EVA 沿面放電における消弧点近傍の電子密度の測定

鳥越 裕也[1)]・舞田 剛[2)]・林 英輝[3)]・木下 文宏[4)]・成 烈汶[5)]・大坪 昌久[6)] 本田 親久[7)]

Measurement of Electron Density near Arc Extinction of Creeping Discharge on EVA Surface

Yuya TORIGOE, Tsuyoshi MAITA, Yoshiteru HAYASHI, Fumihiro KINOSHITA,
Youl-Moon SUNG, Masahisa OTSUBO, and Chikahisa HONDA

Abstract

As for the lightning protection measure in Japan, overhead ground wires and lightning protection devices, i.e. lightning arresters, are in general use together. However, even if such a measure was implemented, the power failure has still occurred. Therefore, development of the low cost lightning protection device that can be installed in all poles is desired. A tubular type creeping discharge arrester was proposed by Kyushu Electric Power Co., Inc. and evaluation of the electrical performance has been performed.

The aim of this research is to clarify the arc extinction mechanism of the tubular type arrester using an EVA (ethylene vinyl acetate) resin as a tube material. We measured the electron density and temperature near the arc extinction of the creeping discharge on the surface of EVA plate with the laser Thomson scattering method.

Key Words:
Creeping discharge, Lightning protection device, Arc extinction, Electron density, EVA resin

1．はじめに

我が国の架空配電線の雷害対策は、架空地線と避雷装置を併用する方法が主流であるが、避雷装置がまばらに設置された配電線においては、絶縁電線の断線事故が避雷装置未設置の電柱で数多く発生している。このため、断線事故を防ぐには、全ての電柱に避雷装置を取り付ける必要があるが、それには大きな設備負担を強いられる。

全ての電柱に避雷装置が設置されると、直撃雷を受ける危険性の少ない都市部などの配電線では、架空地線省略による雷害対策費用の削減を図ることができるが、直撃雷を受ける危険性のある郡部などの配電線においては、架空地線の省略は、かえって避雷装置の焼損事故が増加する危険性をはらんでいる。

このような背景から九州電力(株)では、配電線雷害対策のコスト低減を目的として、酸化亜鉛素子を用いない安価な避雷装置の開発が行われ、これまで急峻波に対する避雷性能をも考慮した、チューブ内沿面放電型避雷装置（以下チューブアレスタと称す）の提案と消弧性能などの電気的特性に関する評価が行われてきた[1)-3)]。

これまでの研究により、チューブアレスタは単純な構造にも拘らず、優れた消弧性能を示すことが確認されているが、チューブ材質によって消弧特性が変わる

1) 宮崎大学電気電子工学専攻大学院生
2) 宮崎大学電気電子工学科学部生
3) 現、東京電力㈱
4) 九州電力㈱
5) 宮崎大学工学部助教授
6) 宮崎大学工学部教授
7) 宮崎大学工学部教授

ことや噴出し力と消弧性能が単純に比例しないなど不明な点も多い[4]。

そこで本研究では、チューブアレスタの消弧メカニズムを解明するため、レーザトムソン散乱法を用いて、チューブの消弧材質であるEVAの沿面放電時に表面から噴出すアブレーションガス中における、消弧点近傍の電子密度・温度を計測したので報告する。

2．チューブアレスタ

図1にチューブアレスタの断面図を示す。チューブアレスタはEVAなどの高分子材料で作られた絶縁チューブに、挿入電極、背後電極を取り付けたものである。動作原理は放出形避雷器と同様、雷サージが襲来すると、挿入電極と背後電極間の間に火花放電が生じ、アークで短絡されることになるので雷電圧を低下させるとともに、その熱によりチューブ内壁から発生したガスがチューブ内に充満し、交流零点通過の前後にアークを吹き消して続流遮断を行い、現状復帰するというものである[5]。図2に配電用支持碍子に取り付けたチューブアレスタを示す。

チューブアレスタの主な特徴は、非常に単純な構造であることから避雷装置そのものの価格を低減できる他、配電線本線の絶縁強化を必要とせず、また設置の作業性も良いため、既設設備の通り碍子箇所に対する対策も容易に行うことができ、雷害対策費用の更なる低減の可能性を有している。

また図1に見られるように、チューブアレスタの絶縁チューブの外側にステンレス製の背後電極が取り付けられているが、これはチューブ内部で発生したガスの圧力でチューブが破裂しないよう機械的強度を補強するという役割を担うとともに、チューブ内部の火花放電電圧の決定にも関与している[5]。

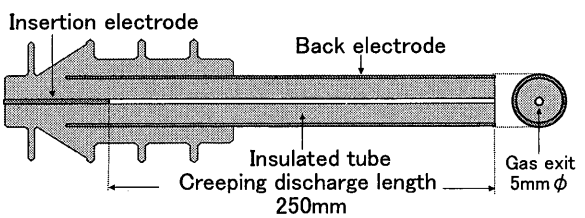


図1　チューブアレスタの外観と断面

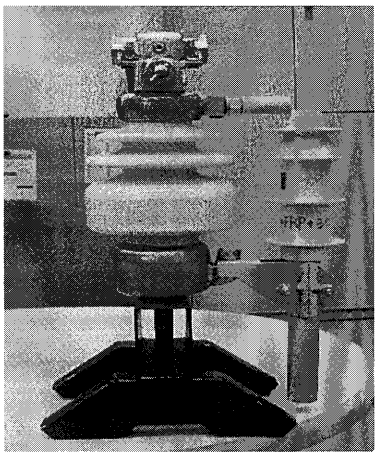


図2　配電用支持碍子に取り付けたチューブアレスタ

3．レーザトムソン散乱計測

3．1　トムソン散乱の原理[6)-8)]

アブレーションガスによる消弧への影響は、電流零点近傍に現われると推定されるため、トムソン散乱計測システムを構築し、電子密度・温度計測を行った。

レーザ光をプラズマに入射すると、そのプラズマによりレーザ光が変化する。その変化（透過光、屈折光、散乱光）を測定することにより、プラズマの状態を調べる分光法は、プラズマからの発光を測定する分光法と比較すると、結果の解釈に曖昧さがない点で優れている。図3はプラズマ中の荷電粒子の運動に伴うドプ

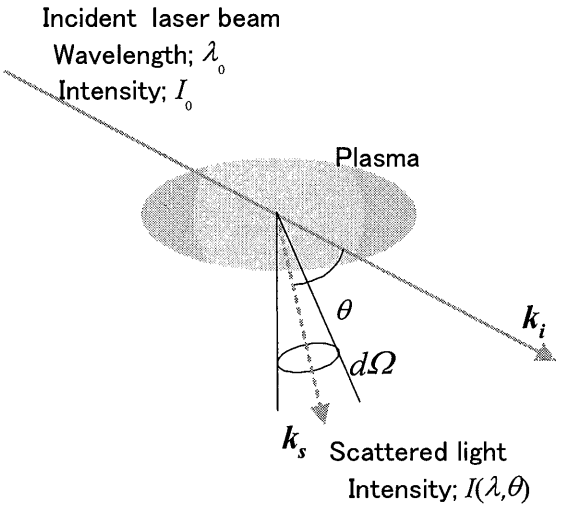


図3　プラズマ中の荷電粒子によるトムソン散乱

ラ効果による電磁波の散乱、すなわちトムソン散乱を示している。

入射電磁波の波長をλ_0 [nm]、強度をI_0 [W/m^2]としたとき、散乱角 θ [rad]方向への立体角 $d\Omega$ の波長が λ と $\lambda+d\lambda$ の間にある荷電粒子による散乱光強度 $I(\lambda,\theta)$は、

$$I(\lambda,\theta)d\Omega d\lambda = I_0 n_e V \sigma_T(\lambda,\theta)d\Omega d\lambda \quad (1)$$

と表すことができる。ここでn_e[m^{-3}]は電子密度、V[m^3]は散乱体積、$\sigma_T(\lambda,\theta)$ [m^2/sr]はトムソン散乱微分断面積である。$\sigma_T(\lambda,\theta)$は、さらに、電子の熱運動による部分$\sigma_e(\lambda,\theta)$とイオンをとりまく電子群による散乱を示す部分$\sigma_i(\lambda,\theta)$に分けて、

$$\begin{aligned}\sigma_T(\lambda,\theta) &= \sigma_e(\lambda,\theta)+\sigma_i(\lambda,\theta) \\ &= \sigma_T(\theta)\{S_e(\kappa,\lambda)+S_i(\kappa,\lambda)\}\end{aligned} \quad (2)$$

と書くことができる。$\sigma_T(\theta)$は全波長で積分したθ方向の微分断面積、S_e、S_i は、動的形状因子と呼ばれ、スペクトルの電子項、イオン項を表し、その拡がりはそれぞれの熱運動によるドプラ拡がり程度である。また、κ は電子密度揺動の波数で、散乱系の波数ベクトル差$|\boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_s|$と同等である。

ここでは本研究で実際に用いた測定法について簡単に説明する。トムソン散乱光には電子項とイオン項があるが、イオン項の測定は入射波の波長と同一のレイリー散乱信号や迷光との区別が困難なため、入射波から波長シフトした側波帯の電子項での測定を行った。

電子項のスペクトル形状$S_e(\kappa,\omega)$は

$$S_e(\kappa,\omega)d\omega = \frac{\Gamma_\alpha(x_e)}{\pi^{1/2}}dx_e \quad (3)$$

で与えられる[9]。ここで

$$\Gamma_\alpha(x) = \frac{\exp(-x^2)}{\left\{1+\alpha^2-\alpha^2 g(x)\right\}^2+\pi\alpha^4 x^2\exp(-2x^2)}$$

$$g(x) \equiv 2x\cdot\exp(-x^2)\int_0^x \exp(t^2)dt$$

$$x \equiv \frac{\omega}{\kappa}\left(\frac{m}{2kT_e}\right)^{1/2} \qquad \alpha = \frac{1}{\kappa\lambda_D}$$

ω：散乱波と入射レーザ波の角周波数差

κ：散乱波と入射レーザ波の波数ベクトル差

α：散乱パラメータ　　λ_D：電子のデバイ長

k：ボルツマン定数　　T_e：電子温度

この式からスペクトル形状が分かれば電子密度、温度が求まる。スペクトルの側帯ピークの波長がほぼ電子密度で決まり、スペクトル拡がりが電子温度で決定される。

3．2　三回折格子分光器

電流零点近傍の電子密度・温度の測定では、トムソン散乱信号が微弱なため高い迷光リジェクションを有する 3 枚の回折格子を用いた三回折格子分光器(Triple-Grating Polychromater: TGP)を導入した。図４にTGP の内部配置を示す。

その構造は、トムソン散乱光のスペクトル拡がりが器壁散乱の迷光のそれに比して広いことを利用して、トムソン散乱光と迷光ノイズを高精度で波長分離するように設計されている。

分光器の主要素である回折格子にはホログラフィック回折格子を用いてゴーストを少なくし、分光器内の光ビームのコリメートにはアクロマートレンズを用いて収差の影響を軽減した。

レイリーブロックは、厚さ 0.05mm のタングステン

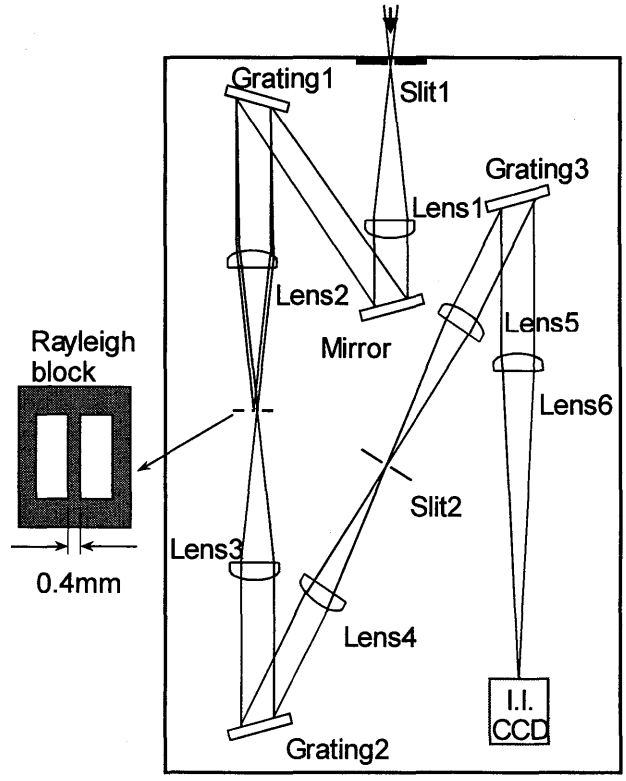


図4　三回折分光器 TGP

板に、中央の幅 0.4mm の部分を残してその両端に高さ 10mm、幅 5mmの２つの四角い穴を開けた構造をしている。この 0.4mm の幅の板でレーザ波長（532nm）を遮光している。遮光の波長幅は、一段目の分光部の逆線分散 3.3nm/mm と遮光部の幅 0.4mm で決まり、レーザ波長から差波長$\Delta\lambda$=0.66nm 以内の光がこの遮光板でブロックされる。

また、最後のレンズのみ焦点距離を長くして、波長幅を拡大して観測した。観測面にはイメージインテンシファイア（I. I.）付き電荷結合デバイス（CCD）を用いることで、多波長チャネルの同時計測を可能とした。

導入したTGPの迷光リジェクション性能を求めるため、半導体レーザ励起YAGレーザをTGP内に入射し、透過してくる光をCCDカメラで観測した。レイリーブロックを入れないとき、中心波長での光強度に対して、図５のように、$\Delta\lambda$=1nm での強度比は 10^{-2} であったが、レイリーブロックを入れると、中心波長で光強度比が約 10^{-6} 以下に減衰し、$\Delta\lambda$=1nm ではその値からさらに 10^{-2} 程度減衰し、TGP の迷光リジェクション性能は約 10^{-8} であることが分かった。

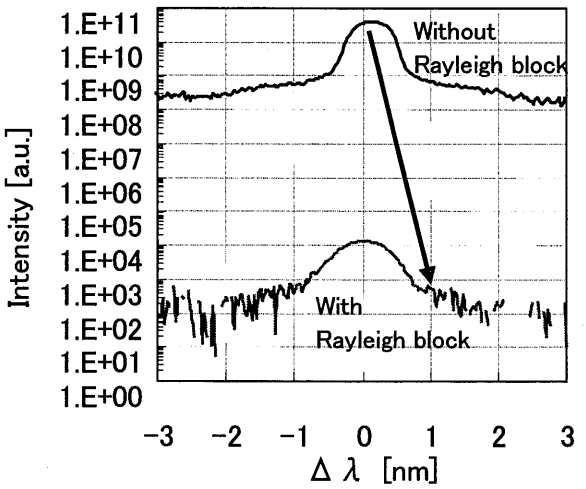


図５ TGPの迷光リジェクション性能

４．実験配置

レーザトムソン散乱法を用いて、不透明なチューブアレスタのチューブ内の電子密度を計測するのは困難であるから、図６のように、板状の EVA 試料に直径 1mm の針電極（タングステン製）をギャップ長 2mm で対向させて配置した。

図７のような実験配置で、図８のような負極性雷インパルス電流(-380A,1/13μs)をギャップ間に流し、アーク放電を発生させ、YAG レーザの第 2 高調波である 532nm の波長の光をギャップの中心に、試材表面からの距離を変え f=500mm の集光レンズにより入射した。

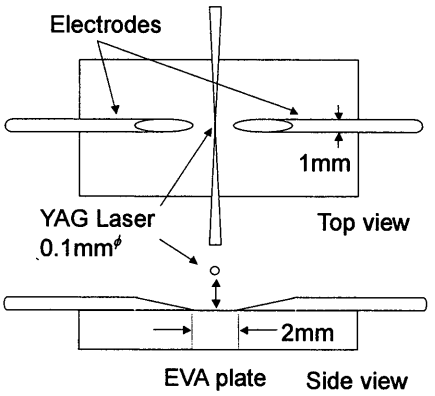


図６ 電極配置

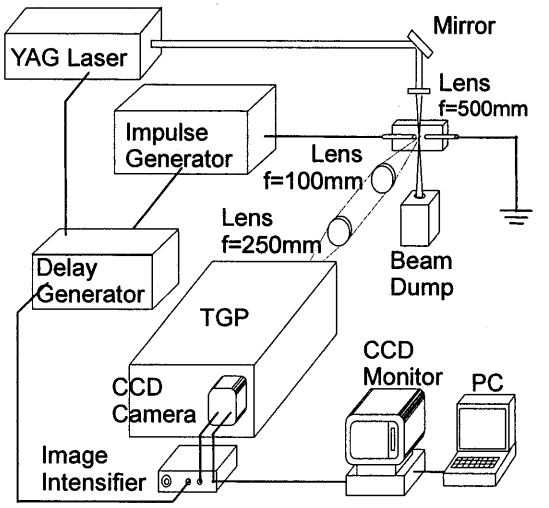


図７ 実験装置図

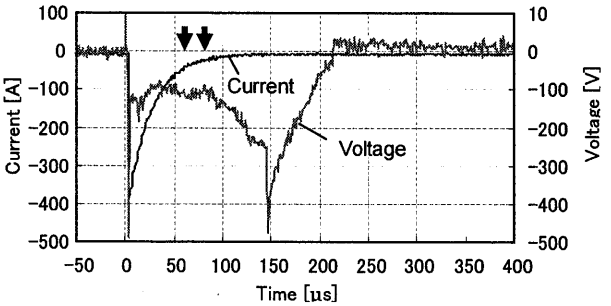


図８ EVA沿面放電の電流電圧波形
（矢印は測定タイミング）

そのときレーザ入射方向と放電軸の両方に垂直の方向への散乱光をf=100mmの集光レンズで集光し平行光とした後、f=250mm の集光レンズで三回折格子分光器 TGP に入射し、CCD カメラに取り込み、60μs、80μs のトムソン散乱信号を観測した。次に EVA から 2mm の距離でギャップ間の中央から試料表面に平行に位置を変え、放電開始から 60μs のトムソン散乱信号を計測した。

図９に示したスペクトルは入射レーザの有無で、それぞれ 50 ショットのデータを積算したもので、測定したトムソン散乱信号はプラズマ背景光に乗った形となることが分かる。そのため図の背景光部分を差し引くことによりトムソン散乱信号を求めた。

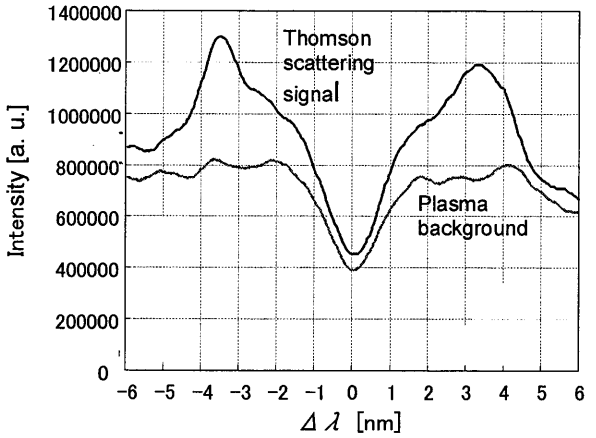


図９　トムソン散乱信号とプラズマ背景光

図 10 はトムソン散乱の(3)式を用いたカーブフィティングの方法を示している。これは測定されたトムソン散乱のピーク値の波長に合うように電子密度の値 n_e を式に代入し、電子温度 T_e を複数個選んでスペクトルを計算させて描かせてみる。その中で最も近い曲線を電子温度と決定する。

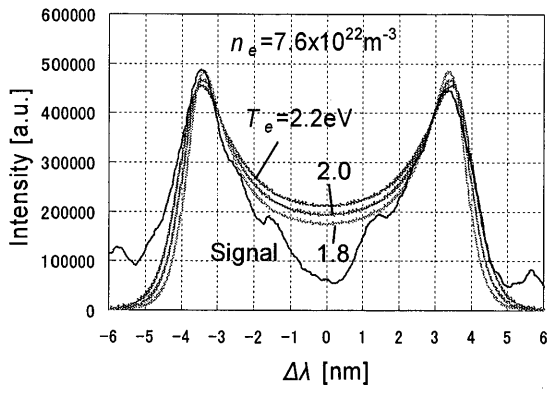
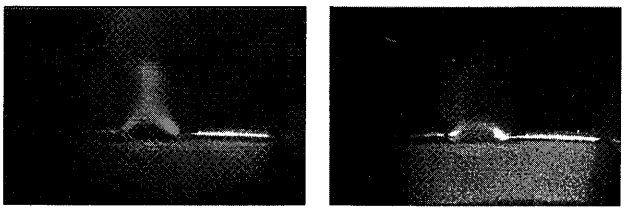


図 10　トムソン散乱信号のカーブフィティング
（放電開始後 60μs）

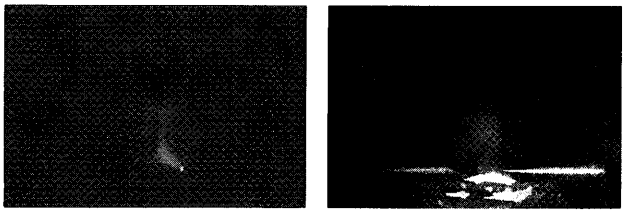
５．結果および検討

EVA 試料の沿面放電様相を図 11 に示す。EVA 試料と比較するため、ガラスの沿面放電写真を図 12 に示した。放電開始後 60μs において EVA では試料表面からの放電距離が 4.4mm 伸びていたのに対し、ガラスでは 3.8mm であった。ただし、ガラスの沿面放電写真は発光が弱いのでゲインをあげて撮影している。また、各試料における電子密度・温度の空間分布を図 7、8 に示す。アブレーションガス種により電子密度および電子温度の大きさは EVA、ガラスとも同程度であるが、広がりは 60μs では EVA の方がガラスに比べて大きく、80μs ではいずれも急激に表面付近に狭まっていることが分かる。広がりの急激な減少が消弧性能に密接に関係してきていると思われる。

次に、試料表面からの距離を 2mm に保ったまま、ギャップ中央から表面に平行に距離を変えて計測した場合の電子密度、電子温度分布を図 9、10 に示す。これらから、電子密度、電子温度ともにギャップ間中心から約 0.45mm で最大をとっており、距離が長くなるにつれ次第に減少していることが分かる。



(a) 放電開始後 60μs　(b) 放電開始後 80μs
図 11　EVA 沿面放電様相



(a) 放電開始後 60μs　(b) 放電開始後 80μs
図 12　ガラス沿面放電様相

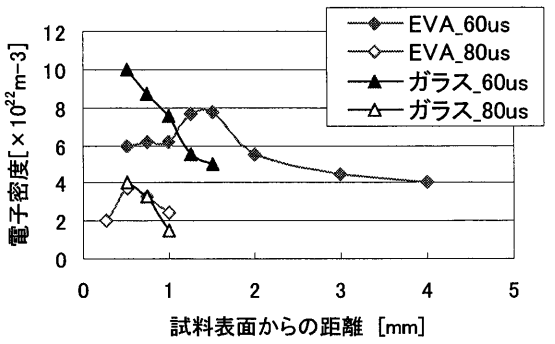


図 13 ギャップ中央鉛直上電子密度の空間分布

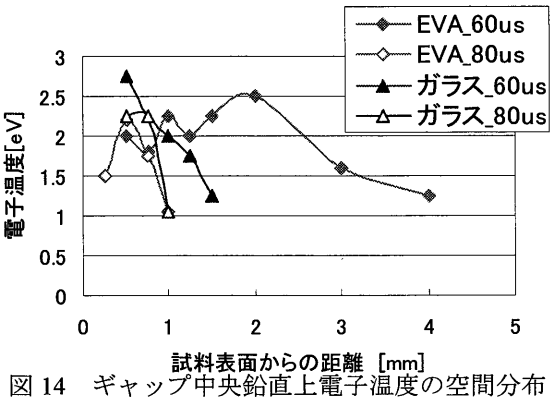


図 14 ギャップ中央鉛直上電子温度の空間分布

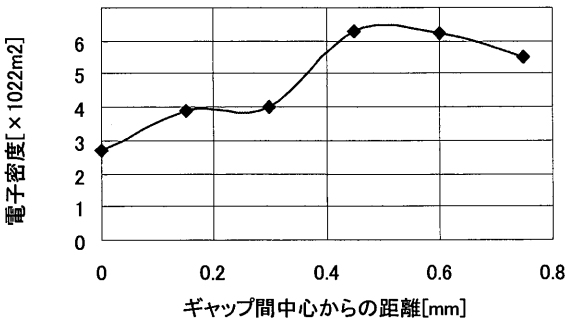


図 15 EVA 試料から 2mm 上の電子密度の空間分布

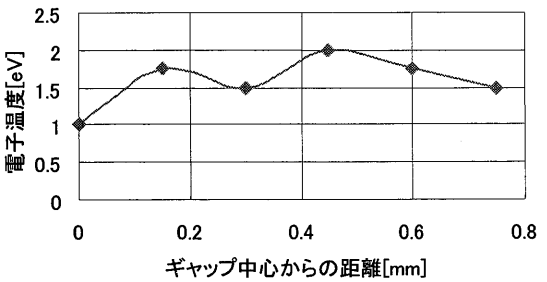


図 16 EVA 試料から 2mm 上の電子温度の空間分布

6．まとめ

本研究では、チューブアレスタの消弧メカニズムを調べるために、EVA 樹脂の沿面放電における電流ゼロ点近傍の電子密度の計測を行った。完全な消弧時刻での電子密度までは求められなかったが、放電開始後 60μs から 80μs にかけて電子密度、温度が急激に減少していることが分かり、アブレーションガスの時間変動が消弧性能に深く関与しているものと思われる。

本研究で用いた三回折格子分光器 TGP は九州大学大学院総合理工学研究院内野喜一郎教授のご指導により製作された。ここに感謝の意を表する。

参考文献

1) 諸岡、坂江、浅川、横山、原、渡部：「チューブ内沿面放電型避雷装置の基本構造」、電気学会放電高電圧合同研究会資料、ED-99-120、HV-99-96（1999）
2) 諸岡、浅川、中村、横山、坂江、原：「チューブ内沿面放電型避雷装置の消弧性能に関する検討」、平成 12 年電気学会電力・エネルギー部門大会、No.443、pp.253-254（2000）
3) 諸岡、横山、坂江、原、岩田：「チューブ内沿面放電型避雷装置の消弧性能に関する検討（その 2）」、平成 13 年電気学会電力・エネルギー部門大会、pp.398-399（2001）
4) 林ほか：「沿面放電型避雷装置の消弧メカニズム」電気学会放電研究会資料 ED-04-4（2004）
5) 大木：「沿面放電を主題とした私の体験談」、平成 13 年放電学会誌、JIEED、Japan、Vol.44、No.4、pp.20-27（2001）
6) 赤崎、村岡、渡辺、海老原、：「プラズマ工学の基礎（改訂版）」、産業図書（2002）
7) 野口：「プラズマディスプレイ用マイクロ放電内の電子挙動のレーザー散乱法による研究」、九州大学総合理工学研究科博士論文（2002）
8) 本藤：「PDP 用マイクロ放電プラズマの電子温度・密度分布計測」、九州大学総合理工学研究科修士論文（2002）
9) 内野：「大気中インパルス放電過程のレーザ散乱による研究」, 九州大学大学院総合理工学研究科博士論文（1983）