 果

〈4・1〉 吸収プロファイルの測定結果 波高 3 kA、半周期 1 ms のアーク電流零点において測定した吸収プロファイルを図 8 に示す。吸収プロファイルとは、入射波長を共鳴線 327.4 nm 周辺で変化させ、それぞれの波長において吸収量 $I(\nu)/I_0(\nu)$ を測定した結果を表したものである。

レーザ光のラインプロファイル $g(\nu)$ を、

$$g(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_{FWHM}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{FWHM}} \right)^2 \ln 2 \right\} \dots\dots\dots (17)$$

で表されるガウス分布型とし、アーク長 $l=40$ mm として、

図 8 吸収プロファイル

Fig. 8. Experimental absorption profile.

図 9 吸収プロファイルの計算結果

Fig. 9. Calculated result of absorption method.

(1)式より求めた吸収プロファイルを図 9 に示す。算出されたプロファイルの形状は、仮定する $f(\nu)$ の温度によって異なるが、蒸気密度 $n=8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ とした時、測定結果とほぼ一致した形状となった。このことから、アーク電流零点における銅蒸気密度は $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 程度であると考えられる。

図 9 から分かるように、本研究で用いたレーザの発振スペクトル $g(\nu)$ では温度に敏感な吸収スペクトルは得られない。本研究でのラインプロファイルの広がりにはむしろ電流零点における残留磁束によるものと考えられる⁽¹⁸⁾。

〈4・2〉 銅蒸気密度の減衰特性 〈4・1〉節と同一のアーク条件のもと、アーク電流零点後、レーザ入射時間を変化し、それぞれの時間において、測定される吸収量から、 $l=40$ mm 一定として、銅蒸気密度の算出を行った結果、銅蒸気密度の減衰特性は図 10 に示す結果となった。この結果より、銅蒸気密度はアーク電流零点以降、時定数 400 μs で、指数関数的に減衰していくことが分かった。

〈4・3〉 銅蒸気密度のアーク電流零点勾配への依存性

アーク電流波高値を 3 kA 一定とし、図 6 中のインダクタンスとキャパシタバンクの充電電圧を調整することで、アーク電流零点勾配を変化させ、アーク電流零点における銅蒸気密度を測定した結果を図 11 に示す。この結果より、銅

図 10 銅蒸気密度の減衰特性

Fig. 10. Decay characteristic of copper vapor density.

図 11 銅蒸気密度の電流零点勾配への依存性

Fig. 11. Current zero gradient dependence of copper vapor density.

図 12 銅蒸気密度のアーク電流波高値への依存性

Fig. 12. Arc current peak dependence of copper vapor density.

蒸気密度はアーク電流零点勾配に依存しないことが分かった。

〈4・4〉 銅蒸気密度のアーク電流波高値への依存性

アーク電流零点勾配を -14.2×10^6 A/s一定とし、インダクタンスと充電電圧を調整することで、アーク電流波高値を変化させ、アーク電流零点における銅蒸気密度を測定した結果を図 12 に示す。この結果より銅蒸気密度は、アーク電

図 13 LIF 信号強度の減衰特性

Fig. 13. Decay characteristic of LIF signal output voltage.

流波高値に依存しないことが分かった。

〈4・5〉 LIF 信号強度の減衰特性 LIF 信号強度の減衰特性を測定した結果を図 13 に示す。この結果より LIF 信号強度は時定数 $350 \mu\text{s}$ で指数関数的に減衰し、吸収法で測定した銅蒸気密度の減衰特性と良い対応をすることが分かった。

5. 検 討

以下に他の測定例との比較、プラズマと中性原子の特性の違いなどについて検討する。

〈5・1〉 アーク電流零点における銅蒸気密度について

吸収法による測定の結果、波高値 3 kA 、半周期 1 ms のアーク電流零点において、銅蒸気密度は $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ であった。この結果は、同一条件において静電プローブ法により測定されたイオン密度⁽¹¹⁾と比較して近い値となった。LIF 法において、銅蒸気密度の測定を行っている他の論文(7)～(9)などと比較しても、ほぼ近い値が得られている。このことより、測定結果は妥当なものと考えられる。

次にイオン密度はアーク電流零点勾配の絶対値に比例し、波高値に関しては依存しない⁽¹¹⁾のに対し、銅蒸気密度はアーク電流零点勾配、波高値の両方に依存しない結果となった。このことから、残留イオンと残留銅蒸気では、消滅の機構が異なることが予想される。なお、銅イオンについては、拡散によるものとする解析結果と実験結果は良い一致をみている⁽¹¹⁾。

〈5・2〉 銅蒸気密度の減衰特性について 図 9 よりアーク電流零点後、銅蒸気密度は、時定数 $400 \mu\text{s}$ で減衰する結果となった。この減衰時定数は、同一条件において測定されたイオンの減衰時定数 $3 \mu\text{s}$ ⁽¹¹⁾と比較して、非常にゆっくりと減衰する結果となった。LIF 法において銅蒸気密度の測定を行っている他の論文の結果^{(8)～(10)}では、減衰時定数は数十 μs から数百 μs 程度であり、本実験における結果に近い値となっている。また、中性原子の減衰が、イオンの減衰より遅れるという結果は、タングステンイオン・原子の測定において、文献(19)でも見る事が出来る。

もし、銅蒸気の減衰特性がイオンと同様に、残留プラズ

マ中の銅蒸気の拡散で決まるのならば、半径 a 、長さ L の円柱内の粒子の平均寿命 τ は、次式で評価できる⁽²⁰⁾。

$$\tau = \frac{\Lambda^2}{D} \quad (18)$$

ここで、 Λ ：有効拡散長、 D ：拡散係数

有効拡散長 Λ について、半径 a 、長さ L の円柱気体では、

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{(\pi/L)^2 + (2.41/a)^2}} \quad (19)$$

で与えられる。本研究では、 $a=20 \times 10^{-3}$ m、 $L=30 \times 10^{-3}$ m である。拡散係数 D については、銅蒸気を断面積 σ の剛体球モデルで近似すると次式で与えられる。

$$D = \frac{1}{n\sigma} \sqrt{\frac{qT_G}{3M}} \quad (20)$$

T_G は eV 表示の銅の蒸気温度で、残留プラズマ中のイオンと同程度の 3 eV とする。断面積 σ は、銅原子の半径が $r_{Cu}=1.8 \times 10^{-10}$ m⁽²¹⁾ と予想され、 $\sigma=4.07 \times 10^{-19}$ m² となる。 M は銅原子の質量 1.06×10^{-25} kg である。これらの数値を (19)、(20) 式に代入して、(18) 式から平均寿命 τ を求めると、 $\tau \approx 0.01$ μ s が得られる。この値は、測定で得られた減衰時定数から著しくかけ離れており、従って、銅蒸気の消滅機構を拡散と考えることはできない。また、文献(7)では、銅蒸気密度について、測定値とガス温度を 2,000 K としたときの拡散を考慮した解析値との比較が行われており、測定値が解析値よりもゆっくりと減衰結果が得られており、このことから消滅機構を拡散では説明することはできない。残留プラズマ中の電子・イオンなどとほぼ熱平衡に近い状態の銅蒸気は瞬時に拡散してしまうため、電流零点における銅蒸気密度がアーク電流波高値や零点勾配に依存しないことがわかる。従って、本実験で測定した銅蒸気について別な発生源を考える必要がある。本研究におけるアーク電流条件において、アークは拡散モードとなるために陽極点は発生しないので、蒸気の供給源は陰極点のみとなる。そこで、アーク電流零点後、陰極点痕跡から蒸発供給される蒸気密度の時間変化について次の計算を行った。

図 14 陰極点痕跡モデル

Fig. 14. Cathode spot crater model.

計算に使用した陰極点痕跡のモデルの上面図を図 14 に示す。アーク電流零点で陰極表面に半径 a の陰極点痕跡あるとし、この痕跡を球対称と近似する。陰極点痕跡内部 ($r \leq a$) において温度を 3,500 K 一定、外側の陰極表面 ($r > a$) の領域では温度が 300 K であると仮定し、熱は半径方向に流れるものとする。また、陰極点痕跡からの蒸発損については、熱伝導損に比べて十分小さいので無視する。このような条件下、陰極点痕跡の温度変化を次の熱伝導方程式を解くことにより求める。

$$\frac{\partial(r\theta)}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2(r\theta)}{\partial r^2} \quad (21)$$

ここで、 θ ：電極温度[K]、 κ ：温度拡散率

その結果より、電極温度から蒸気圧 P を次式の関係より算出する。

$$\log_{10} P = A - \frac{B}{\theta} - C \log_{10} \theta \quad [\text{N/m}^2] \quad (22)$$

ここで定数 A, B, C は、銅の場合、 $A=16.53$ 、 $B=17671$ 、 $C=1.54$ である⁽²²⁾。

蒸気密度と蒸気圧の関係は、状態方程式、

$$n = \frac{P}{K\theta} \quad (23)$$

より算出される。また、半径 a の陰極点より供給される蒸気密度は、

$$n_{ave} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r n(r) dr \quad (24)$$

より計算を行う。温度拡散率 κ については、

$$\kappa = \frac{\lambda}{c\rho} \quad (25)$$

ここで、 λ ：熱伝導率 [W/mK]、 c ：比熱 [J/kgK]、 ρ ：比重 [kg/m³] より、それぞれについて、銅における 3,500 K のときの推定値を使用し⁽²³⁾⁽²⁴⁾、 $\kappa=0.42 \times 10^{-4}$ [m²/s] とした。陰極点半径 a の実測値は、観測モードに依存するため、大きさが数 μ m から数 mm まで、大きく異なることが知られている⁽²⁵⁾。また、文献(26)の解析では、銅電極におけるスポットの半径は 250 μ m 程度であることが示されている。これらを踏まえて、本解析では、陰極点半径 a を 100 μ m から 500 μ m で変化させ、解析を行った。その結

図 15 減衰特性の解析結果

Fig. 15. Calculated result of decay characteristic.

果、蒸気密度の減衰特性は図 15 に示すようになった。蒸気密度の減衰時定数は、仮定する陰極点半径 a によって大きく異なるが、蒸気密度の減衰特性が拡散によるものとするより、陰極点の冷却速度に依存すると考えるほうがより合理的であることがわかる。

このように、イオンと銅蒸気では、消滅機構が異なるため、それぞれに大きく異なる減衰時定数を持つことが理解される。

6. 結 論

大電流真空アークの残留中性蒸気密度の測定の結果、以下の結論が得られた。

(1) 波高値 3 kA, 半周期 1 ms の正弦半波のアーク電流零点において、銅蒸気密度は $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 程度である。

(2) 銅蒸気密度は、アーク電流零点後、時定数 400 μs で指数関数的に減少する。

(3) 銅蒸気密度は、アーク電流零点勾配および波高値に依存しない。

(4) 銅蒸気は陰極点痕跡から蒸発供給され、その後の減衰は、陰極点痕跡の冷却速度に依存する。

(5) アーク電流零点後のイオン・電子の消滅が両極性拡散によるもののに対し、銅蒸気の消滅は陰極点痕跡から蒸発供給される蒸気量の減衰であり、それぞれ消滅機構が異なる。

これらの結果は、真空遮断器の遮断現象の解明に応用できると考えられる。今後、アーク電流波形を商用周波数に近いものとして残留プラズマに測定を行うことを予定している。

(平成 15 年 9 月 24 日受付, 平成 16 年 3 月 12 日再受付)

文 献

- (1) S.E.Childs, A.N.Greenwood, and J.S.Sullivan : "Events Associated with Zero Current Passage During the Rapid Commutation of a Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.PS-11, pp.181-188 (1983)
- (2) S.Yanabu, E.Kaneko, T.Tamagawa, K.Matsumoto, and M. Honma : "Post-Arc Current After High-Current Interruption in Vacuum", *IEEE Trans. Elect. Insulation*, Vol.EI-20, pp.187-192 (1985)
- (3) J. Kaumanns : "Measurements and Modeling in the Current Zero Region of Vacuum Circuit Breakers for High Current Interruption", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.PS-25, pp.632-632 (1997)
- (4) J.A. Rich and G.A. Farrall : "Vacuum Arc Recovery Phenomena", *Proc. IEEE*, Vol.52, pp.1293-1301 (1964)
- (5) G. Frind et al : Recovery times of vacuum interrupters which have stationary anode spots", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, Vol.PS-11, pp.755-782 (1982)
- (6) E. Dullin et al : "Dielectric Recovery of Vacuum Arcs after Strong Anode Spot Activity", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.PS-15, pp.538-544 (1987)
- (7) G. Lins : "Measurement of the Neutral Copper Vapor Density Around Current Zero of a 500-A Vacuum Arc Using Laser-Induced Fluorescence", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.PS-13, No.6, pp.577-581 (1985)
- (8) G. Lins : "Collisional transfer and neutral copper vapour density during a diffuse vacuum arc", *J. Phys. D, Appl. Phys.*, Vol.23, pp.784-788 (1990)
- (9) B. Gellert : "Measurement of high copper vapour densities by laser-induced fluorescence", *J. Phys. D, Appl. Phys.*, Vol.21, pp.710-717 (1988)
- (10) K. Koyama, Y. Nakayama, T. Ohi, K. Horinouchi, and H. Sasao : "Two Dimensional Observation of Copper Vapor in Vacuum Arcs by Laser-Induced Fluorescence", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.25, No.4, pp.598-602 (1997)
- (11) K. Arai, S. Takahashi, O. Morimiya, and Y. Niwa : "Probe Measurement of Residual Plasma of a Magnetically Stabilized High-Current Vacuum", *IEEEJ Trans. FM*, Vol.123, No.1, pp.49-54 (2003-1) (in Japanese)
新井一由・高橋真治・森宮 脩・丹羽芳充 : 「磁界安定化大電流真空アークの残留プラズマのプロブ測定」, 電学論 A, 123, 1, pp.49-54 (2003-1)
- (12) プラズマ・核融合学会 : プラズマ診断の基礎, 名古屋大学出版会 (1990)
- (13) レーザ計測ハンドブック編集委員会 : レーザ計測ハンドブック, 丸善 (1993)
- (14) K.Hayashi, E.Noda, Y.Iseki, I.Watanabe, S.Suzuki, and O.Morimiya : "Copper Density Measurement of Large-bore CVL", *SPIE*, Vol.1628, pp.44-51 (1992)
- (15) D.C.Gerstenberger, E.L.Latush, and G.J.Collins : "Doppler-Free Laser Spectroscopy of Atomic Copper in a Hollow Cathode Discharge", *Opt. Comm.*, Vol.31, No.1, pp.28-30 (1991)
- (16) 大道寺英弘・中原武利 : 原子スペクトル 測定とその応用, 学会出版センター (1989)
- (17) H.G.Kuhn : Atomic Spectra, Longmans, London (1962)
- (18) K. Kitagawa and T. Shigeyasu : "Application of the atomic Faraday effect to the trace determination of element (Cd, Ag and Cu) - effect of the hyperfine structure on the Zeeman splitting and line - crossing", *Spectrochimica Acta.*, Vol.34B, pp.389-413 (1979)
- (19) G.Lins : "Measurement of the Tungsten Ion Concentration After Forced Extinction of a Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.17, No.5, pp.672-675 (1989)
- (20) A.von Engel : Ionized Gases, The Clarendon Press, Oxford (1965)
- (21) S.Chapman and T.G.Cowling : The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge at the University Press, Cambridge (1960)
- (22) Hultgren : Selected Values of Thermodynamic Properties of Metals and Alloys, John Wiley and Sons (1963)
- (23) C.Y.Ho, R.W.Powell, and P.E.Liley : "Thermal Conductivity", *J.Phys.Chem.Ref.Data*, Vol.1, No.2, pp.289 (1972)
- (24) Y.S.Touloukian : Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Vol.1, The Macmillan Company, Newyork and Collir-Macmillan Limited, London (1967)
- (25) R.L.Boxman, S.Goldsmith, and A.Greenwood : "Twenty-Five Years of Progress in Vacuum Arc Research and Utilization", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.25, No.6, pp.1174-1186 (1997)
- (26) N.Mungkung, O.Morimiya, and T.Kamikawaji : "An Analysis of the Instability Phenomena of a Low Current Vacuum Arc for Copper Cathode", XXth ISDEIV Proceedings, pp.223-226, Tours, France (2002-7)

高 橋 真 治

(学生員) 1975 年 11 月 4 日生。1998 年日本工業大学電気電子工学科卒業。2000 年同電気工学専攻修了。現在、同大学院工学研究科電気工学専攻博士後期課程に在学中。真空アーク、真空遮断器の零点現象に関する研究に従事。

新 井 一 由

(正員) 1974年2月20日生。1996年日本工業大学電気電子工学科卒業。2004年3月同大学院工学研究科電気工学専攻博士後期課程修了。現在、日本工業大学特別研究員。真空アーク、真空遮断器の零点現象に関する研究に従事。工学博士。

林 和 夫

(正員) 1954年12月26日生。1980年3月名古屋大学電気工学科大学院前期課程修了。同年4月(株)東芝入社。現在電力社会システム技術開発センター主査。主として、核融合機器、ガスレーザ、プラズマプロセス装置の研究開発に従事。

森 宮 脩

(正員) 1960年東京工業大学機械工学科卒業。1962年同電気工学科卒業。1962～1993年、東芝研究開発センターにて真空遮断器、ガスレーザなど放電応用機器の研究開発に従事。1993年より日本工業大学電気電子工学科教授。工学博士。

野 田 悦 夫

(正員) 1952年4月14日生。1982年東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士課程修了。気象庁気象大学 非常勤講師を経て、1984年東京芝浦電気株式会社(現(株)東芝)に入社、現在に至る。応用物理学会、日本物理学会、レーザー学会会員。理学博士。