

火花追跡法におけるイオン化された気柱と衝撃波の干渉

松尾, 一泰
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

生井, 武文
九州大学大学院総合理工学研究科動力機械工学教室

瀬戸口, 俊明
九州大学大学院総合理工学研究科動力機械工学専攻

川越, 茂敏
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/10.15017/17506>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 2 (1), pp.43-49, 1980-08-08. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：



火花追跡法におけるイオン化された気柱と 衝撃波の干渉

松尾 一 泰* ・生井 武 文**

瀬戸口 俊 明*** ・川 越 茂 敏*

(昭和55年5月30日 受理)

Interaction of a Shock Wave with an Ionized Gas Column generated by a Spark Tracer Method

Kazuyasu MATSUO, Takefumi IKUI,
Toshiaki SETOGUCHI and Shigetoshi KAWAGOE

Abstract

An ionized gas particle created by the spark discharge between electrodes has a density different from that of the surrounding gas. This difference of densities causes errors in measuring velocity when the spark tracer method is applied to an accelerated flow induced by a shock wave, because the ionized gas particle is much more accelerated than the surrounding gas by the interaction of the shock wave.

In this study the interaction phenomena of a shock wave with an ionized gas column generated by the spark tracer method have been experimentally investigated using a shock tube. The configuration of the ionized gas column after the interaction varies with time and it has been classified into five patterns. The velocity of the ionized gas column is much faster than that of the surrounding gas just after the interaction and it decreases asymptotically with time. The asymptotic value is about 1.14 times that of the surrounding gas. Furthermore, assuming a simple flow model, the variation of velocity of the ionized gas column after the interaction with the shock wave has been calculated. The results qualitatively agree well with the experimental values.

1. ま え が き

火花追跡法¹⁾は観測しようとする気流に対して垂直に設置した電極間に高電圧高周波パルスを印加して火花放電を行い、放電経路のイオン化された気体粒子をトレーサとして流れを可視化し、流速を測定する方法である。本方法は気体の高速流れに適し、定常流れだけでなく非定常流れ^{2)~4)}の流速測定にも用いられている。しかし本方法を非定常流れなどの加速度場に適用する場合、流体粒子とトレーサの間に、両者の密度差に基づく相対速度が生じ誤差を伴う⁵⁾⁶⁾。

静止気体中を伝ばする衝撃波によって誘起される加速流れの流速を本方法で測定する場合、最初の放電を衝撃波の到達直前で行うと、上述の密度差に基づく誤差のほかに、イオン化された気柱が衝撃波と干渉するという別の問題が生ずる。この干渉現象は気泡と衝撃波⁷⁾、あるいは火炎と衝撃波の干渉⁸⁾にも関与する重要な問題で、Rudinger ら⁹⁾は堅型衝撃波管を用い空気中での火花放電によりイオン化された気柱と衝撃波、あるいはヘリウムガスの噴流と衝撃波の干渉について実験と解析を行っている。しかし実験条件やデータについて不十分な点が多く、衝撃波と干渉後のトレーサの挙動などについては現在良くわかっていない。

本研究では、水平衝撃波管の低圧室に生じる伝ば衝撃波と火花放電により生じるイオン化された気柱を干

* エネルギー変換工学専攻

** 動力機械工学教室

*** 動力機械工学専攻博士後期課程

渉させ、干渉後の気柱の挙動を実験的に詳細に調べた。また干渉後の気柱の速度変化について解析し、実験結果と比較した。

2. 実験装置と方法

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。衝撃波管は断面寸法 38×38 mm、全長約 5 m の正方形管で、観測部（長さ 245 mm）の側面は光学観察のために光学ガラスできており、高感度圧力計（キスラー社製 202 A 型、固有振動数 250 kHz、ライズタイム 2 μs）と火花放電用電極（直径 0.76 mm のビーズ針、電極間隔 7.9 mm）が同じ位置（隔膜下流 2600 mm）に取付けてある。光学観察にはシュリーレン法を用いた。

破膜によって形成された衝撃波が Fig. 1 のトリガ用圧力計に達すると、その圧力信号は遅延装置によりあらかじめ設定された時間後にプリセットカウンタを働かせると同時に、シュリーレン装置の遅延装置に入る。発振器からのパルス（本実験ではパルス数は1個）はトリガパルス発生装置で電圧増幅され、これによって電極間で火花放電が起こり、イオン化された気柱が生じる。一方、あらかじめ設定された時間にシュリーレン装置の光源用電極間でスパークが起こり、上述の衝撃波とイオン化された気柱との干渉模様の写真

撮影がなされる。電極位置での圧力計の出力は、放電モニタ出力及びシュリーレン装置のスパークによる光電管出力と混合されウェーブメモリに記憶される。なお本実験の作動気体は空気である。

3. 実験結果

3.1 光学観察

本論文では火花放電により放電経路のイオン化された気柱をバブル、周囲の中性気体（本実験の場合は空気）をガスと呼ぶことにする。

伝ば衝撃波とバブルの干渉を示す一連のシュリーレン写真を Fig. 2 に示す。図は低圧室の初期圧力 $p_1 = 300$ Torr、初期温度 $T_1 = 298$ K、衝撃波の伝ばマッハ数 $M_s = 1.2$ 、電極間供給電圧 $E_s = 18$ kV の場合で、図中の時間 t_b は衝撃波とバブルが干渉した瞬間からの経過時間である。図より干渉直後 [Fig. (b)] のバブル形状は干渉前 [Fig. (a)] と同じであるが、時間とともに両端で折れ曲がり [Fig. (c)]、中央から二つに折れた渦対へと変形し [Fig. (d), (e)]、更に時間が経過すると逆方向へ折れ曲がる [Fig. (f), (g)]。その後時間の経過とともに、バブル形状は拡散のため極めて不明瞭となる。

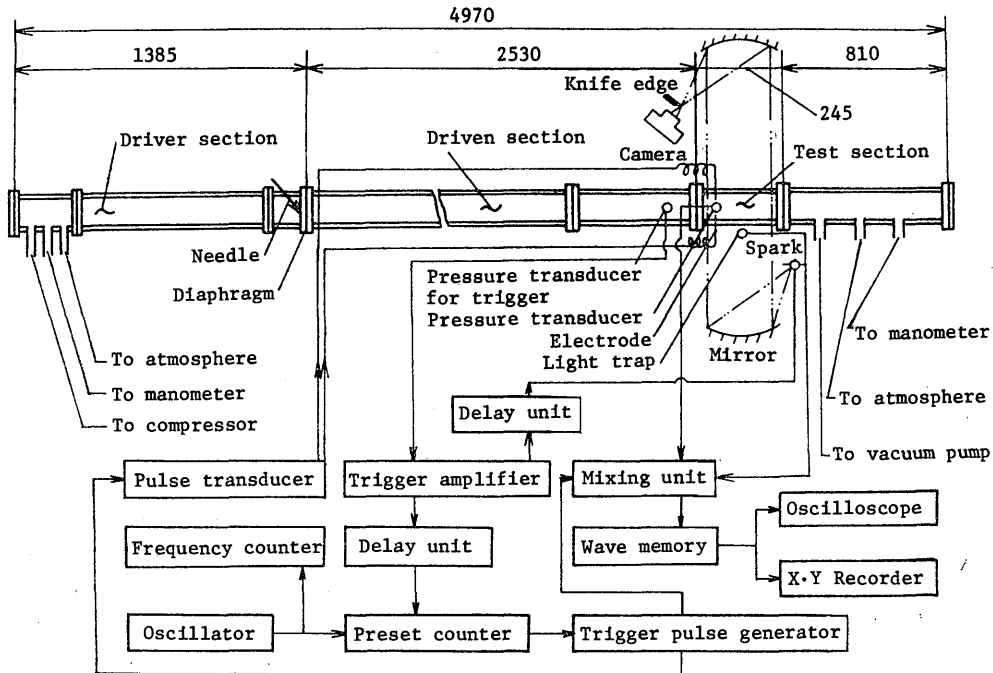


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

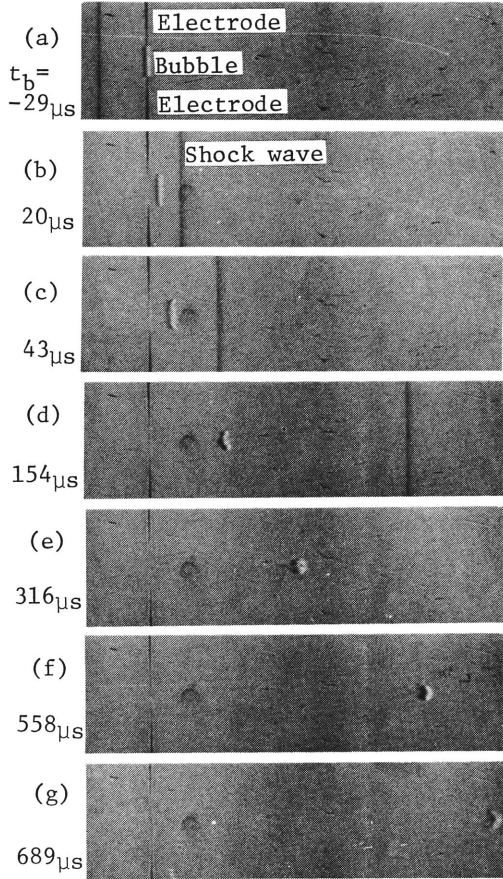


Fig. 2 Typical schlieren photographs showing the interaction of a shock wave with a bubble ($M_s=1.2$, $p_1=300$ Torr, $T_1=298$ K, $E_s=18$ kV)

上述のバブル形状の変化を定量的に調べるため、バブルの高さ h と干渉前のバブルの高さ h_0 の比 h/h_0 を t_b に対し Fig. 3 に示す。図の白丸はバブル形状が干渉前と同じ状態、半白丸はバブルの両端が折れ曲った状態、白三角は中央より二つに折れた状態、半白三角は渦対の状態、四角はバブルが逆方向へ曲がった状態を示す。また破線、実線、一点鎖線はそれぞれ $M_s=1.2, 1.4, 2.0$ の実験点を結んだ線である。なお $M_s=1.8$ の場合も実験を行ったが、 $M_s=2.0$ の場合とほぼ同じで図には示していない。図より h/h_0 は最初時間の経過とともに減少し最小値に達した後増加する。またバブル形状の変化は M_s が大きいほど早い、上述のように $M_s=1.8$ と 2.0 の実験結果がほぼ同じであることから、 M_s の増加に伴いその変化割

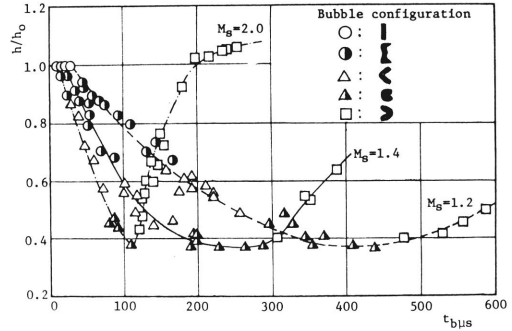


Fig. 3 Variation of bubble height with time

合は小さくなると思われる。 h/h_0 の最小値はいずれの M_s の場合も約 0.37 ではほぼ一定である。

次に衝撃波が電極位置を通過後に放電を行った場合、すなわち衝撃波と干渉しない場合のバブル形状を Fig. 4 に示す。図の諸条件は Fig. 2 と同じである。図よりこの場合には、バブルの高さがわずかに小さくなるだけで形状は時間的にほとんど変化しない。従って Fig. 2 のバブル形状の変化は衝撃波との干渉によることは明らかである。

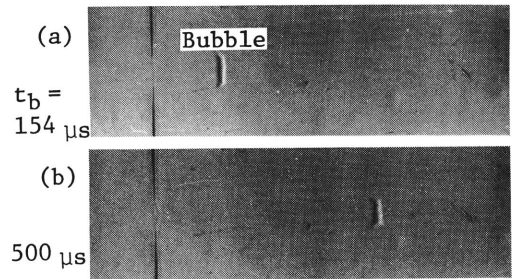
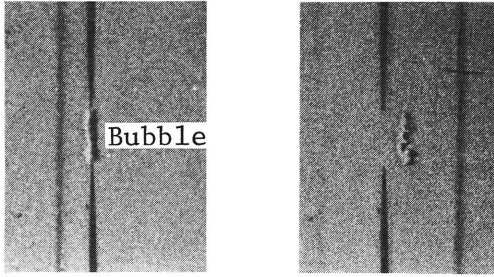


Fig. 4 Configuration of bubble in case of no interaction with shock wave ($M_s=1.2$, $p_1=300$ Torr, $T_1=298$ K, $E_s=18$ kV)

Fig. 5 は低圧室初期圧力 $p_1=770$ Torr の場合、他の諸条件は Fig. 2 と同じである。図より衝撃波と干渉前 [Fig. (a)] のバブルは Fig. 2 (a) に比べ直線状でなく、干渉後の Fig. (b) も Fig. 2 (b) に比べかなり異なる。これは初期圧力 p_1 が高く放電が直線経路で行われないため、 p_1 がかなり小さい場合も同様に放電経路は直線とならない。本実験では 150 Torr $< p_1 < 500$ Torr の範囲で、Fig. 2 (a) と同様の比較的きれいなバブルが得られた。



(a) $t_b = -9 \mu s$ (b) $21 \mu s$

Fig. 5 Configuration of bubble at high initial pressure ($M_s=1.2$, $p_1=700$ Torr, $T_1=298$ K, $E_s=18$ kV)

3. 2 衝撃波後方のバブルの挙動

バブルが衝撃波と干渉する場合としない場合の電極近傍の波動線図をそれぞれ Fig. 6 (a) と (b) に示す。図において t_b と t_s はそれぞれバブルが電極位置から移動を始めてからと衝撃波が電極位置を通過してからシュリーレン写真撮影を行うまでの時間、 x_s , x_b 及び x_g はそれぞれ電極位置から、シュリーレン写真撮影の瞬間までに衝撃波、バブル及び火花放電時に電極位置にあったガスが移動した距離である。後述のように Fig. (a) の場合、ガスとバブルの移動速度は異なりバブルの速度はガスの速度より大きく $x_b > x_g$ であるが、Fig. (b) の場合は両者の速度は等しく $x_b = x_g$ である。

衝撃波のマッハ数 M_s を一定と仮定すると

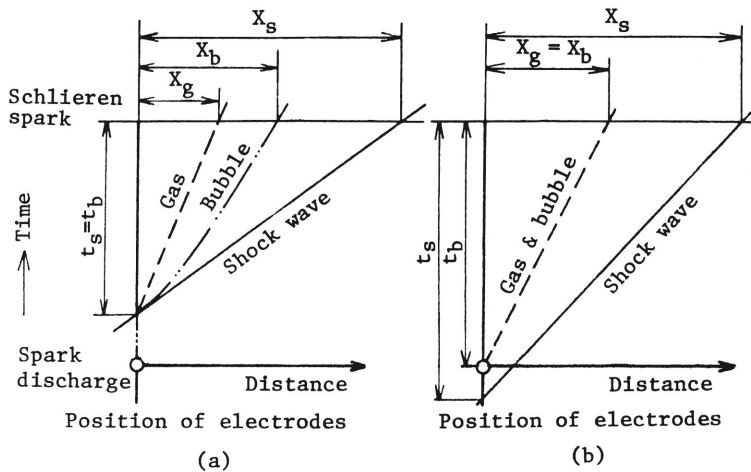


Fig. 6 Wave diagrams showing bubble behavior with the spark discharged (a) before, and (b) after, passage of a shock wave

$$M_s = \frac{x_s/t_s}{\sqrt{\gamma_g R T_1}} \quad (1)$$

ここに γ_g と R はそれぞれガスの比熱比と気体定数である。マッハ数 M_s の伝ば衝撃波により誘起されるガスの流速は

$$u_g = \frac{x_g}{t_b} = \frac{2\sqrt{\gamma_g R T_1} (M_s - 1)}{(\gamma_g + 1)} \quad (2)$$

Fig. 2 のシュリーレン写真から x_b , M_s の測定値より式 (2) を用い x_g が得られる。両者の比 x_b/x_g を t_b に対し Fig. 7 に示す。図の三角、白丸、半白丸は $M_s=1.2$ で供給電圧 E_s がそれぞれ 12, 16, 18 kV, 四角は $M_s=1.4$, $E_s=16$ kV, 黒丸は $M_s=1.8$, $E_s=16$ kV, 黒三角は $M_s=2.0$, $E_s=16$ kV で、

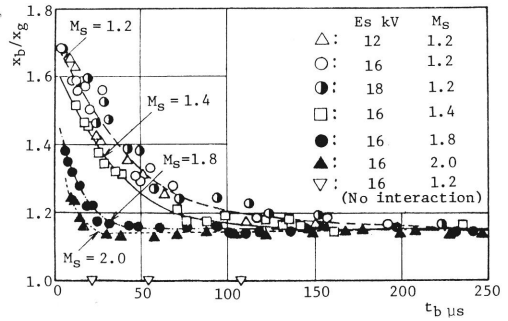


Fig. 7 Displacement ratio of bubble to gas particle with travel time of bubble

いずれも衝撃波とバブルが干渉する場合である。なお $M_s=1, 2$, $E_s=16$ kV で干渉しない場合のデータを横軸上に逆三角で示してある。図より干渉する場合、 x_b/x_g は最初急激に減少してその後ある一定値に漸近するが、 E_s の影響は本実験の範囲では全くない。また M_s が大きいほど x_b/x_g は早く漸近値に到達する。干渉がない場合 $x_b/x_g=1$ で、ガスとバブルの移動距離は等しい。

4. 考 察

4.1 バブルの挙動の解析

衝撃波と干渉後のバブルの挙動を解析する。まず次の仮定をおく。

(1) バブル形状はその変形が始まるまで直径 d 、高さ h_0 の円柱で、バブルに働く抗力はバブルの速度 u_b とガスの速度 u_g との差 $(u_b - u_g)$ の二乗に比例し、抗力係数 C_d は一定である。

(2) バブル形状の変形が始まった後は、バブルを渦対とみなし、その渦間隔と循環の大きさは一定とする。従ってその移動速度は一定である。

上記仮定 (1) に基づきバブルに対して運動方程式をたてると、

$$\rho_b \left\{ \frac{(r_b+1)M_s^2}{(r_b-1)M_s^2+2} \right\} \frac{\pi h_0 d^2}{4} \frac{du_b}{dt_b} = -\frac{C_d h_0 d}{2} \rho_g \left\{ \frac{(r_g+1)M_s^2}{(r_g-1)M_s^2+2} \right\} (u_b - u_g)^2 \quad (3)$$

ここに ρ_g, ρ_b と r_b はそれぞれガスの密度、バブルの密度及びバブルの比熱比である。式(3)より解析解として次式を得る。

$$\frac{u_b}{u_g} = 1 + \left(\frac{A G}{\sigma B} t_b + C \right)^{-1} \quad (4)$$

ここに $\sigma \equiv \rho_b/\rho_g$, $A \equiv 2C_d u_g/(\pi d)$, $G \equiv (r_g+1)M_s^2/\{(r_g-1)M_s^2+2\}$, $B \equiv (r_b+1)M_s^2/\{(r_b-1)M_s^2+2\}$ で C は積分定数である。

初期条件として衝撃波によって単位体積当りのガスとバブルの受ける力積を考えると、

$$u_g \rho_g G = u_{bi} \rho_b B + k \rho_g G (u_{bi} - u_g) \quad (5)$$

ここに u_{bi} は衝撃波と干渉直後のバブルの速度、式(5)の右辺第2項は仮想質量の項で、 k はバブル形状で定まる定数である。式(5)を変形し、

$$u_{bi}/u_g = (1+k)/(B\sigma/G + k) \quad (6)$$

上式は $t_b=0$ における u_b/u_g の値を与える。これを

式(4)に代入すれば

$$\frac{u_b}{u_g} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{B}{G}\sigma\right)}{\frac{A}{\sigma} \left(\frac{G}{B} - \sigma\right) t_b + \left(k + \frac{B}{G}\sigma\right)} \quad (7)$$

次に上記仮定(2)より

$$\beta \equiv \frac{u_{bf} - u_b}{u_{bi} - u_g} = \text{const.} \quad (8)$$

ここに u_{bf} はバブルの最終速度で、Rudinger ら⁹⁾によれば式(8)の β の値は 0.203 である。

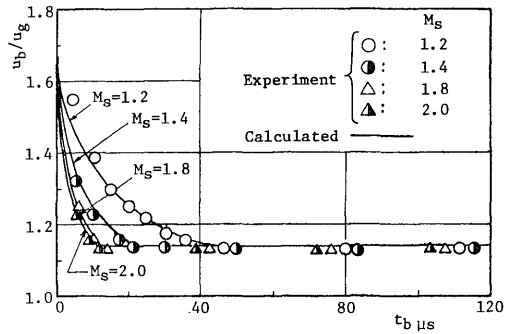


Fig. 8 Comparison between experimental and calculated values of velocity ratio u_b/u_g

式(7)と(8)により計算した衝撃波と干渉後のバブル速度 u_b とガス速度 u_g の比 u_b/u_g をバブルの移動時間 t_b に対し Fig. 8 の実線で示す。なお計算に際しバブル直径 d はシュリーレン写真の測定値より $d=2$ mm、抗力係数と形状係数はそれぞれ $C_d=0.72$ ($h_0/d=4$)¹⁰⁾ 及び $k=1$ ¹¹⁾ とし、更に密度比と比熱比はそれぞれ $\sigma=1/5$, $r_g=r_b$ と仮定した。また白丸、半白丸、白三角及び半白三角はそれぞれ $M_s=1.2, 1.4, 1.8$ 及び 2.0 に対する実験値である。図より計算結果は実験値とよく一致しており、Fig. 7 と同様の傾向を示し u_b/u_g の漸近値は約 1.14 で M_s に全く依存しない。

Rudinger ら⁹⁾ は距離比 x_b/x_g について Fig. 7 とほぼ同様な結果を得ており、速度比 u_b/u_g については、

$$\frac{x_b}{x_g} = \frac{x_b/t_b}{x_g/t_b} = \frac{u_b}{u_g}$$

つまり x_b/x_g が u_b/u_g に等しいとしている。上式は平均速度に対しては成立するが、厳密には速度は局所的に異なり、局所速度は Fig. 6 (a) に示したようにバ

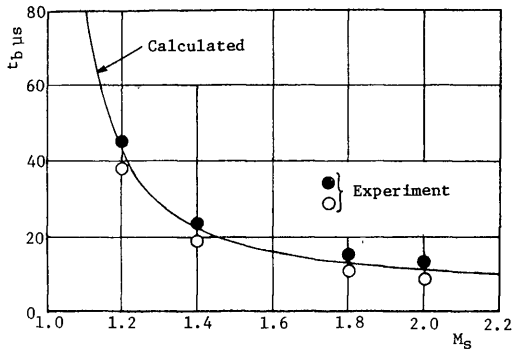


Fig. 9 Relation between Mach number of shock wave and time when variation of bubble configuration begins

ブルの波動線図の傾きから求まる。波動線図より得られた Fig. 8 の速度比 u_b/u_g は Fig. 7 の距離比 x_b/x_g と定量的には異なり、例えば u_b/u_g の減少過程では同時刻 t_b における u_b/u_g は x_b/x_g に比べかなり小さく、 u_b/u_g が一定値に漸近する時間や漸近値も x_b/x_g に比べやや小さい。

Fig. 8 において式 (7) と (8) による計算値の交点の横軸はバブルの変形が始まる時間を示し、この値を M_s に対し Fig. 9 の実線で示す。図の白丸と黒丸はそれぞれシュリーレン写真より判断したバブルが変形しない最大の t_b と変形している状態の最小の t_b の実験値である。計算値は白丸と黒丸の間にあり、実験値とよく一致する。図より M_s が大きいほど変形が早く始まるが、 $M_s > 1.8$ ではその時間はほぼ一定である。これより前述の Fig. 3 における $M_s = 1.8$ と 2.0 の変形がほぼ同じであることが理解できる。

4.2 バブルの形状変化

衝撃波との干渉によるバブルの形状変化について考察する。Markstein¹²⁾ はボタンと空気の混合気を電極間の放電により燃焼させて生じた球形バブルと衝撃波の干渉を光学的に観察している。また Evans ら¹³⁾ は衝撃波と干渉することによる円柱バブルの形状の変化を PIC 法によって数値計算した。これらはいずれもバブルとガスの密度比 $\sigma = \rho_b/\rho_g < 1$ の場合で、衝撃波と干渉するとバブルと Fig. 2 (g) のバブル形状のように下流側に凸で、バブルの上端と下端が流れと反対方向に巻き込む渦の形状となることを示している。これはバブルの密度が周囲の気体の密度より小さいため、衝撃波との干渉によってバブルは周囲の気体

より強く加速され、従ってバブルの中心部の速度がバブルの両端に近い部分の速度より大きいこと、及び干渉によりバブル面から反射波として膨張波が流れと逆方向に発生し、バブルの中心部の上流側の流速がバブル両端付近のガスの流速より大きくなるためと思われる。

本実験の場合、Fig. 2 で示したように衝撃波と干渉後のバブルの形状は最初下流側に凹で、バブルの高さはいったん減少し、その後増加するが、その増加過程におけるバブル形状は下流側に凸である。このバブル高さの増加過程において観察されたバブルの形状は上述の Markstein と Evans らの結果と一致しているが、バブル高さの減少過程におけるバブル形状はそれと全く逆となっている。すなわち Fig. 2 において (c)～(d) におけるバブル形状は下流側に凹で、(f)～(g) では凸である。Fig. 2 (c), (d) において凹となるのは干渉前に発生したバブルが衝撃波と干渉する瞬間までに拡散し、その上下端が電極を包むため、電極部にあるバブル部分が衝撃波から受ける力積が、電極を含まない部分に比べ電極の体積に相等するだけ相対的に大きくなり、速度が増加するためと思われる。その後のバブル形状の変化の原因については現在よくわかっていないが、本実験の場合すべての M_s に対して同様の現象が観察された。

5. 結 論

火花追跡法におけるイオン化された気柱と衝撃波の干渉について検討し、次の結論が得られた。

(1) 初期圧力が約 150～500 Torr の範囲では、火花放電による放電経路はほぼ直線となるが、この圧力範囲外では非常に乱れた不規則な形状となる。

(2) 火花放電によりイオン化された気柱が衝撃波と干渉後の気柱の形状を詳細に観察し 5 種類に分類した。衝撃波の伝ばマッハ数が大きいほど気柱形状の変形に要する時間は短い。

(3) 干渉直後のイオン化された気柱の速度は非常に大きく、その後時間の経過とともに急激に減少し一定値に漸近するが、漸近値は周囲の気体より大きい。漸近値に達するまでの時間は衝撃波マッハ数が大きいほど早い。漸近値と周囲気体の速度との比は衝撃波マッハ数に関係なく一定で約 1.14 である。また漸近値に達するまでの時間はイオン化された気柱が変形を開始する時間とほぼ一致する。

(4) 衝撃波と干渉後のイオン化された気柱の速度の時間的変化について解析を行い, 上記 (3) の実験結果と同じ結果が得られた。

参 考 文 献

- 1) Merzkirch, W., Flow Visualization (1974), 195, Academic Press.
 - 2) Asanuma, T., ほか2名, Proc. of International Symposium on Flow Visualization, Tokyo (1977), 151.
 - 3) 長尾・ほか5名, 機論, 37-296 (昭46-4), 797.
 - 4) 加治屋, トヨタ技術, 18-3 (昭41-12), 207.
 - 5) Bomelbulg, H. J., ほか2名, Z. Flugwiss., 7-11 (1959), 332.
 - 6) 松尾・ほか2名, 機構論, No. 788-2 (昭53-5), 71.
 - 7) Hamernik, R. P. and Dosanjh, D. S., Phys. Fluids, 15-7 (1972-7), 1248.
 - 8) Markstein, G. H., 6th Symposium International on Combustion (1957), 387, New York, Reinhold.
 - 9) Rudinger, G. and Somers, L. M., J. Fluid Mech., 7-2 (1960), 161.
 - 10) 池森, 水力学 (1961), 305, コロナ社.
 - 11) Lamb, H., Hydrodynamics, 6th ed. (1954), 155, New York, Dover.
 - 12) Rudinger, G., Combustion and Propulsion, Third AGARD Coll. (1958), 153, Pergamon Press.
 - 13) Evans, M. W., ほか2名, Phys. Fluids, 5-6 (1962), 651.
-