

衝 撃 波 管

— 簡単な高速氣流實驗裝置 —

玉 木 章 夫

1. はしがき

戦後諸外國ではショック・チューブ（衝擊波管）とよばれるものが高速空氣力學の研究に盛に用いら

れている。長さ數メートルの兩端の閉じた管の中間に仕切りの膜をはり、その兩側を異なる壓力にする（第1圖参照）。そして膜を破ると高壓側から低壓側へ空氣が流出して低壓側の空氣を壓縮し、有限振幅の波（衝擊波）が形成されて管の中を進む。この裝置は1899年にフランスの P. Vieille¹⁾ が考案したもので、彼は火藥の爆發によつて生ずる爆風の傳播を研究するのに、ガラス球の中に高壓空氣をつめたものを管の中で爆發させるという方法では十分強い波が得られないところから上に示したような裝置を考案出したものである。この裝置が最近になつて再認識されてさかんに用いられるようになったのは、原子爆彈の爆風に關連して衝擊波の研究が一層重要になつてきたためと思われる。そしてこの裝置によつて衝擊波が壁面に當つたときの反射の法則やいくつかの衝擊波の間の干渉というような空氣力學的に興味のある問題が研究されている。

このように衝擊波管は衝擊波そのものの研究に用いられてきたのであるが、これがまた音に近い速さの風洞として用いられるということが Geiger, Mautz, Hollyer²⁾ によつて示された。それは、はじめに述べたようにして作られた衝擊波のすぐ後には短い領域ではあるが一樣速度の高速氣流が附隨しているの、この中に模型をおいてその周りの流れをシュリーレン法などによつて撮影すればよいというのである。これは従來の連續式的高速風洞に比べて裝置が簡單であり、所要動力も比較にならぬほど小さい上に、次に述べるようなすぐれた點をもつているので、高速氣流の研究裝置としてかなり將來性のあるものと思われる。利點を列記すると、

(1) 模型の位置の流體は靜止状態からほとんど瞬間的に一定速度で動き出すから、模型の周りの流れが定常状態に達するまでの経過を調べることができる。

(2) 高壓側と低壓側との壓力比を調節するだけで流れのマッハ數をある範圍内で任意にかえられる。通常の風洞ではマッハ數が1より大きい、すなわち音より速い一樣流を得るためにはラバール管というものが必要で、

衝擊波管は今から約50年も前に考え出されたものであるが、その價値が認められたのは最近のことである。裝置が簡單である上に、通常の高速風洞ではできないような實驗ができるので、今後高速空氣力學の研究に廣く用いられるであろう。

しかもこれは希望のマッハ數ごとに一本ずつ設計しなければならぬのに比べていちじるしく便利である。

(3) 一樣な流れの繼續時間はおよそ1/1000秒の程

度であるから、この中におかれた模型にはきわめて短い時間しか力がはたらかない。従つて模型を支えるのに單にその兩端と側壁のガラス窓との間に薄いゴム板を挟んで締めつけるだけで十分である。ガラス板に孔をあけて模型の支柱を通す必要がないということは、干渉計で流れを調べる場合のように良質のガラスを使うときに、これを破損するおそれがないという點で特に都合がよい。

以上のような利點がある反面には、

(1) 繼續時間が短いので模型にはたらく力やモーメントの測定がむずかしい。

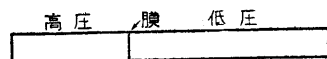
(2) 同じ理由から、流れの瞬間撮影、特に撮影の時刻を正確に調節する方法などの實驗技術はいままで風洞實驗よりはむずかしくなる。

(3) 流れのマッハ數には極限がある。次節に示すように管内の氣體として空氣を用いる場合には1.89以上のマッハ數は得られない。

このような缺點があるが、ともかくこの裝置によればマッハ數が1に近い流れについて、いまで方法で調べることができなかつたようないろいろの面白い問題を研究することができそうである。

2. 衝擊波管の原理

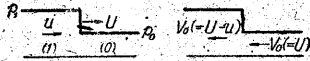
第1圖において、仕切りの膜の兩側に壓力差を興えてこれを瞬間的に破つたときにできる流れを文献(2)に従つて説明しよう。



第1圖 衝擊波管

(1) 平面衝擊波によつて生ずる流れ

われわれがいま問題とするのは第2圖aのような衝擊波が右側へ向けてUなる速度で進んで行く場合である。波面より前の流體は靜止しており、波面の後の流體は波面の進む方向に動いている。この速度をuとかくことに



第2圖 平面衝撃波

する。

事柄を考えやすくするために、この現象を波面と共に動く座標系から見ることにすると、同じ圖のbのように、波面の前から流體は $V_0 (=U)$ なる速度で流れ込み、 $V_1 (=U-u)$ なる速度で流れ去ることになる。添字0および1を以てそれぞれ波面の前および後の状態を表わすものとする、質量、運動量およびエネルギーの保存則はそれぞれ次のように書かれる。

$$\rho_0 V_0 = \rho_1 V_1$$

$$p_0 + \rho_0 V_0^2 = p_1 + \rho_1 V_1^2$$

$$\frac{1}{2} V_0^2 + c_p T_0 = \frac{1}{2} V_1^2 + c_p T_1$$

あるいは

$$\frac{1}{2} V_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{1}{2} V_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} a^{*2}$$

ここに γ は比熱比 c_p/c_v 、 a^* は波面の前後の流體を断熱的に變化させたとき、速度が音速に等しくするときの速度として定義される臨界速度である。

これらの式から、よく知られた関係式

$$V_0 V_1 = a^{*2}$$

$$V_0/V_1 = \rho_1/\rho_0 = (\mu + \xi)/(1 + \mu\xi)$$

$$V_0/a_0 = \sqrt{(\mu + \xi)(\mu + 1)\xi}$$

などが得られる。ここに $\xi = p_0/p_1$ 、 $\mu = (\gamma+1)/(\gamma-1)$ 、また a は音速である。

さて、ここで $V_0 = U$ 、 $V_1 = U-u$ とおくと、簡単な計算から、流れのマッハ数

$$M = u/a_1 = (\mu-1)(1-\xi)/\sqrt{(\mu+1)(1+\mu\xi)} \quad (1)$$

および

$$U/a_0 = \sqrt{(\mu+\xi)/(\mu+1)\xi} \quad (2)$$

$$u/a_0 = (\mu-1)(1-\xi)/\sqrt{(\mu+1)\xi(\mu+\xi)} \quad (3)$$

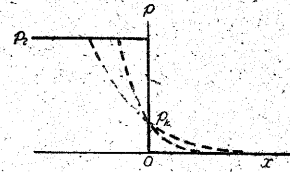
などが得られる。

(1) 式からわかるように無限に強い衝撃波 $\xi=0$ に対して $M = (\mu-1)\sqrt{\mu+1}$ となる。空気では $\gamma=1.4$ 、 $\mu=6$ であるからこの極限值は $5/\sqrt{7} \approx 1.89$ となる。

(2) 真空への膨脹

次に、仕切膜を破つたときにおこる高圧室の氣體の膨脹の有様を説明するために、まず第3圖のように膜の右側が真空で、左側が壓力 p_2 にある場合を考える。膜が急に取除かれると、氣體は右側へ向けて動き出し、また膨脹波は左側へと傳播する。この際の流れは一次元的、かつ状態變化は断熱法則 ($p\rho^{-\gamma} = \text{一定}$) に従うと考えてよい。右へ向けての流體の速度 u が密度 ρ あるいは壓力 p のみの函数であるとする、運動方程式と連続の式

とが兩立するための条件として、 u は次の式で與えられる。(たとえば文献(3)参照)



第3圖 真空への膨脹

$$u = \int_p^{p_2} \sqrt{\frac{dp}{\rho}} \frac{dp}{\rho} = \frac{2a_2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \quad (4)$$

ここに p_2 は高圧室で速度が0の流體の密度、 a_2 はこの状態に対する音速である。

また、等しい速度(密度、壓力)の點の傳わる速度 $s(p)$ は u から音速 $a(p) = \sqrt{dp/d\rho}$ を引いたものに等しい。すなわち

$$s(p) = u - a = a_2 \left[(\mu-1) - \mu \left(\frac{p}{p_2} \right)^{1/\mu+1} \right] \quad (5)$$

上にも述べたように空気では $\mu=6$ である。ヘリウムのような単原子氣體では $\gamma=1.67$ 、 $\mu=4$ である。またヘリウム中の音速は空気中の約3倍である。

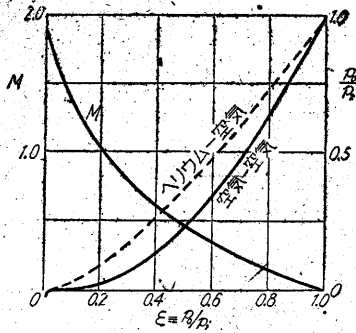
(5) 式からわかるように次の式を満足する壓力 p_k の點は動かない。

$$p_k/p_2 = \left[(\mu-1)/\mu \right]^{\mu+1}$$

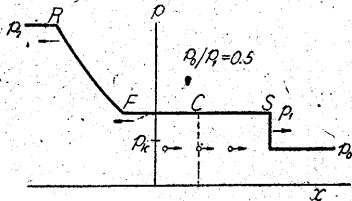
空気では $p_k/p_2 = 0.28$ である。またこの點では $u=a$ すなわち流體の速度は音速に等しい。 $s(p)$ に時間 t をかけると、時刻 t における壓力 p の點の位置が求められる。第3圖に點線で示した曲線は時間と共に管軸方向の壓力分布が變る有様を示す。

(3) 膜の左側が p_2 、右側が $p_0 (< p_2)$ の場合の膨脹

實際の衝撃波管はこの場合にあたる。この場合には p_2 と p_0 との間に次の条件で定められる壓力 p_1 がある。すなわち p_1 は、壓力を p_0 から p_1 まで高めるような衝撃波によつて低圧室の氣體に與えられる速度 [(3) 式] がちょうど高圧室の氣體が p_2 から p_1 まで膨脹する際に得る速度 [(4) 式] に等しくなるという条件で定められる。この関係から、膜の両側の壓力比 p_0/p_2 と、生ずる衝撃波の壓力比 $\xi (=p_0/p_1)$ との関係が求められる。衝撃波の後の流れのマッハ数 M と ξ との関係は (1) の項に述べたとおりであるから、結局 p_0/p_2 と M との関係が求まることになる。第4圖にはこれらの関係が示されている。この圖はある M を得るために膜の両側に興すべき壓力比 p_0/p_2 を定めるのに役立つ。たとえば $M=1$ の流れを得るためには p_0/p_2 を約 0.02 にしなくてはならない。なお點線は高圧室の氣體としてヘリウムを用いた場合の p_0/p_2 對 ξ の曲線である。これから明かなように高圧室にヘリウムを用いると同じ ξ (従つて M) を得るのに p_0/p_2 をあまり小さくしないですむことになる。Geiger



第 4 圖 衝撃波の後の流れのマッハ数 M と ξ , および膜の両側の圧力比 p_0/p_2 と ξ との関係



第 5 圖 管軸方向の圧力分布

R, F, S に付けた矢印は、この圧力の点の動く方向を示す。ただし F 点はその圧力が p_R より低い時は右側へ動く。接触面 C は流体の速度 (丸矢印) と同じ速度で動く。

等は實際この方法を用いている。

第 5 圖にはある時刻における管軸方向の圧力分布を示す。圖の各位置に付けた矢印は同じ位相の点の動く方向を示す。この圖に示したような ξ の値に対しては膨脹域の右端 F は左へ向けて動くが、 ξ がもつと小さくなつて F の圧力が p_R より小さくなると F は右側へ動くことになる。 C は接触面と呼ばれるもので、これははじめに膜の位置にあつた流体が存在する位置を表わす。衝撃波面 S から膨脹域の右端 F までの流体の速度は接触面の動く速度に等しい。注意すべきことは S から C までの部分ははじめに膜の右側にあつた氣體が壓縮されたものであるということである。(1) 項に示した M と M の關係が成立するのは SC の間だけであり、 CF の間は膨脹のため温度が低いので速度は同じでもマッハ数は大きく、 $p_0/p_2=0$ で無限大となる。

實際の流れはこの圖のようにはつきりした區切りがあるものではなく、 C より前の流れはほとんど上の理論と一致するが、 C より後の流れは一様性が悪いことが Geiger 等によつて示されている。

さてこのような衝撃波 S および膨脹波面 R はそれぞれ管の端に當つて反射してくる。従つて管内の流れは僅かな時間できわめて複雑なものとなつてしまう。

3. マッハ数 M の測定法

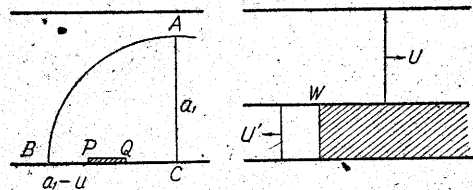
第 4 圖から得られる p_0/p_2 對 M の關係はかなりよく

實際と合うようであるが、正確な目的には M を直接測定することが望ましい。 M の測定には次のような方法がある。

$M > 1$ の場合はきわめて簡単である。この場合には壁面に薄いテープをはるか、細いキズを入れるかしてマッハ波を出させ、これを撮影してその波面と氣流とのなす角 α を測り、 $M = 1/\sin \alpha$ なる關係から M を求めればよい。あるいは小さな頂角の楔形の物體を氣流に平行に入れて、その頂點から出る衝撃波をうつして、その流れとなす角度と楔の頂角とから M を求める。

$M < 1$ のときはこれほど簡単ではない。Hertzberg と Kantowitz⁴⁾ が、 ξ や U/a_0 を測定するのに用いた次の方法は M の測定にも用いられる。

いま測定部分の壁面に薄いテープをはりつけておく。(第 6 圖 a の PQ) 左から衝撃波がきてテープの左端 P に當るとそこから微小攪亂の波が出る。テープが十分薄いときこれは音速で傳わるが、流体が u なる速度で右側へ流れるから、ある時刻における波面は圖のように右へずれる。 AC, BP はそれぞれ $a_1, a_1 - u$ に比例するからその比から $u/a_1 (=M)$ が求められる。



第 6 圖 流れのマッハ数の測定法

また次の方法も割合に簡単である。第 6 圖 b のように流れを二つに仕切り、壁面 W で反射した波 S' と反射せずに行き過ぎた波 S とを撮影する。このとき反射波の速度 U' と元の波の速度 U との間には

$$U'/U = [2 + (\mu - 1)\xi] / (\mu + \xi)$$

なる關係があるから、 U'/U (W 面から波面までの距離の比に等しい) を測れば ξ が求められ、これから (1) 式によつて M が計算される。

このほか、管内の二點間を衝撃波が走るのに要する時間をシュリーレン法と光電管とを組合せた装置を用いて測定し、これによつて波の速度 U を求める方法 (文献(2))、壁面からこれに垂直に短い時間だけ超音波を送り出してその波面を撮影することによつて M や温度を求める方法 (Marlow, Nisewanger および Cady⁵⁾) などがある。

以上に衝撃波管の原理の概要を述べた。この装置ではきわめて短い時間におこる現象を取扱うので、測定の方法としては電気火花を光源とするシュリーレン法や蔭寫眞の方法などが最も普通に用いられる。ただこれらの方法で明瞭に觀察できるのは衝撃波などのように密度勾配の大きいところだけであるから、たとえば物體の周りの

壓力分布を求めるといふような定量的な測定はできない。このためにはマツハ・ツェンダー干渉計を用いる方がよい。

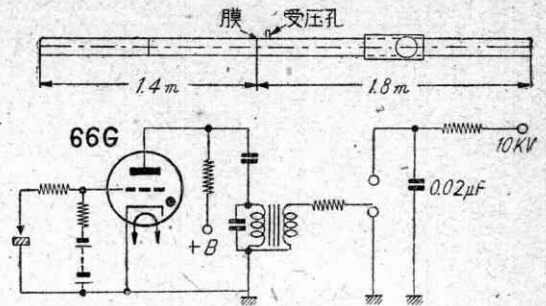
いずれにしても問題となるのは、物體模型の位置に先頭の衝撃波が到達してから $1/1000$ 秒程度の短い時間内に寫眞をうつすことであり、時々刻々に變る流れの模様を撮影するためには火花の飛ぶ時刻を正確に調節する必要がある。

4. 實驗の一例

筆者は最近小さな断面の衝撃波管を試作して二三の豫備的な實驗を行つたのでそれを示すことにする。

管の断面は $4.5\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ の矩形で、全長は 3.2 m 、高壓室、低壓室の長さはそれぞれ 1.4 、 1.8 m である。膜から約 1 m のところに直径 8 cm のガラス窓がある。膜には市販のセロファンを用いたが薄いものしか入手できなかったので4枚重ねて使用した。これでも 1.5 氣壓以上の壓力差では破れてしまう。小さな真空ポンプと壓縮機によつて兩側の壓力比を適當な値にしてから、高壓室の端から挿入してある先端の尖つた鐵棒で膜を破る。膜の破れ方を一定にするという點からこのように何枚も重ねることは望ましくないのもつと強い材料を用いる方がよい。

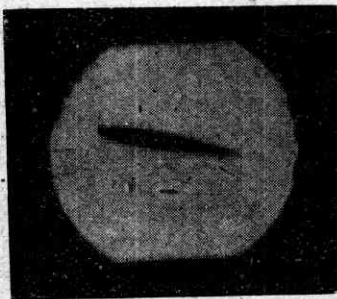
火花には電壓 10 kw 、容量 $0.02\ \mu\text{f}$ の蓄電器を用い、シュローレン法で流れを撮影した。放電時刻の調節法は Hertzberg と Kantrowitz が用いた方法と同様である。第7圖に示すように膜のすぐ下流に開けた孔を通して空



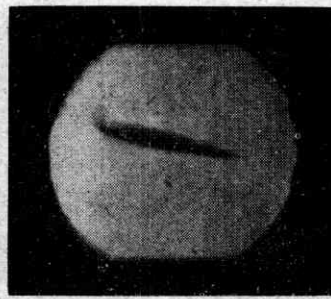
第7圖 衝撃波管および光源火花制御回路

氣はガラス管に導かれる。このガラス管の端にはアルミニウム箔が眞鍮對壁と僅かな間隙をもつてはられている。膜が破られると壓縮波はガラス管内に傳わり箔が對壁と接觸する。この接觸によつてサイラトロン(Thyratron)のグリッド電壓が變化し、陽極回路のコンデンサーが放電する。陽極回路には自動車用のイグニッションコイルの一次側が入つており、これの二次側は光源用火花電極の補助電極(一本の針金)につながれている。サイラトロン(Thyratron)の放電によつて補助電極から火花が飛び光源用火花を誘起する。ガラス管の長さをいろいろに變えることにより火花の時刻が調節できる。サイラトロン(Thyratron)を用いて火花を調節する方法は廣く衝撃波管の實驗に用いられているようである。

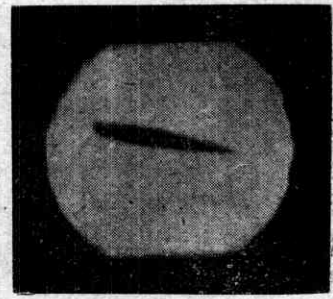
第8圖は NACA 0012 翼型(弦長 3 cm)、 $M=0.6$ の場合である。a では先頭衝撃波が前縁から弦長の 70% の邊に來ている。この波が前縁に當つたときに出た弱い反對波が圓弧狀に擴がつているのが見える。b はこれよ



(a)

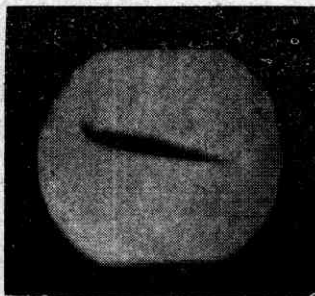


(b)



(c)

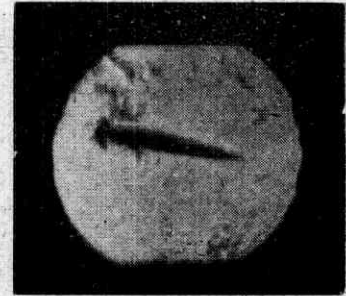
第8圖 NACA 0012, $M=0.6$



(a)



(b)



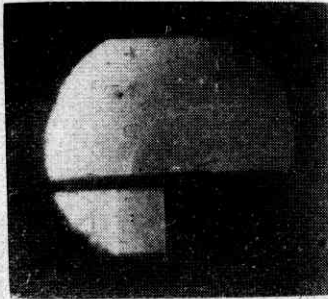
(c)

第9圖 NACA 0012, $M=0.7$

り僅か後の時刻のもので、上面に多数の波が見える。c では先頭波が既に過ぎ去っており、これが上面および下面を経て後縁を通過したときに出た2本の弱い波が圓弧形に擴がつている。上面には明瞭な衝撃波は見えない。a と c との間の時間はおよそ 10^{-4} 秒である。(寫眞の右上隅附近の短い斜線はガラス面のキズである。)

第9圖は同じ翼型で $M=0.7$ の場合である。a では先頭波は既に後縁を過ぎ去っている。b では通常の風洞で見られるような衝撃波が明瞭に見られる。c は接觸面が到達した後でセロファンが破片が飛んで行くのが見える。この場合にはセロファンを8枚重ねて用いたので破片がかなり多い。a から c までの時間はおよそ 3×10^{-4} 秒くらいである。(セロファン膜を重ねたため破れ方がいくらか不齊一で、これが火花時刻の調節を不正確にしているようである。従つてこの數値はあまり正確ではない。)

第10圖はマツハ數測定のための寫眞で、第6圖 a, b を一つの寫眞に収めてある。上半には先頭波とテープからの波、下半にはつきあたりの壁からの反射波が見える。寫眞はあまり明瞭でないが、前節に示した二つの方法



第 10 圖 マツハ數を測定する方法の例

のいずれによつてもこの流れが $M=0.6$ であることを示す。(膜の兩側の壓力比 p_0/p_2 から計算すると $M=0.64$ である。)

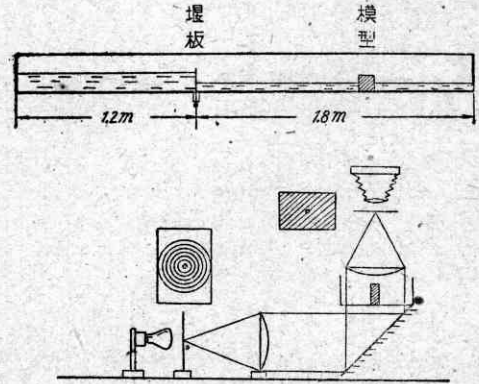
5. 附. 衝撃波水槽

上に述べたことから推察されるように衝撃波管では流れを作ることはきわめて簡単であるが、これを測定する段になるといろいろむずかしい問題が起つて来る。

さて、よく知られているように、斷熱氣流と浅い水の流れとは運動を定める方程式の形が類似して、氣體の密度、壓力をそれぞれ水の深さおよび側壁の單位長にはたらく水壓の力に對應させると、浅い水の流れは斷熱指數 $\gamma=2$ の氣體の流れに對應する。そして氣體の音速に相當するものは \sqrt{gh} (g は重力の加速度、 h は水深) となる。もつとも衝撃波を通しては斷熱法則が

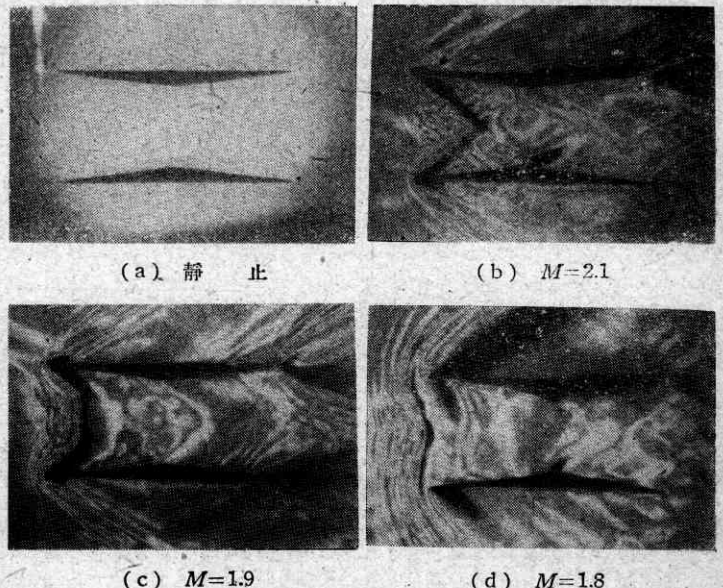
成立たず、水の衝撃波(跳水)との相似關係は破れるが、あまり衝撃波が強くない間はこのことの影響はさして大きくない。

水平な底を有する細長い水槽の中間に仕切りをおき、兩側の水面に差をつけてから瞬間的にこれを取除くと、水面の高い方から低い方へ水の衝撃波が傳わる。そしてこの波面の後には一様速度の流れ(音速に近い氣流に相當する)ができる。この現象は對應する氣體の場合に比べてはるかに緩慢なので寫眞撮影は容易である。また衝撃波の前後を結ぶ關係は氣體の場合と相似でないということから、衝撃の強さを増して行くとき、空氣では $M=1.89$ 以上にできないのに、浅い水では $M=\infty$ まで可能になる。従つて比較的マツハ數の高い氣流の性質を調べるにはこの式の水槽は有用と思われる。



第 11 圖 衝撃波水槽と寫眞撮影装置の略圖

第 11 圖には筆者の試作した水槽と寫眞撮影装置を示す。この装置はシュリーレン法と同様の原理にもとづくもので、同心の黒環をえがいたすり硝子を光源とし、2



第 12 圖 Busemann の複葉の周りの流れ(衝撃波水槽による)

枚のレンズによるこの像平面に小さな孔をもつ遮蔽板をおいたものである。これにより水面上の等傾斜線が写真に1本の暗線または明線となつて現われる。

第12圖は超音速における Busemann の複葉に対する流れである。a は水を流す前、b は翼の前縁(左端)から出た衝撃波が中央の角で膨脹波として反射して後縁附近に達し、その結果翼の前後の状態がほぼ同じになつて抵抗が少なくなつてゐる状態、c, d はこれより低いマッハ数で衝撃波が順次前の方に出て來てゐる。

水槽の實驗は非常に簡單であつて、手軽に超音速流の模様を観察するには役立つが、上の写真からもわかるように表面張力波などが邪魔をするのであまり細かい點ま

ではわからない。この點衝擊波管の方がはるかにすぐれている。

本文に掲げた衝擊波管による氣流寫眞の撮影には福井四郎、大島耕一の兩君、水槽實驗には永井達成、櫻井義雄の兩君の御協力を得たことを附記して感謝の意を表する次第である。

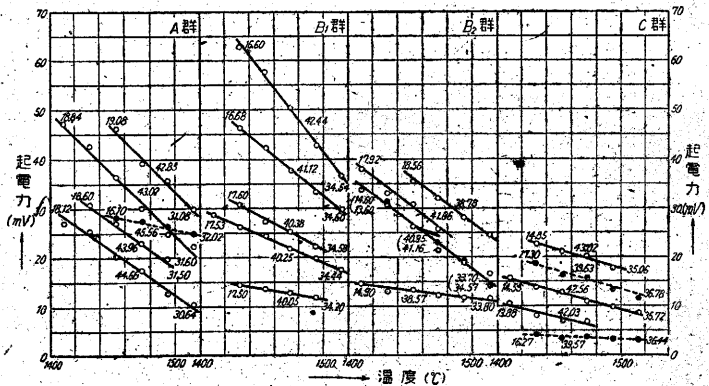
文 獻

- 1) Vieille, Comptes Rendus 129, (1899), 1228.
- 2) Geiger, Mautz & Hollyer, Engineering Research Institute, Univ. of Michigan (1949).
- 3) Taylor & Maccoll, The Mechanics of Compressible Fluids, Durand's Aërodynamical Theory III, 1934.
- 4) Hertzberg & Kantrowitz, J. Appl. Phys., 21, (1950), 874.
- 5) Marlow, Nisewanger & Cady, J. Appl. Phys. 20, (1949), 771.

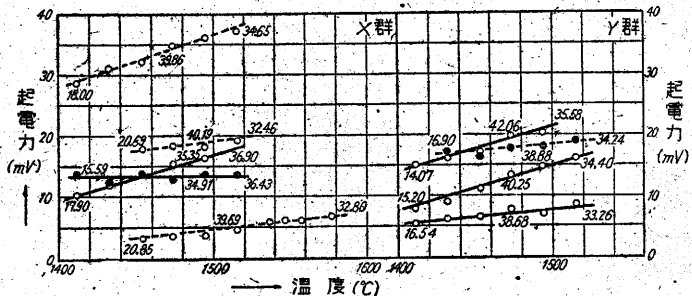
速報5 溶鑛爐スラッグの起電力

松下幸雄

さきに本誌(3(1951)7, 26)で述べたように、溶鑛スラッグの成分を高温のとけたまゝの状態にて判定することができる見通しがついたので、まず溶鑛爐スラッグについて系統的に調べた。すなわち本邦四工場から現場スラッグをいただいて黒鉛ルツボ中に再溶解し、 $\oplus\text{Cl}$ 溶融スラッグ $\text{SiC} \ominus$ の可逆電池を作つて、その起電力をポテンシオメーターで測り温度との関係をプロットしてみた。電極に使つたCは8mmφの炭素棒、 SiC は3mmφに削つたエレマを8mmφ炭素棒の先端にシッターして9mm露出させたものである。これはC-SiC電極對によつて生ずる熱起電力を消去するための工夫である。29種類のスラッグをA, B₁, B₂, C, XおよびYの6群に分類して第1, 2圖に示した。第1圖の4群は起電力の温度係数が負であり、第2圖の2群はそれが正か或は零である。圖中の直線に附けた數字は、中央部がCaO%, 右端がSiO₂%であり、左端はAl₂O₃%を示している。こゝには示していないが、各スラッグのこの主要成分の外にFeO, MnO, MgO, P₂O₅およびSも分析値を求め、その全部から筆者のすでに述べた方法(前掲の文獻)で鹽基度 $\frac{\sum n(\text{me}/c)}{A}$ を計算しておく。これだけの準備をしておくと起電力の大小ならびに温度による變化の模様をCaO, SiO₂およびAl₂O₃%と鹽基度によつて見事に説明できる。従つてこの標準圖をもとにして未知成分のものが數分以内で判定できる基礎を與えたものと思ふ。(26. 12. 7 受)



第1圖 溶鑛爐スラッグの起電力と温度の關係 (その1)



第2圖 溶鑛爐スラッグの起電力と温度の關係 (その2)

“計算機特集號”(生産研究4月號)

大型自動計算機は、今や近代的研究手段の一つとして、缺くことのできないものになりつつあり、わが國においても、昨今、この方面の技術の進展が強く要請されている。本誌17頁所載の通り、“生産研究”來月には、計算機特集號を世におくる。内容はこの方面の技術の現状を網羅しており、讀者各位の認識に資するところは少くないものと自負している。

國際會議に出席のため出張された山下教授から、お手紙があつた。ほとんど休む暇もなく、佛國より獨、白、蘭、英を経て米國と、各地の計算装置の實情を廣く觀察されている由。特集號には同教授の見聞記も豫定されており、斯界の最新ニュースがお傳えできよう。大方の御期待を乞ふ所以である。(T. N.)