

ISSN 0389-4010

UDC 536.62:

536.242:

533.6.071.5

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-780

航技研ガン・タンネルにおける空力加熱測定法

井 上 安 敏 ・ 山 崎 喬

1983 年 9 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	2
2. 記 号	2
3. 航技研ガン・タンネルにおける空力加熱測定系の選択	3
4. 模型およびセンサ	3
(i) 金属薄膜抵抗温度計の原理	3
(ii) 模型材料	5
5. 白金薄膜抵抗温度素子製作法	5
(i) 第1種素子	5
母材および電極	6
真空スパッタリングによる薄膜形成	7
(ii) 第2種素子	8
母 材	9
薄膜焼付け	9
リード膜取付け	10
(iii) 表面コーティング	11
6. 薄膜の熱電気的特性値の較正	11
(i) β/α の較正	11
較正回路	12
較正の手順	13
較正結果と検討	14
(ii) α の較正	17
7. 空力加熱測定回路	18
(i) ブリッジ回路	19
(ii) 温度出力の積分法	19
(iii) 温度出力増巾器	20
(iv) 定電流回路	20
(v) 差動増巾器	21
(vi) アナログ回路	21
(vii) アナログ回路出力増巾器	25
(viii) ローパス・フィルタ	26
(ix) データ処理系	26
8. 温度出力の数値積分による熱伝達率計算値とアナログ回路出力との比較	26
9. 表面温度過渡応答測定法の誤差について	27
(i) 1次元熱伝導からのズレの影響	27
(ii) 母材物性値, c , k の変化による影響	30
10. ガン・タンネル実験における測定例	31
11. あとがき	32
謝 辞	33
文 献	33

航技研ガン・タンネルにおける空力加熱測定法*

井 上 安 敏** 山 崎 喬**

INSTRUMENTATION TECHNIQUES FOR AERODYNAMIC HEATING MEASUREMENT IN N.A.L. HYPERSONIC GUN TUNNEL*

by

Yasutoshi INOUE** and Takashi YAMAZAKI**

Abstract

This report describes development and applications of instrumentation techniques for heat transfer measurements in the N.A.L. hypersonic gun tunnel since 1968.

The measuring system, based on transient surface thermometry, mainly consists of a platinum thin-film gauge, constant current source and analog network, and enables one to measure the unsteady heating rate with a response time of less than $100\mu\text{s}$. The details of fabrication techniques and performances of the system components are presented: Besides the thin-film gauge made by the sputtering method, a gauge made by the painting and baking method was developed for measurements under erosive circumstances of the gauge in the gun tunnel experiments. An R-C network, an electrical analog of the heat conduction into a slab, is used to obtain the instantaneous heating rate from the output of the thin-film gauge. The response times and outputs of analog networks were calculated by the Fourier expansion method when the input varied with time as \sqrt{t} . It simulates the signal from the thin-film heated as a step function. The output of the manufactured network was also calibrated by the above input signal. Both results for the manufactured analog network show that its response is fast enough and the difference of its output level from the solution of the heat conduction equation is less than 1%. The evaluations are made for errors caused by the system components during calibration and measurement.

The analysis of non-onedimensional heat conduction effect, which is usually neglected in transient surface thermometry, shows that the effect is significant for the measurement of a heat flux distribution having a steep peak such as observed in shock-interference heating.

Some results of heat transfer measurements by this system are shown in the present paper.

* 昭和58年7月28日 受付

** 空気力学第一部

1. まえがき

宇宙に関する研究や技術開発が盛んになった1950年代より、ロケット等の飛行に関わる超音速・極超音速領域の熱空気力学的研究のための各種の試験・研究設備が各国で開発されるようになった。その中でも連続式風洞と比べてエンタルピーの高い極超音速流を簡単に得ることのできる風洞としてガン・タンネルが提唱され、^{1),2)}米、英をはじめ多くの場所で運転されるようになった。航技研においても70φ中型衝撃風洞として昭和41年に設置して以来、各種の極超音速空気力学上の実験研究に使用して多くの有用なデータを供給してきた。³⁾

本極超音速ガン・タンネルの構造、特性および測定系の概略等については文献3に報告されているが、このような気流持続時間が数10ミリ秒のオーダーの間欠風洞では、その短い時間内に十分な精度で各種の測定を行なうために、連続風洞で用いられるものと異なった測定系の開発と実用化が重要であった。その結果、開発した温度・熱測定系を用いて、風洞よどみ点温度の推定、⁴⁾極超音速流中の後向きステップ下流の剝離・再付着流の熱伝達率分布の測定、⁵⁾流れに垂直におかれた円柱よどみ線上熱伝達率の測定、楔・円柱の組合せによる衝撃波干渉加熱率分布の測定⁶⁾等を行なってその実用性を確認した。これらの測定系は他の短持続時間風洞における空力加熱実験にもその応用が期待できるものである。

本報告では、本ガン・タンネルにおける模型、センサ(白金薄膜抵抗温度素子)、駆動・信号変換回路、データ集録・処理系から成る空力加熱測定系についてそれらの製作、構成および特性、使用範囲の解析等の概要といくつかの使用例を報告する。

持続時間の短い風洞、例えば衝撃波管、衝撃風洞そしてガン・タンネル等における空力加熱測定法として現在も使用されている代表的な方法、すなわち金属薄膜抵抗温度素子の採用とその実用化はVidal⁷⁾によって始められ、現在に至っている。この原理は、模型内への一次元熱伝導を仮定して、素子によって測定される表面温度変化から熱伝達率を求めるものであり、この仮定を満たすためのいくつかの要件をVidalは解析している。それ以後、数多くの研究者

がこの方法を用いるにつれて洗練されてきた。^{8~10)}SchultzとJonesによって、この方法を含むいくつかの空力加熱測定法の進歩と現状が包括的にレビューされている。¹¹⁾その他白金薄膜抵抗温度素子の製法や使用例について多くの報告があるが、定量的な測定に使用するときには、それぞれに応じて考慮しなければならない較正上および使用上の問題がある。

本報告ではそれらの問題点を議論するとともに、それらに関連して改良を行った点について述べる。さらに薄膜温度計測法や感温塗料を用いる方法などの表面温度の過渡応答を利用する測定法一般に共通な問題として大きな測定誤差を生じる非1次元熱伝導効果の解析を行い、この過渡応答測定法の適用限界を検討した。また各種の実験に応用して本測定法の実用性および精度を確認した概略を述べる。

2. 記号

- A : 薄膜面積
- a : 素子母材(ガラス)の熱拡散率 $k/\rho c$
- b : 熱伝達率ピーク分布の代表長, (26), (27)式参照
- C : $V(t)/\sqrt{t}$
- \bar{C} : $\Delta V(t)/\sqrt{t}$
- c : 素子母材(ガラス)の比熱
- \bar{C}_0 : アナログ回路基準容量値
- d : 薄膜巾
- E : ブリッジ駆動バッテリー電圧
- E_0 : ブリッジ両端(AB間)電圧, 第10図参照
- $e(t)$: アナログ回路出力電圧
- $-E_i(-x)$: 積分指数関数, (28)式
- $\text{erf}(x)$: ガウスの誤差関数, $(2/\sqrt{\pi})\int_0^x e^{-u^2} du$
- I_0 : 薄膜に流れる定電流値
- i_0 : アナログ回路初段に流れる電流
- k : 素子母材(ガラス)の熱伝導率
- k_1, k_2, k_3 : 常数, (11), (14), (16)式参照
- M_1 : 増巾器増巾度
- M_∞ : 一様流マッハ数
- N : アナログ回路段数
- p_0 : 風洞よどみ点圧力
- \dot{q}_0 : 一定熱伝達率
- \dot{q}_s : 表面熱伝達率

- $R(t)$: 薄膜抵抗値
 r : 円柱曲率半径
 \bar{R} : ブリッジ AB 間抵抗値
 R_0 : $T=0$, あるいは $t=0$ における薄膜抵抗値
 \bar{R}_0 : アナログ回路基準抵抗値
 R_1, R_2, R_3 : ブリッジ抵抗, 第10図参照
 R_f : 定電流回路の電流調節用抵抗
 T : 物体温度上昇値
 T_0 : 風胴よどみ点温度
 t : 時間
 \bar{t} : 無次元時間 $\sqrt{4at}/b$
 u_∞ : 一様流速度
 $V(t)$: 薄膜電位差変化量 $I_0 \{R(t) - R_0\}$
 V_0 : $I_0 R_0$
 x, y, z : 座標
 \bar{x} : 無次元距離 x/b
 $w(x)$: 薄膜膜厚分布
 α : 薄膜抵抗温度係数
 β : $\sqrt{\rho ck}$
 δ : 薄膜厚さ, その最大値
 ΔR : $R - R_0$
 ΔV : ブリッジ不平衡電圧(CD間), 第10図参照
 $\Delta y'$: アナログ回路一段当り等価距離
 ρ : 素子母材(ガラス)密度
 τ : $\sqrt{4at}/d$
 ω, ω_0 : 角周波数, $1/\bar{R}_0 \bar{C}_0$

添字

- p : 白金薄膜素子に関する量
 s : 物体表面における量
 t : タンタル皮膜抵抗器に関する量

3. 航技研ガン・トンネルにおける空力加熱測定系の選択

ガントンネルは次のような特性をもっている。³⁾

- 気流持続時間が数 10ms である。
- 気流状態がほぼ一様になる前に, ピストンの往復運動に基づく風胴よどみ点状態量の変動

期間が存在する。

- ピストンの摩耗や, 金属隔膜の破断によって発生する微細な金属粉が気流中に含まれる。

これらの諸条件から, 当測定系は次のような点を満足しなければならない。

- ① 応答時間が数 10ms に比べて充分短いこと。
- ② 熱伝達率の各瞬間値が得られること。(定常な加熱であることを前提としない測定系)
- ③ 微細金属粉がセンサへ入射する場合に, 損傷によるセンサ特性の変化が小さいこと。

測定時間が比較的短い場合の熱伝達率の測定法は大きく2つに分けられる。一つはカロリメータ法であり, 他は表面温度の過渡応答測定法である。前者には薄肉法(Thin Skin Technique)や熱流入部を他から断熱した局部カロリメータを用いる方法等があり, いずれも時間的に変動する加熱率を測定するには時定数が大きく不適当である。後者の方法は, 表面に流入した熱が物体内に一次元的に伝導することを仮定して, 物体表面温度変化から熱伝達率を求める方法であり, 温度変化を検出するには金属薄膜抵抗温度素子, 薄膜熱電対を用いるものと, 相変化塗料, 色変化塗料などの感温塗料を用いて光学的に測定するものなどが利用される。

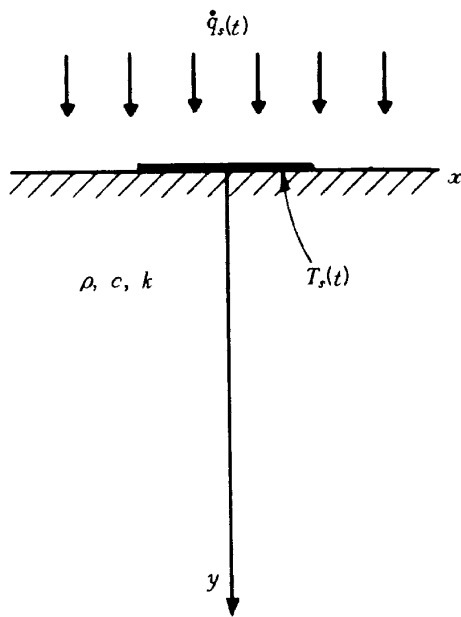
本ガン・トンネルの場合, 項目①と②を考慮して, 表面温度の過渡応答を利用する方法のうち薄膜熱電対と薄膜抵抗温度素子の使用が考えられる。しかし前者は感度の点で後者に劣る上に, その製作も困難であるので, 後者の白金薄膜抵抗温度素子による方法を採用した。また項目③が重要になる場合を考慮して, 2種類の素子を製作し, 使い分ける。

4. 模型およびセンサ

以上述べてきたように, 我々は空力加熱測定用のセンサとして模型表面へ取付けた白金薄膜素子を用いる。以下にこの方法の概略を述べる。

(i) 金属薄膜抵抗温度計の原理

第1図に示すように, 密度 ρ , 比熱 c , 熱伝導率 k の物体表面に $\dot{q}_s(t)$ ($t \geq 0$; $\dot{q}_s(t) = 0$ for $t < 0$) の加熱があるとす。 ρ, c, k が一様で温度に依存せず一定であるとし, 熱は物体表面に垂直方向にのみ伝導するものとする。また考えている時間に対



第1図 座標系

して物体は十分に厚く、半無限物体と考えられるものとする。このとき物体の温度上昇 $T(y, t)$ は次の一次元熱伝導方程式を満たす：

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1)$$

初期条件 $T(y, 0) = 0$

$$\text{境界条件} \begin{cases} -k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \dot{q}_s(t) \\ T(\infty, t) = 0 \end{cases}$$

(1)式の解は

$$T(0, t) \equiv T_s(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi \rho c k}} \int_0^t \frac{\dot{q}_s(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (2)$$

となり、また逆に

$$\dot{q}_s(t) = \sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \left\{ \frac{T_s(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{T_s(t) - T_s(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau \right\} \quad (3)$$

が得られる。

次に、この物体表面に薄膜素子を取付けた場合を考える。つまり有限な厚さをもった金属薄膜の存在による影響を調べる。

薄膜素子の使用に当っては、通常、膜が薄く、従って膜の熱容量が小さいという条件下では、その電気抵抗の変化によって求められる温度変化は、物体表面温度変化 $T_s(t)$ に等しいとみなして $\dot{q}_s(t)$ を求めているが、先ずこの仮定が満足されるための条件を定

量的に検討する。

これは文献7, 11の方法によって厳密に計算され、それによればこのような薄膜の存在による測定加熱率への影響および測定表面温度への影響は、ガン・タンネルの場合のようにほぼステップ的に一定の熱伝達率が増えられる条件下では、それぞれ次の様に表わされる：

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\rho c k}}{k_1} \left(\frac{2\rho_1 c_1 k_1}{\rho c k} - 1 \right) \frac{\delta}{\sqrt{t}} \quad (4)$$

$$\frac{T}{T_0} \cong 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\sqrt{\rho c k}}{k_1} \left(\frac{\rho_1 c_1 k_1}{\rho c k} - 1 \right) \frac{\delta}{\sqrt{t}} \quad (5)$$

但し、 ρ, c, k の添字1は金属、添字なしは物体を示す。また、(5)式は厳密解の δ に関する1次の項までをとった近似であり、 δ は膜厚である。

q_0, T_0 はそれぞれ、ステップ的に加えられた一定の加熱率、薄膜のない半無限物体表面の温度上昇であり、 \dot{q}, T はそれぞれ、 $\int_0^\delta T_1(y) dy / \delta$ で計算した薄膜平均温度上昇を膜の存在しないときの半無限物体の表面温度上昇とみなして(3)式から計算した加熱率、および $y = \delta/2$ における薄膜温度を表わす。

これらの式から明らかなように、薄膜の存在による影響は k_1 が大きく、 δ が小さいほど小さく、 $\rho_1 c_1 k_1 / \rho c k$ に依存する。これらの影響が無視できるオーダーになるにはどのくらいの時間が必要かはこの両式で見積れる。ここでは金属膜として白金を用い、その膜厚が $0.1 \mu\text{m}$ のオーダー（1種類では $0.3 \mu\text{m}$ 、他は $0.1 \mu\text{m}$ 程度）であり、物体としてパイレックス・ガラスやバイコール・ガラスを用いたので、 $\rho_1 c_1 k_1 / \rho c k \approx 84$ となる。この場合測定熱伝達率（即ち薄膜の温度を(3)式の $T_s(t)$ に代入して得られる値）の真値からのズレが1%以内に収まるのに要する時間は約 $100 \mu\text{s}$ となることが示され、これはガン・タンネルにおける流れの特性時間に比べて充分短い。また薄膜で検出される温度変化と薄膜が存在しない時の物体表面温度変化との差が1%以内になる時間もほぼ同じオーダーである。

このように充分薄い金属薄膜を用いれば、その温度は無視できる時間遅れで物体表面温度 $T_s(t)$ と見なすことができ、それを(3)式に代入して計算すれば熱伝達率を充分な精度で測定できることが分る。

抵抗温度計では抵抗値と温度との関係が簡単であるほど使い易いと言える。金属は常温前後のある温度範囲で線型と見なせるので良く用いられる。このとき抵抗温度係数 α ($=\frac{1}{R_0} \cdot \frac{dR}{dT}$) は一定となり、その温度範囲内で次式が成立する：

$$R = R_0 (1 + \alpha T) \quad (6)$$

抵抗温度素子としてどの金属を選ぶかについてはいくつかの条件があるが、感度、すなわち単位温度上昇に対する相対的抵抗値変化量 α についてみると、白金、金、銀、銅、ニッケル、アルミニウム等では $3 \times 10^{-3}/K \sim 5.4 \times 10^{-3}/K$ の範囲の値であり、大差はない。他の条件は上述の線型対応の範囲が実験で想定される素子温度範囲を含むものであることである。この点、上述の金属の中の白金は常温から 500 K くらいの温度まで実用上充分線型だと見なされ、多くの実験における温度上昇がこの範囲であることから、抵抗温度素子金属として用いられる。

本空力加熱測定系においても、白金を用いた薄膜抵抗温度素子を製作し使用した。

(ii) 模型材料

(2)式から明らかなように、一定の加熱に対して物体の $\rho c k$ の値が大きいと表面温度上昇は小さい。即ち熱量計としての感度は低くなることが分る、また、計測に必要な最長時間を t_{\max} とすると、その間に半無限物体であるという仮定が精度 1% 以内で有効なためには、物体の厚さは約 $4\sqrt{a t_{\max}}$ が必要である¹⁾。(この条件から、模型のサイズがいろいろな制約により大きく選べないときには、 a が小さいほど物体の厚さは薄くて良いことを考慮して決めることができる。)

その他、必要な模型形状にするための機械加工性

が良く、機械的強度が充分で、熱による変形が無視できる材質でなければならない。表面には $0.1 \mu m$ のオーダーの厚さの金属薄膜を付着させるので、表面粗さはそれ以下になるように加工する必要がある。

これらの条件およびガン・トンネルの特性を考慮して、本測定系では薄膜抵抗温度計として良く用いられているパイレックス・ガラス、およびより高加熱率測定用としてバイコール・ガラスを模型母材として使用することとした。これらを用いた平板および半円柱模型の整形、表面の光学研磨は光学機器業者によって容易に行なうことができる。

なお、複雑な模型形状であって、全体をガラスで製作するのが困難な場合にも、表面温度素子を取付ける局部のみをガラスで形成し(例えば、円柱状のガラスの端面に素子を取付けたもの)、製作・加工のより容易な材料で製作された複雑な模型の該当部に埋め込む等の方法を用いることによって、やはり容易に金属薄膜抵抗温度計を利用することができる。

上述のように我々はパイレックスおよびバイコールと白金薄膜の組合せを用いるが、このような組合せは今迄多くの研究者に用いられてきており、薄膜の物体表面への付着方法としては主に白金溶液の塗付・焼付法、真空蒸着法、真空スパッタリング法が試みられている。ここでは(i)、(ii)および(iii)で述べた諸点を踏まえた上で、模型・センサ系として表 1 に示すような条件に従って 2 種類の系を製作・使用した。それぞれの特長を表 2 に示す。

5. 白金薄膜抵抗温度素子製作法

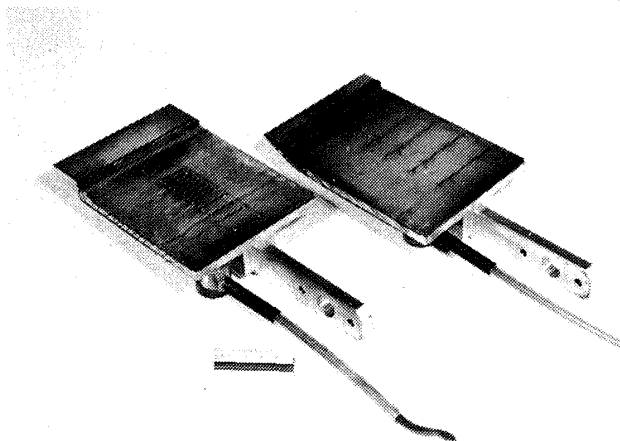
(i) 第 1 種素子 第 1 種素子を用いた模型の写真

表 1

項 目	使 用 条 件	
	第 1 種 素 子	第 2 種 素 子
気流中の微粉子 熱伝達率分布形状 熱伝達率の大きさ 模 型 形 状	気流がゲージ面に小さい角度で入射する 空間的に比較的ゆっくりとした変形 比較的小さい。温度上昇も少ない。 平 面	大きな角度で入射する 局所的に大きな変化をする 大きい。壁温上昇大 曲 面(円柱)

表 2

素子種類	母 材		白 金 薄 膜			電 極 (リード膜)	主な使用実験
	材 質	形 状	製 作 法	膜 厚	代表寸法		
第 1 種	パイレックス・ ガラス (コーニング 7740)	平 板 (厚さ 3mm)	真空スパッ タリング	$\sim 0.3 \mu\text{m}$	1.5 cm \times 0.1 cm	白金棒埋込 研 磨	剝離境界層再付着 領域熱伝達分布
第 2 種	バイコール・ ガラス (コーニング 7913)	半円板 $r=7.5, 15,$ 30mm	白金溶液の 塗付・焼付け	$\sim 0.1 \mu\text{m}$	0.3 cm \times 0.025 cm	銀ペースト 焼付 DuPont 7713	衝撃波干渉加熱



第 2 図 第 1 種素子例

を第 2 図に示す。これは主に平板バック・ステップ
下流の熱伝達率分布の測定⁵⁾に使用したものである。

母材および電極

母材は、抵抗温度素子の場合に広く用いられ、その物性値データ（例えば ρ , c , k ）が良く調べられ

ているパイレックス・ガラス（コーニング社、製品コード番号 7740）を用いた。主な物性値を表 3 に示す。このガラスはバイコールに比べて安価であり、熱衝撃に強く、余り高温にならない測定に適している。

ガラスは厚さ 3mm の平板に加工し、素子付着面は光学研磨を施した。このタイプでは、第 3 図に示すように、電極はガラスを貫通させた白金棒を用いている。電極を取付けた後、白金薄膜を両電極間に橋渡しするようにつける訳であるが、電極と薄膜とが機械的に十分な強度で且つ接触抵抗が充分に無視できるような電気的にも堅固に付ける必要がある。この点がこの電極型の素子では重要な点であり、これに関するいくつかの方法が報告されている。また、表面温度上昇が大きい時に、ガラスと電極の熱膨張の差により両者の電気的接触が壊される可能性もあるが、この第 1 種の場合には、温度上昇が小さいこと

表 3

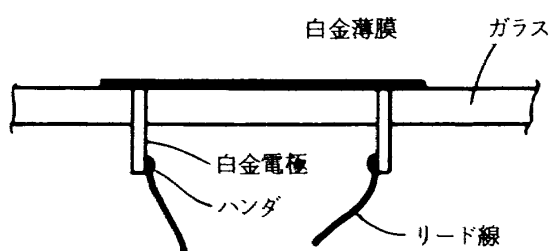
パイレックス（コーニング #7740）
の主な物性値

密 度	$2.23 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
ヌープ硬度 (0.1 kg)	418
軟 化 点	1094 K
熱 膨 張 率	$32.5 \times 10^{-7} / \text{K}$
熱 伝 導 率 (273 K)	$1.09 \text{ W/m} \cdot \text{K}$
比 熱	$0.71 \times 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$

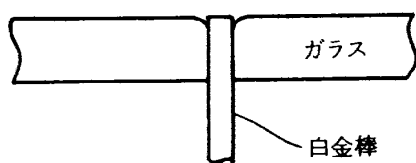
表 4

バイコール（コーニング #7913）
の主な物性値

密 度	$2.18 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
ヌープ硬度 (0.1 kg)	487
軟 化 点	1800 K
熱 膨 張 率	$7.5 \times 10^{-7} / \text{K}$
熱 伝 導 率 (298 K)	$1.48 \text{ W/m} \cdot \text{K}$
比 熱 (298 K)	$0.70 \times 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$



第3図 電 極



第4図 電極とガラスの段差

もあって問題にならなかった。

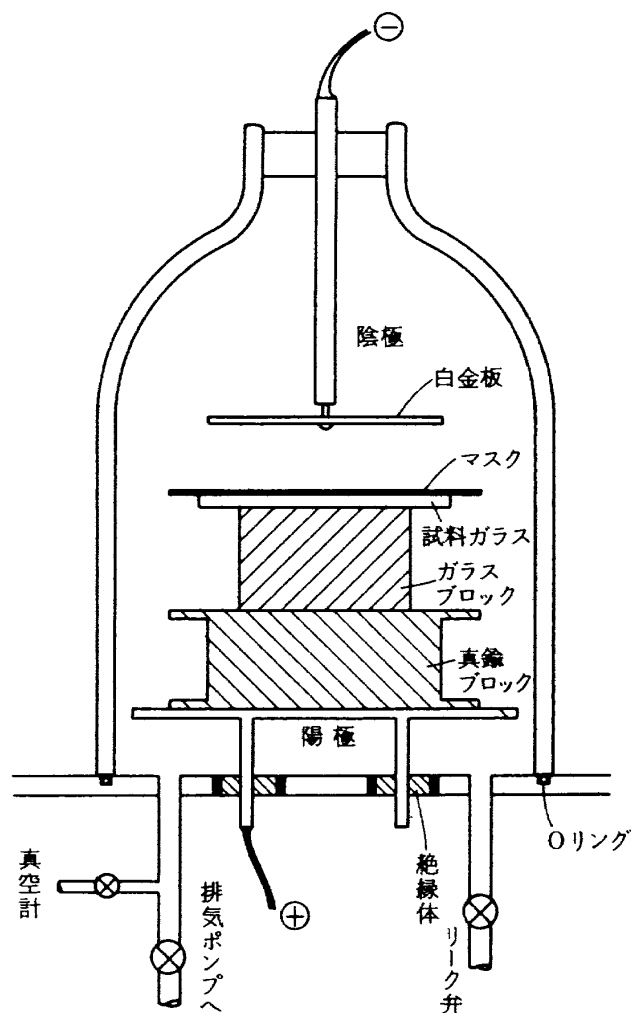
上述の理由から、電極をガラス板に固定するために本研究で試みた方法は、ガラス板に0.5 mmφの穴をうがち、同じく0.5 mmφの白金棒をその中にハンマーで打込み、更に、研磨面側の電極回りに水ガラスの微細粉を盛ってそれをトーチ・ランプにより溶融・凝固させる方法で、電極をガラスに充分固定した。しかる後に周囲のガラス面と面一になるようにその部分を研磨したが、白金棒とガラスの硬度が異なるために研磨後の面は第4図に示したように電極回りのガラスが削られる。本素子は真空スパッタリングによって白金膜を付着させるので、このギャップが付着膜厚(0.1 μmのオーダー)以上であるため、このままスパッタを行っても薄膜との充分な接触が期待できない。従ってこの電極回りにいわゆる銀鏡メッキを施し、このギャップを埋めたのでその手順を次に述べる。

メッキに先立ってガラス研磨面全面を重曹と蒸留水で洗浄し、2%の塩化銀溶液から成る還元剤を各電極回りに塗付する。次に第1液(硝酸銀2~4%溶液にアンモニアとNaOHを少々加えたもの)と第2液(ロッシェル塩20gと白糖沫20gを500gの蒸留水に溶かしたもの)を1:1の割合で電極回りに流す。これを数回繰返して1 μmのオーダーの銀メッキを施した。電極の極く近傍回り以外の余分の銀を削り取った後に、この2極間にスパッター法によって薄膜を付着させる。

真空スパッタリングによる薄膜形成

金属薄膜取付法としてよく用いられる方法^{8,10,12)}の一つであるスパッタリング法の特長は、膜厚を一樣にできること、また真空蒸着法(エバポレーション)に比べてガラスへの付着強度が相当優っているなどの点が挙げられる。更にマスクの使用で規則的形状の膜を形成することができる。第1種素子ではスパッタリングによって薄膜形成を行った。

使用したスパッタリング装置は、東京真空株式会社製の蒸着・スパッタリング装置で、その概略図を第5図に示す。



第5図 真空スパッタリング装置

素子のスパッターは母材の平板上に、約20個の素子平面形状をくり抜いた雲母板のマスクを置いて行なう。くり抜いた各素子の形状は1 mm × 20 mmとした。(素子電極間距離は約15 mmである。)これより更に小さい形状のくり抜きも可能である。

マスクを母材に固定し、それをスパッタ装置のアルミニウムの陽極板の上に真鍮とガラスのブロックを介して置く。

次に、油拡散ポンプ（排気速度 $0.12\text{ m}^3/\text{s}$ ）を始動し、 10^{-3} Pa 程度の真空度に保ち、ニードル弁を介して徐々にアルゴンガスを導入し、中の空気を置換する。排気側のバルブとニードル弁を調節して真空度を $0.15\sim 0.4\times 10^{-3}\text{ Pa}$ に維持する（ $1\times 10^{-4}\text{ Pa}$ 下での空気中のスパッターでも満足のいく結果が得られた）。圧力が安定した後、陰極と陽極間に 50 Hz 、 2000 V の電圧を熱陰極整流放電管（2H66A）と平滑回路を通して整流した放電電圧をかけてグロー放電を行なうと、陰極としての白金板に入射した気体イオンによって白金原子が高い運動エネルギーをもって放出され、それが試料表面に入射して強く付着する。

薄膜の熱的、機械的および電気的特性を支配する要素は、スパッターの場合多くのものが考えられるが、それらの影響度、特に相互作用や複合効果の詳細は充分には分っていない。我々はいく通りかのテストを通して、実験に充分使用可能な特性の素子を作ることができたが、その条件は下記の通りである：

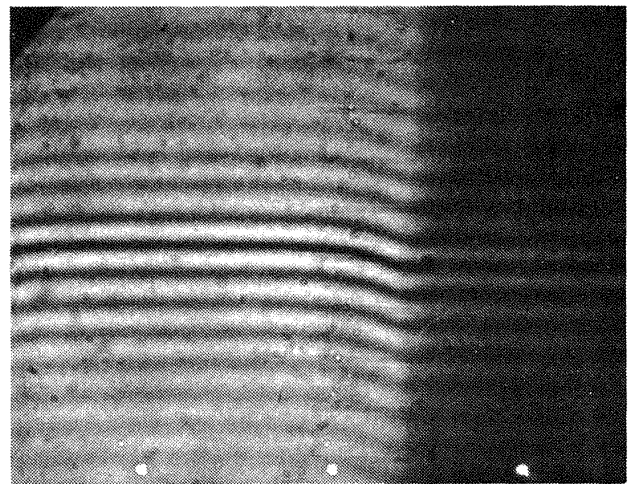
放電電圧 $900\sim 1200\text{ V}$ 、放電電流 $15\sim 35\text{ mA}$ 、使用気体は空気もしくはアルゴンを使用し、ニードル弁を通して外部より少量ずつ送入した。ベルジャー内面は各スパッター前にアセトンにより洗浄した。陰極・試料間距離は試料サイズにより $15\sim 25\text{ mm}$ 、試料温度はスパッタによる自然温度上昇のみであった。また試料の表面処理は非常に重要な要素であり、安定性および更に重要なのは膜の付着強度に影響し、これが不十分であると満足な結果が得られなかった。表面処理は次のように行った。

まず中性洗剤により充分にガラス面を洗浄した後、蒸留水により洗浄する。研磨剤を完全に除くために、 KOH 溶液で洗い、再び蒸留水で洗浄する。次にトリクレン液中に浸し、ガーゼで充分に表面をこすり洗う。同様にイソプロピルアルコールで洗った後、付着予定個所の表面をガス・バーナーの還元炎で焼く。

スパッターの持続時間は 30 分前後であった。この結果、できあがりの素子はスコッチ・テープを貼り

着けて引剥がすテストに耐える強度があった。

スパッター直後の薄膜には、スパッタリング中に気体分子が膜に突入して結合したり、またそのときの温度上昇の結果それらに基づくストレスが残留することが多くの文献で言及されており、それらを放置しておく素子の抵抗温度係数 α や、抵抗値そのものが経年変化を起す。これを防ぐために、素子の付いたガラス板を電気炉中で 520 K に 30 分間くらい維持した後、10 時間程度で徐々に冷却する「焼鈍し」過程を施した。その結果、 α の経年変化の殆んど無い素子を製作することができた。

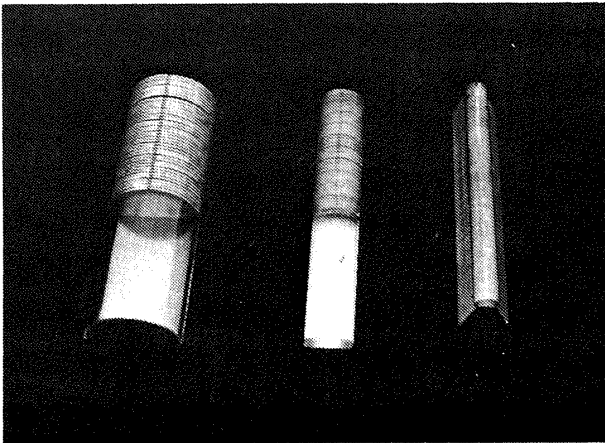


第 6 図 第 1 種素子干渉顕微鏡写真

第 6 図の写真は、雲母のマスクを使用して作った約 $20\text{ mm}\times 1\text{ mm}$ の形状の素子の膜の厚さおよびその一様性を測定するために撮影した干渉顕微鏡写真である。白色光を使用しているため、縞間隔は半波長で $0.27\text{ }\mu\text{m}\sim 0.31\text{ }\mu\text{m}$ である。これから、ほぼ $0.3\text{ }\mu\text{m}$ の一様な厚さの膜が形成されていることが分る。ただし、使用したマスクの厚さが 0.5 mm であったため、膜端部は少し薄くなっている。

リード線はガラスの反対側の面で白金電極にハンダ付けする。素子の抵抗値は、スパッター継続時間により任意に設定することができる。我々は、測定回路上の考慮などから $70\sim 100\text{ }\Omega$ のものを多く製作した。

(ii) 第 2 種素子 この種類の素子の外観写真を第 7 図に示す。このタイプは主に衝撃波干渉加熱実験において円柱前縁に沿う、巾が狭く高いピーク値をもつ熱伝達率分布の測定に使用した。⁶⁾ このために膜



第7図 第2種素子例

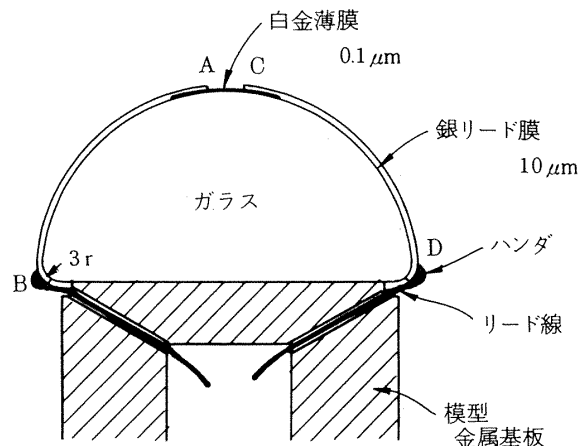
の形状は現象の局所性に対応して、巾が0.2～0.3 mm、長さが約3mmとかなり小さいものを作った。

母材

第2種素子を用いることになる衝撃波干渉加熱¹³⁾測定のような実験では、金属微粒子を含む超音速気流が物体表面（即ち素子表面）へ大きな角度で入射する条件下で使用される。従って母材そのものなるべく硬いものを使用するのが望ましく、膜の付着強度も強くなければならない。この点、ここで用いた白金溶液の塗付・焼付法では、一般に焼付け温度が高い程、膜の付着強度は上る。このため軟化点がパイレックスよりも高温のガラスが適当である。そこで、表4に示したように硬度、軟化温度がパイレックスよりも高いバイコール・ガラス（コーニング社、製品コード番号7913）を使用することとした。これは96%の石英からできており、その特性は石英と良く似ているが、価格は数分の一である。後述するように、加熱率が大きい時には母材温度も高くなるので、温度によるガラスの物性値の変化が問題になってくるが、このバイコールはパイレックスよりも温度による物性値変化の割合が少ない。

第7図に一例を示した熱伝達測定用模型は、長さが185mm、曲率半径7.5mm、15mm、30mmのガラス半円柱を金属製（主にジュラルミン）基板に接着した構造となっている。後者2種では全長の約半分の85mmの部分は素子を付けない部分で、パイレックスで製作した。残りの半円柱部分の製作には、バイコール・ガラスが、肉厚3mm以上の棒材、円筒材が市販されず、板材としても一番厚いもので10mm

余りの厚さのものしかないので、9.5mm厚さのそれぞれの半径の半円板をそれぞれ10枚製作し、各々の間に段差を生じないように基板およびパイレックス製半円柱部に接着する方法をとった。7.5mm半径のものは全長185mmの半円柱を板材から加工した。この第2種素子の場合には、膜とリード線を繋ぐ部分（以下「リード膜」と呼ぶ）を塗付・焼付けによる比較的厚い（10～20 μm ）銀の薄膜で形成するが、文献13にならって、円柱前面の流れ場を乱さないようにリード線とのハンダ付け部分が半円板と基板との接合部になるようこの銀膜を長く焼付ける。このために第8図の断面概略図のように、半円板の角部を3mm程度の曲率に研磨した。曲面部は全面光学研磨を施した。特に、でき上りの膜厚は0.1 μm のオーダーなので、それよりも大きなサイズの傷が塗付面に無いように表面仕上げを行う。



第8図 薄膜およびリード膜、リード線、基板

薄膜焼付け

本素子は付着強度が特に大きいことが要求される実験に用いるため、後述するように膜の形状の不規則性による較正特性値等に対する誤差を含むことになるが、白金溶液の塗付・焼付法を採用した。本方法での製作に当って、受感部寸法（特に膜巾）の小さい素子を作ること、また高い焼付温度による強度の向上を特に図った。

使用した白金溶液は、良く使われる Engelhard 社の“Bright Platinum” #05-Xである。これは Hanovia Paint #05-X と呼ばれ、白金の合金微粒子が揮発性の油状の溶液に還元剤と共に溶かさ

れているもので、この化学組成や焼付けの原理についてはメーカーの説明書にゆずる。

溶液塗付の前にはガラス面の洗浄処理が必要である。特に油分は念入りに除去する必要があるが、この種の素子は高温で焼くので第 1 種素子の製作時ほどには徹底する必要はないとの説もある。実際に我々が行なったのは、トリクレンとイソプロピルアルコールの超音波洗浄をそれぞれ行ない、研磨面をガス・バーナーの還元炎にさらす方法であるが、より完全と思われるソックスレー抽出器によるアルコール蒸気浴を施したものとでき上りを比較しても、差は認められなかった。

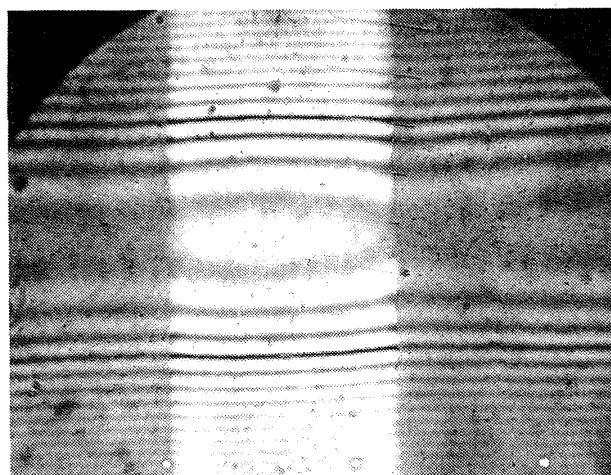
ガラス面への塗付法として、ガラス面上に寸法の小さい膜をできるだけ規則的に“描く”ために小さな烏口を用いた。烏口に供給する溶液の量はできるだけ少量しか含ませないことが肝要であった。溶液は塗付前に充分かくはんし使用する。半円筒の対称母線を対称とし、それに直交方向に線状に塗付した。各素子の焼付け後の膜巾はほぼこの塗付した線の巾となる。製作した中で一番巾の狭い素子で 0.2mm 程度である。塗付線の長さは素子のでき上り予定長さの何倍かの長さに描いておく。これは、後でリード膜を両側にそれぞれ重ね塗りして焼付け、リード膜を付け残した中央部のみが素子の受感部となるようにするためである。受感部長さはほぼ 3mm とした。厚さが 9.5mm に整形・研磨された各半円板毎に対称線に沿い、上述のように数本をほぼ等間隔に塗付する。この半円板 10 個を 1 セットとして（予備に 2 片程度を加えて）電気炉で焼付けるが、塗付から焼付けまで半日から 1 日くらいそのまま放置した。

焼付条件を何通りか変えてテストを行った結果、次のような方法で満足できるものが得られた。

電気炉では、室温から焼付最高温度になるまで約 2 時間をかけて一定の割合で昇温させた。焼成中に塗料から発生する気体の排気は重要で、そのために最初は電気炉の扉を少し開けておき、内部温度が 773 K になったところで閉じた。外国の諸文献では、最高焼付温度はパイレックスにつける場合 870 K ～ 930 K くらいである（例えば文献 7, 11）。バイコールはパイレックスよりも軟化点が高いので焼付温度も高くできる。本素子は 1003 K で焼付けることと

し、この温度に 30 分間保持した。焼付け後の冷却は、できるだけ急冷した方がよいとの報告もあるが、既述のようにそのような膜には熱応力に基づく歪みが残留して抵抗値や抵抗温度係数 α の経年変化をもたらし、使用に際して不安定性を示すので、30 分間の最高温度保持後、1 時間程度をかけて 870 K まで下げ、更に電気炉電源を切って 10 時間程度にわたる自然冷却を行った後に取り出す。

でき上りは綺麗な鏡面を呈する強固な膜となる。これはカッターの刃によっても完全には削り取れなかった。第 9 図は干渉顕微鏡で見た第 2 種素子の写真である。白色光を用いているので縞間隔は約 0.3 μm であり、従ってこの写真からは精度が良くないが、中央の最も厚い部分で約 $1/3$ 縞、即ち約 0.1 μm 足らずであり、両膜端部に向って薄くなっているのが分る。



第 9 図 第 2 種素子干渉顕微鏡写真

リード膜取付け

第 8 図で A-B 間、C-D 間に白金薄膜に比べて抵抗値が十分に小さい金属膜を焼付けて B 点、D 点においてリード線をハンダ付けする。この金属膜（リード膜）の厚さはその抵抗値による寄与を小さくするために厚くするが、そのオーダーは表面上の境界層に影響を与えない程度でなければならない。

リード膜用の導電塗料には銀を主成分とするものが多く用いられているが、それらはハンダ特性が良い。我々は Du-Pont 社の Silver Composition No. 7713（大宮化成工業製）を使用した。その塗付・焼

付は次のように行った。

まず10片の白金薄膜の焼付けられた半円柱を、互いに段差がないように一列に密着させ、アセトンかトリクレンで濡らしたガーゼで表面を拭く。次に対称母線を中心に3mm巾のスコッチ・テープを母線に沿って全長にわたり貼付ける。しかる後にその両側に小さな筆で導電塗料を塗る。次に、各素子について同じ導電塗料を第8図の如く、A-B間、C-D間に約1.5mm巾に塗る。スコッチ・テープをはがして半日か1日放置し、揮発成分がとんだ後で電気炉で焼付ける。最適の焼付条件を見出すため、パラメータを変えてテストを繰返した結果、次のような手順で行うと良いことが分った：

試料を電気炉で370 Kで1時間くらい焼き、取出して導電塗料が互いに繋がっている部分をカッター等で削取る。再び電気炉で加熱するが、焼付中の発生気体を排気するため、最初は扉を開けておく。温度は1時間で700 Kまで一定の割合で昇温させる。その途中620 Kで扉は閉じる。30分間700 Kに保持した後加熱停止し、10時間程度の自然冷却を行なう。

なお、導電塗料へのシンナーの使用は膜厚も薄くなり、最悪の場合、ハンダ付けの過程で膜が焼失することもあったので、極力少量に止める必要があった。焼付後のリード膜の抵抗値は上述の巾のもので長さ1 cm当り約0.07 Ω であり、その厚さは10 μm 程度と推定される。リード膜とリード線とのハンダ付けには、通常の銀を少し含むハンダで充分であった。リード線としては、直径0.5 mmの銅ホルマル線を使用した。

(iii) 表面コーティング 金属薄膜の上に絶縁物の薄い硬い膜を重ねて付着させると気流中の微粒子によるerosionから膜を防護し、あるいは電離気体下での測定において膜の電氣的短絡を防ぐことができる等の目的から、SiO₂やMgF₂などの主に真空蒸着法による付着が試みられている。我々の実験では電離は起らないので、主に前者の目的でのコーティングが考えられる。

第2種素子が使用される条件は第1種と異なり、気流や金属微粒子が大きな角度で表面へ入射し、そこでの圧力や加熱率が第1種素子での実験よりもオーダーが2桁大きいというものである。SiO₂もしく

はSiO₂のコーティングによる膜の保護を試みた。

一つの方法はSiO₂の粉末を用いた真空蒸着であるが、同じくガラス上の白金薄膜に対するSiO₂の蒸着を試みたB. J. McCaffreyらが報告している通り¹⁴⁾、SiO₂膜はガラスには強く付着するが白金膜を侵食するという結果しか得られなかった。この理由は良く分らない。

他にSiO₂の薄膜を形成させるため“アトロン”（日本曹達株式会社製）の塗付・焼付を行ったが、同じく白金膜を侵食する結果となった。

従ってガン・トンネル実験においては表面コーティングの無い素子で測定を行ったが、非常に苛酷な環境下の使用であった第2種素子による衝撃波干涉加熱実験においても、これらの素子は数10ランの使用に耐えることが確かめられた。

6. 薄膜の熱電氣的特性値の較正

本素子による空力加熱率計算は(3)式による訳であるが、 α が一定と考えられる物体表面温度範囲では、 T_s は薄膜抵抗値 R によって(6)式のように表わされるので、この両式より

$$\dot{q}_s(t) = \frac{\sqrt{\rho c k}}{\sqrt{\pi \alpha V_0}} \left\{ \frac{V(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{V(t) - V(\tau)}{(t - \tau)^{3/2}} d\tau \right\} \quad (7)$$

但し、 I_0 を素子に流す定電流とし、 $V_0 = R_0 I_0$

$V(t) = I_0 \{ R(t) - R_0 \} = I_0 \Delta R$ である。

が得られる。

このように、熱伝達率を求めるには、 V 、 V_0 は回路で測定する値なので、 $\sqrt{\rho c k} / \alpha \equiv \beta / \alpha$ を知る必要がある。ただ、表面温度自体も必要な場合には、(6)式より $T_s = V / \alpha V_0$ なので、 α 自体の値も必要となる。

以下で β / α および α の較正法について述べる。

(i) β / α の較正

原理 β / α の較正では、 β が分っていれば α のみの較正で良い。これについて β / α と α との両方の較正を行って求めた β の値はガラスメーカーの出している ρ 、 c 、 k の値から計算した $\sqrt{\rho c k}$ の値に、較正データのバラツキ範囲内で合致するとの報告がいくつかある（例えば文献9, 15）。これから、 α の較正值と β のテーブル値のみを使うことが示唆さ

れる。

しかしパイレックスやバイコールの ρ, c, k の測定値は研究者によって異なる例も多いので、ここではこの方法を探らず、第 1 種素子については、 β/α の較正を行い、 α の個別の較正は行なわなかった。第 2 種素子については同様に β/α の較正を行い、また高い加熱時の表面温度上昇を見積る目的もあって α の較正も行なった。

β/α の較正には外部から一定の輻射加熱を与える方法、一定の自己加熱（ジュール加熱）による方法がある。ここでは良く用いられる後者の方法で較正を行なった。

これは素子に一定の電流 I_0 を流して定常なジュール加熱 \dot{q}_0 を薄膜面積にわたって加え、それに対するガラス表面温度上昇による素子抵抗変化から求める方法である。

ステップ的に加えられる一定の単位時間、単位面積当りの加熱率 \dot{q}_0 に対して(2)式より

$$T_s(t) = \frac{2\dot{q}_0}{\sqrt{\pi\rho ck}} \sqrt{t} \quad (8)$$

が導かれる。従ってこれに $T_s(t) = V(t)/\alpha V_0$, $\dot{q}_0 = I_0 V_0 / A$ (A : 薄膜表面積) を代入すれば

$$\frac{\sqrt{\rho ck}}{\alpha} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{I_0 V_0^2}{A} \frac{\sqrt{t}}{V(t)} \quad (9)$$

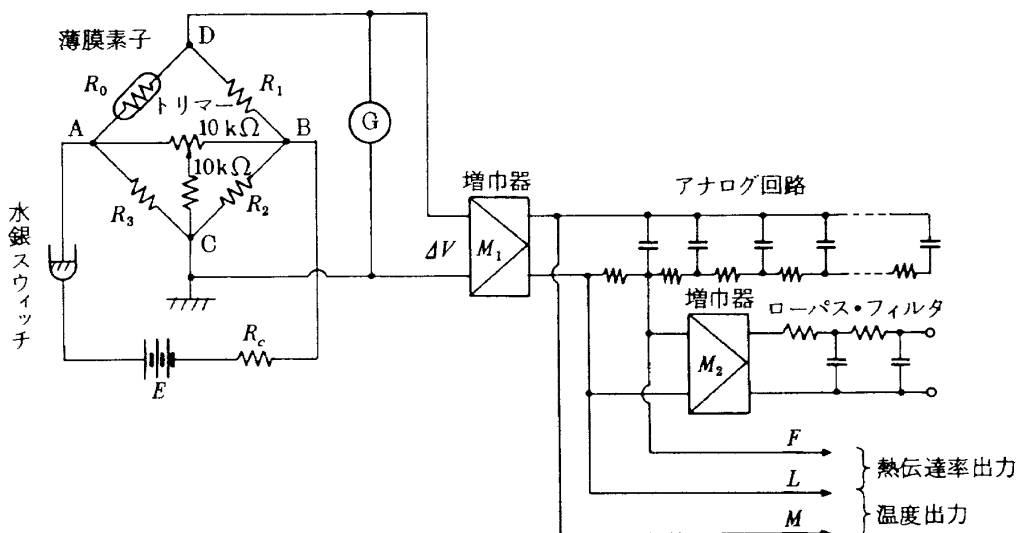
が得られる。 $V(t) = C\sqrt{t}$ (C : 定数) とすれば

$$\frac{\sqrt{\rho ck}}{\alpha} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{I_0 V_0^2}{A} \frac{1}{C} \quad (10)$$

となって、 I_0, V_0, C, A を実測すれば β/α が決定される。

較正回路 較正には次の要素が必要である。即ち、薄膜に一定の電流を流す；抵抗変化による電圧変化 $V(t)$ のみを取り出す。この両条件を満たす簡単な回路として通常用いられるブリッジ回路を構成・使用した。その回路図を第 10 図に示す。素子抵抗 R_0 は 20～100 Ω 程度であるが、 R_1, R_2, R_3 は 50～250 Ω 程度とし、AB 間の電圧は R_C により調節する。 E は容量の大きな Ni-Cd 電池 (12V, 3500mAh) の電圧である。その内部抵抗は充分小さく、較正中電圧 E は一定と考えられる。 R_1, R_2, R_3, R_C はタンタル薄膜抵抗 (北陸電気工業株式会社, RTH 型, MIL-R-10509F 相当) を使用した。本抵抗器はアルミナを主成分とする磁気母材表面に、スパッターによりタンタル薄膜をサブミクロンの厚さに付着させたもので、高精度抵抗として用いられるが、較正時の自己電流加熱によるその抵抗変化が、測定しようとする白金薄膜抵抗温度素子の抵抗変化に比べて無視できることは次のような評価によって明きらかである。即ち、便宜上、 $R_0 = R_1 = R_2 = R_3$ とすれば、ADB と ACB を流れる電流は相等しい。白金薄膜に関する量には添字 p , タンタル抵抗に関する量には添字 t をつけると、較正時の電流によるジュール加熱は全ての抵抗について同一なので

$$\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_p \propto \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\rho ck}}\right)_p \frac{1}{A_p}, \quad \left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_t \propto \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\rho ck}}\right)_t \frac{1}{A_t}$$



第10図 較正回路ブロック図

となる。従って

$$\frac{(\Delta R/R_0)_t}{(\Delta R/R_0)_p} = \frac{A_p}{A_t} \frac{(\alpha/\beta)_t}{(\alpha/\beta)_p}$$

が成り立つ。ここに A_p は第1種素子で約 0.18 cm^2 、第2種で 0.0075 cm^2 、 A_t は約 4 cm^2 、 α_t は $0.025 \times 10^{-3}/\text{K}$ 、 α_p は $1 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-3}/\text{K}$ 、 $\beta_t \approx 0.9 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2}/\text{K} \cdot \text{cm}^2$ 、 $\beta_p \approx 0.153 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2}/\text{K} \cdot \text{cm}^2$ を代入すると

$$\frac{(\Delta R/R_0)_t}{(\Delta R/R_0)_p} \approx (0.03 \sim 1.9) \times 10^{-4}$$

となり、ブリッジ回路から白金素子の抵抗変化分のみに対応する信号を取出すという目的に関してタンタル抵抗器の抵抗値変化の寄与は無視して構わない。 $R_C = R_0$ とすれば、同様にして R_C の寄与も最大でも 10^{-3} 以下のオーダーと小さく、やはり無視できる。従って以下の議論において、白金薄膜抵抗温度素子以外の抵抗値は変化せずそれぞれ一定と考える。

校正の手順 先ず素子の初期抵抗値 R_0 において、CD間の電位差が0となるように R_1 , R_2 , R_3 を適当に選び、 $10 \text{ K}\Omega$ のトリマーでブリッジバランスを調節する。次に水銀スイッチを閉じて素子にステップ的なジュール加熱を加え、その結果CD間に現われる不平衡電圧 $\Delta V(t)$ を計測し、これから $V(t) = I_0 \{R(t) - R_0\}$ を出せばよい。

代表的な校正例でAC間の電圧をトランジェント・レコーダーによってモニターした結果、それはトランジェント・レコーダー ($10 \mu\text{s}/\text{サンプル}$) の1サンプル時間程度以内でステップ的に一定値となり、 10 ms 程度の時間内では 0.5% 以上の変化を生じなかった。次に一般の場合について、素子の抵抗変化によるブリッジ端間電圧 E_0 、加熱率 \dot{q}_0 および不平衡電圧 ΔV の変化を検討する。ここで第10図のD点を切離した時のBC間、AC間の抵抗値はそれぞれ充分な近似で R_2 , R_3 に等しいと考えられるので、 R_2 , R_3 として計算した。

薄膜抵抗が R_0 から $R_0 + \Delta R$ となった時、AC間の電位差が E_0 から $E_0 + \Delta E_0$ になったとすれば、

$$E_0 + \Delta E_0 = E_0 \left[1 + k_1 \frac{\Delta R}{R_0} + O\left(\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2\right) \right] \quad (11)$$

$$\text{ただし, } k_1 \equiv \frac{R_0 R_C (R_2 + R_3)}{(R_0 + R_1)(R + R_C) \Sigma R_i} \quad (12)$$

$$\text{ここに, } \Sigma R_i = \sum_{i=0}^3 R_i$$

$$\bar{R} = \text{AB間の合成抵抗値} = \frac{(R_0 + R_1)(R_2 + R_3)}{\Sigma R_i} \quad (13)$$

となる。次に $R_0 + \Delta R$ になって $\dot{q}_0 + \Delta \dot{q}_0$ となったとすると、

$$\dot{q}_0 + \Delta \dot{q}_0 = \dot{q}_0 \left[1 + k_2 \frac{\Delta R}{R_0} + O\left(\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2\right) \right] \quad (14)$$

$$\text{ただし, } k_2 \equiv 1 - \frac{2R_0}{R_0 + R_1} \frac{\bar{R}}{\bar{R} + R_C} - 2 \frac{R_0 + R_1}{R_2 + R_3} k_1 \quad (15)$$

$$\dot{q}_0 = \left(\frac{E_0}{R_0 + R_1} \right)^2 \frac{R_0}{A}$$

次にCD間の不平衡電圧 ΔV は

$$\Delta V = \frac{R_0 + R_1}{(R_0 + R_1)^2} E_0 \frac{\Delta R}{R_0} \left(1 - k_3 \frac{\Delta R}{R_0} \right) + O\left(\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^3\right) \quad (16)$$

$$\text{ここに } k_3 \equiv \frac{R_0}{R_0 + R_1} \left(1 - \frac{R_C}{\bar{R} + R_C} \frac{R_2 + R_3}{\Sigma R_i} \right) \quad (17)$$

E_0 , \dot{q}_0 に対する $\Delta R/R_0$ の1次のズレ、 ΔV に対する $\Delta R/R_0$ の2次のズレを評価するために、 k_1 , k_2 , k_3 を、校正時の代表的なブリッジ抵抗値の組合せ ($R_0 = 80 \Omega$, $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 240 \Omega$, $R_3 = 200 \Omega$) の場合について計算したものを表5に示す。 k_i ($i=1, 2, 3$) が1以下の大きさなので、全てのズレ量は $\Delta R/R_0$ が小さければ小さく、問題はない。

$\Delta R/R_0$ のオーダーを第1種、第2種素子の校正時について当てみる。第1種では、 $E = 12 \text{ V}$, $R_C = 0 \sim 10 \Omega$ で行った。 $R_C = 10 \Omega$ とし $A = 0.19 \text{ cm}^2$ とすれば、 $\dot{q}_0 = 1.41 \text{ W/cm}^2$ であり、(6)式より $\Delta R/R_0 = \alpha T_s$ であるので、(8)式より

表 5

$R_C (\Omega)$	k_1	k_2	k_3
0	0	0.1111	0.4444
10	0.0229	0.1419	0.4215
20	0.0427	0.1685	0.4017
50	0.0887	0.2305	0.3557
100	0.1385	0.2974	0.3059

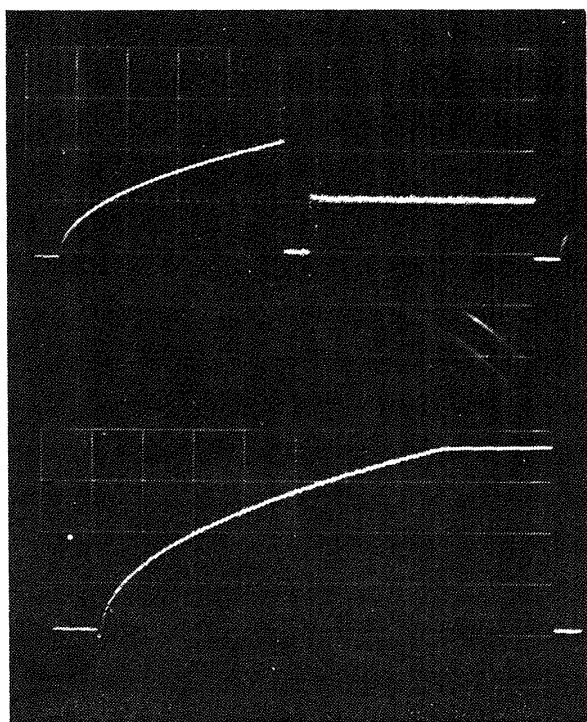
$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha}{\sqrt{\rho c k}} \dot{q}_0 \sqrt{t}$$

となるが、後述の理由から較正時間は最大2msにしておき、 $(\sqrt{\rho c k})_{\text{pyrex}} \approx 0.153 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2 \text{ K}$ 、 $\alpha \approx 1 \times 10^{-3} / \text{K}$ であるので $\Delta R / R_0 \approx 0.5 \times 10^{-3}$ となり、ズレ量は無視できることが分る。しかし第2種素子の場合には、面積 A が非常に小さく 0.01 cm^2 程度なので、 E_0 をかなり小さくしなければ \dot{q}_0 が大きくなり、従って $\Delta R / R_0$ は大きくなる。即ち、この場合にズレ量が無視できないオーダーになるおそれがある。特にジュール加熱が実際上一定であるという条件が満足されないことがあり得る。これらについては後述する。

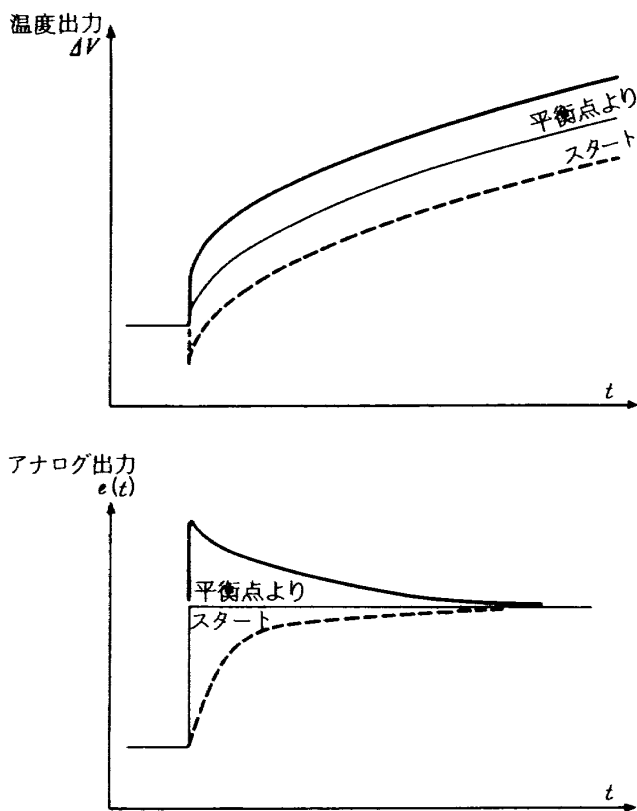
以下に較正の実際について述べる。較正時のシンクロスコープ写真の一例を第11図に示す。これは第1種素子の例である。これらのトレースは第10図におけるML間、FL間の電圧信号を一度トランジェント・レコーダーに記録したものをDA変換して出力したものである。上のトレースはいずれも8ビットのレコーダーからの出力で、主に比較的長時間にわたる変化をモニターするのに使用した。その左側は第10図のML間の出力、即ち不平衡電圧 ΔV に相当し、加熱による素子温度変化、(16式) に対応する。右

側のトレースはFL間の出力で、表面温度変化を流入加熱率に直接変換する電気アナログ回路(後述)の出力で、今の場合ジュール加熱に対応している。いずれも横軸は $2 \text{ ms} / \text{div}$ である。一方、下のトレースは10ビットのレコーダーに記録した温度出力履歴のDA変換出力で $1 \text{ ms} / \text{div}$ であり、この10ビットの温度出力デジタル・データを較正值計算に使用する。しかし温度出力には加熱開始直後に過渡的なパルスの応答が重畳し、 $50 \sim 100 \mu\text{s}$ 以内にそれは減衰しながら \sqrt{t} 型の応答に移っている。これは測定回路系のインダクタンスや浮遊容量によるものと思われ、いくつかの文献にも波形は異なるが同様の報告がある。^{11,16,17)} 較正では ΔV の \sqrt{t} 型波形に対する比例定数を求めたい訳であるが、この初期の変動のために正確な初期ブリッジ平衡点を決めるのが困難である。この問題に対処するために、アナログ回路出力を同時にモニターする方法、および初期ブリッジ不平衡電圧を未知量として温度出力の \sqrt{t} 一波形への最小2乗近似の条件によってそれを求める方法を採用し、容易に比例定数を求めることができた。それらを簡単に説明する。

前者の方法によると、もしも出発点のアンバランスが正の側にズレていると、温度出力は第12図の上のようになり、対応するアナログ出力はその下のような波形となる。この時にはトリマーを調節してアンバランスを負側に動かしてアナログ信号がステップ的になるようにする。逆に負側にズレている時には、それぞれ点線で示すような波形になるので、バランス点に向けてトリマーを調節し、やはりアナログ信号がほぼ一定になるようにする。この操作で容易に平衡点近傍から出発する条件を達成することができる。後者の方法は、今述べた操作の後でも完全な平衡点からはズレている筈なので、初期のしょう乱が充分減衰した後の、 0.750 ms から 1.730 ms までの温度出力を $5 \mu\text{s}$ 毎にサンプルとした196点のデータを用い、引き去るべき初期アンバランス量を、 \sqrt{t} 波形への最小2乗近似によって求めるものである。その結果より $\Delta \bar{V}$ (ΔV から一定値、つまり初期アンバランス分を減じたもの) を求め、それと \sqrt{t} との比例定数を \bar{C} とする。つまり $\bar{C} = \Delta \bar{V} / \sqrt{t}$ である。



第11図 較正モニター写真例



第12図 平衡からのズレによる応答

(15式より $(\Delta R/R_0)^2$ のオーダーの項を無視すると

$$V(t) = I_0 \Delta R = \frac{E_0}{R_0 + R_1} \frac{(R_0 + R_1)^2}{R_1 E_0} \Delta V$$

なので、両辺を \sqrt{t} で割れば

$$C = \frac{R_0 + R_1}{R_1} \bar{C} \quad (18)$$

となり、これを(10式)に代入すれば

$$\frac{\sqrt{\rho c k}}{\alpha} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{R_0^2 R_1}{(R_0 + R_1)^4} \frac{E_0^3}{A} \frac{1}{\bar{C}} \quad (19)$$

が得られる。この式によって β/α が求められる。

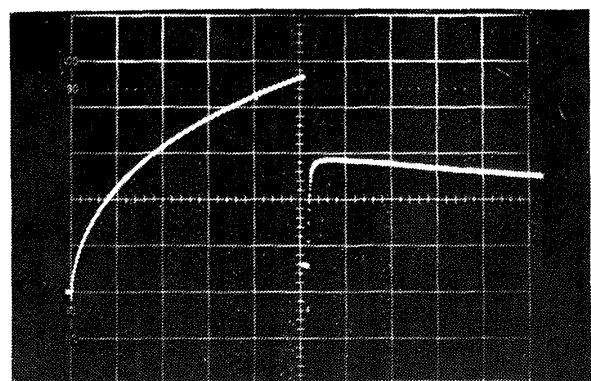
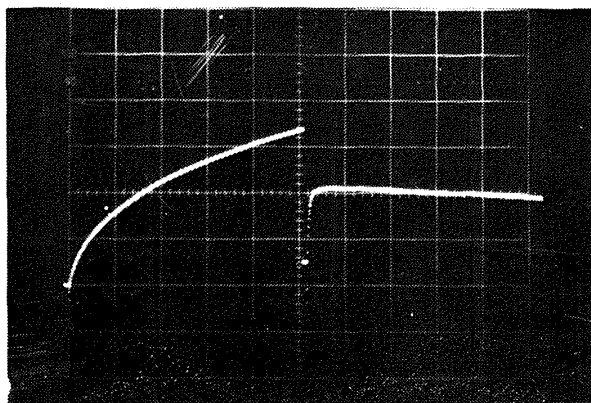
校正結果と検討 β/α を決める定数のうち、 \bar{C} は上述のようにブリッジ不平衡電圧のデジタルデータを電子計算機によって処理して求まる。 E_0 は DVM (デジタル・ボルト・メータ) によって最小桁の値が ± 1 以内の精度の有効数字 3～4 桁の数値で求められる。薄膜表面積 A の測定は、万能投影機で 10 倍 (面積で 100 倍; 第 1 種素子の場合) もしくは 50 倍 (面積で 2500 倍; 第 2 種素子の場合) に拡大してトレースし、プランニメーターで測定して求めた。拡大トレースは第 1 種素子の場合には形状が規則的で平面

状なので測定精度は良いが、第 2 種素子の場合には形状が円柱面状なので、次のようにした。即ち円柱面上の膜面を平面に投影した面積の計測で代用した。しかし、このための誤差が最大になる最小曲率半径 0.75 cm の円柱の場合でも、実際の表面積と投影面積の違いは、膜の全長が 0.3 cm の場合、0.66% に過ぎず、無視できることが分る。面積の測定誤差は 2% 以内と見積られる。

また、オペレーショナル・アンプを用いて試作した高入力インピーダンス高利得直流増巾器の周波数応答と線型性、および安定性は優れており、ここからの誤差は 0.5% 以内である。更に、測定回路と測定機器とのインピーダンス比による誤差は、増巾器の入力インピーダンスが 1 MΩ 以上、出力インピーダンスは数 Ω 以下なので無視してよい。

次に、校正の原理・前提からの実行時の各種のズレによる影響を調べてみる。

校正の手順の項で示したように、 β/α は $\Delta R/R_0$ が小さい時は (19 式) による方法で十分な精度で求められる。しかし $\Delta R/R_0$ が大きい時、つまり校正による表面温度上昇が大きい時には誤差が大きくなる。いま $\Delta R/R_0$ が 0.2 となったとすると、表 5 によれば、例えば $R_C = 0$ のとき \dot{q}_0 = 一定の条件は 2% の誤差を生むに過ぎないが、 ΔV と ΔR との線型関係のズレは (15 式) によって約 9% になる。つまり ΔV は $(\Delta R)(\Delta R^2 \text{ 項無視})$ に比べて約 9 割に落ちてしまう。この一例を第 13 図の写真で示す。両者とも同じ素子についての校正であり、ブリッジはほぼ平衡に設定されていた条件でのデータである。右側のアナログ回路出力に、この ΔV の \sqrt{t} 波形からのズレの効果が表われる。上のトレースは $k_3 = 0.2920$, $\Delta R/R_0|_{t=10\text{ms}} = 0.0334$ の場合である。このときは \sqrt{t} 波形からのズレは小さい (ほぼ 1%)。しかし写真では 10 ms 後には約 12% 程度下っている。これは後で述べるように加熱率に無関係な、1 次元熱伝導からのズレの 10 ms 後の影響が加わっているためである。下のトレースは $k_3 = 0.4608$, $\Delta R/R_0|_{t=10\text{ms}} = 0.1009$ の場合で、トレースは 10 ms 後に約 16% 下っている。上に述べた 2 次元性の効果の寄与を除くと、上下のトレースにおけるズレの割合の比は $k_3 \times (\Delta R/R_0)$ の比にはほぼ等しい。従って $\Delta R/R_0$ が小さくなるよう



第13図 較正におけるズレ効果

に較正時間を短くするか(この時1次元熱伝導からのズレの寄与も小さい), もしくは加熱率 \dot{q}_0 を小さくするかしなければこの誤差は大きくなる。

加熱率に依存する誤差としては, この他にガラス母材の熱的物性値(主に c および k)が温度によって変化するための効果がある。^{18~21)} このとき熱伝導方程式は(1)式ではなく

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (20)$$

を用いなければならない。この効果は, 母材の温度上昇が大きい程一般に大きくなる。このため, 較正時には大きな加熱を加えず, 通常 \dot{q}_0 は数 W/cm^2 に止めたので1%以下のズレに止まり無視できる。なお, 母材の温度上昇は加熱率を小さくするだけでなく, 測定時間を短くすることによっても小さくできる。しかし4(i)で述べたように, 薄膜温度が物体表面温度と誤差1%以内になじむためには少なくとも100 μs オーダーの時間は必要であり, また回路のインダクタンスや容量によるスパイク的応答の影響が無視できるためにも, 較正における加熱時間はこの時間より長くなければならない。

次に, 較正時の加熱が巾の狭い薄膜上のみで起るために, 横方向に熱が拡散する, 上で少し触れた, 2次元熱伝導効果を検討する。この1次元熱伝導方程式からのズレの効果はReece²²⁾, Maulard¹⁰⁾によって取扱われている。膜の長さ方向には事柄は変わらないとして, 膜の巾を d とすると, 巾方向に平均した薄膜の温度 \bar{T}_s は

$$\bar{T}_s = \frac{2\dot{q}_0\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}\sqrt{\rho c k}} \left[1 - \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} + e^{-\frac{1}{\tau^2}} \left(\frac{\tau^5}{4\sqrt{\pi}} + \dots \right) \right]$$

$$\text{ただし, } \tau = \sqrt{4at}/d$$

となる。較正実験では(8)式の T_s は \bar{T}_s と解されるので, ()内が1次元熱伝導からのズレの効果を表わしており, それは \dot{q}_0 に関係せず τ だけによる。 $e^{-\frac{1}{\tau^2}}$ の項は $\tau < 0.8$ では無視できる。これから分るように, d が小さい時, あるいは t が大きい時にズレは大きい。 d が小さい第2種素子で影響が大きい。ここでの較正值計算では $t = 1.73 \text{ ms}$ となるが, この結果もたらされる誤差は第1種素子で2%, 第2種素子では $d = 0.025 \text{ cm}$ のもので7%である。

更に, 第2種素子では膜は円柱面に沿うので, 熱伝導方程式は第1種素子の時には成立する(1)式ではなく

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{y-r} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (21)$$

を用いなければならない。この解は

$$T_s = \frac{2\dot{q}_0\sqrt{t}}{\sqrt{\pi\rho ck}} \left[1 + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\sqrt{at}}{r} + \frac{1}{4} \frac{at}{r^2} + \dots \right] \quad (22)$$

となる。¹⁰⁾ ()内が柱面であることによる平面の場合に対する修正係数である。 r が一番小さい0.75 cmのとき $t = 1.73 \text{ ms}$ で評価すると, 修正係数は1.002程度となり, この効果は本素子の場合無視できることが分る。

次に薄膜の厚さが不均一であることによる影響を検討する。第1種素子については, 干涉顕微鏡写真からも厚さ, 形状が十分に一樣なので, この効果は無視できるが, 第2種素子の塗付・焼付法による膜は, 膜厚が巾方向にわたって変化しているのでその影響が表われる。Maulardによって, 次式が導かれている。¹⁰⁾

$$(\sqrt{\rho c k})_{\text{計算値}} = (\sqrt{\rho c k})_{\text{真値}} \frac{(\int_d w dx)^2}{d \int_d w^2 dx} \quad (23)$$

ここに、 $w(x)$ は膜厚分布である。

本報告では $w(x)$ を測定していないので実際の値は得ていないが、干渉顕微鏡写真(第9図)から $w(x) = \delta(1 - x^2/d^2)$ という放物線状の分布を仮定すれば

$$(\sqrt{\rho c k})_{\text{計算値}} = \frac{5}{6} (\sqrt{\rho c k})_{\text{真値}}$$

となることが示され、¹⁰⁾この場合16%の相異となる。

いくつかの要因による誤差について検討したが、結局大きな誤差を生ずるのは第2種素子の場合であり、しかも2大要因の薄膜のみの加熱による1次元熱伝導からのズレの効果と膜厚の不均一さによる効果とは β/α の較正に対してはそれぞれ相殺する方向に働くことが分る。

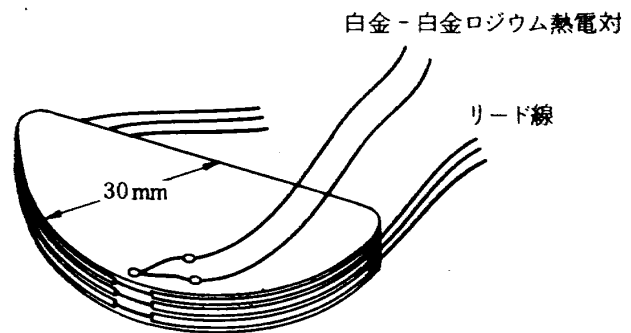
なお、Skinnerが A の測定をしないで済む方法として、空気と液体の両方でのジュール加熱応答から β を計算する方法を提案しているが、²³⁾ A が精度上問題なく測れる場合にはその必要はない。^(註)

以上述べた全ての効果を総合すると β/α の較正誤差は第2種素子の方が大きく $\pm 15\%$ 以内と見積られる。第1種素子についてはそれに比べると小さいと考えられる。

較正の結果、平面パイレックス・ガラスヘスパッタリングで付けた第1種素子は $150 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2 < \beta/\alpha < 210 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2$ の値であった。バイコール製円柱面への白金溶液の塗付・焼付で付けた第2種素子は $55 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2 < \beta/\alpha < 70 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2$ の値であった。

(ii) α の較正

熱伝達率の測定には(7)式が使われるので、 β/α が分かればよい。しかし、 α を求めたい場合には、その直接の較正による方法と、 β が母材ガラスの ρ , c , k の各値から出した値とはほぼ変わらないことが予想されるので、それと β/α の較正值とから求め



第14図 α 較正要領図

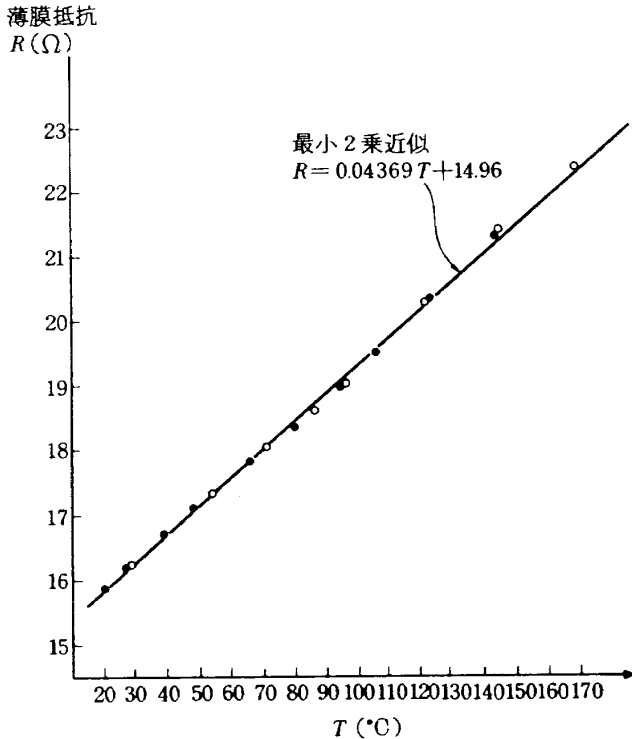
る間接的な方法が考えられる。第2種素子について、この両方法による α の較正を行い、両者の比較を試みた。

第14図のようにバイコール半円柱片の端面上、白金薄膜の近傍に白金-白金ロジウム熱電対の接点をセラミック接着剤“アロンセラミック”(室町化学工業製)少量で接着し、さらに熱電対素線からの熱伝導による温度変化を防ぐため、2素線を接点より約1cm離れた点で同様にそれぞれ接着固定した。薄膜3素子からのリード線は、小数点以下2桁まで抵抗値の読めるデジタル・マルチメータ(DMM)につないだ。この系をシリコンオイル(東レSR-310) 300 cm³ を満たしたビーカーの中に入れ、下から電熱器でゆっくりと暖め、およそ15 K間隔毎に加熱度を緩めて熱電対温度がほぼ一様かゆっくり下る状態で、温度と各抵抗値を記録した。次に440 Kから自然冷却させながら測定した。この一例を第15図に示す。 dR/dT はほぼ一定に見える。

これらのデータから、最小2乗法で求めた α は $2.76 \times 10^{-3} / \text{K}$ となる。他の2素子から、同様に $2.88 \times 10^{-3} / \text{K}$ および $3.01 \times 10^{-3} / \text{K}$ (但し、このデータにはなぜかバラツキが多かった)の値が得られた。バイコール・ガラスの ρ , c , k の各値から出した β を用いて、 $55 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2 < \beta/\alpha < 70 \text{ W} \cdot \text{S}^{1/2} / \text{cm}^2$ から α を出すと、 $2.2 \times 10^{-3} / \text{K} < \alpha < 2.8 \times 10^{-3} / \text{K}$ となり、両方法での α の値はほぼ重なるようである。

従って、本研究では β/α の較正值として、直接的較正法としてのジュール加熱法からの値を使用す

(註) 文献23は膜厚の不均一さの効果に直接言及していないが、この方法によればその効果は出て来ず、正しい β が決められると思われる。

第15図 α 較正結果例

る。表面温度上昇を見積る必要がある場合には、 α の値として、 β (メーカーの表にある値) / (β/α) 較正值 を使用した。

なお、銀の導電ペイントによるリード膜の抵抗値はこの較正実験の時 ($r = 3.0 \text{ cm}$) にはその両側分併せて室温で 0.6Ω であり、その抵抗温度係数は $4.3 \times 10^{-3}/\text{K}$ であった。素子の抵抗変化に対するリード膜の抵抗変化の寄与は無視できる。

β/α の較正值は第 1 種素子と第 2 種素子で 3 倍前後異なっている。これはパイレックスとバイコールの β の値が 1 割程度しか変わらないことから、殆んど α の相異と考えられる。この相違は膜を構成している白金の純度や結晶状態の違いの他に、スパッター膜では厚くなるほど dR/dT が小さくなることを Nicholas が報告しているように²⁴⁾、膜厚の違いにも依存しているように思われる。スパッター膜の α の値を他のデータと比較してみると、第 1 種素子について β/α と β から計算した値が、 $0.73 \times 10^{-3}/\text{K} < \alpha < 1.02 \times 10^{-3}/\text{K}$ であり、Maulard の実験値¹⁰⁾ $1.0 \times 10^{-3}/\text{K}$ ($R_0 \approx 300 \Omega$) および Hanson の実測値¹²⁾ $1.0 \times 10^{-3}/\text{K}$ と比較してほぼ合致している。しかし、 $1.5 \times 10^{-3}/\text{K}$ や $2.0 \times 10^{-3}/\text{K}$ の報告もあり、これら

とは合わない。

一方第 2 種素子の α の値は $2.2 \times 10^{-3}/\text{K} < \alpha < 2.8 \times 10^{-3}/\text{K}$ であるが、この値は Hanson¹²⁾ の $2.3 \times 10^{-3}/\text{K}$ および文献 11 の「Hanovia 膜の場合、 $2.4 \times 10^{-3}/\text{K}$ のまわりの値になる」との指摘とは大体合致しているが Lagraff²⁵⁾ の $1.85 \times 10^{-3}/\text{K}$ とは少しズレている。

このように、本素子の較正值は他の白金薄膜素子のデータとはば合う値をもつが、別の検証法として、これらの素子を加熱率の分った流れの中で実際に使用して、その測定値の比較を行った。後述するように、第 1 種素子については平板に沿う層流境界層への熱伝達率、第 2 種素子では流れに垂直においた円柱 (半円柱) よどみ線上の熱伝達率をそれぞれ β/α の較正值を用いて計測し、それらを理論値 (Van Driest²⁶⁾ および Fay and Riddell²⁷⁾) と比較し、前者では $\pm 5\%$ 、後者で $\pm 10\%$ 以内で合致する結果を得た。この結果から、(i) で述べた誤差見積りは互いに相殺し、実際の較正值は $\pm 15\%$ の誤差範囲の充分内部にあることが分った。

7. 空力加熱測定回路

今迄述べてきた模型・センサ系からの出力、すなわち温度出力を熱伝達率に変換するには主に次の 2 つの方法が多く研究者によって用いられてきた。一つは温度出力、 $V(t)$ を (7) 式に用い、積分は数値的に遂行する方法である。我々はこの方法を第 1 種素子による実験、その多くは極超音速流中に置かれた平板バック・ステップ下流における剝離領域および再付着領域の熱伝達率分布の測定に用いたが、厳密な定電流回路は使用せず第 10 図のブリッジ回路を使用した (水銀スイッチの代りにスナップ・スイッチを用いた)。第 1 種素子による実験においては測定加熱率は小さく、 $0.07 \text{ W/cm}^2 \sim 1 \text{ W/cm}^2$ の範囲なので、 $\Delta R/R_0$ は充分小さく、ブリッジ回路によって定電流の条件が成立する。このとき $V(t) = (R_0 + R_1) \Delta V/R_0$ 、 $I_0 = E_0/(R_0 + R_1)$ なので

$$\dot{q}_s(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\rho c k}}{\alpha} \frac{(R_0 + R_1)^2}{R_0 R_1 E_0} \left\{ \frac{\Delta V(t)}{\sqrt{t}} \right.$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\Delta V(t) - \Delta V(\tau)}{(t - \tau)^{3/2}} d\tau \quad (24)$$

から熱伝達率を計算する。

他の方法は、温度出力を直接熱伝達率（瞬時値）に変換する方法である。この電気回路は熱伝達率測定実験では単純に“アナログ回路”と呼ばれ、その考え方によって主に次の2種類の型がある。一つは Skinner によって提案された²⁸⁾1次元熱伝導方程式における表面温度と加熱率との間の伝達関数をフィルタとして構成するものであり、もう一つは Meyer が提唱した²⁹⁾熱伝導と $R-C$ 伝送線中の電荷の拡散とのアナロジーに基づき、物体の物性を R , C の分布で模擬し、表面温度変化に相当する信号を入力して、対応する熱伝達率に相当する信号を出力する回路である。いずれのアナログ回路を用いるにしても、温度出力の数値積分の手間はいらず、直接熱伝達率の時間履歴が得られるので、熱伝達率の変化が全体的に把握される利点がある。しかし、実際のアナログ回路では、いくつかの条件によって出力レベルは小さくなるので、SN 比の点から比較的大きな熱伝達率測定に使用される。

我々は Meyer 型のアナログ回路を試作し、主に第2種素子を用いる実験、即ち衝撃波干涉加熱の測定に使用し、非常に有用であった。なお、この実験においては流入熱伝達率が最大で 170 W/cm^2 と大きいために $\Delta R/R_0$ が、測定時間 18~21 ms 後には、最大で 0.4~0.5 にもなる。この条件下で $V (= I_0 \Delta R)$ をブリッジ回路の不均衡電圧 ΔV から取出すならば (15) 式から明らかなように大きな誤差を伴う。そこで温度出力を得るために、トランジスタとダイオードを用いた定電流回路を試作し（後述）、薄膜抵抗温度素子両端間の電位差を、これも試作した差動増巾器で増巾した後、アナログ回路へ入力した。この方法によると大きな $\Delta R/R_0$ の下でも $V(t)$ が直接得られる。

以下にこれらの各回路および計算法、データ処理法の概略を説明する：

(i) ブリッジ回路 第10図に示したものをを使用した。各抵抗はタンタル薄膜抵抗器、 $10 \text{ K}\Omega$ トリマーは栄通信機製10回転型高精度低抵抗温度係数のもの

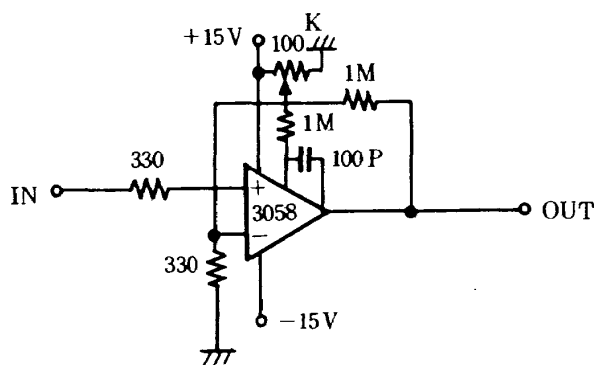
を使用した。測定時にブリッジ両端 AB にかける電圧は 8 V 程度、そのとき測定電流による薄膜の発熱率は第1種素子で 0.07 W/cm^2 程度、第2種では 1 W/cm^2 程度で実験を行った。ブリッジ電流を流し始めてから測定開始、即ち風胴始動までには数分をおき、測定電流による模型表面温度の上昇率が十分に小さくなった状態でトリマーによるブリッジ平衡をとり、その直後に測定を行う方法をとった。また、風胴始動直前の薄膜抵抗値を測定しそれを R_0 とした。

(ii) 温度出力の積分法 (24) 式における積分は数値的に行なう訳だが、それには次の2つの方法がある。一つはニュートン・コーツ法による方法で、もう一つは、各細分化した区間で $\Delta V(\tau)$ が直線だとみなす直線近似法で、Cook と Felderman が提唱したものである³⁰⁾ いずれにしても、最後の区間で被積分関数が $0/0$ の不定形となる。熱伝達率に対する積分ではこの最後の区間からの寄与が非常に大きいので、この部分をいかに良く近似するかが問われる。我々は最後の区間のみを直線近似して積分し、その他の区間はシンプソンの $1/3$ 則による積分を行って評価した。Cook らの方法との比較では、我々の用いた積分法の方が少し精度は良い筈である。一般にこれらの方法では分割区間数が多いほど積分精度は良くなるが、我々の場合は 180~210 とした。

積分に用いる $\Delta V(\tau)$ のデータは、初期の実験では、温度出力のシンクロスコープ・トレースを写真に撮り、万能投影機で拡大したものをトレーシング・セクション・ペーパーに写しとり、区間分割点毎のデータを読取って計算機用データ・カードにパンチしていたが、途中からランジェント・レコーダーの使用により、 $100 \mu\text{s}$ 毎に自動的にサンプルされ AD 変換されたデータを、随時紙テープへの ASCII コードのパーフォレーション出力として出し、計算機の高速紙テープ・リーダーから入力する方法に変更した。これにより省力化、迅速化、高精度化に大きく役立った。その後、マイクロ・コンピュータの使用により更に能率が向上した³²⁾

温度出力の積分による熱伝達率計算値の性質については (16) の項でアナログ出力との比較において論じる。

(iii) 温度出力増巾器 第1種素子の実験では一般に加熱率が小さいので ΔV も小さく増巾器が必要となる。ブリッジ回路-増巾器の全体的 SN 比を高めるために、増巾器自体のノイズレベルも低くなければならない。このためにオペレーショナル・アンプ (BB 3058 使用) を用いた高倍率・高入力インピーダンス非反転単段直流増巾器を試作した。倍率約 3000 倍構成の回路概略図を第 16 図に示した。入力インピーダンスは $1\text{ M}\Omega$ 以上 (実測) で、振巾周波数特性はフラット帯域が $0\sim 15\text{ kHz}$ であり、入力換算ノイズは $16\text{ }\mu\text{V (p-p)}$ であった。この試作増巾器は安定性が高く、線型性が優れており、全体的に信号変換誤差は 0.5% 以下と見積られる。



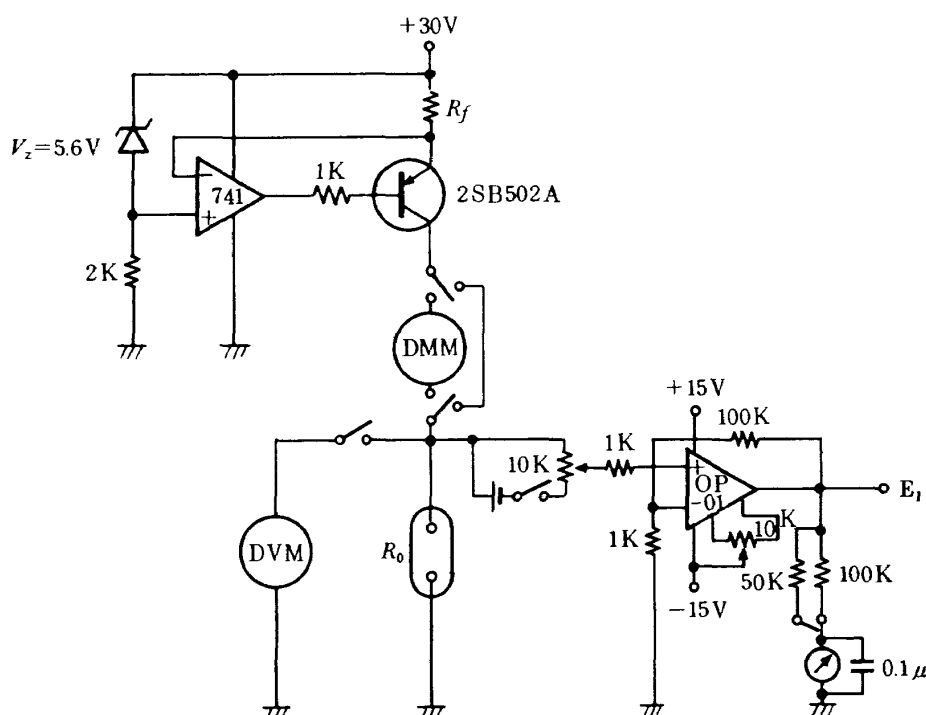
第16図 温度出力増巾器回路図

(iv) 定電流回路 $\Delta R/R_0$ が大きいような測定においては、既述の通りブリッジ回路によるとかなり大きな誤差を生ずる。そこで第 17 図左側のようなトランジスタとダイオードを使用した定電流回路を試作した。この回路要素は、厚さ 3 mm のアルミ板 (約 $140\text{ mm} \times 115\text{ mm}$) 上に取付けられ、発生熱を広い板面積からの自然対流冷却とバランスさせるようにして使用した。電流は回路に直列に DMM を入れて測定し、初期薄膜電位差、 $V_0 = I_0 R_0$ は別の DVM で測定した。電流値はダイオードのツェナー電圧 V_z 、抵抗 R_f との次の関係によって R_f を変えて調節した

$$I_0 = V_z / R_f$$

ヒート・アップには 2 分程度を要するが、その後は電流値は $1/2000$ 程度以下の変化に止まり安定した状態となる。

負荷抵抗、即ち薄膜抵抗値の変化に対して、定電流の仮定がどの程度成り立つかをチェックするために、薄膜の代りにトリマーをつけ、 $4\text{ }\Omega/\text{ms}$ 程度の抵抗変化を与えて、それと直列につないだ固定抵抗の電圧を見る方法で電流変動の有無を調べてみたが、トランジェント・レコーダーの分解能では変化は認められなかった。このテストから、急速な抵抗変化に対する電流の応答性はガン・トンネル実験では問



第17図 定電流回路および差動増巾器回路図

題ないことが分る。

(v) 差動増巾器 定電流回路下の薄膜電位差の変動分を取出すため、オペレーショナル・アンプ(MONO OP-01)を使用した差動増巾器を試作した。回路概略図は第17図右側のものである。初期抵抗値の電圧降下 $V_0 = I_0 R_0$ に対する入力オフセット・バランスのために、電池とトリマを組込んでいる。非反転増巾回路とし、フィードバック抵抗で倍率を変えられるが、約100倍で使用した。フラット帯域巾は0～数10 kHz以上と広く、線型性・安定性から、本増巾器倍率の較正值からのズレは0.5%以下であった。

本増巾器の入力、出力レベルはVccの±15Vの範囲内でなければならないので、 $I_0 \Delta R \times (\text{倍率})$ がこの電圧の $1/2$ 以内に収まるよう、 I_0 の設定を変えている。

(vi) アナログ回路 アナログ回路については文献28, 29が詳しい。アナログ回路の使用は、次のような点で温度出力の積分法に優る：即ち、温度の積分は数値的に行なうため、不連続な温度変化に対する応答の重ね合せて表わされる。熱伝達率は温度の微分的な性質があるため、この不連続に由来する見かけの変動が計算値に重畳されることになる(積分区間数を増して不連続値を小さくすれば変動も小さくなる)。アナログ回路はその入力が連続量なのでこの点の問題は無い。更に、直接加熱率の瞬時値が得

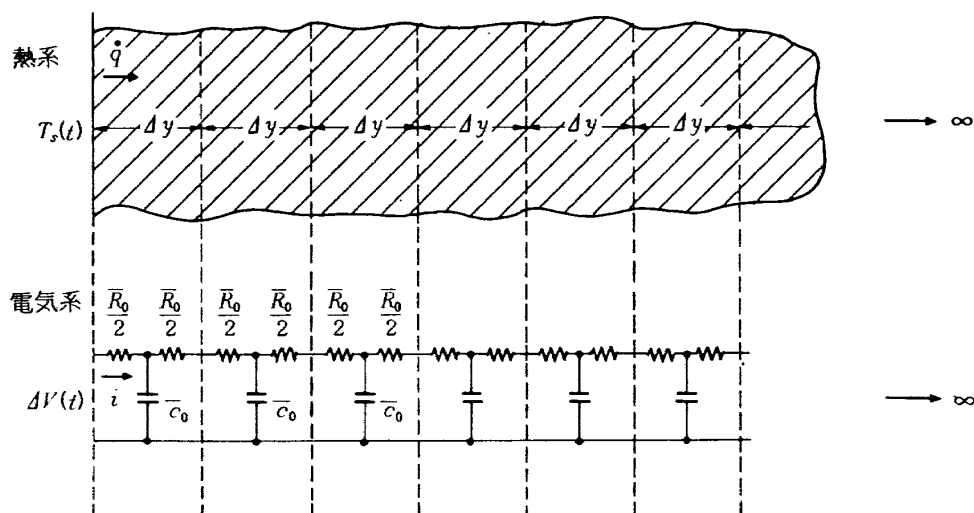
られるという利点がある。

2種類のアナログ回路の中でSkinner型では、特定の値の抵抗値や容量が必要となり、段数が多くなるとそれらを準備するのが難しい。本測定系に採用したMeyer型の原理は1次元問題における熱拡散と電荷拡散とのアナロジーに基づいており、その対応関係は第18図と表6に示した。この回路は本来分布定数系でなければ真に熱拡散系に対応しないものを、離散系の R 、 C の多段回路で模擬している。ここで

$$\text{まず問題になるのは加熱率 } k \frac{\partial T}{\partial y} \text{ に相当する } \frac{1}{\tau} \frac{\Delta V}{\Delta y'}$$

の差分近似である $R-C$ 回路の初段に流れる電流が表面における熱流に相当するが、その近似の精度の問題である。それは $\Delta y'$ が小さい程良いが、 $\Delta y' = \sqrt{a \bar{R}_0 \bar{C}_0}$ なので、回路定数 $\bar{R}_0 \bar{C}_0$ の値が小さい程精度は上がる。この定数は現実の回路の応答が、連続体における理想応答とほぼ等しくなるための応答時間の代表値であり、例えば第18図の等価回路のステップ的加熱に対応する入力への応答が理想値の99%となるのに要する時間は $0.8 \bar{R}_0 \bar{C}_0$ である²⁹⁾。今考えている精度は、応答時間の短かさと解して良い。この $\bar{R}_0 \bar{C}_0$ は、後述のように、回路出力レベルに対応し、余り小さくできない。我々は必要測定時間約25 msに対して $\bar{R}_0 \bar{C}_0 = 100 \mu s$ とした。またパイレックスの場合 $a \approx 0.007 \text{ cm}^2/\text{s}$ なので、 $\Delta y' \approx 8.4 \times 10^{-4} \text{ cm}$ となっている。

次に問題になるのは第18図の回路の段数 N と各段

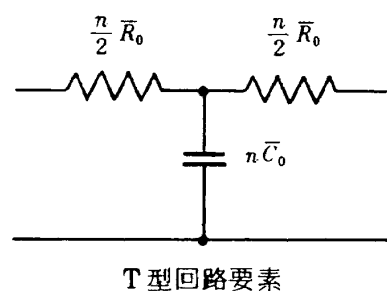


第18図 熱と電荷拡散のアナロジー

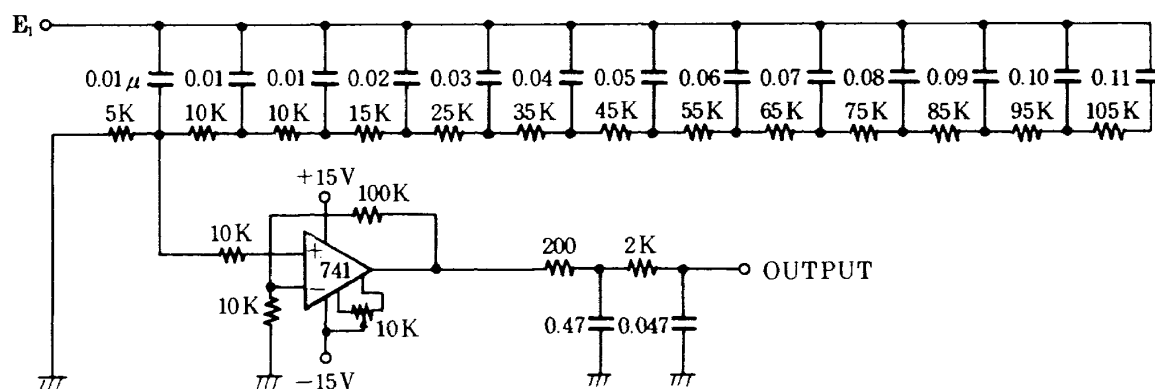
表 6

	熱 系	電 気 系
支配方程式 (一次元拡散方程式)	$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$	$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{\tilde{r}\tilde{c}} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$ \tilde{r}, \tilde{c} は分布系の抵抗, 容量
熱伝達率	\dot{q}	i
熱容量	ρc	\tilde{c}
熱伝導率	k	$1/\tilde{r}$
温度勾配	$\frac{\partial T}{\partial y}$	$\frac{\partial V}{\partial y}$
	$\bar{R}_0 = \frac{\Delta y}{k}, \bar{C}_0 = \rho c \Delta y$ ここに, \bar{R}_0, \bar{C}_0 は第18図にあるように Δy に対応する抵抗, 容量である。	

毎の距離 $\Delta y'$ の積 $L = N \Delta y'$ が, 半無限物体を仮定した理想応答値からのアナログ回路出力値のズレが必要測定時間内で許容範囲内に止まるのに十分な長さとなっているかどうかという点である。Meyerによれば, このズレが 1.4% になるには $t/\bar{R}_0\bar{C}_0N^2 = 0.2$ という関係がある。 $\bar{R}_0\bar{C}_0 = 100\mu s$, $t = 25ms$ を代入すると $N = 35$ となる。つまり 35 段の回路でなければならない。文献 31 によると, アナログ回路が 1 次元熱伝導方程式に対応する差分方程式と等価になるためには, 各段の \bar{R}/\bar{C} が一定であることが必要十分条件である。Meyer は最初の何段かは \bar{R}_0, \bar{C}_0 の繰返しで構成し, それに続く段では, $n\bar{R}_0, n\bar{C}_0$ ($n = 2, 3, \dots$) の組合せの T 型回路(挿入図を参照)を提唱しており, これはこの条件を満たしている。この変形された回路を用いると, 物体表面からの深



さ方向に行くに従って温度変化の割合が小さくなる状況に応じて空間差分間隔を広くし, 誤差を増さないで少ない段数によって回路が模擬している物体厚さを長くする。即ち半無限の仮定からのズレを一定に保つのに少ない段数しか要しない回路となっている。本測定系ではこの変形回路を採用し, 第19図に示す $\bar{R}_0 = 10k\Omega$, $\bar{C}_0 = 0.01\mu f$ の 13 段の変形アナログ回路を製作し, 第 2 種素子を用いる測定に使用し



第19図 13段変形アナログ回路と増巾器

て熱伝達率を求めた。この回路は $N=58$ 、つまり 58 段の等サイズ回路に相当している。第 1 種素子使用実験の初期段階に試験的に使用したアナログ回路⁵⁾は、Meyer の論文²⁹⁾に図示された回路構成をそのまま採用したものであったが、^(註)それは Meyer が本文中で正しく説明した通りでなく、誤った図に基づいたものであり、その回路出力は、当然のことながら、温度出力の積分による熱伝達率の計算値とは異なり、1 割程度高い値になった。この同じ間違いが文献 25 においても、最終段のコンデンサーを除いて踏しゅうされており、この場合回路に既知の加熱を与えて応答を“平均的に”それと合わせるという「較正」を行って使用しているが、回路の応答の周波数特性は理想応答とかなりズレている。(第 20 図参照)

これらの回路の特性を明らかにするため、表面温度変化 $e^{i\omega t}$ (i : 虚数単位) に対するそれぞれの回路の熱伝達率応答を計算し、理想応答 $i_0 = \sqrt{\bar{C}_0/\bar{R}_0} \sqrt{\omega} \exp\{i(\omega t + \pi/4)\}$ と比較した。第 20 図にゲインと位相の周波数応答を示した。本測定系の回路(回路 A)はかなり広範囲の周波数領域にわたって理想応答を実現していることが分る。段数を 13 段から 18 段に増した場合には、低周波側に $\omega/\omega_0 = 4.5 \times 10^{-4}$ ($\omega_0 \equiv 1/\bar{R}_0 \bar{C}_0$) まで理想応答と一致する範囲が広がった。つまり半無限物体の状況により近づく事が分った。また 55 段から成る等サイズ回路 ($\bar{R}_i = \bar{R}_0$, $\bar{C}_i = \bar{C}_0$; $i=1, 2, \dots, 55$) の応答と比較すると、ゲイン特性は殆んど同じであり、位相特性で我々の 13 段変形回路の方が少し優れることも分った。この図には比較のために第 1 種素子の実験において使用していた修正前の回路(回路 B)と、他の 18 段の回路(回路 C)のそれぞれの応答も示した。理想応答からのズレは回路 A にくらべて大きい。

また、これらの回路にステップ的に一定の加熱率を加えられた時の応答を模擬するため、計算と模擬信号を使った応答測定との 2 通りの方法によるテストを行なった。

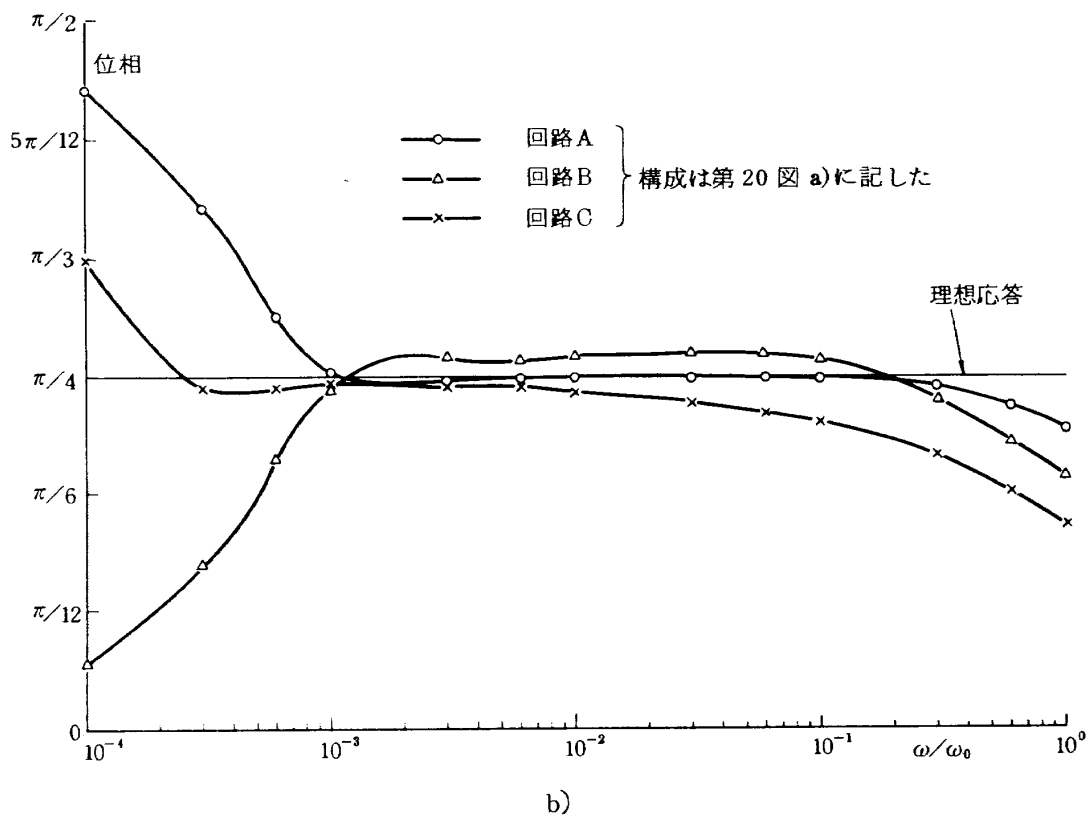
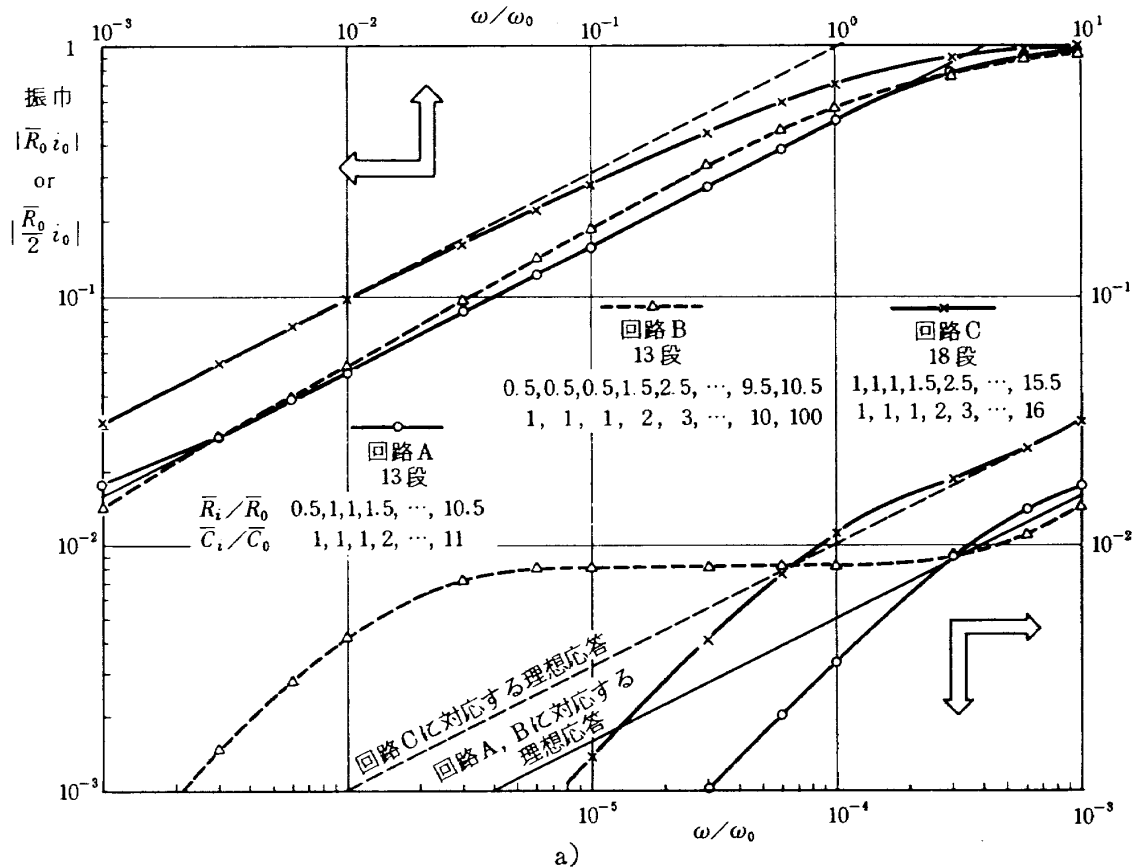
まず、フーリエ展開の方法を用いた計算を試みた。 \sqrt{t} の信号を 500 項までのフーリエ級数に展開し、アナログ回路に対する各周波数成分の振巾・位相応

答を求め、それらを 500 項分合わせる方法であり、電子計算機によって計算した。この結果を第 21 図に示す。縦軸は、同じ温度出力に対する熱伝導方程式の厳密解で無次元化したアナログ回路出力である。この結果、フーリエ展開法に基因する振動があるが、回路 A は $\bar{R}_0 \bar{C}_0$ のオーダーの応答時間では理想出力の 99% に達していることが分る。これに対して回路 B は高目に出て、ゆっくりと下るが、理想値より 1 割程度高い。回路 C では低目に出て、ゆっくりと理想値に近づくが、95% 以上になるのに 4ms かかることが分る。

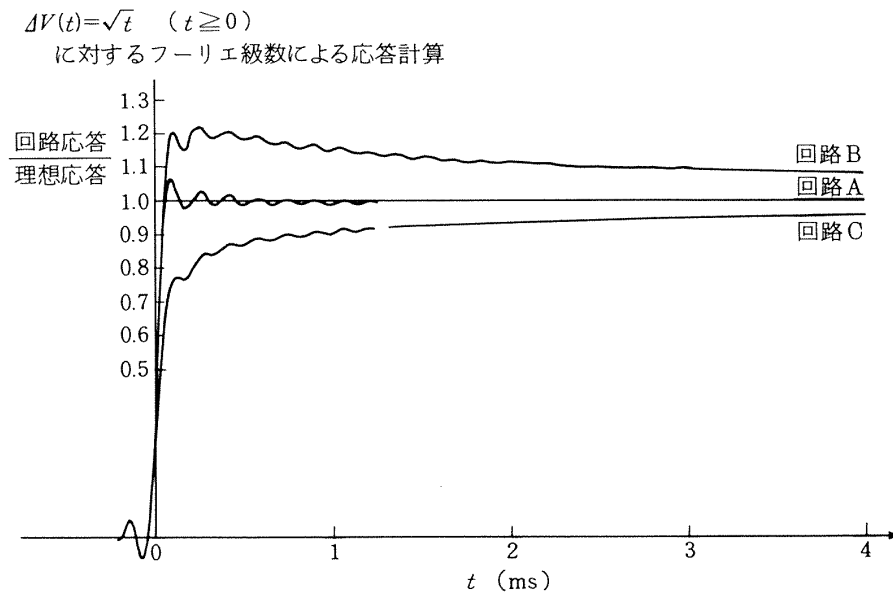
次に、現実組立てたアナログ回路(第 22 図に 6 チャンネル分を組込んだ回路の外観写真を示した)に、模擬した \sqrt{t} 信号を入れて実際の応答を測定した。文献 11, 31 によれば、最初の数段以後の \bar{R} , \bar{C} 要素の値の精度は、回路によって得られる熱伝達率の値にそれ程の影響は与えないことが指摘されているが、最初の数段の要素精度は回路精度をほぼ決定する。本測定系では $\bar{R}_0 = 10 \text{ k}\Omega$, $\bar{C}_0 = 0.01 \mu\text{f}$ とし、全要素をそれぞれ $\pm 0.25\%$, $\pm 0.5\%$ 以内の精度のもの(それぞれタンタル皮膜抵抗器および「フジスチコン」)を使用している。アナログ回路への模擬温度出力として、8 ビットのトランジェント・レコーダーに記録した \sqrt{t} 型の信号を DA 変換して出力したものを、アテネータと温度増巾器を通して、アナログ回路へ入力した。アナログ回路からの出力は 10 ビットのトランジェント・レコーダーに記録した。この結果を第 23 図に示す。下のトレースは模擬温度出力で 1ms/div, 上のトレースは対応するアナログ回路出力である(500 μs /div)。ステップ的な、十分に一定値とみなせる応答であり、出力平均値(入力信号が 8 ビット・デジタル・データの DA 変換信号なので階段的であり、そのために応答は変動する)は、12 チャンネルの回路のいずれについても、理想応答レベルより約 1% 未満しかズレていないことが、このテストによって実証された。

実験使用時には、表面へ流入する熱伝達率 $\dot{q}_s(t)$ は、(V) で述べた定電流回路からの素子電位差変化 $V(t) = I_0 (R(t) - R_0)$ を差動増巾器を介してこのアナログ

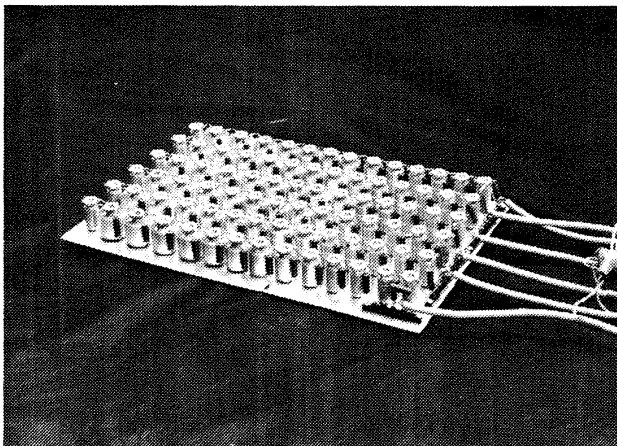
(註) ただし、文献 5 のアナログ回路図中 R は $R/2$ の誤記である。



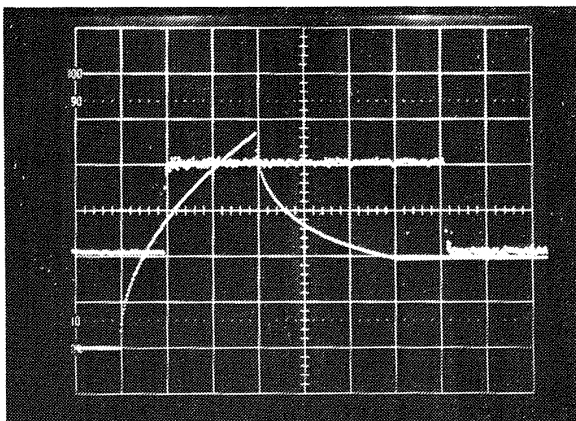
第20図 アナログ回路周波数応答 a) 振幅 b) 位相



第21図 アナログ回路模擬応答 (1) フーリエ解析



第22図 アナログ回路外観写真

第23図 アナログ回路模擬応答
(2) 模擬 \sqrt{t} 信号応答

回路につなぎ、初段の最初の抵抗 $\bar{R}_0/2$ ，を流れる電流 i_0 による電圧降下 $e(t)$ ，を取出せば，

$$\dot{q}_s(t) = \frac{2}{\sqrt{\bar{R}_0 \bar{C}_0}} \frac{\sqrt{\rho c k}}{\alpha} \frac{e(t)}{V_0 M_1} \quad (25)$$

ここに， M_1 は差動増巾器の増巾率で与えられる。

この式から明らかなように， $e(t)/M_1$ は $\sqrt{\bar{R}_0 \bar{C}_0}$ に比例する。最初に述べたように回路の応答時間は $\bar{R}_0 \bar{C}_0$ に比例するので， $\bar{R}_0 \bar{C}_0$ の値を決めるのに応答時間と出力レベルの妥協が必要となるが，我々は応答時間から $\bar{R}_0 \bar{C}_0 = 10^{-4} \text{ s}$ とし，入力を $M_1 \cong 100$ の増巾器により増巾して $e(t)$ を充分な大きさとした。なお温度検出のための定電流 I_0 は，素子のジュール加熱を小さくするために，数mAとしているので V_0 は0.1Vのオーダーである。

(vii) アナログ回路出力増巾器 アナログ回路出力は初段の抵抗における電位差であるが，この抵抗値は5k Ω と大きい。この信号を入力インピーダンスが100k Ω オーダーの計測器へ直接つなげば数%の誤差を生ずるから，途中にインピーダンス変換器が必要となる。また，前述のように信号レベルは小さくなるので，更に増巾した方がよい。そのとき後述のローパス・フィルタをつなぐために出力インピーダンスがフィルタ初段の抵抗値に比べて充分小さいも

のが必要となる。これらの要求を満たすために、我々はオペレーショナル・アンプ (SSS-741) を使用した高入力インピーダンス非反転直流増巾器 (入力インピーダンス $1\text{ M}\Omega$ 以上, 増巾率約 10 倍, 出力インピーダンス 1Ω 以下) を試作し, インピーダンス変換と低倍率の増巾を行った。回路の概略図を第 19 図に示す。ここで入力インピーダンスを $1\text{ M}\Omega$ とすれば, アナログ回路と当増巾器との間で信号レベルは 0.5 % の減少を生じている。

(viii) ローパス・フィルタ アナログ回路出力はノイズを含んでいるので (8. で述べる), ローパス・フィルタで高周波成分を除いた平滑化を図った。第 19 図に示すように 2 段の RC 型フィルタとし, シャ断周波数は約 1.7 kHz に設定した。この出力をトランジェント・レコーダーに入れると, DC 的な信号に対しては, 信号レベルは, (入力インピーダンス) / (入力インピーダンス + $2.2\text{ k}\Omega$) となる。1 台のトランジェント・レコーダーでは入力インピーダンスが $200\text{ k}\Omega$ 程度なので, ここで信号レベルは約 1 % ダウンすることになる。他のトランジェント・レコーダーの場合には $1\text{ M}\Omega$ 程度なので, 約 0.2 % のダウンに止まる。

(ix) データ処理系 合計 12 チャンネルの同時計測を可能にするため, センサ, ブリッジ回路, 定電流回路, 直流増巾器, アナログ回路, およびその出力増巾器, フィルタは各 12 台ずつ設けた。各チャンネルの温度出力もしくはアナログ回路出力データはトランジェント・レコーダーに一度書き込むが, それからの処理は次のような方法で行った。

研究の初期に行っていた方法は, トランジェント・レコーダーのデータを電算機用紙テープに ASCII コードで穴をあけた形で出力し, ミニコン (NOVA) のソフトウェアと高速紙テープリーダーおよび通信回線を通して EBCDIC コードのデータに変換し, 中央電子計算機の外部記憶装置 (磁気ディスク装置) へ転送した。

しかし最近行っている方法は, 詳細は文献 32 に報告されているが, トランジェント・レコーダーのデータをマイクロ・コンピューター (システムズ・フ

ォーミュレート・コーポレーション BUBCOM 80) に送り, 適当な処理を加えた後, 必要なデータのみをコード変換してフロッピー・ディスクへ出力し, 計算センターのフロッピー・ディスク読取装置より大型電子計算機の磁気ディスクへ転送する。

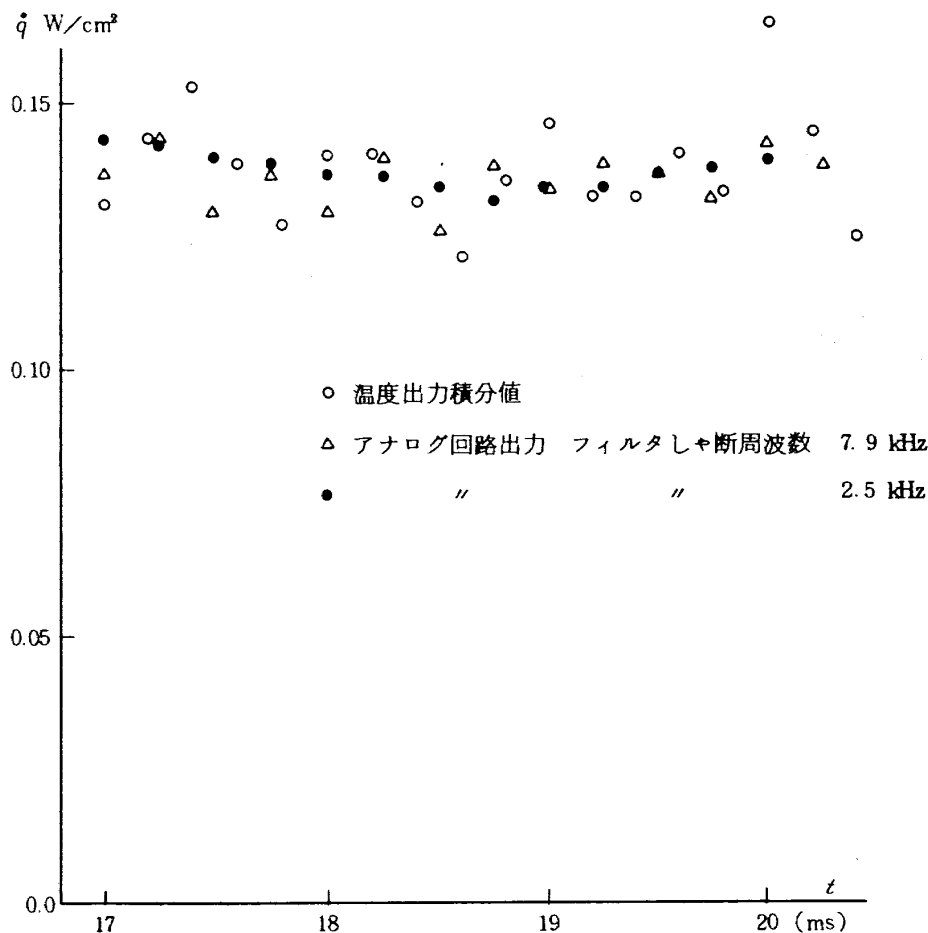
いずれの方法でも, 最終的な計算および結果出力は大型電子計算機におけるバッチ・ジョブとして行なう。

データ集録装置としては市販のトランジェント・レコーダーを 2 台信用したが, 1 台は 8 ビット, 6 チャンネルで各 320 ワードのもの, 他は 10 ビットで 2 K ワード, 単チャンネルのものである。後者のレコーダーを, 6 チャンネル分のデータ集録器として用いるために, マルチプレクサ (BB MPM-8S) を使用したスキャン回路を試作し, 最大 6 チャンネルまでの信号をスキャンすることにより, 各チャンネルが 341 もしくは 342 ワードの見掛け上 6 チャンネルの集録装置として使用した。³²⁾

8. 温度出力の数値積分による 熱伝達率計算値とアナログ 回路出力との比較

平板模型における層流境界層からの熱伝達率の測定値について, 同一素子からの温度出力を, 数値積分して求めた値と, アナログ回路を用いて求めた値とを比較したものを第 24 図に示す。熱伝達率の時間変動はアナログ出力からのものの方が少ない。当然ながら, フィルタのシャ断周波数を低周波側に設定するほど変動は小さくなり, 応答時間も大きくなる。この例では温度出力は 8 ビットの記録器からのデータであるが, 10 ビットの記録器の温度出力データを積分する場合は量子化誤差は $1/4$ になるので, 時間変動の巾はより小さくなる。

なお, 既述のようにアナログ回路を使用する系では, 回路出力の理想応答からのズレ分 1 %, その出力増巾器との間のインピーダンス比により最大 0.5 %, ローパス・フィルタとトランジェント・レコーダーとのインピーダンス比で約 1 % の信号レベルの減少がある。従ってアナログ回路からの熱伝達率測定値は, 合わせると真値から 2 % 余りの減少があるものと考えられる。第 24 図の 17 ~ 20 ms の熱伝達



第24図 アナログ出力と温度出力積分値との比較

率の平均値で比較すると、数値積分からの値とアナログ回路からの値はほぼ2%の差となっており、ほぼ両方法での熱伝達値は上述の誤差を考慮すれば一致する。

9. 表面温度過渡応答測定法の誤差について

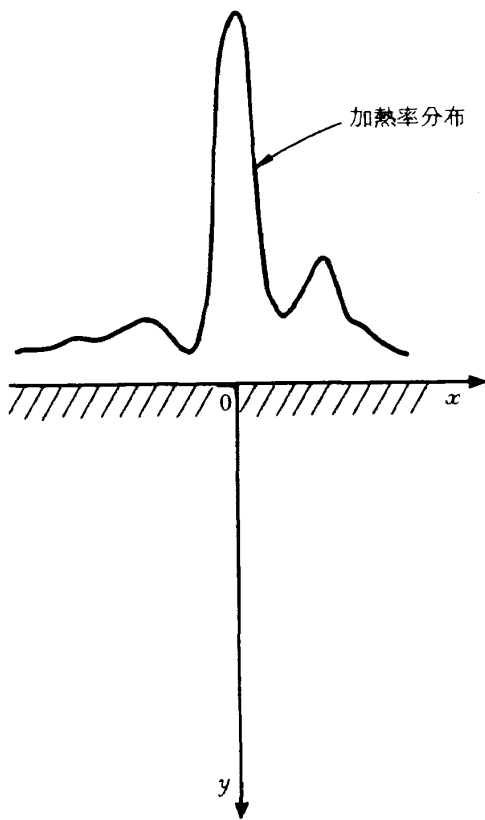
表面温度変化から熱伝達率を測定する方法は3.で述べたように、光学的に測定する感温塗料による方法や、赤外線温度計による方法もあるが、本金属薄膜素子による方法を含めてすべて次の仮定を前提としている。即ち、熱は1次元的に伝導すること、および母材の ρ 、 c 、 k が測定時間中に変化しないことである。次にこの2つの前提が成立しない時の誤差を考察する。

(i) 1次元熱伝導からのズレの影響 この影響が無視できない場合があり得ることに言及している論

文でも、起り得る場合とその量について明きらかにしていない。本報告では特に第2種素子を用いる衝撃波干渉加熱測定のを定量的に議論し、この効果が大きいことを示し、同じ表面温度過渡応答に基づきながら、薄膜使用以外の方法における効果についても比較して論ずる。

熱伝達率の分布が表面に沿う方向に大きな勾配をもつ場合には、温度上昇が物体内部へ及んでいくにつれ、その温度勾配によって表面に垂直な方向のみならず、表面に沿う方向への熱伝導も生ずることが考えられる。今、物体の表面上の一方向のみに熱伝達分布が存在し、それに直交方向には事柄は変わらない場合を考える。問題は、従って、その方向と、物体内部に向う表面に垂直方向の2次元問題になる。座標系を第25図のようにとる。

熱伝達率分布が大きな勾配をもつ例として、第2種素子を用いた衝撃波干渉加熱の問題を考える⁶⁾この時に起る狭く高いピークをもつ熱伝達率分布を模



第25図 座 標 系

擬するために、次の2つのケースについて計算する：

CASE(A) :

$$\dot{q}_s(x) = \begin{cases} \dot{q}_0(1 - x^2/b^2), & |x| \leq b \\ 0, & |x| > b \end{cases} \quad (26)$$

CASE(B) :

$$\dot{q}_s(x) = \begin{cases} \dot{q}_0(1 - |x|/b), & |x| \leq b \\ 0, & |x| > b \end{cases} \quad (27)$$

今、温度 $T=0$ の半無限物体の表面上 ($y=0$) の $x=\xi$ に単位時間、単位面積当り 1 の熱が、 $t=0$ よりステップ的に加わるとすると、 x, t における表面温度上昇は次のように与えられる³³⁾：

$$T_s(x, t) = -\frac{1}{2\pi k} E_i\left(-\frac{(x-\xi)^2}{4at}\right) \quad (28)$$

$$\text{ここに、} -E_i(-x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du$$

従って表面への熱伝達率分布、 $\dot{q}_s(x)$ 、(時間によらず一定と考える) に対して x, t での表面温度上昇は

$$T_s(x, t) = -\frac{1}{2\pi k} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{q}_s(\xi) E_i\left(-\frac{(x-\xi)^2}{4at}\right) d\xi \quad (29)$$

となる。これを用いて上の2ケースについて計算してみた。

CASE(A)

(26)式を(29)式に代入して

$$T_s(x, t) = -\frac{\dot{q}_0}{2\pi k} \int_{-b}^b \left(1 - \frac{\xi^2}{b^2}\right) E_i\left(-\frac{(\xi-x)^2}{4at}\right) d\xi$$

これに部分積分と変数変換を施し、整理すると

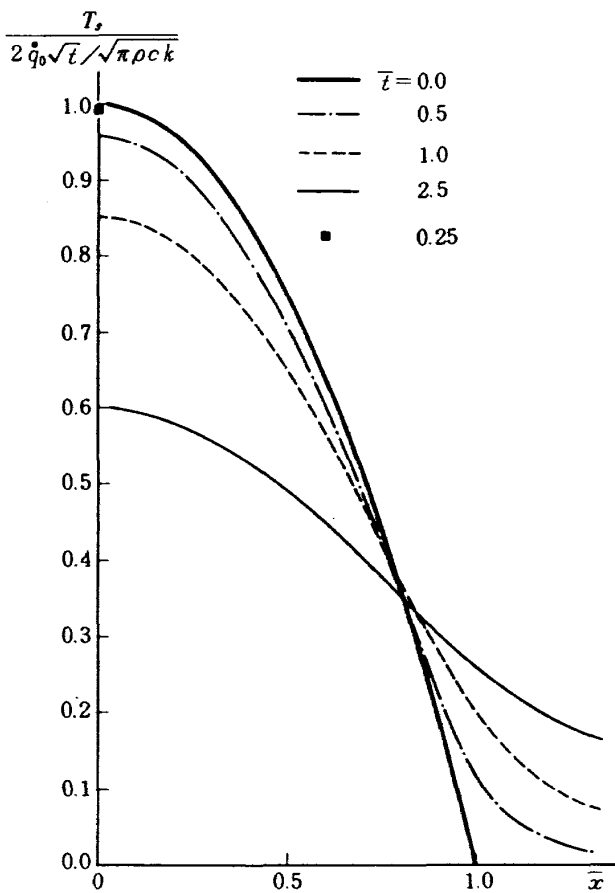
$$\begin{aligned} \frac{2\pi k}{\dot{q}_0} T_s(x, t) = & -\frac{(2b-x)(b+x)^2}{3b^2} E_i\left(-\frac{(b+x)^2}{4at}\right) \\ & -\frac{(2b+x)(b-x)^2}{3b^2} E_i\left(-\frac{(b-x)^2}{4at}\right) \\ & +\sqrt{4\pi at} \left(1 - \frac{x^2}{b^2} - \frac{2at}{3b^2}\right) \times \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{b+x}{\sqrt{4at}}\right) \right. \\ & + \operatorname{erf}\left(\frac{b-x}{\sqrt{4at}}\right) \left. \right\} + 4at \left(\frac{b-2x}{3b^2} e^{-\frac{(b+x)^2}{4at}} \right. \\ & \left. + \frac{b+2x}{3b^2} e^{-\frac{(b-x)^2}{4at}} \right) \end{aligned} \quad (30)$$

が得られる。ここで $\bar{x} = x/b$, $\bar{t} = \sqrt{4at}/b$ なる無次元量を導入すると、

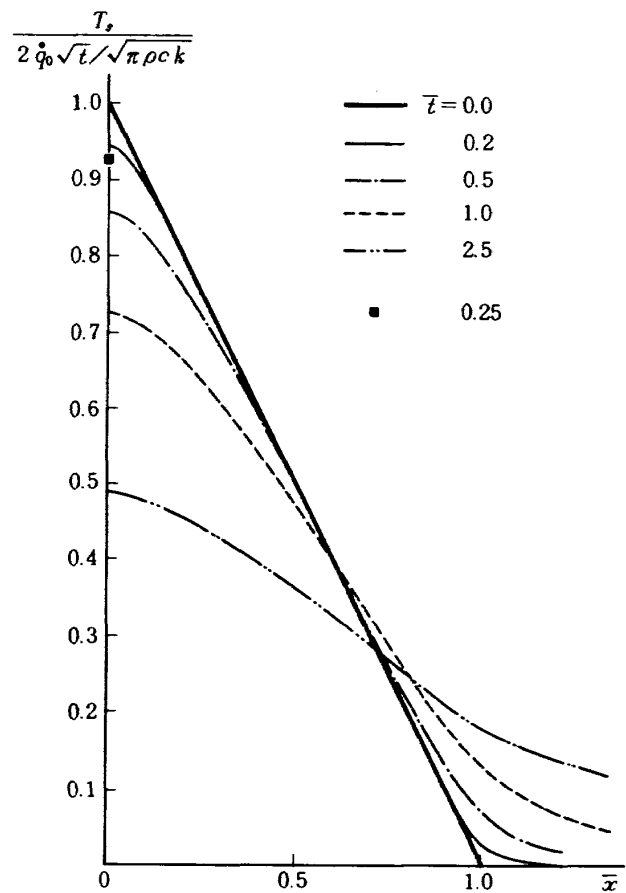
$$\begin{aligned} T_s(\bar{x}, \bar{t}) = & \frac{2\dot{q}_0\sqrt{\bar{t}}}{\sqrt{\pi\rho ck}} \left\{ \left(1 - \frac{\bar{t}^2}{6(1-\bar{x}^2)}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right)}{2} \right. \\ & + \frac{\bar{t}}{6\sqrt{\pi}(1-\bar{x}^2)} \left\{ (1-2\bar{x})e^{-\frac{(1+\bar{x})^2}{\bar{t}^2}} + (1+2\bar{x})e^{-\frac{(1-\bar{x})^2}{\bar{t}^2}} \right. \\ & - (2-\bar{x})\left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2 E_i\left(-\frac{(1+\bar{x})^2}{\bar{t}^2}\right) \\ & \left. \left. - (2+\bar{x})\left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2 E_i\left(-\frac{(1-\bar{x})^2}{\bar{t}^2}\right) \right\} \right\} \end{aligned} \quad (31)$$

と書けるが、右辺の最初の項は熱伝導が1次元のたとした時の表面温度上昇を表わしており、[]内は非1次元熱伝導によるズレ効果を表わし、 $t=0$ のとき1である。無次元表面温度分布 $T_s/(2\dot{q}_0\sqrt{t}/\sqrt{\pi\rho ck})$ が無次元流入熱伝達率分布 \dot{q}_s/\dot{q}_0 (いまの場合 $1-\bar{x}^2$) に等しいときが1次元熱伝導の成り立っている状態であり、それからのズレが非1次元熱伝導効果の結果を表わしている。

第26図に無次元表面温度分布 $T_s/(2\dot{q}_0\sqrt{t}/\sqrt{\pi\rho ck})$ の変化を \bar{t} をパラメータとして示した。この図から、 $\bar{x}=0, \pm 1$, でズレが大きい、つまり x 方向の熱伝導の影響が大きい、衝撃波干渉加熱の測定において最も興味のある熱伝達率のピーク値 ($\bar{x}=0$ の値) については、1次元熱伝導からのズレが4%に



第26図 1次元熱伝導からのズレ
(1) 2次曲線分布



第27図 1次元熱伝導からのズレ
(2) 3角形分布

なるのは $\bar{t} = 0.5$ のときであることが分る。第2種素子に用いたバイコール・ガラスの α は $0.008 \text{ cm}^2/\text{s}$ であり、測定時間 $t = 0.02 \text{ s}$ を代入すると $\bar{t} = 0.5$ から $b = 0.05 \text{ cm}$ となる。つまり、巾 ($= 2b$) が 1 mm の狭いスパイク形状 (CASE (A) 分布) の加熱率分布を我々の測定系で計測するとき、4%程度の誤差を生むことが分る。2bが1mmより大きければ、つまり勾配が緩やかになれば、誤差は小さくなる。

次に表面熱伝達率分布がより鋭いピークをもつ場合を模擬するために、三角形の熱伝達率分布、CASE (B)、 ⑦式 について計算する。

CASE (B)

⑦式 を ②式 に代入すると、同様にして

$$\begin{aligned} T_s(\bar{x}, \bar{t}) / (2\dot{q}_0\sqrt{t}/\sqrt{\pi\rho ck}) &= \frac{1}{2} \left\{ (1+\bar{x}) \operatorname{erf}\left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right) + (1-\bar{x}) \operatorname{erf}\left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right) \right. \\ &\quad \left. - 2\bar{x} \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{x}}{\bar{t}}\right) \right\} + \frac{\bar{t}}{4\sqrt{\pi}} \left\{ e^{-\left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2} + e^{-\left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2} \right. \\ &\quad \left. - 2e^{-\left(\frac{\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2} - \left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2 E_i\left(-\left(\frac{1+\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2\right) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2 E_i\left(-\left(\frac{1-\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2\right) + 2\left(\frac{\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2 E_i\left(-\left(\frac{\bar{x}}{\bar{t}}\right)^2\right) \right\} \end{aligned} \quad \text{③2}$$

を得る。この無次元表面温度上昇 $T_s / (2\dot{q}_0\sqrt{t}/\sqrt{\pi\rho ck})$ は、1次元熱伝導方程式が成立するとき無次元流入熱伝達率分布、 $1 - |\bar{x}|$ 、と等しい分布となる。第27図に \bar{t} による無次元表面温度上昇の変化を図示した。非1次元熱伝導の影響によって無次元表面温度上昇は時間とともに1次元熱伝導の場合からズれてくる。 $\bar{x} = 0, \pm 1$ でズレが大きいのは同様であるが、CASE (A) と異なりピーク値 ($\bar{x} = 0$ の値) は、そこで熱伝達率分布に勾配をもつのでより早くズレが現われる。その結果、 $\bar{t} = 0.2$ で5.5%のズレを生ずる。

以上2つのケースについて誤差解析を行ったが、

第2種素子を用いた衝撃波干渉加熱実験では、加熱率分布の z 方向(第25図における紙面に垂直方向)の変化は常に x 方向の変化に比べてほぼ無視できる状態にあり、本2次元取扱いの有効と考えられる。本実験では、加熱率のピークを含むスパイク型分布の半値巾(上のケースで b に相当)は最も狭い例で、つまり x 方向に沿う勾配が一番大きい例で、約1mm程度であった。 $b=0.1\text{cm}$ における測定時間 $t=0.021\text{s}$ 後の1次元熱伝導を仮定した表面温度上昇からのズレは、 $\bar{\epsilon} \cong 0.25$ なので、CASE(A)の形状だと考えた場合には1.1%に過ぎないが、CASE(B)とした場合には7.3%となる。しかしピーク近傍の実際の熱伝達率分布の形状は、物理的に、ピークでの勾配は0である筈なので、ズレはCASE(B)よりも少ないと考えられる。そこで、ピーク値近傍の熱伝達率分布を有限巾の一定ピーク値を持つ台形状と考えて同様の計算を行うと、ピーク値の巾が分布の半値巾の9.5%(分布基底部巾の5%)のときにはズレは3.8%に止まる。実験によって測定した分布は概ねこれらの形状で近似できるので、このズレの効果は5%程度以内であろうと見積ることができる。

しかしながら、 $\bar{\epsilon}$ 、即ち $\sqrt{4at}/b$ が大きいような実験においては、このズレの効果は大きなものになる。例えば感温塗料を表面に塗り、色変化・相変化の情報を連続写真等で記録し、変化までの時間 t から熱伝達率を測定する方法³⁴⁾が最近よく用いられるが、熱伝達率分布の勾配が大きい時、例えば衝撃波干渉加熱への応用³⁵⁾の際などでは、 t は秒のオーダーの時間となり、 $\bar{\epsilon}$ を大きくしないためには模型全体を大きくして b を大きくするか、 $a(=k/\rho c)$ の充分小さい母材を用いないとこの非一次元熱伝導効果による大きな誤差を生ずることになる。特に色変化(あるいは相変化)までの時間が短かくて測定精度が落ちることを避けるため、熱伝導率のよい母材(例えばステンレス・スチール)などを用いて測定時間を長くとることが行なわれるが、そうすると t のみならず a も大きくなり、 $\bar{\epsilon}$ が大きくなる効果によって1次元熱伝導を仮定した測定値は実際の値から相当大きくズレることになるので、こういった現象に対するこの測定法の適用には問題がある。

ここで述べた非1次元熱伝導の効果の特長は、こ

のズレの割合が熱伝達率の大きさに依存せず、その分布形状(勾配)に依存するという点にある。

次に熱伝達率の大きさに依存する誤差として、母材の熱的物性量の温度による変化の影響を検討する。

(ii) 母材物性値、 c 、 k 、の変化による影響

HartunianとVarwig¹⁸⁾およびReece²⁰⁾、Cook²¹⁾らによって近似的に取扱われ、特にReeceはその近似範囲でアナログ回路系に組込むべき補正回路を製作・使用し、Walenta¹⁹⁾も同様の回路を試作・使用している。Cookは差分解法で解く方法を提案し、Reeceとはほぼ合致する結果を報告している。

これらの研究は母材の物性値(考えている測定条件下では ρ の変化は無視してよく、主に c と k の変化が問題となる)が実際は物体温度の関数であるので、その効果は無視して計算した熱伝達率が温度上昇による物性変化によってどの程度の誤差をもたらすかという解析である。これは $k(T)$ の効果と $a(T)$ の効果を考慮することになる。Reeceは更に抵抗温度係数 α の温度依存の効果も含めたが、その一次近似までの解析によれば、一定加熱率の測定の場合には、

$$\frac{q_c}{q_u} = 1 + \frac{8\epsilon}{\pi^{3/2}(\sqrt{\rho ck})_{T=0}} q_u \sqrt{t} \quad (33)$$

と与えられる。ここに、 q_c : 真の熱伝達率、 q_u : 物性値が $T=0$ の時の値で一定と考え、測定表面温度変化から計算した熱伝達率、 ϵ : k 、 a の温度による変化を考慮した修正パラメータで、パイレックスとバイコールで異なる値であるが、いずれも 10^{-4} のオーダーの値である。33式によれば、表面温度上昇が150Kの時にはパイレックス使用時で、測定値は真値の76%、バイコール使用時で89%となる。我々の実験における最大表面温度上昇はバイコールを使用した時の約175K(最大加熱率約 $165\text{W}/\text{cm}^2$ における最長測定時間 $t=0.021\text{s}$ での表面温度上昇)であり、33式にバイコール物性値データと α の温度による変化のデータとしてBogdan³⁵⁾の与えた値を用いると、我々の測定値は真値の87.2%となる。

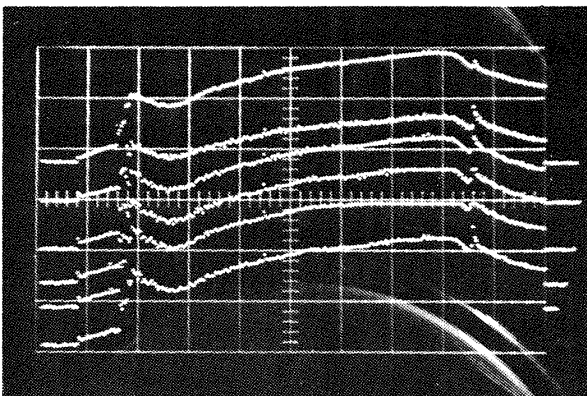
33式から明らかなように、この効果は熱伝達率の大きさに依存し、時間とともに増大する。従って測定時間が一定なら、加熱率が小さいほど測定値の誤差は小さくなる。本実験においてはこの効果を修

正することは特にしなかった。従って、衝撃波干涉加熱におけるピーク熱伝達値は、最大で12%程度の測定誤差を含むと考えられる。しかし、 $c(T)$ や $k(T)$ のデータは研究者や測定方法でかなり異なり、ここではバイコールのそれらのデータはコーニング社のカタログに図示された $c(T)$ 、 $k(T)$ から一次近似で ϵ を求めたが、文献17のデータを用いるとそれは更に小さい値となる。

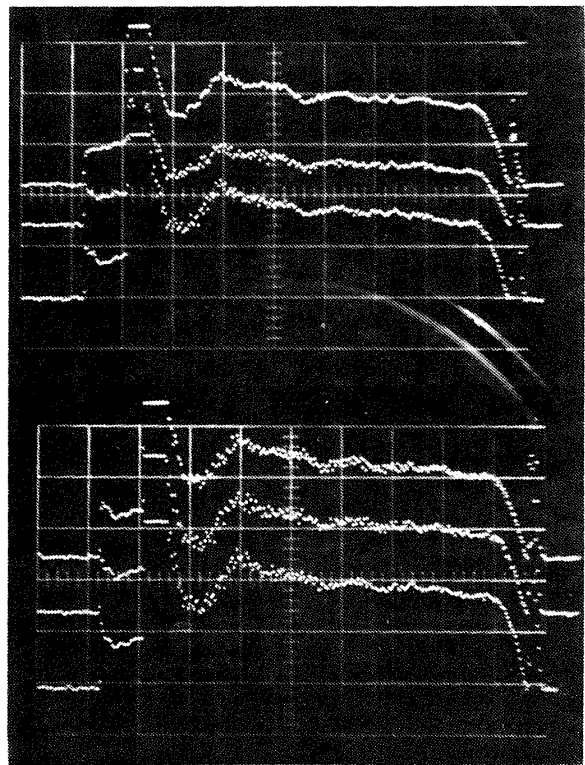
以上の(i), (ii)の影響の他に、測定値に含まれる誤差としては、 β/α の較正值誤差、回路系の誤差(7章で既述)、模型表面が平面でない場合の誤差、母材厚さが充分厚くない時の誤差があるが、後二者は我々の実験においては完全に無視できるものである。(4.(ii)および(2)式参照)

10. ガン・タンネル実験における測定例

第1種素子による平板バック・ステップ後方の剝離・再循環領域から平板への熱伝達率測定時⁵⁾の信号例(RN 1264)を第28図に示す。これは5個所の素子からの温度出力(増巾されている)をトランジェント・レコーダーに集録しDA変換してシンクロスコープへ出力したものであり、横軸は3.2ms/divである。極超音速流が風洞測定部で成立する際のstarting shock waveの通過と、ガン・タンネルに固有のピストン・銃身端間での衝撃波往復に伴う変動の後には、ほぼ一定の熱伝達率に対応する \sqrt{t} 型の出力履歴に近い形をしていることが分る。気流のよどみ点状態量は $p_0 \approx 10 \text{ MPa}$ 、 $T_0 \approx 1150 \text{ K}$ であり



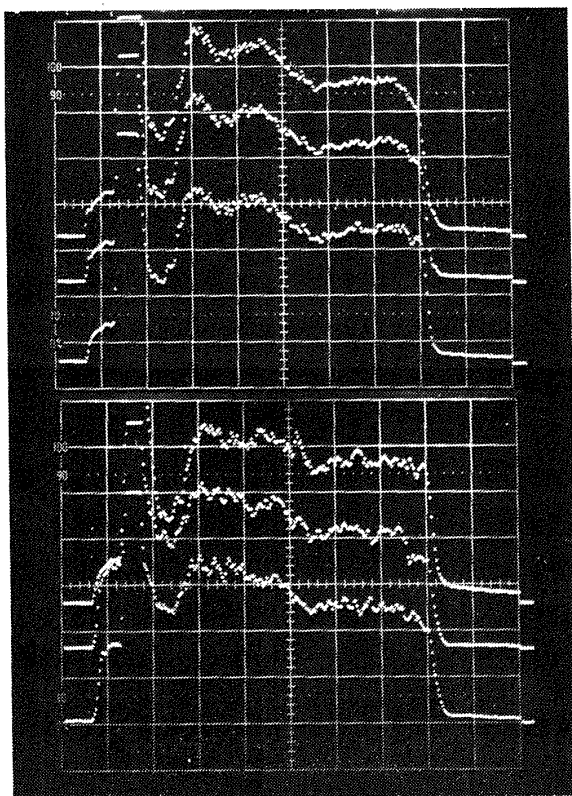
第28図 温度出力信号例



第29図 「正しくない」アナログ回路応答例

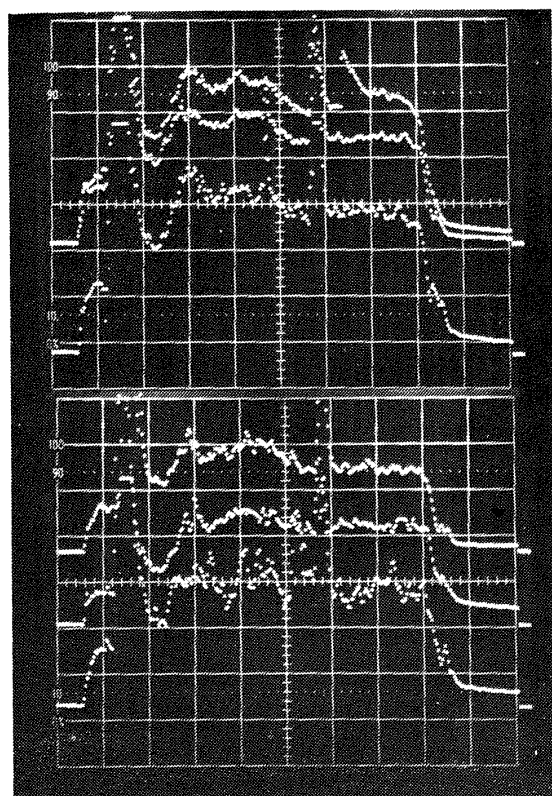
一様流マッハ数は10.4、平板迎角は0である。測定された熱伝達率は一番上のトレースで 1.25 W/cm^2 、他が $0.05 \sim 0.3 \text{ W/cm}^2$ である。7(V)で述べたように、これらの実験時に修正前のアナログ回路を使用した。その値は少し高目の値であるが、その出力トレース例を第29図に示す。(RN 1283)測定位置は第28図の場合と異なるが、測定している熱伝達率の値はほぼ同等である。

次に第2種素子による楔・円柱の組合せにおける衝撃波干涉加熱測定時⁶⁾の写真例(RN 1879)を第30図に示す。これは修正した13段変形アナログ回路(第19図)の出力(増巾器とローパス・フィルターを経てトランジェント・レコーダーに集録したものをDA変換してシンクロスコープへ出力したものであり、横軸は3.2ms/divである。前述の通り、流れの初期段階の変動が終った後の約18~21ms間の出力平均値を測定データとし、一様流の諸量($M_\infty = 11.9$, $p_0 \approx 9.5 \text{ MPa}$, $T_0 \approx 1150 \text{ K}$, ρ , μ , u_∞)や T_w も対応する時間の値を用いて結果の整理を行なっている。この写真の測定条件は、一様流に対して頭下げ角 0.143 rad (8.2°)の楔から出た衝撃波が、軸が流れに垂直な方向から 0.614 rad (35.2°)の偏角をな



第30図 正しい回路応答例

(1) 衝撃波干渉加熱



第31図 正しい回路応答例

(2) 円柱よどみ線熱伝達率

す 60 mm ϕ の円柱前面の離脱衝撃波と干渉し、干渉点から出る剪断流が円柱へ入射した時のよどみ線上の 6 点での測定例である。第 30 図の測定加熱率は $10.2 \sim 72.2 \text{ W/cm}^2$ である。

第 31 図に、軸を流れに垂直にした 60 mm ϕ 円柱のよどみ線熱伝達率の測定結果 (RN 1868) を示す。横軸は 3.2 ms/div である。一様流条件は $M_\infty = 11.9$, $p_0 \approx 9.5 \text{ MPa}$, $T_0 \approx 1150 \text{ K}$ であった。風洞スタート後約 16 ms からほぼ 1 ms 間、信号がスパイク状の変化を示すのは、気流中の比較的大きいパーティクルがたまたま入射したためである。一番上のトレースはそれによって素子抵抗が不可逆的变化をしたもので、このデータは捨てた。測定結果を Fay and Riddell の理論値²⁷⁾と比較すると、それぞれ $13.0 \sim 13.9 \text{ W/cm}^2$ (18 ms \sim 21 ms 間の平均値) と 12.98 W/cm^2 であり、良く合致している。

11. あとがき

(1) 比較的持続時間の短い ($\sim 25 \text{ ms}$) 風洞であるガン・タンネルにおいて、広範囲の空力加熱率の測定を行うために、過渡表面温度応答に基づく測定系、即ち、模型・センサ系、駆動・信号変換回路系、データ集録・処理系を試作・構成し、その特性を評価した。

(2) 対象とする実験に応じて 2 種類の白金薄膜抵抗温度素子を製作し、それぞれ実用に耐えるものが得られた。バイコール・ガラスを使用した焼付型素子は気流中の微細金属粉の大きな角度での入射に対しても 1 シリーズ (数 10 ラン) の実験中の特性変化が許容範囲内に収まることを確認した。

(3) 素子の較正における種々の要因による誤差を評価し、総合的に $\pm 15\%$ 以内との見積りを得、他の研究者の得た値と良い一致を示す較正值を得た。なお、第 1 種、第 2 種素子はともに同一バッチの全素子内での較正值のバラツキも $\pm 15\%$ 以内であった。

(4) ガン・タンネルでは気流流出開始後 10 数ミリ秒間は気流状態量の変動するため、熱伝達率のデータは 18 ms 以後のデータを採用する。従って $\sqrt{4at}$ の値は衝撃風洞に比べて大きく、表面温度上昇も大きい。これらによる影響を考察した。

(5) 測定時における非 1 次元熱伝導効果と温度に

よる物性値変化の効果を検討し、巾の狭い高いピーク値をもつスパイク状の加熱率分布の測定の場合、我々の実験における最大のズレのケースにおいて、測定値は真値の85%程度の値となること、およびピーク領域以外ではその加熱率の大きさに応じて小さな誤差となることを示した。

(6) 熱伝達率への直接変換のための試作アナログ回路の特性の解析およびシミュレーションによる較正を行ない、 $100\mu\text{s}\sim 50\text{ms}$ の測定時間で誤差が1%以内の回路であることを実証した。

(7) これらの結果、ガン・トンネルのように流れの状態が変動する状況での使用、即ち瞬時値計測の必要な場合および0.2mm程度の距離で局所的に変化するような熱伝達率分布の計測等、各種の広範な加熱条件下での適用性が広い空力加熱測定法として、本測定法が非常に有効であることを確認した。

謝辞

本研究を行なうに当って、空気力学第一部松崎利一室長には当初本測定法の採用に関して貴重な助言と文献を与えられ、同 曾我国男室長には、ガン・トンネル使用にあたり助言・協力をいただいた。宇宙研究グループ・グループリーダー西村 充主任研究官には蒸着装置や干渉顕微鏡等を快く使用させていただいた。

また手塚理光研究所には白金薄膜のスパッターによる製作と改良に熱心な御協力をいただいた。ここに記して深甚なる感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) Stalder, J.R. and Seiff, A.: The Simulation and Measurement of Aerodynamic Heating at Supersonic and Hypersonic Mach Numbers, AGARD 7th Meeting of the Wind Tunnel and Model Testing Panel (June 1955)
- 2) Cox, R.N. and Winter, D.F.T.: The light gas hypersonic gun tunnel at ARDE, Fort Halstead, Kent. AGARD Rept. 139, July 1957
- 3) 和田 勇, 曾我国男, 井上安敏: 航技研ガン・トンネルの構造と特性およびその応用, 航空宇宙技術研究所報告 TR-556, 1978年12月
- 4) Wada, I., Soga, K. and Inoue, Y.: Some development of hypersonic flow experiment by the gun tunnel, Proc. of 9th ISSTS, Tokyo(1971), pp. 301-309
- 5) Wada, I. and Inoue, Y.: Heat transfer behind the backward facing step in the hypersonic flow, Proc. of 10th ISSTS, Tokyo(1973), pp. 425-432
- 6) 井上安敏: 円柱前縁における衝撃波干渉加熱の測定, 衝撃工学 宇宙・特殊環境工学シンポジウム, 東京大学宇宙航空研究所, 1980年10月30日~11月1日, pp. 132-136
- 7) Vidal, R. J.: Model instrumentation techniques for heat transfer and force measurements in a hypersonic shock tunnel, C.A.L. Ropt. AD-917-A-1, 1956
- 8) Rabinowicz, J., Jessey, M.E. and Bartsch, C.A.: Resistance thermometer for heat transfer measurement in a shock tube, GALCIT Memo 33, 1956
- 9) Hall, J.G. and Herzberg, A.: Recent advances in transient surface temperature thermometry, Jet Propulsion (11/1958) pp. 719-723
- 10) Maulard, J.: Les fluxmetre thermiques a temperature superficielle pour tubes a choc, La Recherche Aerospatiale, ONERA No 126, (9/1968)
- 11) Schultz, D.L. and Jones, T.V.: Heat-transfer measurements in short-duration hypersonic facilities, AGARDograph No 165, 1973
- 12) Hanson, R.K.: Study of gas-solid interaction using shock-wave reflection, Proceedings of the 8th International Shock Tube Symposium, Imperial College, London, 5-8 July 1971, Chapman and Hall
- 13) Edney, B.: Anomalous heat transfer and

- pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock, FFA Report 115, Stockholm, 1968
- 14) McCaffrey, B. J., East, R. A. and Stent, M. W. : A thin film catalytic-non-catalytic heat transfer gauge for shock tube measurements in reacting gases, AASU Report No 336, Department of Aero. and Astron., Univ. of Southampton, 1973
 - 15) Henshall, B. D. and Schultz, D. L. : Some note on the use of resistance thermometers for the measurement of heat transfer rates in shock tubes, ARC C. P. No 408, 1958
 - 16) 岩崎松之助, 橋口真宜, 上野隆司, 近藤 修 : 極超音速流中におかれた迎角をもつ平板前縁付近の熱伝達に関する実験的研究, 九大工学集報, 第55巻, 第4号, 昭和57年8月, pp.371-377
 - 17) Taylor, B. W. : Development of a thin film heat-transfer gauge for shock-tube flows, UTIA Technical Note No 27, Univ. of Toronto, 1959
 - 18) Hartunian, R. A. and Varwig, R. L. : On thin-film heat-transfer measurements in shock tunnels, the Physics of Fluid, Vol. 5, No 2, pp. 169-174, 1962
 - 19) Walenta, Z. A. : Analogue networks for high heat transfer rate measurements, UTIAS Tech. Note No 84, Univ. of Toronto, 1964
 - 20) Reece, J. W. : Non-linear effects due to high heat flux in thin film thermometry and means for their compensation, Proc. of the 2nd Intern. Congress on Instr. in Aerospace Simul. Facilities, Stanford Univ., 1966
 - 21) Cook, W. J. : Determination of heat-transfer rates from transient surface temperature measurements, AIAA J., Vol. 8, No 7, pp. 1366-1368, 1970
 - 22) Reece, J. W. : A correction formula for thin film resistance thermometers, TAR-TR 6406, Therm Advanced Research, Inc., 1964
 - 23) Skinner, G. T. : A new method of calibrating thin film gauge backing materials, CAL Report No CAL-105, Cornell Aeronautical Laboratory, Inc., 1962
 - 24) Nicholas, M. : Etude electrique des couches minces de platine pulverise ; avec application aux fluxmetres thermiques, ONERA Note Technique No 168, 1970
 - 25) Lagraff, J. E. : The design, instrumentation and calibration of Oxford University hypersonic gun tunnel, Report No 1094, 69, Department of Engineering Science, Oxford University, 1969
 - 26) Van Driest, E. R. : Investigation of laminar boundary layer in compressible fluid using the Crocco method, NACA TN-2597, 1952
 - 27) Fay, J. A. and Riddell, F. R. : Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air, J. of Aero. Sci, Vol. 25, No 2, pp. 73-85, 1958
 - 28) Skinner, G. T. : Analog network to convert surface temperature to heat flux, CAL Report No CAL-100, Cornell Aeronautical Laboratory, 1960
 - 29) Meyer, R. F. : A heat-flux-meter for use with thin film surface thermometers, NRL LR-279, National Aeronautical Establishment, 1960 and Meyer, R. F. : Further comments on analog networks to obtain heat flux from surface temperature measurements, NRL LR-375, National Aeronautical Establishment, 1963
 - 30) Cook, W. J. and Felderman, E. J. : Reduction of data from thin-film gages

- : A concise numerical technique, AIAA J., Vol. 4, No 3, pp. 561-562, 1966
- 31) 岩崎松之助, 桜井 晃, 河上清治: 衝撃波管用熱伝達ゲージとその出力回路について, 九大工学集報, 第49巻, 第4号, pp. 537-543, 昭和51年8月
- 32) 山崎 喬: ガン・タンネルのデータ処理システム, 航技研資料, 近刊
- 33) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C.: Conduction of heat in solid, Oxford Univ. Press, Inc., 1959
- 34) Jones, R. A. and Hunt, J. L.: Use of fusible temperature indicators for obtaining quantitative aerodynamic heat-transfer data, NASA TR R-230, 1966
- 35) Keyes, J. W. and Hains, F. D.: Analytical and experimental studies on shock interference heating in hypersonic flows, NASA TN D-7139, 1973
- 36) Bogdan, L.: High temperature, thin-film, resistance thermometers for heat transfer measurement, NASA CR-26, 1964

既 刊 報 告

TR-770	ファンエンジン排気ノズルの形状変化による騒音 低減の研究 Suppression of Peak Noise by Reshaping Coaxial Flow Circumferentially Under Static Conditions	1983年7月	武田克己, 西脇英夫
TR-746T	Calculation of Unsteady Transonic Potential Flow over Three-Dimensional Wings with Oscillating Control Surfaces	July, 1983	Koji ISOGAI and Kohei SUETSUGU
TR-771	ロケットノズルの性能予測計算法	1983年7月	中橋和博, 宮島 博 木皿且人, 毛呂明夫
TR-772	自由流線理論の拡張について On and Extension of Free Stream-Line Theory	1983年7月	尾形吉和
TR-773	織物CFRP ハニカムサントイッチの構造の面内せん断特性 In-Plane Shear Properties of Fabric CFRP Aluminum Honeycomb Sandwich Construction	1983年8月	野口義男, 古田敏康
TR-774T	Results of the Test on ONERA Calibration Model M5 in NAL 2m x 2m Transonic Wind Tunnel	August 1983	Second Aerodynamics Division
TR-775	ストラップダウン方式を用いた慣性誘導システム 搭載ソフトウェアシステムとその評価 — Strapdown Inertial Guidance System- Onboard Software and its Evaluation	1983年8月	大坪孔治, 小口美津夫 新田慶治, 森 英彦
TR-776T	Numerical Simulation of Transonic Flutter of a High-Aspect-Ratio Transport Wing	August 1983	Koji ISOGAI
TR-777	固体ロケット残留推力の理論解析 A Theoretical Study of Residual Thrust Observed in Solid Propellant Rockets	1983年8月	三谷 徹, 新岡 嵩
TR-778T	Optimal Low-Thrust Interplanetary Orbit Transfer Including Earth Escape Spiral Trajectory	August 1983	Shoichi YOSHIMURA and Tatsuo YAMANAKA
TR-779	カプセル型回収飛しょう体の熱・空力的概念設計 法 A Method for Aerodynamic and Aero- thermodynamic Conceptual Design of Capsule Type Re-entry Vehicle	August 1983	Shigeaki NOMURA

航空宇宙技術研究所報告780号

昭和58年9月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表) ㊞182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山5-6-17
