銅線の局部溶断による球状衝撃波の発生

正 員 行 村 建 (同志社大)

1. 緒 言

金属線に衝撃電流を流すと、固体→液体→気体へと相変化する。急激な気化と爆発的な溶断によって、衝撃波が発生し、激しい衝撃音を伴う。条件によっては、銅線の爆発後、全路破壊して大電流のアークへ移行する。従来より、多くの研究が行われ、爆発過程で生ずるそれぞれの特徴を捉えた多くの工業的応用がなされている。固相から気相へ、すなわち、導体から不導体への相変化はヒューズとして用いられており、最近では、フラッシュエネルギーの利用の観点から、高速スイッチ素子としての適用が注目されている⁽¹⁾。水中での金属線の爆発時に発生する衝撃波の強い衝撃力を利用した応用としては、材料の成形加工⁽²⁾や異種の材料を衝撃的に融合し、結合する圧接着⁽³⁾がある。アークの光を利用した瞬間光源は高速現象を観測する場合の背光として用いられる⁽⁴⁾。瞬間X線源⁽⁵⁾としての可能性もある。

上記の応用研究とともに基礎研究も盛んに行われ、金属線の相変化の過程はかなり明らかにされてきた。金属線の局部溶断現象に関する研究も多い。例えば、荒井氏⁽⁶⁾は表面張力に基づいて、局部溶断が起こることを明らかにし、局部溶断点のアークによる通電を実証した。表面張力のような金属線の力学的変形に起因する局部溶断現象は、Vlastós 氏⁽⁷⁾や Martynyuk 氏⁽⁸⁾によっても研究された。一方、Budovich 氏ら⁽⁹⁾や Goronkin 氏⁽¹⁰⁾は金属線中に存在する割れ目などの欠陥部が局部溶断に寄与することを指摘した。Holmström 氏ら⁽¹¹⁾や Vlastós 氏⁽¹²⁾は高真空中にて金属線を爆発させ、局部溶断に付随してX線が放出されることを明らかにした。

金属線の急激な気化の開始に伴って衝撃波が観測さ

れ、円筒状の波面を形成する。Bennett 氏⁽¹³⁾は、銅線爆発によって形成される円筒状衝撃波を回転ミラー形高速カメラにて観測した。観測される円筒状衝撃波は十分強く、半径の時間変化も放物線状であって、Taylor 氏⁽¹⁴⁾や Lin 氏⁽¹⁵⁾による衝撃波理論を満足することを明らかにした。

しかるに、金属線爆発に伴う衝撃波の挙動を金属線の局部溶断と関連させた研究例は少ない。また、衝撃波およびその周囲に発生する現象、例えば、粒子雲の運動などを一括して詳細に観測された例もあまりないようである。粒子雲とは金属線の急激な気化に伴って、金属線より放出される激しい蒸気流を指す。発生時刻の異なる個々の波面が進展して、一つの円筒状衝撃波が生成される過程についても明らかでない。これらについては、現在に至るまで不明朗なまま残されており、金属線爆発に伴う気化過程は十分に明らかにされたとは言い難い。

本論文は、銅線の急激な気化によって発生する局部溶断および発生する球状の衝撃波の挙動を電気的特性のみでなく高速度カメラによる写真観測の結果を用いて明らかにし、気化過程におけるエネルギーの配分について検討した点に特徴を有する。この場合、銅線にV字形の刻み目をつけて、衝撃波の運動の時間依存性を明確にした。生成された衝撃波のマッハ数はそれほど大きくなく、弱い衝撃波である。局部溶断数を実験によって求めるとともに、Taylor-Lin 理論を満足する爆発条件を見出したうえで、局部溶断によって発生する一個の球状衝撃波のエネルギーを試算したのも本論文の特徴である。

2. 実験方法

用いた金属線は、長さ 30 mm、直径 0.1 mm の銅線であり、コンデンサ (容量 200 μ F) のエネルギーにより、空気 (大気圧) 中で爆発させた。充電電圧 V_d は、主に、400 V とした。Taylor-Lin 理論を満足する強い衝撃波を見出すために V_d を 1,500 V とした

Spherical Shock Waves Produced by the Partial Explosions of a Copper Wire in Air. By Ken Yukimura, Member (Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Doshisha University).

行村 建: 正員, 同志社大学工学部

図 1 実験回路

Fig. 1. Experimental arrangement.

場合についても実験した。

実験の概略図を図 1 に示す。図中、太線は、放電回路であって、金属線を含まない放電回路の抵抗は約 $24 \text{ m}\Omega$ 、回路インダクタンスは約 $2.2 \mu\text{H}$ である。これに対し、用いた銅線の初期抵抗は約 $60 \text{ m}\Omega$ であり、銅線を有限長円筒導体として求めたインダクタンスは、約 $0.03 \mu\text{H}$ である。図中の細線は測定回路を表わす。放電回路のスイッチ素子としては、スイッチング用イグナイトロン(三菱電機製、耐電圧 7.5 kV 、最大許容電流 20 kA)を採用した。放電電流の観測は、パルス電流測定用変成器(CT)(ピアソン社製、出力 1 A あたり 0.1 V)を用いて、オシロスコープ(CRT 1)により波形観測した。電極間電圧波形は、2 台の電圧プローブ(ソニーテクトロニクス社製、減衰比 $1/1000$)を差動として、CRT 2 により観測した。

局部溶断現象や発生する衝撃波の時間的挙動を明らかにするために、イメージコンバータカメラ(ICC)を使用してシュリーレン法やシャドウグラフ法により写真撮影した。観測は、一回の放電で一枚の撮影を行うこま撮り法である。局部溶断は一回の銅線爆発で時間的にも位置的にも不規則に多数発生すること、およびこま撮り撮影であることより、特定の局部溶断点に発生した衝撃波の挙動を時間的に連続して観測することができない。ナイフ(刃角 20°)と治具を用いて V 字形の刻み目(ノッチと称することにする)を設け、ノッチ間の電圧波形を観測することにより溶断時刻を明確にしたうえで、ノッチの爆発によって生成された衝撃波の伝搬の時間依存性を明らかにした。

ICC の露出時間は、 $1 \mu\text{s}$ とした。本露出時間内での衝撃波の進展距離はわずかである。従って、衝撃波の半径を測定する場合、10% 以下の誤差を有するのみであって、十分な分解能が保証される。シュリーレン系は、直径 60 mm の二枚の色消しレンズにより構成されている。背光用の光源は、コンデンサ放電(容量

$1.2 \mu\text{F}$ 、充電電圧 12 kV) による短ギャップアーク(ギャップ長約 2 mm) である。

3. 研究成果

〈3・1〉 スパイク電圧の発生 図 2 は V_d が 400 V の時の電極間電圧と回路電流波形の観測例である。金属線の溶断、爆発後、ギャップが全路破壊する大電流アークへの移行はほとんど認められなかった。図中、 $T_1 \sim T_3$ は銅線の状態変化⁽¹⁶⁾の点を表わし、それぞれ、溶融の開始(約 $11 \mu\text{s}$)、溶融の終了(約 $12 \mu\text{s}$)および急激な気化の開始(約 $13 \mu\text{s}$)を表わす。 $T_1 \sim T_3$ は、毎回の実験で $1 \mu\text{s}$ 以下のばらつきであり、再現性は良かった。

T_1 付近で電極間電圧は約 640 V となり、コンデンサの充電電圧を越える。この理由は次のように考えられる。金属線の相変化により、銅線の抵抗は急激に増加する。よって、回路を流れる電流は急しゅんに減少し、回路中のインダクタンスには高い電圧が誘起される。 $T_1 \sim T_2$ 付近の電流の減少率は、約 $(-1.4 \times 10^8) \text{ A/s}$ である。この値に回路インダクタンスを乗ずると、約 310 V の電圧となる。

一方、コンデンサより放出された電荷量より、 T_1 におけるコンデンサの端子電圧は約 370 V と算定される。従って、回路中には約 680 V の電圧が過渡的に存在し、結果として、銅線には、約 640 V の電圧が印加されることになる。この値は実測値(約 640 V)とよく合う。

ICC による観測の結果、放電の開始より、 T_3 までに投入されたエネルギーは、物性値とほぼ一致する結果⁽¹⁷⁾が得られ、銅線の相変化に費やされるのがわかった。図中の時刻 T_e (約 $40 \mu\text{s}$)において電流は小さくなり、急激な気化の過程を終了する。 T_3 より T_e の

(T_1 : 溶融の開始, T_2 : 溶融の終了, T_3 : 急激な気化の開始)

図 2 電圧電流波形

Fig. 2. Waveforms of voltage across the wire and current through the circuit.

間に費やされたエネルギーは約 3.4 J であり、気化熱 (10~16 J)⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ の 30% 以下の値であって、 T_3 までに銅線の気化は完了しないことがわかる。

T_3 以降の電気特性より次の諸点が明らかである。第一に、電圧波形上に多くのスパイク電圧が発生する。これは、銅線が局部的に、溶断、爆発した結果であって、それぞれの局部溶断に応じて、明るく輝くマイクロアークが発生する。局部溶断は約 14 個発生していた⁽²⁰⁾。これは、荒井氏による銀線爆発の場合⁽⁶⁾と類似する。第二に、局部溶断は T_3 と T_4 の間で不規則に発生し、300~320 V の一定値に重畳して現れる。スパイク電圧は回路インダクタンスと放電電流の急激な時間変化によって発生し、おおむね、50~200 V の電圧範囲にあって、約 100 V の平均値を有する。

以上要するに、急激な気化の開始以降、銅線の局部溶断に基づいて、スパイク電圧が発生する。スパイク電圧値の平均値は約 100 V である。本実験条件の範囲内では、銅線の気化は完了しないことがわかった。

〈3・2〉 衝撃波の発生 図 3 と図 4 は、それぞれ、シャドウグラフ法およびシュリーレン法による電極間現象の ICC 観測例である。これらの図より、次の点が見える。

銅線の一回の局部溶断に対応して、単発の球波の衝撃波が形成される。また、波面の背後には新たな衝撃波の生成は認められない。著者ら⁽¹⁶⁾は、既に、銅線の水中爆発により、個々の局部溶断点を中心とする衝撃波の形成を観測しているが、それぞれの衝撃波が単発

図 3 シャドウグラフ法による単発衝撃波の観測
Fig. 3. ICC photographs of shock waves with shadowgraph method.

図 4 シュリーレン法による単発衝撃波の観測
Fig. 4. ICC photographs of shock waves with schlieren method.

(a): 衝撃波, (b): 局部溶断によって発生した粒子雲
(c): 局部溶断点外の粒子雲

図 5 衝撃波および金属粒子雲半径の時間変化
Fig. 5. Time change of the radii of shock wave and vapor cloud.

であるとの確証は得られなかった。図 3 と図 4 の観測の結果、局部溶断点を中心とする単発の衝撃波と溶断点における著しい粒子雲の広がりが見られる。単発の衝撃波の形成は突発的な気化⁽¹⁶⁾ とほぼ同時に発生するマイクロアークにより作られることを表わし、その後の燃え広がり⁽⁶⁾ によっては新たな波面の形成には至らないことを意味する。

図 5 は衝撃波と粒子雲の半径の時間変化を表わす。但し、時間はノッチの溶断時刻を基準とした。なお、ノッチの溶断時刻は、 $16 \pm 3 \mu\text{s}$ とほぼ一定であり、 T_3 の直後に対応する。また、半径は電極軸に垂直に測定した。図中、(a) と (b) は、それぞれ、衝撃波と衝撃

波の波面背後の粒子雲の半径を示す。(c)は局部溶断が起こっていない部分の粒子雲の半径である。図より、ノッチの溶断後、約 $10\ \mu\text{s}$ を経過すると、衝撃波は、ほぼ一定の速度 (約 $420\ \text{m/s}$) で進展しているのがわかる。空中の音速約 $346\ \text{m/s}$ (25°C) に対するマッハ数 M は約 1.2 であり、(1)式で示すランキンユゴニオの関係式⁽²¹⁾により算定される衝撃波の波頭圧力は約 1.6 気圧となる。

$$p_1/p_0 = (2M^2\gamma - \gamma + 1)/(\gamma + 1) \dots\dots\dots (1)$$

但し、 p_1 : 波面背後の圧力、 p_0 : 媒質の圧力、 γ : 比熱比 (空気の場合約 1.4)

$10\ \mu\text{s}$ 以前の衝撃波は、 $700\ \text{m/s}$ 以上の進展速度を有しており、波頭圧力は 5 気圧以上に達する。金属線が水中で爆発させたときには、 5000 気圧以上の圧力値になるが⁽¹⁶⁾、これは、媒質の重量密度の違いが主原因である。

以上より、銅線の局部溶断に伴う衝撃波は、局部溶断点を中心として単発の球面波である。単発となるのは、衝撃波が、局部溶断およびほぼ同時に起こるマイクロアークの形成によって作られ、その後の過程では新たな波面の生成には至らないことを表わす。発生初期の衝撃波は進展速度も大きく、波頭圧力も 5 気圧以上に達する。しかるに、その後はほぼ一定の速度で伝搬して、急速に圧力を減じ、おおむね 1.6 気圧程度となる。

〈3・3〉 圧力層による円筒状衝撃波の形成 図4のBやDに見られるように、金属線の周囲には円筒状の不連続面が形成され、大きな密度こう配を生じているのがわかる。不連続面の形成過程は次のように考えられる。 T_3 において、銅線は状態変化をし、急激な気化を開始する。よって、金属線の周囲には、激しい蒸気流が起こり、周囲の空気を圧縮する。この結果、大きな圧力変動を生じ、不連続面を作り、不連続面の背後は高い圧力層となる。このような大きな圧力変動は、圧力層の温度によって決まる音速で伝搬する⁽²²⁾。

図6は、圧力層の半径と時間の関係を表わす。図より激しい気化の開始とともに圧力層が生成されるのが確認される。観測範囲内における圧力層の伝搬速度は約 $380\ \text{m/s}$ である。この伝搬速度を圧力層中の音速と考えると、圧力層の平均温度は約 80°C と算定され、室温における空気中の音速に対する増加率は約 9.8% である。

図3(a)のAや図4(b)のCを詳細に観察すると、個々の衝撃波は電極軸方向にわずかに広がった円体の形状を有するのがわかる。例えば、Aの場合、電極軸から直角方向の衝撃波面と、局部溶断点間の距離 l_1

図6 圧力層の半径の時間変化

Fig. 6. Time change of the radius of the high pressure zone.

図7 圧力層と衝撃波の歪みを表わす模式図

Fig. 7. Illustrated sketch of a high pressure zone and a distorted shock wave.

は約 $5.9\ \text{mm}$ であるのに対し、左 30 度の上方での広がりは l_2 は約 $6.5\ \text{mm}$ と約 10.2% 大きく進展しているのがわかる(図7の模式図参照)。すなわち、圧力層の内部にある衝撃波面の半径は波面が圧力層の境界面より外部にある場合に比べて大きいことがわかる。

図6において、×印は、図3中のAの衝撃波の l_1 (約 $5.9\ \text{mm}$) を表わし、△印は左上方 30 度の角度にある波面の中心軸からの距離 l_3 (約 $3.7\ \text{mm}$) を示す。このとき、圧力層の半径は約 $4.8\ \text{mm}$ であるので、 l_1 の波面は室温にある空気と境界を接するのに対し、 l_3 部は約 80°C の圧力層の内部にある。圧力層の影響により、個々の局部溶断によって、発生した衝撃波は球面ではなく、電極軸方向に長い円体の形状を有する。圧力層の存在はそれぞれの衝撃波が合成されてできる包絡面の形成を促進すると考えられる。

〈3・4〉 局部溶断に伴うエネルギー分配 衝撃波のエネルギー E_s は、円筒波と球面波の場合、それぞれ、(2)式と(3)式にて与えられる⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

$$E_s = 3.85 \rho_0 A^2 \text{ (J/m)} \dots\dots\dots (2)$$

$$E_s = 5.36 \rho_0 A^2 \text{ (J)} \dots\dots\dots (3)$$

但し、 ρ_0 : 空気の密度 ($=1.2\ \text{kg/m}^3$)

A は、衝撃波の半径を R とすると

$$A = R^k \cdot dR/dt \dots\dots\dots (4)$$

但し、 t : 時間、 k : 定数

図 8 充電電圧が 1500 V のときの円筒状衝撃波
Fig. 8. ICC photograph of a cylindrical shock wave for the wire explosion of the charging voltage of 1500 V.

を満足する量である。(2)式と(3)式は、 A が時間的に一定のとき、すなわち、 $R \propto t^{0.5}$ (円筒波)、 $R \propto t^{0.4}$ (球面波)を満足する場合において、Taylor 氏と Lin 氏によって、解析的に解かれた。 V_d が 400 V の場合には、図 5 より明らかなように、 A は一定とはならず、(2)式および(3)式によって、衝撃波のエネルギーを概算することはできない。

図 8 は V_d が 1,500 V のときの円筒衝撃波の観測例である。局部溶断が $1 \mu\text{s}$ 以内の短時間の内に多数起こるため、局部溶断の発生と同時に、波面はおおむね円筒状となる。

多くの観測結果より、 R は、

$$R = 3.4(t - 5.5)^{0.5} \text{ (mm)} \quad (5)$$

但し、 t ; μs 単位

を満足することがわかった。この結果、(4)式の A は、約 5.8 となり、本研究の観測範囲内で一定となる。従って、 $E_s = 154.9 \text{ (J/m)}$ となり、3 cm の長さでは、約 4.7 J に相当する。

円筒波が球面波の重なりによって構成されていることから、 V_d が 1,500 V のときの局部溶断数を算定することによって、一つの球面波のエネルギーが求められる。しかるに、1,500 V の条件で空中爆発の場合、銅線の激しい気化に伴って、金属線の周囲に密度の濃い粒子雲を形成するので、 T_3 以降の内部の金属線の把握は困難であり、局部溶断数を実測できない。水中爆発の場合には、粒子雲の形成はあまり見られないので、局部溶断数を明らかに捉えることができる⁽¹⁶⁾。

ICC による写真観測の結果、局部溶断数は 50~70 個である⁽¹⁶⁾。いま、60 個の局部溶断数とすると、一つの球面波のエネルギーは、円筒波のエネルギー(約 4.7 J)を局部溶断数で除して、約 78 mJ となる。充電電圧が 400 V の場合、14 個の局部溶断が起こるので、発生する球状衝撃波の全エネルギーは、約 1.1 J と見積もられ、初期エネルギーの約 7% である。

ここで問題となるのは、 V_d や放電媒質の差異によって局部溶断現象に違いが生じないかという点である。水と空気という二種の媒質について観測した電圧電流特性は極めて類似しており⁽¹⁶⁾、溶断、爆発に至る過程は大差ないものと考えられる。また、 V_d の違いによっても、一回の局部溶断現象はそれほど変化しない。すなわち、 V_d が 1,500 V のとき、電極間電圧は T_3 以降、急しゅんとなり、最大電圧値は、5,000~7,000 V に達する。この高い電圧は短時間の内にはほぼ同時に局部溶断が発生し、個々のスパイク電圧が重畳して現れた結果⁽²³⁾である。従って、 V_d が 1,500 V の場合の平均的なスパイク電圧は約 100 V となり、 V_d が 400 V のときとはほぼ一致する。よって、一個の局部溶断による爆発の物理特性はコンデンサの充電電圧が変化しても本実験の範囲内では類似すると考えられる。この結果、充電電圧や媒質の違いによって局部溶断現象の差異はほとんど生じないと結論される。

(1) マイクロアークのエネルギー 銅線の局部溶断点はマイクロアークによって橋絡される。一個のマイクロアークのエネルギー E_m は、

$$E_m = \int_{T_s}^{T_e} i \cdot v_a dt \quad (6)$$

但し、 T_s ; 局部溶断の発生時刻、 v_a ; 局部溶断点に発生したアーク電圧

にて計算される。個々のマイクロアークの E_m を計算して、その和を求めれば、マイクロアークの全エネルギーが得られる。

(6)式を適用する場合、 T_s とともに電圧、電流特性を実測する必要がある。 v_a については局部溶断が銅線の任意の位置で起こるため、その測定は困難である。そこで、マイクロアークの発生頻度の時間分布⁽²⁰⁾を用いて、代表的な電圧電流特性を想定した。

モデル化した電圧、電流波形を図 9 に示す。マイクロアークの発生の最頻値は $25 \mu\text{s}$ 付近にある⁽²⁰⁾。よって、 T_s の代表値を $25 \mu\text{s}$ として、電流は図 2 の実測に基づいて、 $25 \mu\text{s}$ より、 T_s まで直線関数で近似する。マイクロアークの電圧は、ノッチ間の電圧波形⁽²³⁾を基にした。アーク電圧は 40 V の一定値とし、それ以前の過渡領域は 100 V から $2 \mu\text{s}$ の間直線的に減少する電圧波形とした。

以上の電圧、電流特性より、一回の局部溶断によって、消費されるアークエネルギーは約 90 mJ と算定される。モデルとした波形の違いにより $\pm 10 \text{ mJ}$ 程度の差異を生ずる。14 個のマイクロアークに対するエネルギーは、約 $1.2 \pm 0.1 \text{ J}$ となる。これは、コンデンサの初期エネルギーの約 8% である。

図 9 マイクロアークの代表的な電圧、電流特性を表わす模式図

Fig. 9. Illustrated sketch of voltage and current waveforms of a microarc.

(2) ふく射エネルギー ふく射エネルギーは二種に分けて考えられる。マイクロアークからのふく射エネルギーと沸点にある金属線からのふく射エネルギーである。いま、Buntzen 氏の結果⁽²⁴⁾にならい、アークエネルギーの約 20% がアークからのふく射エネルギーに相当するものと考え、約 0.2 J と概算される。

金属線の温度 θ_m の下でのふく射熱伝達能 Q は、ステファン・ボルツマン則に従うとすれば、

$$Q = \varepsilon \sigma \theta_m^4 \text{ (W/m}^2\text{)} \dots\dots\dots (7)$$

但し、 ε ; 放射率、 θ_m ; K 単位、 σ ; ステファン・ボルツマン定数 ($= 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$)

で与えられる⁽²⁵⁾。 $\varepsilon=1$ (黒体放射を仮定)、 $\theta_m=2853 \text{ K}$ (1 気圧下の銅の沸点) とすると、 $Q=3.76 \text{ MW/m}^2$ となる。金属線の表面積は、直径が 0.1 mm の場合、約 $9.4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ であって、ふく射の継続時間を 30 μs とすると、ふく射による全エネルギーは、約 $1.1 \times 10^{-3} \text{ J}$ となり、衝撃波のエネルギーやマイクロアークのエネルギーに比べて、3 けた程度低い値である。エネルギーが温度差に比例する熱伝導や対流によるエネルギーは更に小さい。従って、全ふく射エネルギーは、0.2~0.3 J 程度と考えられる。

(3) 気化に使われたエネルギー 以上より、銅線の急激な気化に使われたエネルギーは、約 0.9 J となり、初期エネルギーの約 6% である。

4. エネルギーに関して従来の結果との比較

V_a を 400 V として銅線を爆発させた結果、衝撃波、マイクロアーク、ふく射エネルギー、相変化に使われたエネルギーは、それぞれ、1.1 J (7%)、1.2 J (8%)、0.2 J (1%)、0.9 J (6%) となる。() 内の百分率

はコンデンサの初期エネルギーに対する割合を示す。

Jones 氏⁽²⁶⁾は、100~500 Torr の低圧空气中で、10 μF 、15~20 kV (初期エネルギー $E_0=1.2\sim 2.0 \text{ kJ}$) の条件で金属線を爆発させ、発生する衝撃波の挙動を観測し、Taylor-Lin 理論を適用して E_s を求めた。この結果、1.4 kJ 以下の範囲では、 E_0 の増加とともに E_s は増え、最大効率は約 18% である。

Buntzen 氏⁽²⁴⁾は、TNT 火薬と金属線爆発との間のエネルギーの相似則を得る目的で、6 μF 、25 kV ($E_0=1.9 \text{ kJ}$) の条件で水中にて金属線を爆発させ、衝撃波およびふく射のエネルギーにそれぞれ、 E_0 の約 63%、約 6% のエネルギーが分配されることを示した。

Bennett 氏⁽¹³⁾は、0.3 μF 、28 kV ($E_0=118 \text{ J}$) の条件にて、直径約 0.13 mm、長さ 20 mm の銅線を爆発させ、発生する衝撃波のエネルギーを Lin 理論を用いて算定し、 E_s として、56 J のエネルギーを得た。これは初期エネルギーの約 48% に相当する。

Abramov 氏⁽²⁷⁾は、大電流アークの遮断現象を明らかにするために、16 mF、3 kV ($E_0=72 \text{ kJ}$) の条件で銅線を爆発させ、最大電流約 70 kA、アーク電圧約 200 V の過渡アークを得た。本爆発条件は上述の研究に比較して、 E_0 が極端に大きい場合であって、全エネルギーの約 50% がふく射エネルギーとなることを明らかにした。

以上の成果を要約すると、表 1 のようになる。但し、表中の配分割合は、コンデンサの初期エネルギーに対するものである。また、金属線の相変化分や回路損失分などは除いた。この結果、金属線の爆発に供するエネルギーが大きくなると、衝撃波のエネルギーに対する割合が増加する傾向にあること、次いで、アークのエネルギーの割合が増えることがわかる。ふく射エネルギーは、あまり大きな割合を占めない。しかし、極端に大きいエネルギーを投入すると、ふく射エネルギーが顕著になることがわかった。エネルギーの配分について更に明確にすることは、今後の重要な研究課題である。

表 1 金属線の爆発に伴うエネルギーの配分

Table 1. Energy partition of exploding wires.

	本論文	Bennett 氏 文献(13)	Jones 氏 文献(26)	Buntzen 氏 文献(24)	Abramov 氏 文献(27)
初期エネルギー (kJ)	0.016	0.12	1.2~2.0	1.9	72
衝撃波のエネルギー (%)	7	48	18	63	—
ふく射のエネルギー (%)	1	—	—	6	50
アークのエネルギー (%)	8	—	—	31	—

5. む す び

銅線を空気中にて爆発させた。得られる電気的特性や写真観測結果を基にして、激しい気化の過程において生ずる局部溶断現象や衝撃波の形成過程を主たる研究課題とし、エネルギーの配分についても検討した。衝撃波の挙動を明確にするために、金属線上にノッチを設けることは、極めて有益な手法である。得られた成果は次の通りである。

(1) 銅線の局部溶断は単発の衝撃波の形成をもたらす。波頭背後には新たな波面の形成は認められない。詳細に見ると、衝撃波は球面波ではなく、電極軸方向にわずかに広がった円体の形状を有する。これは、気化過程の開始とともに、金属線の周囲に発生する圧力層の影響による。

(2) 圧力層は、銅線の急激な気化によって生成され、媒質との境界面の進展速度より、圧力層内の空気の温度が算定される。圧力層の存在は、局部溶断に伴う個々の衝撃波が合成されてできる包絡面の形成を促進する。

(3) 金属線の急激な気化の開始までは、投入されたエネルギーのほとんどは、銅線の相変化に使われる。急激な気化の開始以降のエネルギー配分は、相変化分、局部溶断に伴うマイクロアークのエネルギー、および衝撃波のエネルギーに大別される。局部溶断の発生に付随する物理特性は、本研究条件の範囲では類似し、Taylor-Lin 理論による結果を用いて、一回の局部溶断による衝撃波のエネルギーが算定される。

本研究の遂行にあたり貴重なご意見を頂いた本工学部 渡辺好章博士、浦部治一郎博士、高野 頌博士に感謝の意を表します。(昭和 61 年 3 月 24 日受付)

文 献

- (1) K. H. Schoenbach, et al: "Concepts for Optical Control of Diffuse Discharge Opening Switches", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS-10, 246 (1982)
- (2) 藤村・五十鈴川: 「放電成形における発弧用導線の効果に関する検討」電気加工学誌 15, 37 (昭 58)
- (3) 植原・福田・伊藤・福永: 「線爆発による複合金属の圧接着」塑性と加工 11, 718 (昭 45)
- (4) H. D. Edelsen & T. Korneff: "A Comparative Study of Exploding Wires in Air and Water" *J. Appl. Phys.*, 37, 2166 (1966)
- (5) 石井: 「プラズマ X 線源とその応用」電学誌 106, 41 (1986)
- (6) 荒井: 「大電流による細い銀線の破壊」電学誌 91, 2095 (1971)
- (7) A. E. Vlastós: "Instabilities of Electrically Exploded Wires", *J. Appl. Phys.*, 44, 1616 (1973)
- (8) M. M. Martynyuk: "Vaporization and Boiling of Liquid Metal in an Exploding Wire", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 19, 793 (1974)
- (9) V. L. Budovich, et al: "Effect of Structural Inhomogeneities in Exploding Wires", *ibid.*, 23, 681 (1978)
- (10) H. Goronkin: "Striations in Fast Wire Explosions" *J. Appl. Phys.*, 39, 5345 (1968)
- (11) I. Holmström, et al: "Undegassed and degassed Exploding Tungsten Wires in Vacuum", *ibid.*, 39, 2998 (1968)
- (12) A. E. Vlastós: "Electrical Explosion of Tungsten Wires in a Vacuum", *ibid.*, 44, 106 (1973)
- (13) F. D. Bennett: "Cylindrical Shock Waves from Exploding Wires", *Phys. Fluids*, 1, 347 (1958)
- (14) G. I. Taylor: "The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion I. Theoretical Discussion" *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 201, 159 (1950)
- (15) S. C. Lin: "Cylindrical Shock Wave Produced by Instantaneous Energy Release" *J. Appl. Phys.*, 25, 54 (1954)
- (16) 元木・行村: 「水中の金属線爆発に伴う状態変化」電学論 A 96, 221 (昭 51)
- (17) 行村: 「金属線の衝撃的爆発に伴うエネルギー配分」電気学会放研資 ED-85-49 (昭 60)
- (18) 飯田, 他編集: 物理定数表 p. 86 (昭 47) 朝倉書店
- (19) H. Knoepfel, et al: "The Electrical Conductivity of Metals at Very High Temperatures" *Exploding Wires*, 4, 233 (1968) Plenum Press
- (20) K. Yukimura & M. Motoki: "Microscopic Arc Discharges of Exploding Wires in Air and Water" *Proc. 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications*, IEE, 105 (1980)
- (21) D. E. Gray, Ed.: *American Institute of Physics Handbook*, 3rd Ed., p. 2-274, 2-275 (1982) McGraw-Hill
- (22) 白倉・大橋著: 「流体力学(2)」p. 165 (昭 44) コロナ社
- (23) 行村・渡辺: 「銅線の空中爆発に伴う局部溶断現象と大電流アークの発生」電気学会放研資 ED-83-6 (昭 58)
- (24) R. R. Buntzen: "The Use of Exploding Wires in the Study of Small-Scale Underwater Explosions" *Exploding Wires* 2, p. 195 (1962), Plenum Press
- (25) 電気学会編: 照明工学 p. 43 (1979) オーム社
- (26) D. L. Jones, et al: "Microwave Doppler Measurement of the Ionization Front in Cylindrical shock Waves from Exploding Wires" *Exploding Wires* 2, p. 127 (1962) Plenum Press
- (27) Yu. Yu. Abramov, et al: "Dynamics of High-Pressure Arc Discharge" *Proc. 5th Int. Symp. on Switching Arc Phenomena*, 76 (1985)