

二波長レーザー干渉法による大気中インパルスアーク の計測

赤崎, 正則
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

村岡, 克紀
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

浜本, 誠
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17497>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 1 (2), pp.25-30, 1980-03-08. 九州大学大学院総合理工学
研究科
バージョン：
権利関係：

二波長レーザ干渉法による大気中 インパルスアークの計測

赤崎正則*・村岡克紀*・浜本 誠**

昭和54年11月30日 受理

Diagnostics of an Atmospheric Impulse Spark Using a Two-Wavelength Laser Interferometry

Masanori Akazaki, Katsunori Muraoka
and Makoto Hamamoto

Space and time resolved density measurements have been performed to study an impulse voltage breakdown and the subsequent shock wave expansion in an atmospheric air. A two-wavelength interferometric technique has been developed to discriminate the electron from the ion and neutral densities as the refractivities of the latter are almost independent of, but that of the former strongly dependent on, the wavelength of an electromagnetic wave. This system allows the measurement of the densities in the arc channel and the shock front regions by a single shot. A YAG (wavelength $1.064 \mu\text{m}$) and a ruby ($0.6943 \mu\text{m}$) lasers have been found to be adequate for the two-wavelength sources on a Mach-Zehnder interferometer. The space and time resolutions are $50 \mu\text{m}$ and $0.1 \mu\text{s}$, respectively, which are good enough for the purpose.

The experiments have been performed by observing the breakdown spark of a point to point gap (spacing 5 mm) with current waveform of $(1.5 \times 40) \mu\text{s}$ with the maximum current of 65 A. At the discharge axis, the electron density reaches $1.3 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ (almost fully ionized) at $0.4 \mu\text{s}$ from the start of the discharge and decreases quickly to $4 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$ in $7 \mu\text{s}$ by the rapid expansion of the arc channel, yielding a cylindrical shock wave whose Mach number is 2.2 at $0.4 \mu\text{s}$ and decreases to ~ 1 at $7 \mu\text{s}$. The electron density profiles are at the beginning steeper than, but finally approach to, the Bessel distribution.

1. ま え が き

大気中インパルスアーク放電現象は、実用的には、(i) 高電圧機器におけるアーク移行抑制のための絶縁設計の資料を得る研究手段として、(ii) スイッチ、スパークギャップ、アレスター等の開閉機器と関連して、(iii) レーザポンピング用フラッシュランプ等光源として、(iv) 導線爆発に於いて、放電による爆発力を成型加工に用いる場合と関連して、重要であり、また雷放電等自然現象の過程解明の実験室手段として

もよく用いられている。

その基礎過程は、電極間に強電界を印加することによる電子雪崩の発生、成長により、荷電粒子が遂には電極間を満たし、その中へのジュール加熱による大きな電気入力が可能になり絶縁破壊に至るものである。その際アーク通路では短時間での電気入力により急激な温度上昇が生じ、それによる圧力上昇の結果、空气中を伝播する衝撃波が発生する。従来、この各過程の観測は、絶縁破壊からアーク放電に至るスパークチャンネルについては、電離気体の発する放射のスペクトル分析¹⁾により、外部大気中へ伝播する衝撃波については、シュリーレン、シャドウグラフ等光学的方法に

* エネルギー変換工学専攻

** エネルギー変換工学専攻博士課程

よる²⁾のが一般であった。ところが、前者については、データを解釈する際に必要な諸種の仮定の妥当性についての問題があることのほか、良い空間分解能を得るためには、極めて多数回の放電を要し、しかも計測設備が大がかりになる欠点がある。また後者については、衝撃波位置等の定性的情報を与えるのみであり、その上スパークチャンネル部計測とは別の計測装置を準備しなければならない。

著者らは、以前から紫外域より、マイクロ波域にわたったプラズマの能動分光法（電磁波を外部からプラズマに入射し、電磁波・プラズマ相互作用の結果生ずる電磁波の位相変化、散乱スペクトル等を計測することによりプラズマの性質を調べる方法）の開発を行ってきた。その中で、二波長干渉法によれば、上記の従来の方法の諸困難なく、スパークチャンネルと衝撃波部の全体について、一度に密度計測が行なえることに着目し実験を行なった。

2. 二波長干渉法

波長 λ の電磁波が屈折率 μ の媒質中を通過した場合、その媒質がない場合に比して、光路長は次式で与えられる ΔL だけ変化する。

$$\Delta L = \int_0^L \Delta \mu \, dl \quad (1)$$

ここで、 l は電磁波の伝播通路にとった座標、 $\Delta \mu$ は被測定媒質が l に沿って長さ L の範囲にある場合と、ない場合（ここでは、被測定媒質がない場合を基準状態と呼ぶ）の屈折率の変化量である。

一般にある波長の電磁波に対して、多成分からなる媒質の全体としての屈折率 μ_a は、一次近似として、各成分 j 気体の比屈折率 K_j を用いて、

$$\mu_a - 1 = \sum K_j n_j \quad (2)$$

で与えられる³⁾。ここで、 n_j は j 種粒子の密度である。本研究で対象とするプラズマに対しては、中性粒子（添字 n で示す）、電子 (e)、イオン (i) を考えればよいので、

$$\mu_a - 1 = K_n n_n + K_e n_e + K_i n_i \quad (3)$$

となる。波長の関数としての K_n 、 K_e 、 K_i の値を Fig. 1 に示す⁴⁾。同図より、 K_n 、 K_i は、入射電磁波の波長によってはほとんど変化しないが、 $-K_e$ (K_e は負の値) は λ^2 に比例するので、 n_n 、 n_e 、 n_i が共存する場合、異なる二波長に対する μ_a を測定するこ

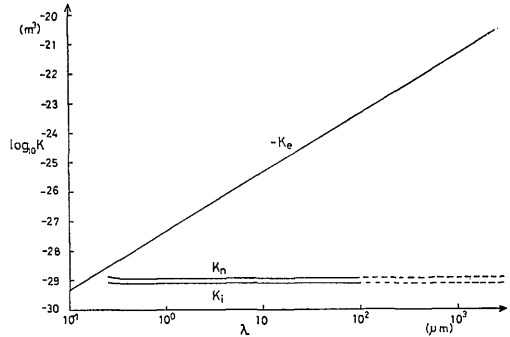


Fig. 1 K values in Eq. (3)

とにより、 $n_n + n_i$ と n_e の寄与を分離して求めることが出来ることがわかる。（光路長は、中性粒子密度の増加によって増加し、電子密度の増加によって減少することに注意）。二波長干渉法においては、式 (3) 右辺第三項は第一項に含めて、 $K_n n_n + K_i n_i \approx K_n (n_n + 0.6 n_i)$ を新たに $K_n n_n$ と考え、最終的に密度が求めた段階で $n_i \approx n_e$ として、イオンの寄与を差し引いた中性粒子の密度を求めることができるので、以下の議論では、簡単のため、式 (3) の右辺第三項は省略する。

基準状態を大気にとり、空気の密度を n_{n0} とすれば、式 (3) を式 (1) に代入して、

$$\Delta L = \int_0^L \{K_n (n_n - n_{n0}) + K_e n_e\} dl \quad (4)$$

干渉計を構成した場合の、被測定媒質の存在による基準状態からの干渉縞移動数 ΔN は、

$$\Delta N = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \int_0^L \{K_n (n_n - n_{n0}) + K_e n_e\} dl \quad (5)$$

で与えられる。

二種の波長 λ_1 、 λ_2 に対する比屈折率 K_n 、 K_e をそれぞれ K_{n1} 、 K_{e1} 、 K_{n2} 、 K_{e2} とし、それらの波長に対する干渉縞移動数を、それぞれ $(\Delta N)_1$ 、 $(\Delta N)_2$ とすれば、

$$(\Delta N)_1 = \frac{1}{\lambda_1} \int_0^L \{K_{n1} (n_n - n_{n0}) + K_{e1} n_e\} dl \quad (6)$$

$$(\Delta N)_2 = \frac{1}{\lambda_2} \int_0^L \{K_{n2} (n_n - n_{n0}) + K_{e2} n_e\} dl \quad (7)$$

と書けるので、

$$\int_0^L (n_n - n_{n0}) dl = \frac{\lambda_1 K_{e2} (\Delta N)_1 - \lambda_2 K_{e1} (\Delta N)_2}{K_{n1} K_{e2} - K_{n2} K_{e1}} \quad (8)$$

$$\int_0^L n_e dl = \frac{\lambda_1 K_{n2} (\Delta N)_1 - \lambda_2 K_{n1} (\Delta N)_2}{K_{e1} K_{n2} - K_{e2} K_{n1}} \quad (9)$$

すなわち、式 (8)、(9) により、 $n_n - n_{n0}$ および n_e の電磁波の通路にわたっての積分値が求まる。

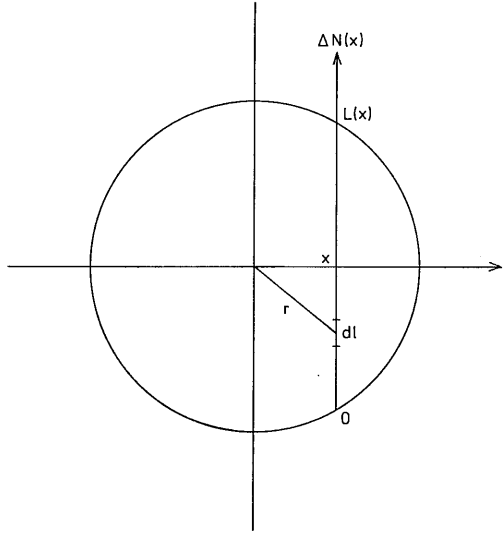


Fig. 2 Coordinates in a Cylindrically Symmetric Column

アーク柱およびそれによって生じた衝撃波内の密度分布が Fig. 2 に示すように、円筒軸対称をしていれば、式 (8)、(9) の測定結果をアーベル変換することにより、密度の空間分布 $n_n(r)$ 、 $n_e(r)$ を求めることができる。

$$n_n(r) - n_{n0} = \frac{\lambda_1 K_{e2} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_1 - \lambda_2 K_{e1} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_2}{K_{n1} K_{e2} - K_{n2} K_{e1}} \quad (10)$$

$$n_e(r) = \frac{\lambda_1 K_{n2} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_1 - \lambda_2 K_{n1} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_2}{K_{e1} K_{n2} - K_{e2} K_{n1}} \quad (11)$$

ここで、 $\{ \Delta N_{ul}(r) \}_1$ 、 $\{ \Delta N_{ul}(r) \}_2$ は、それぞれ、 λ_1 、 λ_2 の電磁波に対する、アーベル変換後の点 r での単位長当りの干涉縞の移動数を示す。3節で述べる実験では、 $\lambda_1 = 1.064 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_2 = 0.6943 \mu\text{m}$ を用いたので、Fig. 1 より、

$$\begin{aligned} K_{e1} &= -5.06 \times 10^{-28} & \text{m}^3 \\ K_{e2} &= -2.15 \times 10^{-28} & \text{m}^3 \\ K_{n1} &= 1.074 \times 10^{-29} & \text{m}^3 \\ K_{n2} &= 1.082 \times 10^{-29} & \text{m}^3 \end{aligned}$$

であり、式 (10)、(11) は以下ようになる。

$$n_n(r) = 2.55 \times 10^{25} + 1.11 \times 10^{26} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_2 - 7.22 \times 10^{25} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_1 \quad \text{m}^{-3} \quad (12)$$

$$n_e(r) = -3.63 \times 10^{24} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_1 + 2.35 \times 10^{24} \{ \Delta N_{ul}(r) \}_2 \quad \text{m}^{-3} \quad (13)$$

ここで、 $\{ \Delta N_{ul}(r) \}$ は mm^{-1} 単位とし、基準状態として、 15°C 、1気圧として n_{n0} を決めた。

3. インパルスアーク測定

3.1 実験装置

Fig. 3 に実験装置構成を示す。大別して、i) ギャップ間隔 5 mm のタングステン針状電極とインパルス発生回路からなるインパルス放電発生部、ii) YAG レーザ、又はルビーレーザーを光源としたマッシュツェンダー干渉計、iii) それらを決めたタイミングで作動させるパルス発生部、の三部からなっている。

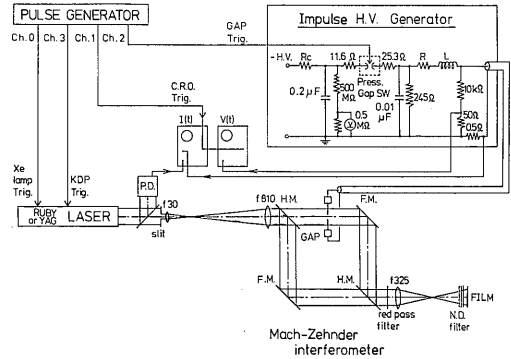


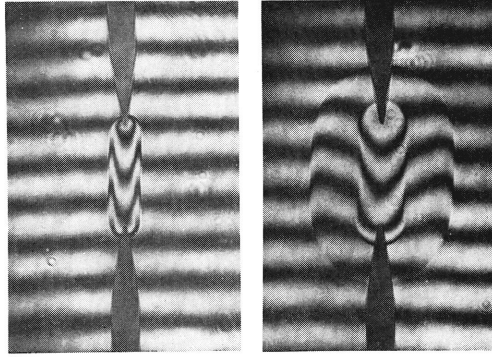
Fig. 3 Atmospheric Impulse Discharge and Its Control and Measurement System

ギャップ印加電圧は 13 kV の標準インパルス電圧で、電流はギャップに直列に入れた R または L により調整できる。本報では R=130 Ω 、L=0 での実験結果についてのみ記す。

二波長光源としては、当初 CO₂ レーザ (波長 10.6 μm) とルビーレーザー (0.6943 μm) を用いた⁵⁾が、測定結果から、電子密度が予想以上に高いこと、及び光電測定 (10.6 μm の電磁波については光電測定によらざるを得ない) より、写真観測の方が空間分解能はるかに秀れていることがわかったので (光電測定の空間分解能 $\geq 1 \text{mm}$ 、写真観測 $\sim 50 \mu\text{m}$)、CO₂ レーザに代えて、YAG レーザ (波長 1.064 μm) を用いた。

3.2 実験結果

ルビーレーザーによる干渉縞撮影結果の例を Fig. 4 に示す. 同図の t は放電電流が観測にかかり始めてか



(a) $t = 0.8 \mu s$ (b) $t = 7 \mu s$

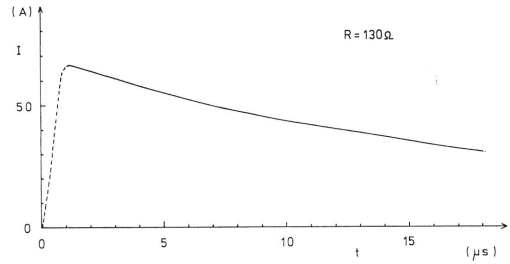
Fig. 4 Fringe Patterns Using a Ruby Laser Light on a Mach-Zehnder Interferometer

らの時刻 (Fig. 5 (a) 参照) である. Fig. 4 (a), (b) より, 放電開始後各時刻, 軸方向各位置での, 干渉縞移動量の軸対称性はよいので, アーベル変換すれば, $\{\Delta N_{ul}(r)\}_2$ が求まる. YAG レーザ による結果からも, 同様にして $\{\Delta N_{ul}(r)\}_1$ が求まる. 各時刻での, 変換後の $\{\Delta N_{ul}(r)\}_1$, $\{\Delta N_{ul}(r)\}_2$ を電流波形とともに Fig. 5 に示す. 図中, 真空レベル $\{\Delta N_{ul}(r)\}_i = -0.26 \text{ mm}^{-1}$, $\{\Delta N_{ul}(r)\}_2 = -0.40 \text{ mm}^{-1}$ は, 基準状態 (15°C , 1 気圧) 大気中に存在する中性粒子が全て排除された時に生ずる, 単位長当りの干渉縞移動量で, それ以下の干渉縞移動量は中性粒子の減少のみでは説明できず, 電子密度の寄与が大きいかを示す.

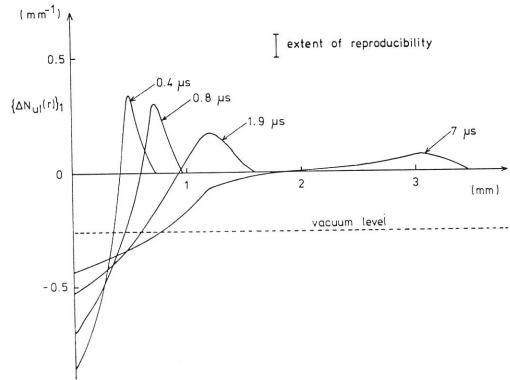
Fig. 5 (b), (c) の結果から, 2. 節の式 (12), (13) を用いて中性粒子密度及び電子密度を求めた結果を Fig. 6 に示す. Fig. 6 (a) では 2. 節で述べたイオンの寄与を差し引いて中性粒子密度を示したが, その補正は電離度の高い領域においてのみ必要であり, 補正量も小さい. また, 両図において, 再現性, 及び写真からの読み取りによる誤差の程度を, エラーバーで示した.

アーク柱が形成されることにより中性粒子がアーク中心から排除され, 時刻とともにアーク径が広がること, その結果としての衝撃波の発生, 及び時間の経過によるその減衰が明瞭に観察される.

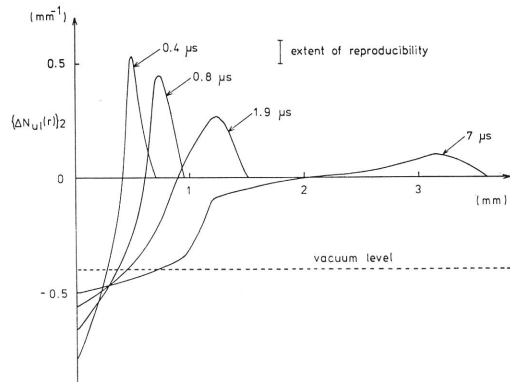
電子密度は放電開始後 $0.4 \mu s$ の時刻に中心軸上



(a)



(b)

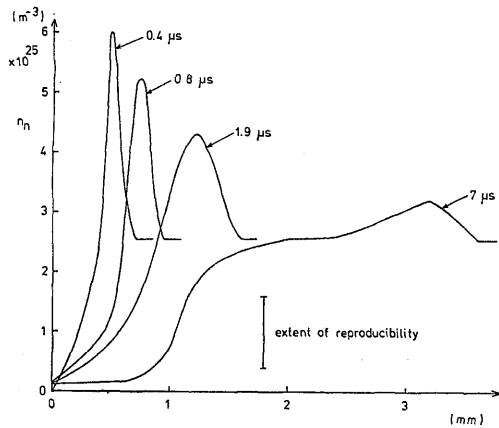


(c)

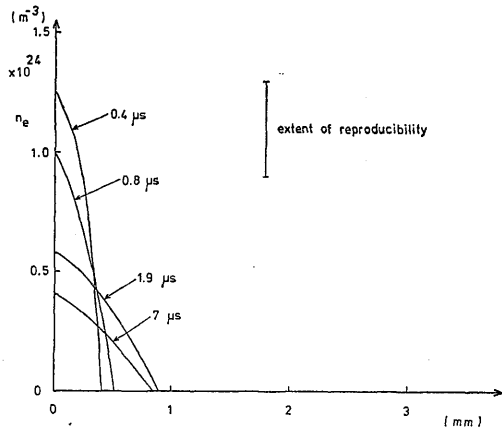
Fig. 5 Impulse Discharge Current Waveform (a), and the Fringe Shifts per Unit Length at each time for a YAG Laser (b) and a Ruby Laser (c)

で, $1.3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ であったものが, 時間とともに急速に減少し, $7 \mu s$ では $4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 程度になる. また, 半径方向電子密度分布は, 各時刻でベッセル分布よりかなり急峻な形状をしている.

電離度は, 中心軸上では各時刻で数 10% 以上であ



(a)



(b)

Fig. 6 Neutral (a) and Electron (b) Density Distributions

り、完全電離に近いプラズマが得られている。

3.3 考察

(i) 本方法の空間分解能は、写真焼付け時に拡大することにより大きくなるが、干渉縞中心が鮮明でなくなるので、数倍程度の拡大が最適値を与え、それにより $50 \mu\text{m}$ の分解能が得られる。また、時間分解能は、Fig. 3 に示したパルス発生部が $0.1 \mu\text{s}$ までしか設定できないので、それによって決まっているが、原理的にはレーザパルス幅 (\sim 数 10 ns) まで小さくすることが可能である。(ただし、本研究の対象である大気中インパルスアーク放電過程の観察では、 $0.1 \mu\text{s}$ の時間分解能で十分である)。

(ii) Fig. 6 (a), (b) の誤差は、主として干渉縞移動量の写真からの読み取り精度によるものであり、

現象の再現性、アーベル変換時の誤差の寄与は小さい。

(iii) この誤差の n_n と n_e の絶対値への影響の程度が一桁異なるので、たとえば、放電開始後 $0.4 \mu\text{s}$ での中心軸上の電離度は $10 \sim 100 \%$ の間で不確定である。しかし、この程度の温度、密度のプラズマでは、よい精度で熱平衡条件が成立していると考えられるので、別途行なえる圧力の評価により、測定した電子密度に対する温度、中性粒子密度を Saha の式から求めることができる。これらの詳細については、より詳しい評価を行なう予定である。

(iv) Fig. 6 (b) の n_e の測定結果は、Orville^らの長ギャップ放電の分光測定結果によるものに近い値を示し、Tholl¹¹⁾ の結果より大きな値を与えているようであるが、放電条件も異なるので、より多くの異なる放電条件下でのデータを求めた後検討する。

(v) アーク柱内での、電子の主たる存在領域を、Fig. 6 (b) の $n_e=0$ に相当する半径の位置として、Fig. 7 に示す。この r_c はインパルスアークの放電柱半径を与えると考えられ、その初期膨脹速度 $\sim 1000 \text{ m/s}$ は、静止空気に対するマッハ数 3 程度に相当する。放電柱半径 r_c は、電流最大時刻 ($\sim 1.5 \mu\text{s}$) 付近までは急速に増大するが、以後減少の傾向を示す。

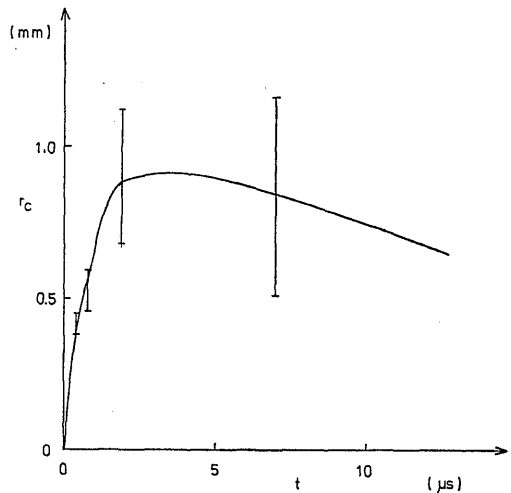


Fig. 7 Time Behaviour of the Impulse Spark Channel Radius r_c

(vi) Fig. 6 (a) の衝撃波先端の軌跡の伝播速度から求めたマッハ数と、衝撃波後のピーク密度より、ランキン・ウゴニオの関係より求めたマッハ数を

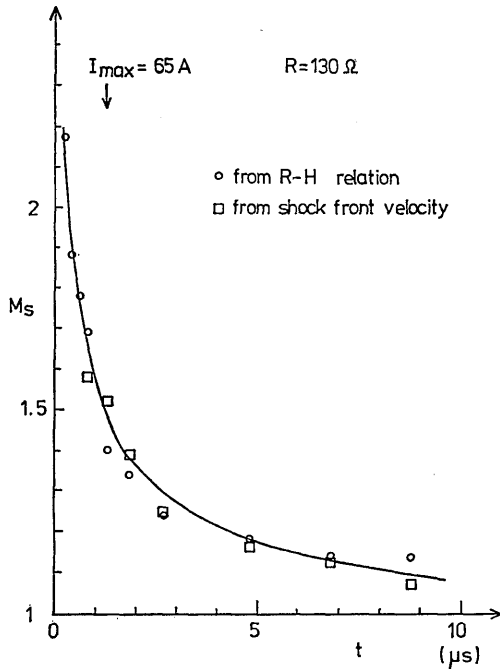


Fig. 8 Time Behaviour of the Shock Wave Mach Numbers

Fig. 8 に示す。両者はよく一致し、また放電開始後 $0.4 \mu\text{s}$ で $M_s \approx 2.2$ を与えるが、この値は (v) で求めた放電柱の初期膨脹マッハ数 ≈ 3 に対して妥当である。

(vii) 放電開始後 $0.4 \mu\text{s}$ での衝撃波マッハ数 ≈ 2.2 に対する衝撃波前後の圧力比は 5.5 であるが⁷⁾、この時刻ではアーク柱と衝撃波の分離が起きていないと考えられるから、アーク柱内圧力は 5.5 気圧程度と評価される。この時刻でのアーク柱中心部での密度を $n_e \sim n_i \sim 1.3 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ 、 $n_n \sim 0 \text{m}^{-3}$ として熱平衡温度を求めると、 $T \sim 2 \text{eV}$ 程度が得られる。しかし、これら詳細については、上記 (iii)、(iv) と関連してより詳しい検討を行なう。

4. 結 言

大気中インパルスアーク放電現象の解明のために、

二波長干渉法が有用であることを示した。今後の本研究の問題点、課題を列挙すれば以下のようである。

(i) 得られた結果を基に、熱力学的な解析により、アーク柱内での現象の解明を行なう。

(ii) 放電パラメータを広い範囲で変化させ、それらのアーク現象への影響を長べる。

(iii) それらのデータを基に、大気中インパルスアーク放電時のアーク柱へのジュール入力、解・電離エネルギー、放射エネルギー、圧力エネルギー（衝撃波伝播へのエネルギー）等への分配を求め、1. 節に記した諸応用での最適化を図る。

(iv) 実験技術的には、二波長干渉計測を、同一放電時の同時刻測定を行なうことについて検討する。

本研究を行なうに当たり、インパルス放電現象について本学、原雅則助教授から有用な示唆を受けました。可視光干渉法について本学、岩崎松之助教授より種々の御教示を賜わり、赤外線フィルムについて九州産業大学、大岩誠一教授より有益な助言を受けました。本実験で使用した YAG レーザは東京芝浦電気株式会社より貸与を受けたものである。また実験に際して本学卒業研究生、鹿徳保君の協力を得ました。記して感謝いたします。

本研究は、一部文部省科学研究費の補助により行なったものである。

参 考 文 献

- 1) H. Tholl, Z. Naturforschung **25a**, 420 (1970).
- 2) R. A. Freeman and J. D. Craggs, J. Phys. D **2**, 421 (1969).
- 3) R. A. Alpher and D. R. White, Phys. Fluids **2**, 153 (1959).
- 4) 赤崎・村岡, 高温学会誌, **5**, 235 (昭54).
- 5) 村岡・浜本・赤崎, 第6回衝撃工学シンポジウム論文集 p. 147 (昭54).
- 6) R. E. Orville, M. A. Uman, and A. M. Sletten, J. Appl. Phys. **38**, 895 (1967).
- 7) H. W. Liepmann and A. Roshko, in *Elements of Gasdynamics*, Wiley (1960).