

# 研 究 紀 要

第 8 号

昭 和 4 7 年 度

奈 良 工 業 高 等 專 門 学 校

## 目 次

空気シリンダのピストン挙動の研究……………加賀勝也・上田惇巳・明石一………… 1	
空気圧導管における信号伝達について……………阪 部 俊 也………… 9	
超仕上作業条件の研究（カーボン砥石による仕上効果について）…………田 中 義 雄…………15	
噴流衝突面の熱伝達特性（第1報，2次元噴流が平面に 垂直に当たる場合）……………中 谷 洵…………23	
Nonequilibrium Stagnation-Point Boundary-Layer of a Partially Ionized Gas……………Kazuoki MATSUOKA…………29	
弱電離気体の平板境界層の研究（第2報）……………松 岡 一 起…………37	
On the Stress Concentration Factor in the Infinite Plate with a Row of Infinite Circular Holes……………Iwao MIZUSHIMA…………43	
逆変換器における転流素子の選定……………井 村 栄 仁…………49	
2変数リレー制御系の周波数応答について……………木 村 伊 一…………55	
凹形空洞共振器を用いたプラズマパラメータの測定法……………成 田 紘 一…………61	
中間赤外域における市街地背景の輝き空間分布……………山 内 雅 好…………67	
フルフラーレンならびに関連化合物の自動酸化生成物……………石 垣 昭…………71	
スパイラルプレート式熱交換器の動特性……………山 本 績…………77	
Some examples of regular open sets of the partially ordered structure……………Takashi IRIE…………81	
技術革新の時代における人間像と体育……………中 和 田 武…………85	
「五彩のヴェール」の面白さ……………柏 原 啓 佐…………91	
「ダーヴァヴィル家のテス」に於けるハーディの創作意図……………林 達 男…………99	
工業高等専門学校の専門教科の在り方ひいては理工系 高等教育の在り方ならびに教育の本質についての私見……………石 川 忠 夫………… 109	
工業高等専門学校電気工学科における情報処理教育……………高 橋 晴 雄………… 115	
付・教官研究活動状況一覧表（抄録）…………… 119	

# 空気シリンダのピストン挙動の研究

加 賀 勝 也  
上 田 惇 巳  
\*明 石 一

## A Study on the Behavior of the Piston in the Air Cylinder

Katsuya KAGA  
Atsumi UEDA  
Hajime AKASHI

Considering the application to the arm of an industrial robot in mind, we studied the characteristics of piston movement under low pressure in a pneumatic servo system.

As a result of our experiments, we could reduce the overshoot of the piston considerably by connecting it to various damping cylinders.

### 1. 緒 言

最近省力化の必要から工業用ロボットが盛んに使用されている。本研究は工業用ロボットの腕を想定して、空気シリンダのピストンを入力の変化に応じて任意の位置に保ち、しかもその動きにオーバーシュートがなく、大きな速応性を得ることを目指し、低圧域でのピストン挙動を探究することを目的とするものである。

### 2. シアラー型空気サーボ<sup>(1),(2)</sup>

空気シリンダにおいて、ピストンを任意の位置に保つことは非常に困難な問題であるが、シアラーは図1のような装置でこの問題を解決している。入力カムの変位 $Z$ によってスプールの変位すると、ピストン両側の空気圧は不均衡になってピストンが動き、したがってフィードバックカムが動いてスプールの逆の変位を生じさせる。この運動はスプールの中立位置を保つまで続けられる。この際シリンダの両側につけられたタンクおよびその入口の絞りによる抵抗は、ピストンの振動を安定させる働きをする。

図2はこの装置について、供給圧力4 atg, スプールの弁負重合, タンク容量0, 絞りなし, 負荷をとりつけず,

\* 京都大学工学部教授

入力カム勾配0.076, フィードバックカム勾配0.014, 入力ステップ巾11.1 mm, シリンダの姿勢を水平を基本状態として実験を行なったもので、供給圧力を増した場合

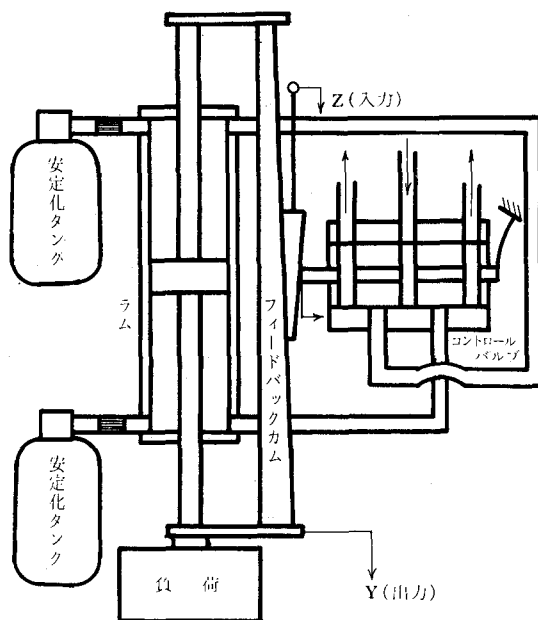


図1 シアラー型空気サーボ

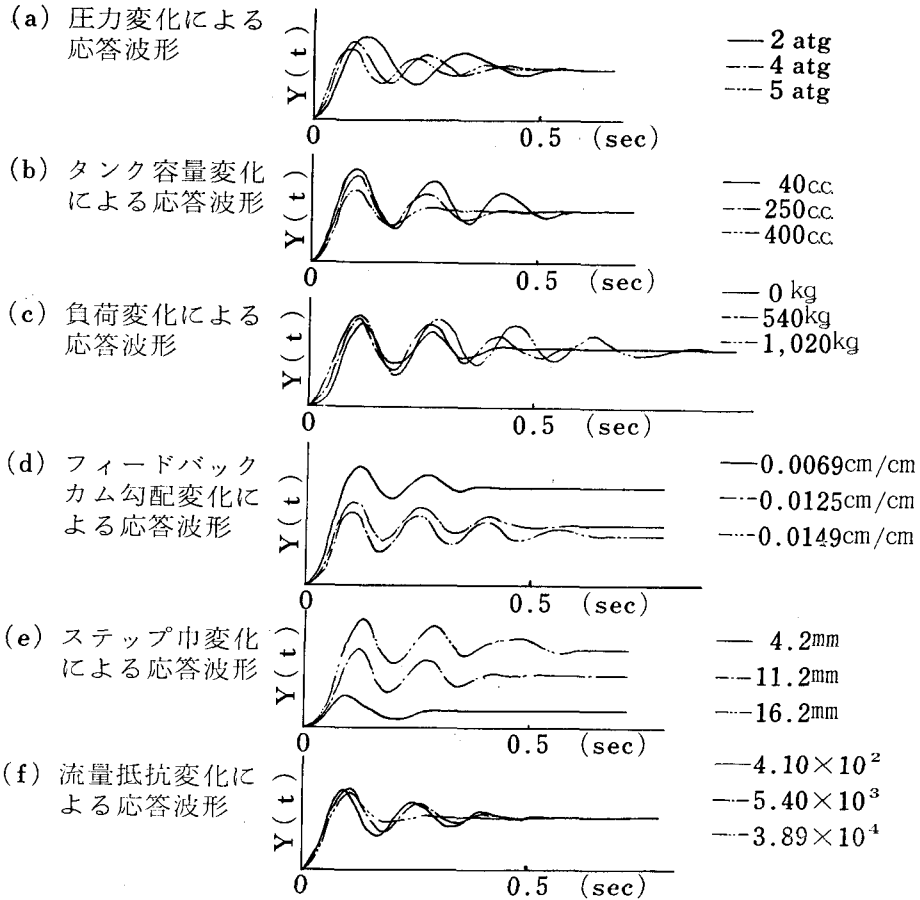


図2 シアラー型空気サーボの応答波形

タンク容量を増した場合、負荷を減らした場合、フィードバックカム勾配をへらした場合、ステップ巾を減らした場合、抵抗係数を増した場合に整定時間は短くなり、減衰性は増している。しかし殆どの場合にオーバーシュートのない波形は得られない。

すなわち、この場合にピストンの挙動を安定させるのに最も有効な要素は、フィードバックカム勾配、タンク容量、流量抵抗であるので、これらを調節してオーバーシュートのない波形を得ようとしたが、オーバーシュートはなくなっても間欠的に僅かに上下して安定しない。負荷をとりつけぬ場合もしくは僅かな負荷をとりつけた場合でさえ、このように安定しないので、オーバーシュートのない波形を得るためには他の方法によらざるを得ないことが判明した。

### 3. 並列型空気サーボ

図3はタンクの代りに主シリンダに並列にもう一つダンピング用シリンダをとりつけたもので、供給圧力を

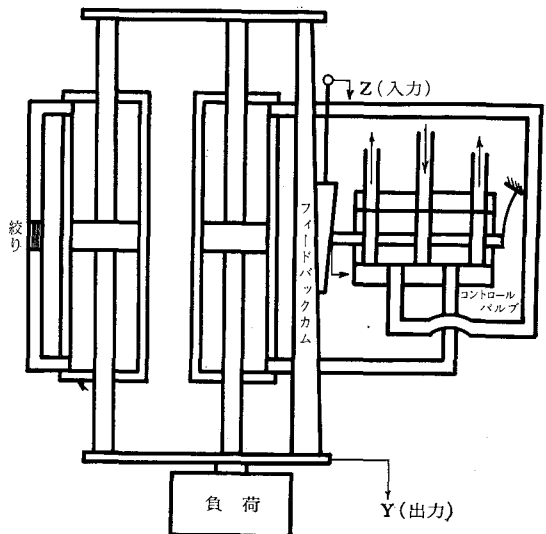


図3 並列型空気サーボ

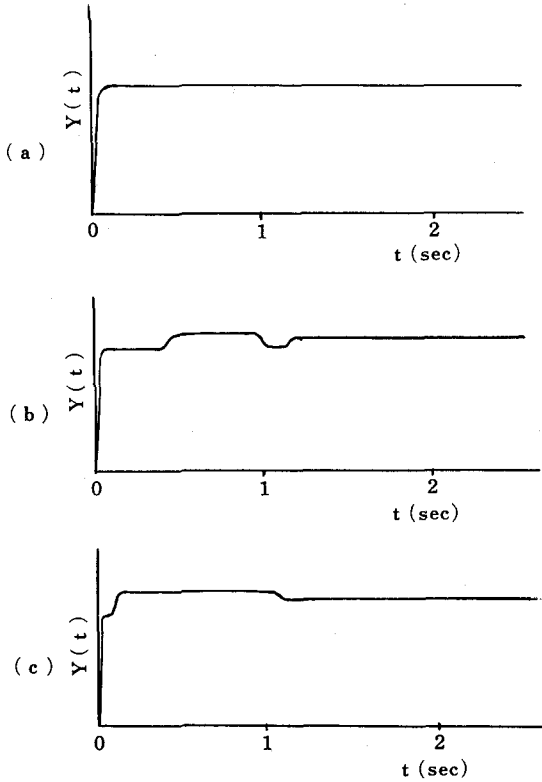


図4 並列型空気サーボの応答波形

1.5atg より 0.5 atg とびに 3.5 atg まで変化させて実験を行なった。図4 (a), (b), (c)はこの場合の実験結果の一例を示したもので、同じ条件で実験を行なったにもかかわらず、様々な波形が気まぐれにあらわれている。この理由としては主シリンダの中心線とダンピングシリンダの中心線との平行が出ていないためにモーメントを生じ、主シリンダ軸にこじれの生じることがあげられる。実験の度毎に両中心線の平行を保つように調節しても図4の結果の生じることが免れず、好結果を得るためには他の方法によらざるを得ないことが判明した。

#### 4. 直列型空気サーボ

図5は上述の欠点をなくすために、ダンピングシリンダを主シリンダに直列に接続したもので、並列の場合と異なり、毎回大体同じ波形の得られることがわかったが、両シリンダのロッドをナットで接続した場合には、図6(a)のようにやはり階段状の波形があらわれている。この理由として考えられることは、主シリンダとダンピングシリンダとの両中心線を三次元で完全に一致させることの困難なためにこじれの生じていることである。そこで両シリンダを一体につくったものを比較した

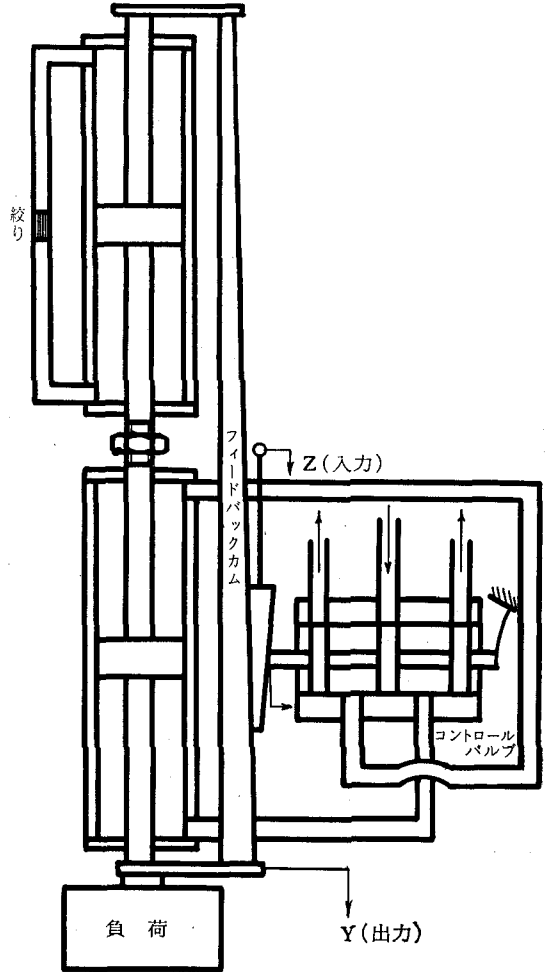
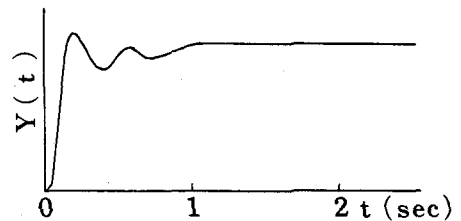
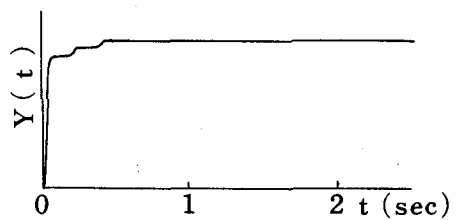
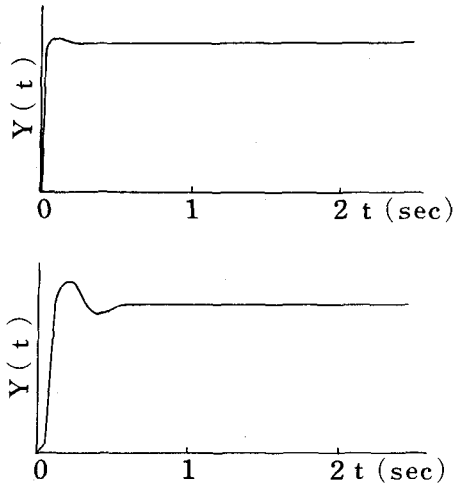


図5 直列型空気サーボ



(a) 両シリンダのロッドをナットで接続した場合

図6 直列型空気サーボの応答波形



(b) 両シリンダを一体に作製した場合

図6 直列型空気サーボの応答波形

ところ、図6(b)のような応答波形を得た。

つきに一体につくった場合のダンピングシリンダで、絞り管部の内径を2.30φ(1型), 1.40φ(2型), 0.85φ(3型), 無限小(4型)の四種類に変化させて実験を行ない、さらに減衰のために油を用いた場合についても行った。この場合の油の種類は軽油と潤滑油の二種類とした。図7・図8は圧力3atgでそれぞれ負荷10kg, 21.8kgにおける減衰特性を示すもので、絞りによって減

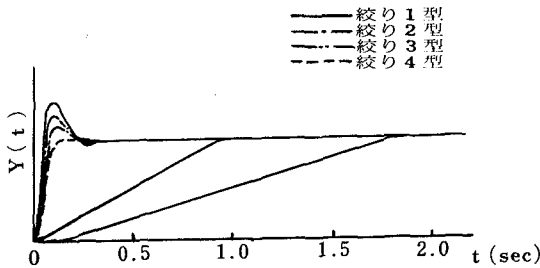


図7 負荷10kgにおける減衰特性

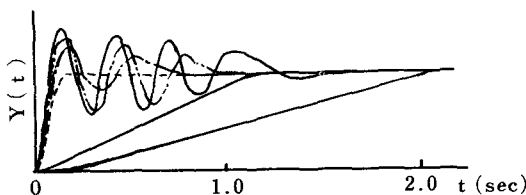


図8 負荷21.8kgにおける減衰特性

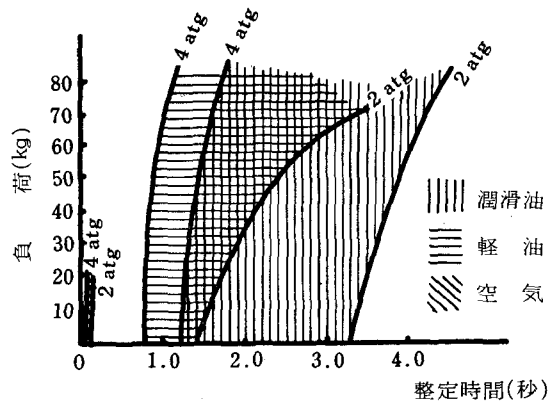


図9 オーバシュートのない場合の使用範囲図

衰させる場合には絞り1・2・3型では負荷による影響がかなり大きく、絞り4型の場合にオーバシュートのない波形の得られることが判明した。

図9はオーバシュートのない場合の使用範囲を示したもので、軽油・潤滑油の場合には供給圧力2atg未滿ではラムが作動しない。整定時間を短くしかもオーバシュートの出ない場合が必要であれば、絞り4型のわずかな範囲を求めるより仕方がないが、負荷の大きな場合には油を用いる方がオーバシュートなしにし得る可能性が多い。

### 5. 電空油サーボ

以上の装置はいずれの場合においてもフィードバックを機械的のカムによって行なったが、実用上場所をとりすぎて好ましくないため、これをなくす一つの階段として電氣的にフィードバックを行ない、電磁弁によってシリンダを駆動することを試みた。図10はこの装置を示すが、電氣的な信号によって動かされたスプール弁の変位に応じて、空気圧力で主シリンダのピストンを動かし、一体につくられたダンピング用シリンダ内には油を入れて絞りによる抵抗でピストンの動きを減衰させようとするものである。

#### 5.1 ブロック線図および伝達関数

図11は本研究に用いた実験装置のブロック線図を示す。

一巡伝達関数  $G_o(s)$  は

$$G_o(s) = \frac{H \cdot k_f \cdot G_a \cdot K_1}{s (a_2 s^2 + a_1 s + 1)}$$

また閉ループ伝達関数  $G_c(s)$  は

$$G_c(s) = \frac{G_a K_1}{a_2 s^3 + a_1 s^2 + s + H k_f G_a K_1}$$

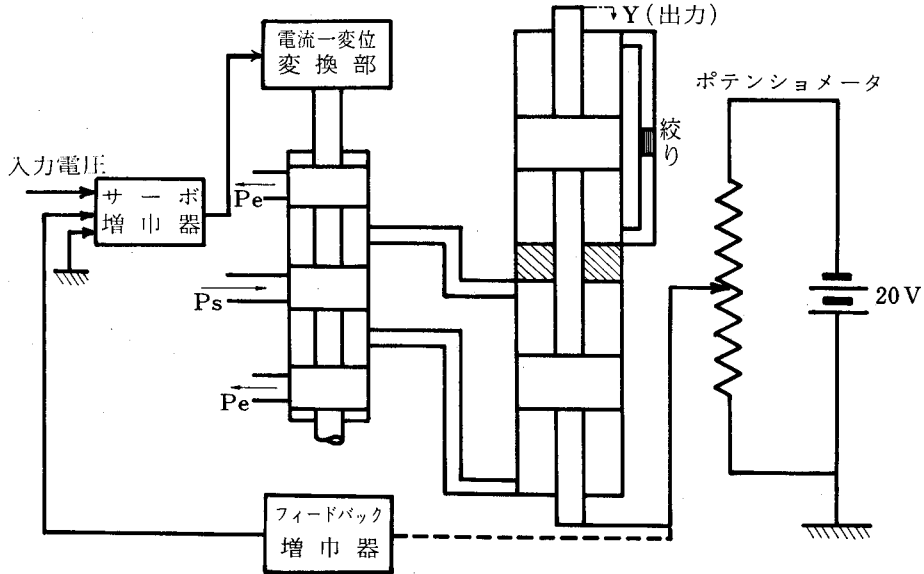


図10 電気-空気サーボ機構の動作原理図

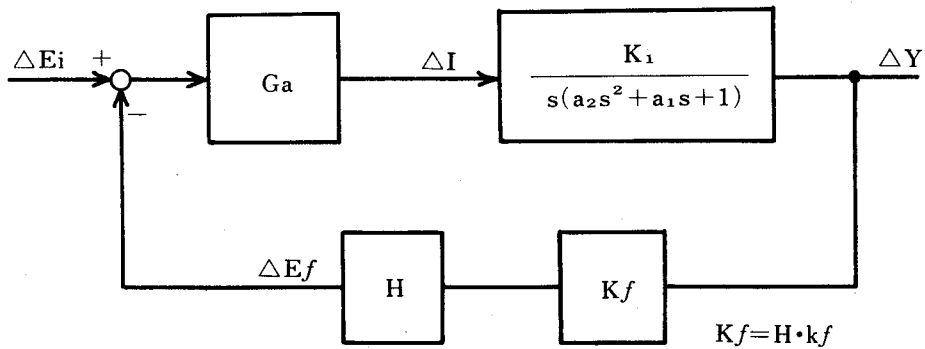


図11 電気-空気サーボ機構のブロック線図

ここで

$$a_2 = \frac{mV_i}{K\{C_2'RT_i(b+B) + A_2^2\}}$$

$$a_1 = \frac{V_i(b+B) + kmC_2'RT_i}{K\{C_2'RT_i(b+B) + 2A_2^2P_i\}}$$

$$K_1 = \frac{2C_1'RT_iA_2}{C_2'RT_i(b+B) + 2A_2^2}$$

$$C' = \left(\frac{\partial W}{\partial I}\right)_{P=-定} \quad \text{Kg/sec} \cdot A$$

$$C_2' = \left(\frac{\partial W}{\partial P}\right)_{I=-定} \quad \text{m}^2/\text{sec}$$

また、ここに使用した各記号はつぎの各量を示す。

$A_2$  : ラム面積  $\text{m}^2$

$b$  : 全体のラムシリンダ間の粘性減衰係数  $\text{Kg} \cdot \text{sec}/\text{m}$

$B$  : ダンピングシリンダの絞りによる粘性減衰係数  $\text{Kg} \cdot \text{sec}/\text{m}$

$G_a$  : サーボ増巾器のゲイン  $A/V$

$H$  : フィードバック増巾器ゲイン  $V/V$

$I$  : 電流  $A$

$k_f$  : フィードバック変位電圧変圧器ゲイン  $V/m$

$m$  : 負荷質量  $\text{Kg} \cdot \text{sec}^2/\text{m}$

$P_i$  : 初期圧力  $\text{Kg}/\text{m}^2$

$R$  : 気体定数  $\text{m}^2/\text{K}$

$T_i$  : 初期温度  $^{\circ}\text{K}$

$V_i$  : ラムが中央にあるときのラムの一方側と弁間の流体の容積  $\text{m}^3$

$W$  : 重量流量  $\text{Kg}/\text{sec}$

$k$  : 比熱比

5・2 実験結果および考察

5・2・1 流体抵抗を変化させた場合

絞りの仕様およびB+bの実験結果を表1に示す。図

12はステップ状入力を入れたときの波形を示すもので、慣性負荷重量 120 kg, 供給圧力 6 atg, 絞りは表1に示すもので、絞って行くに従って減衰し、H=1/50の④型

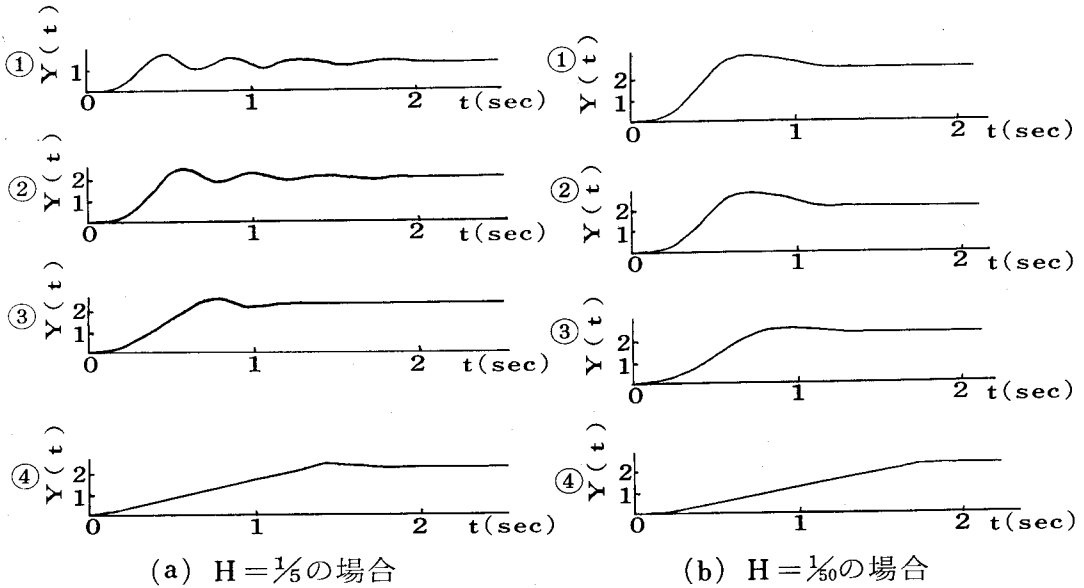


図12 電空油サーボの応答波形 [(B+b) Kgsec/mは①346, ②476, ③645, ④1930]

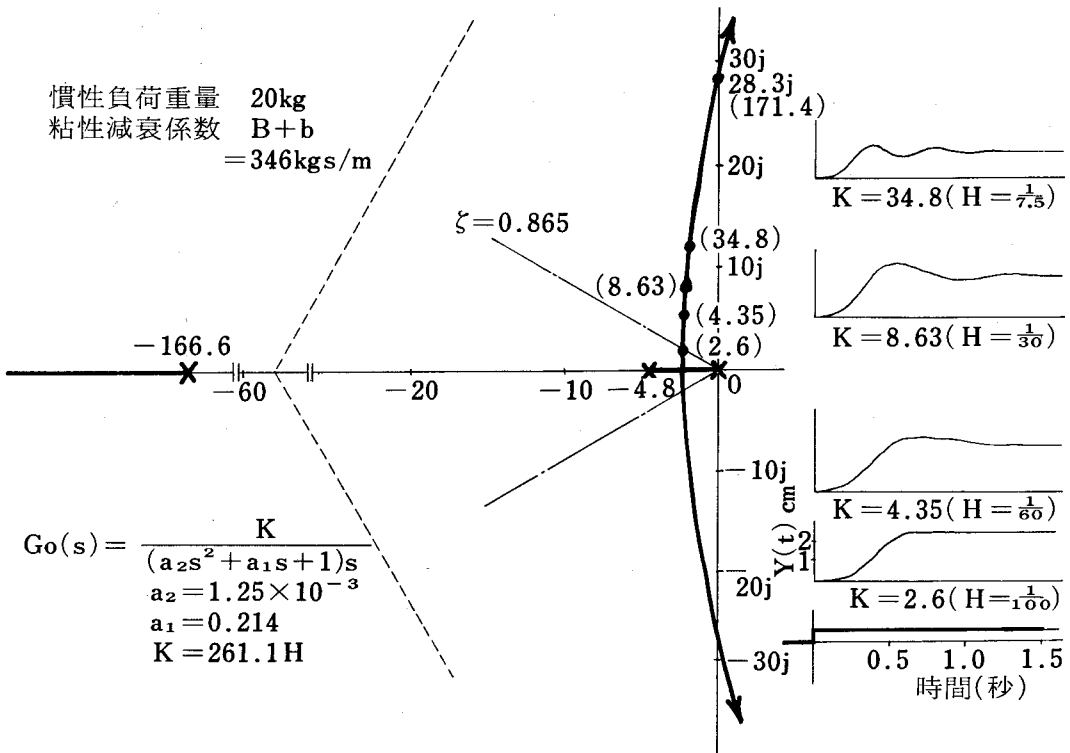


図13 電空油サーボの根軌跡およびステップ応答波形



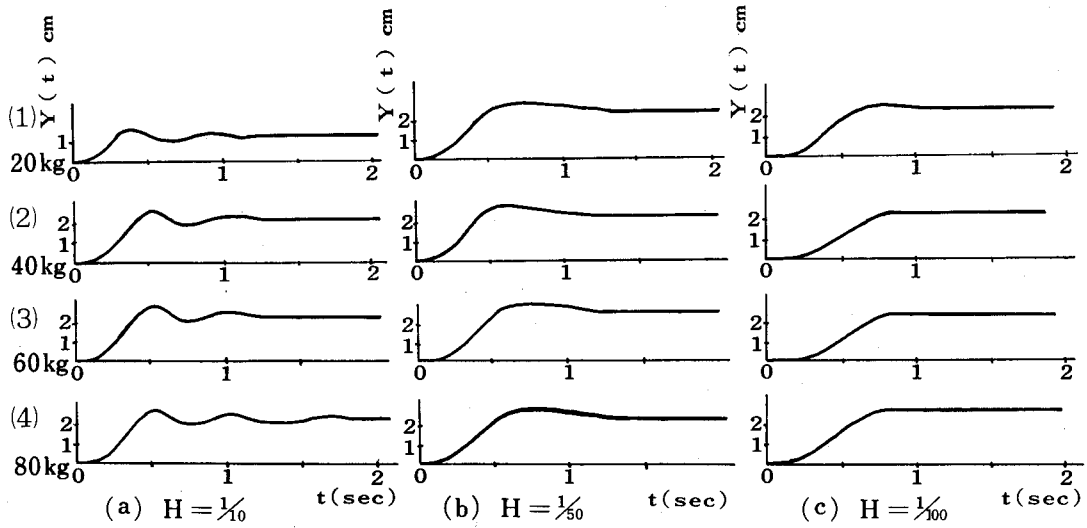


図14 電空油サーボにおける応答波形

でオーバーシュートのない応答波形を得ている。

表1 粘性減衰係数(灯油使用)

絞り	内径 d mm	長さ L mm	粘性減衰係数 B + b · kg·sec/m
①	7.85	55.0	346
②	6.12	50.0	476
③	4.05	52.7	645
④	2.43	49.5	1930

5・2・2 フィードバック増巾器ゲインを変化させた場合

図13は慣性負荷重量20kgの場合で $K=2.6(H=1/100)$ の根軌跡での $\zeta$ の値は0.865でオーバーシュートは殆ど0とみてよい。

5・2・3 慣性負荷重量変化の場合

図14は絞り①型の場合の各パラメータ変化のステップ応答の実験結果を示すもので、 $H=1/100$ のときに、オーバーシュートは殆ど0になっている。

一般に慣性負荷を増すほど振動性は増すが、かなりの荷重に対してオーバーシュートなしの波形を得ることが出来た。

6. 結 言

シララー型空気サーボはピストンを任意の位置に保つ簡単な装置として魅力のあるものであるが、工業用ロボットの腕を想定しての空気サーボにおいては、ダンピングシリンダを接続することによって、容量の大きなタンクにとってかわることの出来ることがわかった。さらにその中でもタンデムに一体につくったものが最良で、オーバーシュートなしの好結果を得ている。

また、フィードバックカムを除いた電空油サーボについての試みも一応の成功をおさめることが出来た。

ご協力いただいた大谷幸一・松本芳博・三和男・奥村健治・松田稔の諸氏に感謝の意を表します。

文 献

- (1) J. L. Shearer, "Dynamic Characteristics of Valve-Controlled Hydraulic Servomotors," Trans. ASME, Vol. 76 (August 1954) 895—903.
- (2) J. L. Shearer, "Study of Pneumatic Processes in the Continuous Control of Motion with Compressed Air," Trans. ASME, Vol. 78 (February 1956) 233—249.



# 空気圧導管における信号伝達について

阪 部 俊 也

## On the Signal Transmission in the Pneumatic Line

Toshiya SAKABE

Analysis of the pneumatic transmission lines must be treated with the distributed constant circuit. In this study, The analysis is used the transmission theory in electronics, taking an electric-pneumatic analogy method. Transmission lines in this experiment have used the viny tube, which have two kinds of terminated lines condition. One of them is closed-ended line, the other is pneumatic resistance terminated line.

Main results of this study can be summarized as follows,

- 1) It is found that frequency response of transmission closed-ended line, in this experiment, is applicable for the theory, but value of amplitude ratio is different from that of the theory.
- 2) Resonance frequency in resistance terminated line is easily found out by the diagram of the theory.

### 1 緒 言

管路内の流体信号の伝達に関する研究<sup>(1)</sup>は数多くなされている。とくに純流体素子の発達につれてその研究は一層重要なものになってきた。管路内の流体信号の伝達を記述する基礎方程式は、管路内の流体の慣性力、圧縮性さらに複雑な様相を呈する粘性力などが軸方向に様に分布したいわゆる分布定数系として取扱わなければならないなど求解が複雑で困難な場合が多い。したがって、実用上は目的に応じた近似的手法で求解しているのが現状である。榎木ら<sup>(2)</sup>は現在までのおもなる管路の空気圧信号伝達特性に関する比較研究を行なっている。それによると、理論的研究の方法は大きく二つに分類できる。その一つはベッセル関数によって管軸方向の圧力、流量の分布と管径方向の圧力、流量分布および温度分布などが得られるが、その解析は困難な場合が多い。これに対し他の一つの方法は管軸方向の圧力、流量分布しか得られないが、その解析は比較的容易で送電線理論が応用しうる利点がある。実用面から考えて、管路内の流れの詳細な機構を知ることよりも、圧力および流量信号が周波数の変動、管径、管長あるいは管終端の負荷などによっていかに影響されるかを知ることがより重要であろう。このような観点から電気-空気圧類推手法によって解析する<sup>(3)</sup>ことが有利と考えられる。本研究ではこのよ

うな立場で、特に純流体素子ではその信号周波数が高周波域に及ぶことをかんがみ、低周波域については送電線理論との対応がなされているものについて高周波域について検討した。また、管路終端に負荷がある場合については負荷の評価問題の困難さにより理論的には困難であった。これについて負荷として純抵抗のみがある場合について検討した結果について報告する。

### 2 理 論

太さ一様な管路内の空気圧信号伝達に関して次の仮定をおく。

- i) 管路内流れは一次元流れ
- ii) マツハ数が小さく非圧縮性流れ
- iii) 重力などの外力を無視

一般に管路の信号伝達は  $R$ ,  $L$ ,  $C$  が一様に分布した分布定数系として解析すべきである。分布定数系の解析法は電気系の送電線理論としてよく知られている。電気-空気圧類推において電圧降下と圧力降下、電流と流量とが対応し、電気抵抗はレジスタンスに、インダクタンス、キャパシタンスは空気系のイナータンスとキャパシタンスにそれぞれ対応する。また空気系が線形であると仮定するならば、電気系との間に相似関係が成立つ、たとえば空気圧管路はもともと管軸方向と半径方向の二次元問題であるのに対し、電気導線は諸性質が半径上に一

様に分布していると考えるのが普通である。管路においてもその長さ方向の一次元流れのみに着目するならば、図1(a)のような管路を図1(b)の送電線に対応させて解析することができる。図1において管路入力における圧力

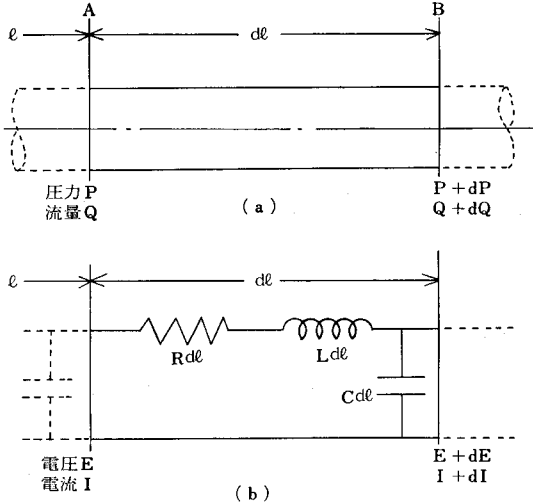


図1 管路と送電線の対応

$P$ と流量 $Q$ の変化を次のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} p &= P e^{i\omega t} \\ q &= Q e^{i\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $\omega = 2\pi f$ 、 $f$ は周波数、 $t$ は時間  
管路の軸方向長さ $l$ と圧力、流量との間の関係は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ}{dl} &= -PY \\ \frac{dP}{dl} &= -QZ \end{aligned} \right\} \quad (2) \quad \begin{aligned} \text{ここで } Z &= R + i\omega L \\ Y &= i\omega C \end{aligned}$$

である。

抵抗 $R$ は流れが層流であるとするHagen-Poiseuilleの式より単位長さ当り次式で表わせる。

$$R = \frac{8\mu}{\pi r^4} \quad \mu: \text{粘性係数}, \quad r: \text{円管の半径}$$

容量 $C$ は圧力 $P$ の時間的変動が小さく、平均圧力 $P_0$ にはほぼ等しい場合、単位長さ当り次式で表わせる。

$$C = \frac{A}{n P_0} \quad A: \text{断面積}, \quad n: \text{ポリトロープ指数} \\ P_0: \text{平均圧}$$

インダクタンス $L$ は流体の質量による慣性力であるから次式で与えられる。

$$L = \frac{\rho}{A} \quad A: \text{断面積}, \quad \rho: \text{密度}$$

(2)式において $\theta = \sqrt{ZY}$ と表わすと

$$\frac{d^2 Q}{dl^2} - Q\theta = 0, \quad \frac{d^2 P}{dl^2} - P\theta = 0 \quad (3)$$

となり、これの一般解は

$$P = K_1 e^{\theta l} + K_2 e^{-\theta l}, \quad Q = K_3 e^{\theta l} + K_4 e^{-\theta l} \quad (4)$$

となり、 $K_1, K_2, K_3, K_4$ は境界条件により定まる定数である。ここで管路入口、すなわち $l=0$ における圧力、流量をそれぞれ $P=P_1, Q=Q_1$ とすると次式のよう表わされる。

$$\left. \begin{aligned} P &= P_1 \cosh \theta l - \sqrt{Z/Y} Q_1 \sinh \theta l \\ Q &= Q_1 \cosh \theta l - \sqrt{Y/Z} P_1 \sinh \theta l \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで管路終端に $Z_2$ なる負荷がある場合では、

$$P_2 = Z_2 Q_2 \quad (6)$$

$$P_2 = \frac{P_1}{(Z_0/Z_2) \sinh \theta l + \cosh \theta l} \quad (7)$$

上式のように表わされ、ここに $Z_0 = \sqrt{Z/Y}$ である。出力圧と入力圧との振幅の比は次式のようになる。

$$\left| \frac{P_2}{P_1} \right| = \frac{1}{\left\{ [\cos \beta l (\gamma \sinh \alpha l + \cosh \alpha l) - \delta \cos \alpha l \sin \beta l]^2 + \{ \sin \beta l (\gamma \cosh \alpha l + \sinh \alpha l) + \delta \sin \alpha l \cos \beta l \}^2 \right\}^{1/2}} \quad (8)$$

ただし、 $\theta = \alpha + \beta i$ 、 $Z_0/Z_2 = \gamma + \delta i$ とする。

位相遅れは次のようになる。

$$-\phi = \tan^{-1} \frac{\{ \sin \beta l (\gamma \cosh \alpha l + \sinh \alpha l) + \delta \sin \alpha l \cos \beta l \}}{\{ \cos \beta l (\gamma \sinh \alpha l + \cosh \alpha l) - \delta \cos \alpha l \sin \beta l \}} \quad (9)$$

$|P_1/P_2|$ の極値は(8)式における分母が極小になる値で

$$\tan 2\beta l = \frac{2\delta}{\gamma^2 + \delta^2 - 1} \quad (10)$$

を満足する所である。また管の終端が閉じている場合は(5)式における $Q$ を0とおくことにより

$$P_2 = \frac{P_1}{\cosh \theta l}, \quad Q_2 = 0 \quad (11)$$

となる。出力圧と入力圧の振幅比は次のようになる。

$$\left| \frac{P_2}{P_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{\cos^2 \beta l + \sinh^2 \alpha l}} \quad (12)$$

位相遅れは $-\phi = \tan^{-1} (\tan \beta l \cdot \tanh \alpha l)$  (13)

となる。この場合の共振点は $\cos \beta l = 0$ において起こる。

### 3 実験方法

図2に本実験回路を示す。信号波発生装置により10~500Hzの正弦波を発生し、それを空気圧導管に入力として入れ、導管の入口と出口において半導体小型圧力変換器により圧力を検出し、これを増幅器を通し、シンクロスコープにより写真撮影により測定した。信号波発生装置としては穴のあいた回転円板を用い、発生する背圧を

出力として取り出すパルス波発生装置で、このパルス波を容量を通すことにより正弦波に近い圧力波を得ることができた。空気圧導管としては、取付けに便利であるビニールチューブを用いた。導管の種類は、内径2mm、4mm、6mmの三種類、長さをそれぞれ0.5m、1m、1.5m、2.0mの四種類とし、導管の終端抵抗は無限大の場合と、負荷として純抵抗を三種類変化させた場合について周波数特性を取った。純抵抗としては、板厚2mmの塩化ビニール板に1mmφの穴を1~10個あけたものを用い、導管に取付けが容易なように導管に合うチューブをつけた。

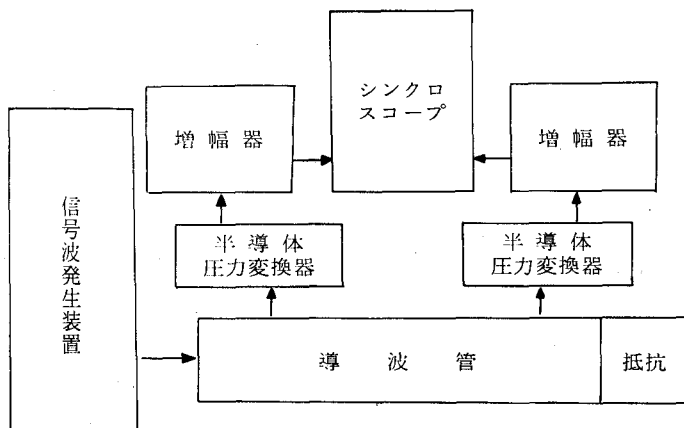


図2 実験回路図

#### 4 実験結果

##### 4.1 管内径の違いによる周波数特性(終端負荷無限大)

管内径2mm、4mm、6mmについて、管長が1mおよび2mの管路について周波数特性を調べた結果を図3に示す。理論値を考えると、振幅比、位相遅れはそれぞれ

式(12)、式(13)によって表わされる。式中 $\alpha$ 、 $\beta$ は次式で与えられる。

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \{ \sqrt{[R^2 + (\omega L)^2] (\omega C)^2} + \omega^2 LC \}}$$

$$\alpha = \frac{R\omega C}{2\beta} \tag{14}$$

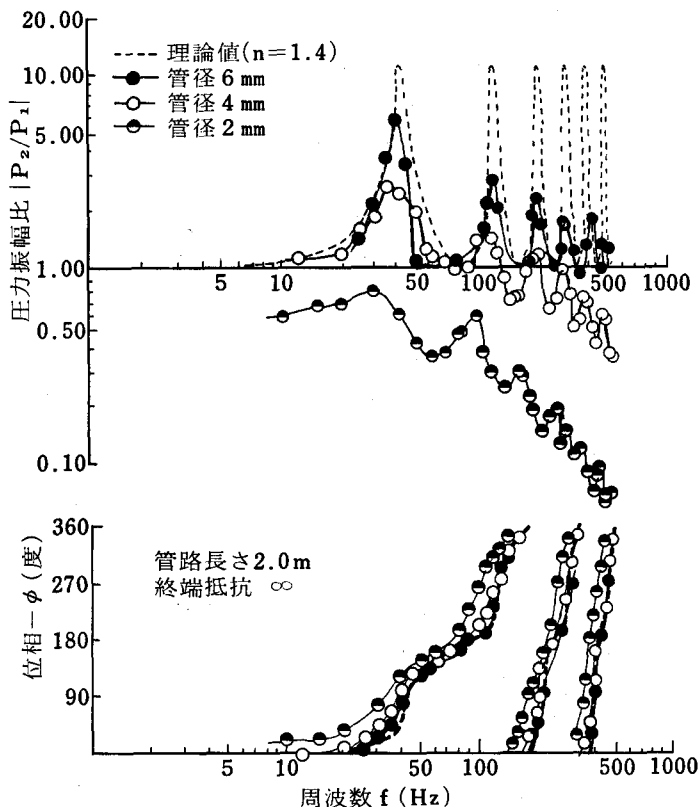


図3 周波数特性(終端閉止)

ここで  $R/\omega L < 0.4$  では高周波域とみなされ、慣性力  $\omega L$  が支配的になり粘性力  $R$  は省略できる。その場合(14)式は次のようになる。

$$\beta = \sqrt{LC\omega} = \sqrt{\frac{\rho}{nP_0}} \cdot \omega,$$

$$\alpha = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{4\mu}{r^2} \sqrt{\frac{1}{nP_0\rho}} \quad (15)$$

図中の理論値は、平均圧  $P_0 = 1.0 \text{ kg/cm}^2$  (*abs*)、温度  $20^\circ\text{C}$ 、ポルトロープ指数  $n = 1.4$  として求めたものである。理論より、管内径が変わった場合について考えると、共振周波数は  $\cos\beta l = 0$  で表わされ、(15)式が示すように  $\beta$  には管内径  $r$  には依存しない。つまり管内径が変わってもその共振周波数は変わらない。共振周波数  $f = 42.2 \text{ Hz}$ 、 $126.6 \text{ Hz}$ 、 $210 \text{ Hz}$ 、 $295.4 \text{ Hz}$ 、 $379.9$ 、 $464.3 \text{ Hz}$  となり、実験結果もこの点よく一致している。次に共振時の最大振幅比は、 $|P_1/P_2| = 1/\text{Sin}\alpha l$  で与えられる。すなわち  $\alpha$  によって変わるが管内径が大きくなる程  $\alpha$  は小さくなり、最大振幅比は大きくなる。実験結果もよく一致している。しかし周波数の変化に対して理論における  $\alpha$  は無関係である。そのため、高周波になって

も理論は同じであるが、実験値は高周波になるにつれて次第に減少する。また振幅比の値は理論値とかなりの違いがある。管径が大きくなる程その差が大きくなるようである。これは抵抗  $R$  の値として層流抵抗を考えているが、実際は交流波であるため周波数によって変わってくるものと考えられ、周波数の増加にともない  $R$  の値が大きくなり、振幅比が減少するものと考えられるが、詳略は流れ機構を十分知らなくてはならないだろう。位相遅れについてみると共振時における位相遅れは  $\pi/2$  を示し、理論値とよく一致した結果を示している。次に管内の状態変化について検討してみると、管径  $6 \text{ mm}\phi$  の場合は共振周波数の理論値を断熱変化として求めた  $42.2 \text{ Hz}$  に近く、管径  $2 \text{ mm}\phi$  の場合、等温変化として求めた  $35.7 \text{ Hz}$  に近い、また管径  $4 \text{ mm}\phi$  の場合はちょうどその中間的である。このことから管内の状態変化は  $2 \text{ mm}\phi$  以下で等温変化、 $6 \text{ mm}\phi$  以上で断熱変化をし、 $4 \text{ mm}\phi$  ではその中間的な状態変化をしている。

4.2 管路長さが周波数特性に及ぼす影響

図4は管径  $4 \text{ mm}\phi$  で終端抵抗無限大の場合について、その管路長さを  $0.5 \text{ m}$ 、 $1.0 \text{ m}$ 、 $1.5 \text{ m}$ 、 $2.0 \text{ m}$  と変化させた

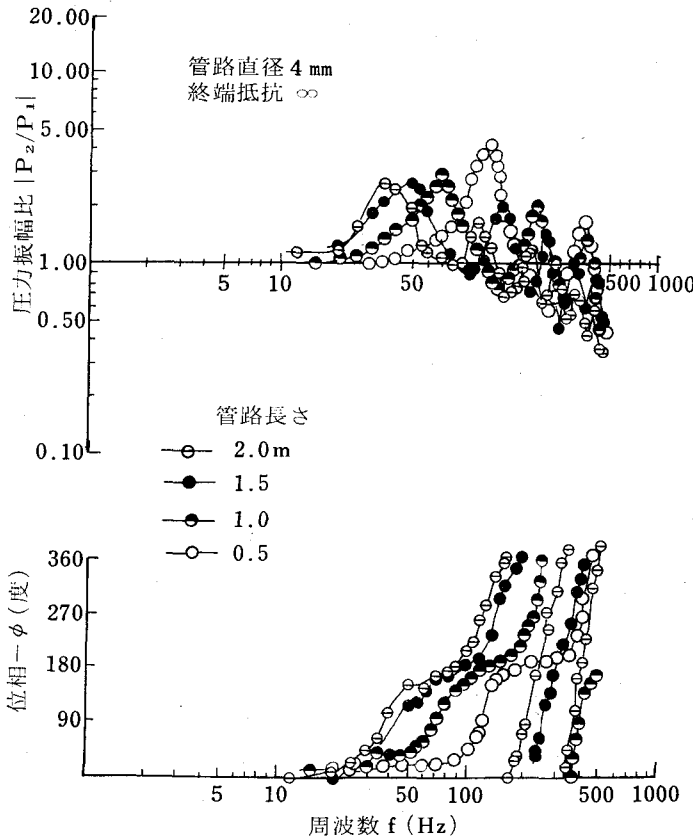


図4 周波数特性 (管長変化)

た時の周波数特性である。管路長さによりその最初の共振周波数は管長が短くなる程高くなり理論とよく一致している。また最大圧力振幅比は管長が長くなるほど減少し、式(12)とよく一致している。位相特性については共振時における位相遅れがそれぞれ良くでている。このことより交流信号伝達においてその管長を定めるうえには十分考慮しなくてはならないことがわかる。

4.3 管路終端負荷が周波数特性に与える影響

図5は管長  $2 \text{ m}$ 、管径  $6 \text{ mm}\phi$  の導管について、純抵抗を三種類に変化させたときの周波数特性である。なお、純抵抗の測定は大気開放に流体を流した時の圧力と流量の関係より求めた。図より圧力振幅比は抵抗が小さくなる程低下し、その位相特性は全体に右にずれる傾向にある。共振周波数は終端抵抗無限大すなわち閉管に比してかなり右にずれ、ほとんど開管に近い値を示している。しかし、抵抗の値が大きいの、抵抗値  $200 \times 10^4 \text{ kg}\cdot\text{s}/\text{m}^5$  においては共振

周波数および位相関係は閉管の場合に近い値を示している。次に理論的な立場から検討すると、 $|P_2/P_1|$ の極値は(0)式より

$$\tan 4\pi\sqrt{LC} l \cdot f \quad (a)$$

と

$$\frac{R_1}{2\pi R_2 f \sqrt{LC}} \quad (b)$$

$$\frac{L}{R_2^2 C} + \frac{R_1^2}{16\pi^2 R_2^2 LC f^2} - 1$$

ただし  $R^2 = Z^2$

とが等しくなったときの周波数であるが、特に  $f \geq 30\text{Hz}$  であるならば (b)式は

$$\frac{-R_1 R_2}{2\pi\left(\frac{L}{C} - R_2^2\right)\sqrt{LC} f} \quad (b')$$

となる。これから曲線(a)と曲線(b)'を描き、2曲線の交点を調べることで、より圧力振幅比の山と谷を見出すことができる。図6に管路長さ2m、管直径6mmの場合の(a)と(b)'の曲線を示す。ただし図6は両対数目盛で描いてあり、横軸は周波数、縦軸を(a)および(b)'の曲線の値を示している。またポルトロープ指数  $n=1.4$  の場合の(a)曲線は実線で、 $n=1.0$  の場合の(a)曲線は破線で示し、(b)'曲線は一点鎖線で示してある。最大振幅比は(b)'曲線と(a)曲線の偶数番目のピークの左右と交わった点で、 $R_2 > \sqrt{L/C}$  ならばピークの左側、 $R_2 < \sqrt{L/C}$  ならば右側の曲線と交わる点の周波数である。これより抵抗値  $R_2$  が  $42 \times 10^4 \text{ kg}\cdot\text{s}/\text{m}^5$ 、 $110 \times 10^4 \text{ kg}\cdot\text{s}/\text{m}^5$  の場合の第一共振点を調べると、低周波数から右へ偶数番目の交点すなわち、40Hz附近が谷になり、85Hzあたりで最大振幅比を示している。また  $R_2$  が  $200 \times 10^4 \text{ kg}\cdot\text{s}/\text{m}^5$  の場合、 $R_2 < \sqrt{L/C}$  であるから、最初の交点のうち右側となり、72Hzが谷であり、次の交点110Hzが最大振幅比を与える周波数である。実験結果もかなりよく一致している。

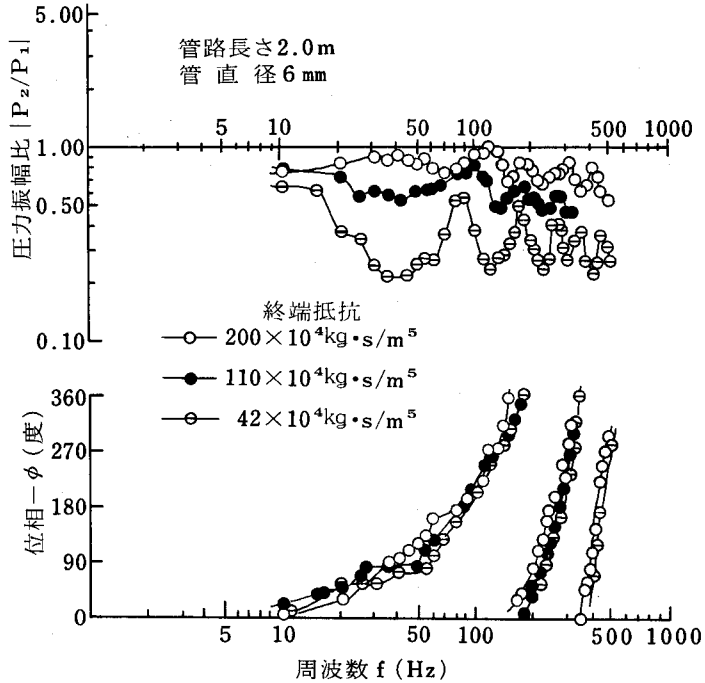


図5 周波数特性 (抵抗変化)

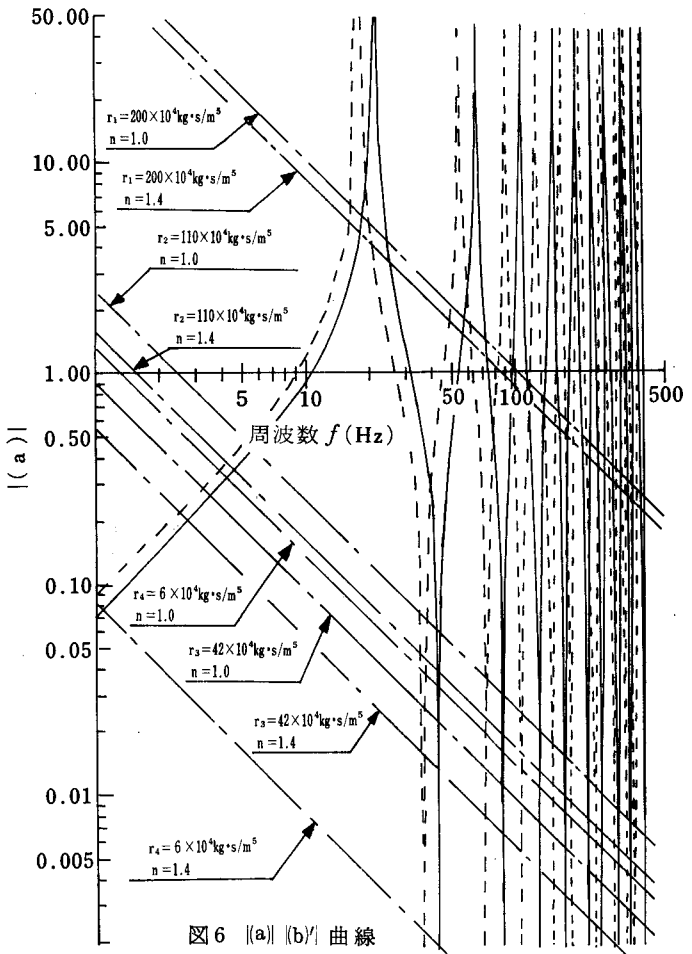


図6 (a) (b)' 曲線

## 5 結 論

以上の結果を要約すると次のようになる。

- 1) 閉管における周波数特性は電圧—電気圧類推による伝送理論にかなり良く一致し、共振周波数を求めるうえには有効であるが、振幅比についてかなりの差が見られる。
  - 2) 管路終端に抵抗がある場合の周波数特性もかなりよく理論と一致している。この場合図表を作成することにより抵抗の変化による共振周波数の動向を簡単に見ることができた。
- 終りに、本研究を行なうに当ってご指導いただいた神

戸大学米持政忠教授、および本校若林助教授に厚く感謝申し上げます。また本研究に協力された本校卒業生河嶋幸一君に感謝します。

## 文 献

- 1) Hougén, Martin and Walsh, Dynamics of Pneumatic Lines. Control Eng. 10, 114 1963.
- 2) 榎木, 米沢, 三宅: 空気圧信号伝達特性に関する比較研究, 計測自動制御論文集, Vol. 2, No. 1, 63, 昭41.
- 3) 樽谷, 河村: 空気圧導管の周波数特性, 第一回純流体素子シンポジウム資料, 45, 昭41.



# 超仕上作業条件の研究

(カーボン砥石による仕上効果について)

田 中 義 雄

## Studies of Working Conditions on Superfinishing (Finishing Effect of Carbon-bonded Abrasive Stone)

Yoshio TANAKA

This paper describes the working conditions of superfinishing for carbon steel and cast iron. Generally speaking, it is not so easy to get a mirror surface by superfinishing, but in these experiments we got a mirror surface more easily by using carbon-bonded abrasive stone after superfinishing.

The main results of the experiments are as follows:

- 1) Cast iron and high carbon steel are more suitable for making a mirror surface than low carbon steel.
- 2) The surface of work polished with carbon-bonded abrasive stone after superfinishing, was more brightened than the surface ground by super-finishing, but the surface roughness did not improve so much.
- 3) The deformed layer polished with carbon-bonded abrasive stone after superfinishing was about one and a half times as thick as the layer made by superfinishing.

### 1. はじめに

従来、超仕上加工では、前加工の仕上程度、要求される超仕上面あらさ、および所要超仕上時間などによって1段超仕上か、または2段超仕上法のどちらかが採用されている。一般に前加工が研削仕上(表面あらさ $1\sim 2\mu$ )で、求める超仕上面あらさが約 $0.3\mu$ 程度ならば1段超仕上法が有利である。一方2段超仕上法は高精度の寸法と同時に優秀な鏡面仕上を必要とする場合に適用されている。

過去の文献ならびに予備実験からすれば、鑄鉄、高炭素鋼ならびに焼入鋼は比較的容易に鏡面化されるが、低炭素鋼においては2段超仕上法を採用しても容易に鏡面がえられないのが実情である。そこで本実験では短時間に鏡面をうることを目的として、2段超仕上後さらに細

粒のカーボン砥石による超仕上加工を施して、その効果をしらべることにした。

### 2. 実験装置およびその方法

実験に使用した超仕上機は小金井製作所製 SF115型超仕上装置(立型)で、森精機製旋盤の刃物台に取付けて実験した。作業条件は一括して表2に示す。

1段および2段超仕上用砥石は、ミズホ製ビトリファイドWA600番であって、結合度は $R_H 40, 50, 60$ および $70$ の4種類、寸法は $15\times 15\times 25$ ならびに $15\times 15\times 50$ の2種類を用いた。

最後の仕上用砥石としては、大阪金剛砥石製のカーボン砥石(WA1500番、結合度 $R_H 40$ )を使用した。

工作油は軽油とスピンドル油を用い、その割合は2対1で注油量は約 $2\ell/\text{min}$ である。

実験に使用した工作物材料は、表1に示すとおりで、寸法は、直径55~60mm、長さ200mmの丸棒である。

表1 工作物材料

材料記号	炭素量 (%)	硬度 (Hs)
SK 3 (焼鈍材)	1.05	25
SK 3 (焼入材)	"	60
SK 5 (焼鈍材)	0.85	22
SK 5 (焼入材)	"	54
S35C (焼鈍材)	0.35	24
S35C (焼入材)	"	35
FC15 (※)	—	29
FC15	—	26

※印は連続铸造铸铁

工作物材料の前加工としては、焼鈍材(鋼材)および铸铁に対しては旋削(表面あらさ1.5~4.0μ)を施し、焼入鋼材に対しては研削加工(表面あらさ0.8~1.2μ)を施した。

各材料に対し第1段工程、第2段工程とも、それぞれ5回ずつ、同一砥石を用いて加工した後、表面あらさおよびNF粗度を測定し、さらに第3工程としてカーボン砥石による超仕上げ加工を5回繰返し、前回同様表面あらさおよびNF粗度を測定してその効果をしらべた。表面あらさの測定には東京精密製デルタ型表面あらさ計を、また仕上面の光沢度を測るために理学電機製福島式NF粗度計を用いた。

なお、加工変質層をしらべるために日本光学製顕微鏡(倍率400)でその組織を観察した。

### 3. 実験結果

前加工面の旋削すじ、または研削後の条痕を迅速に除去し、光沢ある鏡面をうるためには如何なる超仕上げ条件が最適であるかを検討するため、超仕上げにおける主要条件である工作物速度、振幅、振動数、砥石圧力および砥石結合度等について吟味することにした。

まず、従来の実験結果より超仕上げ加工では、その条件により切削型、半切削型および鏡面型の3つの型のあることが明らかにされている。<sup>(1)</sup> そのいずれの型をとるかは、切削方向角(θ)および砥石圧力等により決定されるが、一般に仕上げ量を多くするには、θ=40~60°、鏡面を作るにはθ<10°の範囲が推奨されている。<sup>(2)</sup>

なお、作業条件と切削方向角との関係は次のとおりである。(図1参照)

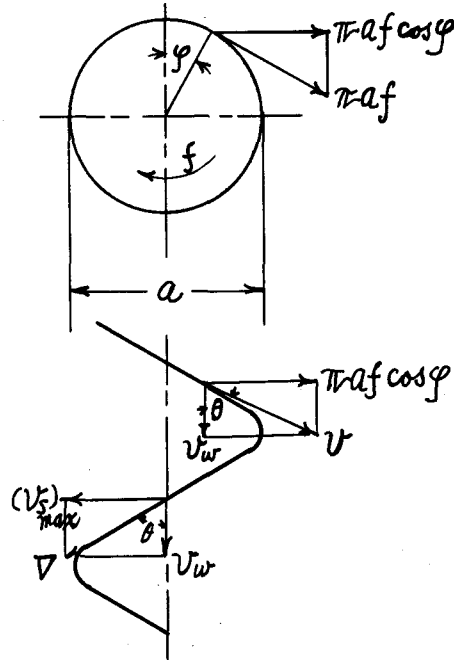


図1 工作物表面上の砥粒の切削軌跡

$$\begin{aligned} \text{切削速度 } v &= (v_w^2 + v_s^2)^{\frac{1}{2}} \\ v_w &= \pi DN, \quad v_s = \pi a f \cos \phi \\ (v_s)_{max} &= \pi a f \end{aligned}$$

$$\text{切削方向角 } (\theta) = \tan^{-1} \frac{(v_s)_{max}}{v_w} = \tan^{-1} \frac{af}{DN}$$

ここに D: 工作物直径. N: 工作物回転数  
a: 砥石振幅. f: 振動数(毎分)

以上の事柄ならびに予備実験の結果を参考とし、本実験における作業条件を表2のように決定した。

表2 作業条件

項目	第1工程	第2工程
砥石の種類	WA. 600 Vit.	WA. 600 Vit.
工作物速度(m/min)	20	84
送り(mm/Rev)	0.3	0.15
振幅(mm)	1.5	0.5
振動数(毎分)	1200	900
砥石圧力(kg/cm <sup>2</sup> )	2.0	0.5
切削方向角(度)	14°45'	1°20'

#### 3・1 第1工程

この工程は前加工面の旋削すじ、または研削後の条痕を早く除去するための切削型超仕上げに相当するわけ、主な作業条件は上記のとおりであるが、若干説明を

補足すると。

(a) 砥石結合度

工作物に対し最も適当な砥石結合度を見出すために WA 600 Vit. で  $R_H$  30, 40, 50, 60 および 70 の 5 種類の異なった砥石で超仕上を行なったところ、 $R_H$  30 のものは摩耗減量が甚だしかったのでこの実験の対象から省いた。また  $R_H$  70 のものは、鏡面をうるのには好都合であるが、材料によっては第 1 工程で早くも目づまりをおこし、前加工におけるすじ目を十分除去しないまま鏡面加工になるため、引かき痕の多い鏡面仕上になりがちであった。

(b) 工作物速度

一般に工作物速度が大きい時には、結合度の高い砥石を用いた場合と同じ効果を及ぼす。そのため速度が大きい時には砥石は目づまりを起しやすく鏡面がえられやすいが、仕上能率はよくない。逆に速度が遅い時には仕上能率はよいが鏡面はえがたい。したがって工作の初期には低速度にして砥石を軟かく作用させ、終期には高速にして硬く作用させる。

(c) 送り速度

工作物と砥石長さおよび加工時間などの関係から、送りを与えないで超仕上するプランジカット超仕上法もあるが、一般に送りを与えて加工したほうが仕上面および仕上がり精度がよいといわれる故、本実験では送りを与えながら加工することにした。また送りを与えた場合、砥石の長さの  $\frac{1}{2}$  程度オーバーランして送り戻すか作業を終了するようにすれば、工作物端部のだれが少なく精度的にも好結果がえられる。

なお、工作物表面を 1 回縦方向に移動させる時間  $t$  (min) は次式により求められる。

$$t = \frac{\pi D (\ell_1 - \frac{\ell_2}{3})}{1000 u_2 v_1} = \frac{\pi \times 57 \left\{ 150 - \frac{25}{3} \right\}}{1000 \times 0.3 \times 20}$$

= 4.25 (第 1 工程)

ここで  $D$ : 工作物直径.

$\ell_1$ : 工作物長さ.  $\ell_2$ : 砥石の長さ.

$u_2$ : 工作物速度.  $v_1$ : 送り速度.

(d) 砥石圧力

砥石と工作物との間の圧力は、超仕上の作業能率に関係があり、ひいては目づまりを起すことの難易に影響を及ぼす。換言すれば、圧力の大小によって超仕上時間が変化し、また最終的に得られる仕上面の粗さが左右されるものである。

次に砥石損耗量には砥石圧力に対して臨界現象がある。すなわち圧力が低い時には砥石の損耗は砥粒切れ刃先端部の破砕のみで損耗量が少ないが、ある圧力 (約

1.5 kg/cm<sup>2</sup>) 以上になると砥粒は破砕の他に脱落を生じ始める。したがって砥石減量が急増する。このような砥石圧力を臨界圧力と名づけている。一般に 2 段超仕上加工では、荒加工の時には臨界圧力より高い圧力 (2.0~5.0 kg/cm<sup>2</sup>)、仕上加工の時には臨界圧力より低い圧力 (0.5~1.5 kg/cm<sup>2</sup>) が用いられる。

(e) 振動数および振幅

振動数が大きくなるにしたがって切削能率はよくなるが、過大な場合には、超仕上量に比べて砥石損耗量が甚だしく大となる。

また、振幅は大きくなるにしたがい切削能率はよくなるが、仕上面あらさが悪くなる。本実験では表 2 のごとく、第 1 工程と第 2 工程では異なった数値を用いた。

### 3・2 第 2 工程

上記のような作業条件で第 1 工程を施した結果、旋削すじおよび研削後の条痕は除去できるが、その加工表面は梨地状もしくは鈍い光沢を帯びた状態である。これ以上加工を継続しても表面あらさにはあまり変化は認められず、直径が減少してゆくだけである。そこでこのあらさを減少して光沢ある鏡面にするため第 2 工程を行なう必要がある。この第 2 工程の実施方法には砥石の粒度、結合度ならびに結合剤などの異なる種類の砥石 (第 1 工程に対し) を使用する場合と、使用砥石は第 1 工程と同一のもので、作業条件のみを変えて行なう方法があるが、本実験においては作業時間の短縮のため後者のほうを採用することにした。その諸条件は表 2 のとおりである。

以上のような作業条件で 2 段超仕上を各種材料に対し、砥石結合度を  $R_H$  40, 50, 60 および 70 にかえて実施し、NF 粗度を測ったところ図 2~図 5 の上らんに示すような結果をえた。これらの結果から次のことがわかる。すなわち、比較的結合度の高い砥石を使用するときは、SK 3, SK 5 の焼入材および普通鑄鉄に対しては、NF 粗度が大体 40 前後、表面あらさも 0.07~0.12  $\mu$  (鑄鉄は除く) 程度、肉眼観察でもおおむね鏡面であるが、SK 3, SK 5 の焼鈍材、S 35C (焼鈍材、焼入材とも) ならびに連続鑄造鑄鉄においては、砥石結合度の大小にかかわらず、NF 粗度は 60~120、表面あらさは 0.1  $\mu$  程度で、肉眼観察も乳白色の鈍い光沢を呈するに過ぎなかった。

### 3・3 第 3 工程

前述のごとく WA 600 Vit. 砥石で 2 段超仕上加工 (約 30 分) 行なったところ、比較的鏡面になりやすい SK 鋼の焼入材に対して NF 粗度は 40 程度、表面あらさは 0.07~0.12  $\mu$  の範囲、肉眼観察で漸く鏡面に達したといえる程度で、これで果して十分な鏡面になったといえるかど

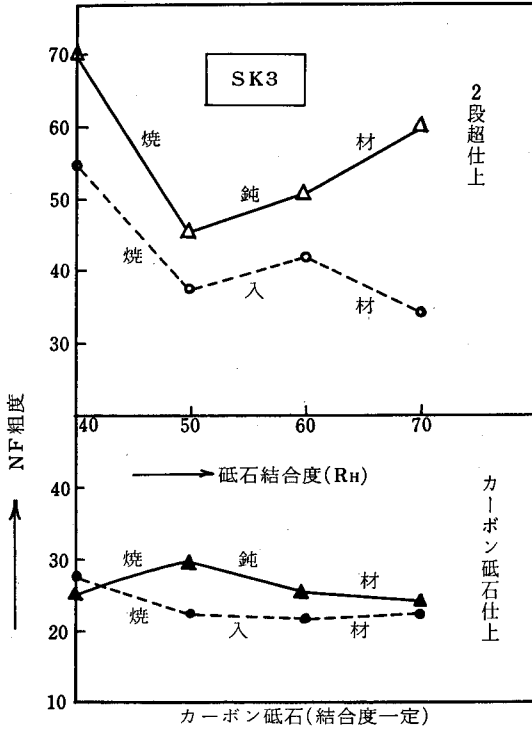


図2 超仕上加工とNF粗度との関係

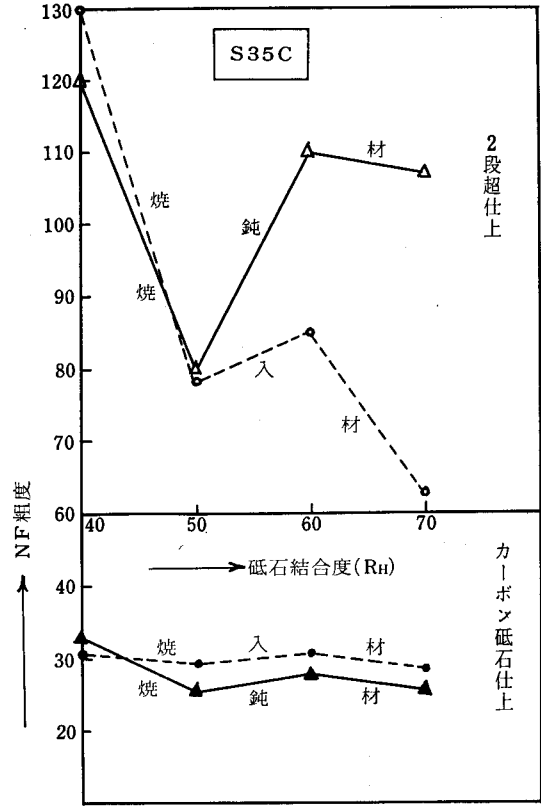


図4 超仕上加工とNF粗度との関係

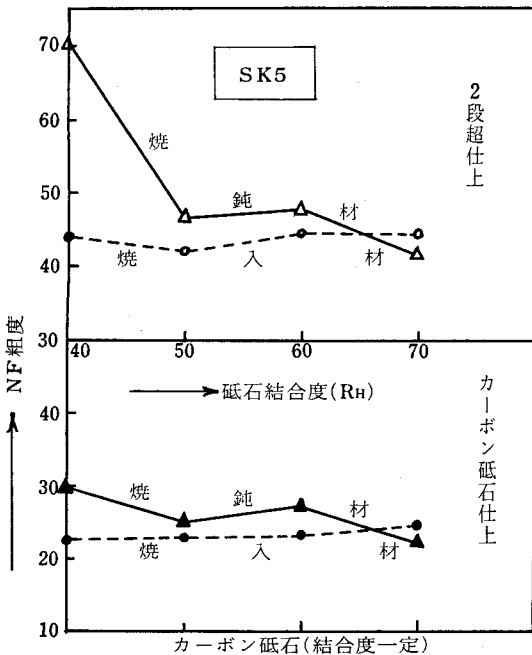


図3 超仕上加工とNF粗度との関係

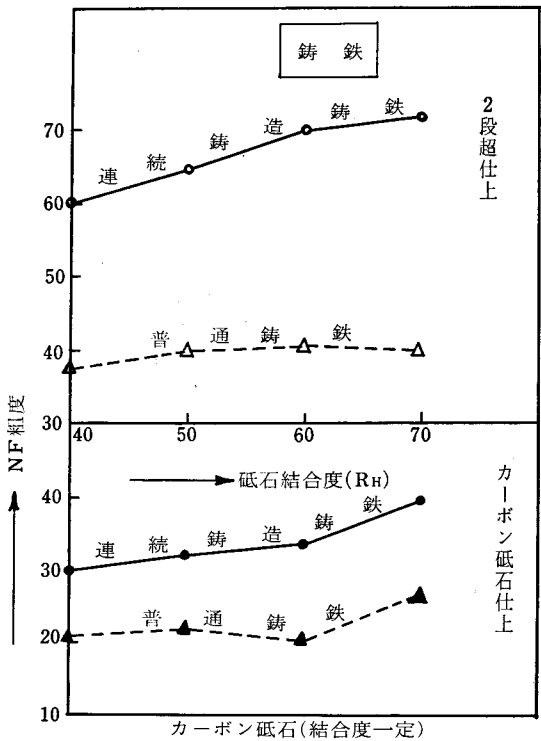


図5 超仕上加工とNF粗度との関係

うか、いささか疑問に思われる。

現今のところ鏡面に対する厳密な定義はなくばく然といわれている場合があるが、表面あらさとしては0.2~0.3μの凹凸から鏡面の様相を呈し、0.05~0.08μ以下の凹凸の面を鏡面と称してよいようである。(3)

またNF粗度の値はJISに制定されており、最大あらさとの関係は、最大高さあらさ(μ)=NF粗度×1/60で換算される。以上から判断して鏡面は少なくともNF粗度30以下であるように思われる。

先日来の予備実験より低炭素鋼よりも高炭素鋼のほうが、また鋼材よりも鋳鉄のほうが一般に鏡面化されやすいことを確かめ、少なくとも鉄系材料においてはカーボンが鏡面生成に何らかの効果があるのではないかと考え、カーボン砥石仕上げを取りあげることにした。

(a) 砥石圧力の決定

WA 600 Vit. 砥石の代りにカーボン砥石を超仕上げ機に取りつけ、工作物速度、振動数、振幅ならびに送り速度は第2工程と同様にし、SK5を対象に、砥石圧力を0.5~2.0 kg/cm<sup>2</sup>に変えて、NF粗度と砥石圧力との関係をしらべたところ図6のような結果をえた。

この図からわかるように、砥石圧力が1 kg/cm<sup>2</sup>以下の低い圧力では十分な光沢がえられず、また2 kg/cm<sup>2</sup>以上では工作物表面に部分的に焼けの現象が見られた。

結局、1.5~2.0 kg/cm<sup>2</sup>の範囲が適当であることを確認した。

(b) カーボン砥石仕上げ

各種工作物を対象に2段超仕上げを行なった後、カーボン砥石で仕上げ加工を施した結果、どの程度光沢度(NF粗度)が向上したかを図2~図5の下方に示す。

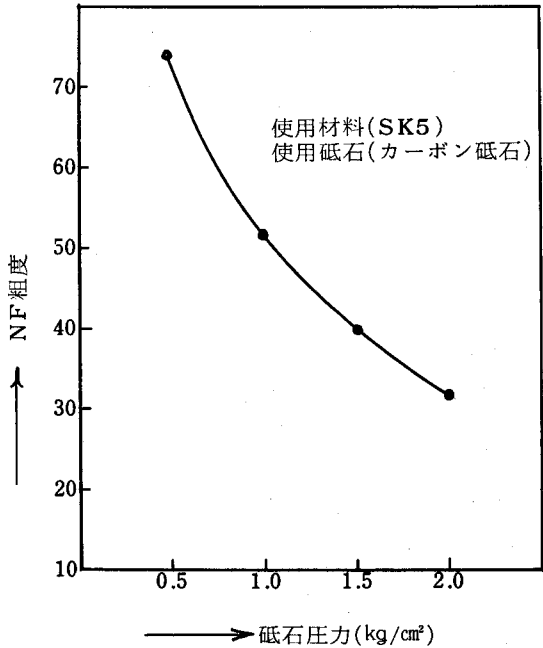


図6 砥石圧力とNF粗度との関係

なお、その際の作業条件は前記の第2工程に準ずる。ただし砥石圧力は2 kg/cm<sup>2</sup>、1回の加工時間約110秒で、5回繰り返した。

次に表5は各種工作物を対象に、2段超仕上げおよびカーボン砥石仕上げ後のそれぞれの表面あらさとNF粗度との関係を示す。ただし2段超仕上げ加工においては4種類の結合度の砥石を使用したのでその平均値を用いた。

表5 表面あらさとNF粗度

材料区分	2 段 超 仕 上		カーボン砥石仕上げ	
	表面あらさ(μ)	N F 粗 度	表面あらさ(μ)	N F 粗 度
S35C (焼鈍材)	0.08~0.12	104	0.07~0.10	28
" (焼入材)	0.06~0.10	88	0.05~0.08	27
SK5 (焼鈍材)	0.06~0.09	51	0.05~0.07	24
" (焼入材)	0.07~0.12	42	0.05~0.08	25
SK3 (焼鈍材)	0.08~0.13	58	0.07~0.09	26
" (焼入材)	0.06~0.09	41	0.06~0.08	24
FC15 (連続铸造)	0.10~0.15	67	0.07~0.12	30
FC15	0.20~0.30	40	0.10~0.15	22

### 3・4 カーボン砥石による加工変質層

超仕上げ加工も機械的仕上げである以上、わずかであっても加工変質層が存在するものと考えられる。

文献によれば、加工変質層の厚みは数 $\mu$ 以下であろうといわれている。また浅枝氏によれば焼入鋼の場合、それはわずか1～2 $\mu$ にすぎないことを発表している。<sup>(4)</sup>

本実験においては加工変質層の深さを測定するのに、直接顕微鏡で組織を観察し、結晶の変形している層の厚さを読み取ることにした。

写真1～写真4は顕微鏡写真の一例を示す。

2段超仕上げ加工を施したものの加工変質層は2～4 $\mu$ 程度で、2段超仕上げ後カーボン砥石で仕上げたものの加工変質層は5～6 $\mu$ 程度であった。なお鑄鉄の組織は複雑であり明確な加工変質層は観察されなかった。

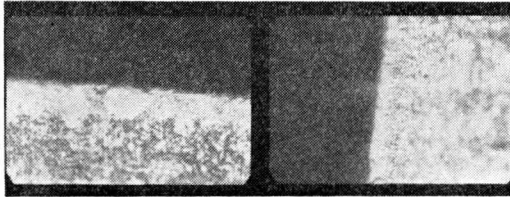


写真1 C35C（焼入）超仕上げ後カーボン仕上げ

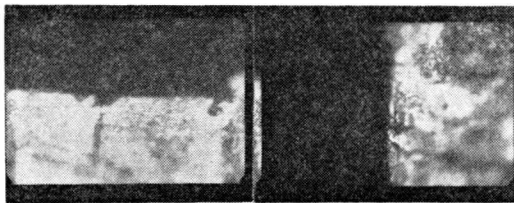


写真2 FC15, 超仕上げ

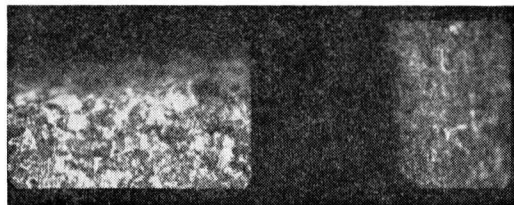


写真3 S35C（焼入材）超仕上げ



写真4 SK3（焼鈍材）超仕上げ

## 4. 実験結果に対する考察

表5より次の事柄が推察される。

(i) 炭素含有量の低い軟鋼においては一般に鏡面は生じにくい、炭素量の増加と共に鏡面になりやすい。

また炭素含有量が同一の鋼材では焼鈍材よりも焼入鋼のほうが鏡面になりやすい。

これについては、まず超仕上げの鏡面仕上げ機構について検討する必要がある。従来から研究されている主な学説としては、

- i A.M. SWIGERT の自動的潤滑説。
- ii 浅枝氏の臨界圧力説。
- iii 井上氏の砥石目づまり説。
- iv F. P. BOWDEN の表面流動説。

以上の諸説のうち、最後の BOWDEN の表面流動説が最も有力な学説とされている。<sup>(5)</sup>

これによれば、ある程度まで微細な切削作用が進行し、そこに生じた微細な加工条痕を塑性的に流動させて平坦化するというのである。すなわち鏡面は、砥粒と工作物突起との接触点において生ずる摩擦熱で、工作物の突起が軟化流動し、凹凸の谷を埋めることによって得られると考えられる。

超仕上げにおいて鏡面を得る条件としては、まず第1に超仕上げ抵抗が、(a) Ploughing 項と、(b) Friction 項よりなるが、その中の(a)が消滅し、(b)項の摩擦項だけになること。第2に超仕上げ点温度が大きくなる作業条件を選ぶことが必要である。

第1の条件は、砥粒の目つぶれを意味し、この目つぶれを促進するためには、砥石圧力を下げて工作物速度を増すようにすればよい。

次に第2の条件は、超仕上げ点温度を大きくするためには、砥石圧力および工作物速度が共に大であるとあわせて熱伝導率の悪い材料ほど鏡面になりやすいわけである。一般に硬度の低い材料はいつまでも切削が行なわれて目つぶれがおこりにくい、焼入鋼では適当に目つぶれがおこるため、また高炭素鋼では熱伝導率が悪い、超仕上げ点温度が上昇しやすく、したがって塑性流動が容易となり鏡面が得られるものと思われる。

(2) 2段超仕上げ後の加工表面が乳白色の鈍い光沢を帯びた材料であっても、カーボン砥石による加工により一段と光沢を増し、炭素含有量の多少にかかわらず、NF粗度の値が非常に接近していることが確かめられた。

超仕上げ加工において工作物の仕上げ面は砥石面の一種の転写であると考えられるから、砥石面が早く目づまりをおこし滑らかなとなれば工作物面も、容易に滑らかな面と

なりうる事が考えられる。ここで2段仕上に用いた砥石がWA 600番であるのに対し、カーボン砥石が1500番の粒度であることが、工作物の光沢度を高めることに貢献していることは十分考えられるが、それ以外にカーボン砥石が光沢度を高めるのに役立っているかどうかは今回の実験だけでは十分とはいえず、今後の研究にまたざるをえないと思う。

(3) カーボン砥石により仕上加工を施した結果、光沢度はかなり向上するが、表面あらさは、さほど向上していないことがわかった。

これについては、他の文献にてらしても、<sup>(6)</sup> 超仕上加工の摩擦工程中のあらさの変化はごくわずかで、光沢度がかなり向上する割にはあらさはあまり変わらないと記しており、今後の研究にまたざるをえない。

(4) 普通铸铁と鋼材を比較するとき、铸铁は鋼材よりも表面あらさがよくないにもかかわらず、光沢度がよいことがわかる。

これは铸铁が鋼材よりも組織が粗で、各所に気泡が点在することから表面あらさがよくないことは理解できるが、光沢度のよい理由についてはやはり铸铁中のグラファイトの影響ではないかと推定される。

(5) 同じ铸铁であっても普通铸铁に対し、連続铸造铸铁のほうが、表面あらさがよいにもかかわらず、光沢度がよくないことが認められた。

これについては、顕微鏡組織をしらべたところ、普通铸铁の組織が、黒鉛、セメントライトおよびパーライト等より構成されているのに対し、連続铸造铸铁では、工作物の表面層にかなり多くのフェライト組織が存在しており、これがその鏡面化を困難ならしめているものと思われる。

## 5. 結 論

2段超仕上後、カーボン砥石により仕上加工を施した

結果、次の結論がえられた。

(1) カーボン砥石で仕上加工を施すことにより、実験に使用した材料に対しては、いずれも比較的短時間に鏡面がえられた。

(2) 炭素含有量の多い鋼材ほど鏡面になりやすい。

(3) カーボン砥石仕上により光沢度はかなり向上するが、表面あらさは、さほど変化しない。

(4) 普通铸铁に対し、連続铸造铸铁の表面あらさがよいにもかかわらず、光沢度のよくなかったのはフェライト組織の存在が原因であると考えられる。

(5) 2段超仕上後、カーボン砥石仕上を行なったものの加工変質層は、従来の2段超仕上したものの約1.5倍程度と推定される。

## 謝 辞

終りに、本研究をまとめるにあたり終始、ご懇切なる指導を賜りました大阪大学工学部、長谷川嘉雄教授に深謝するとともに、試料の提供とあわせて助言をいただきました大阪金剛製砥KKの渡辺工場長に対し感謝する次第です。

## 文 献

- 1) 松井正己・中里昭二, 超仕上作業とその原理, 養賢堂 (1965), 88.
- 2) 会田俊夫ほか, 新編機械製作, 養賢堂 (1968), 315.
- 3) 津和秀夫, 日本機械学会誌, 641—75 (1972), 922.
- 4) 精密工作便覧, コロナ社, (昭和41—7), 640.
- 5) 松井正己・中里昭二, 超仕上作業とその原理, 養賢堂 (1965), 144.
- 6) 同 上 161.





# 噴流衝突面の熱伝達特性

(第1報, 2次元噴流が平面に垂直に当たる場合)

中 谷 洵

Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impact of Jet

(1st Report, Case of Two-Dimensional Free Jet  
which Strikes on Surface Perpendicularly)

Makoto NAKATANI

Abstract—We are to research the characteristic of a heat transmitting surface with the impact of jet. The jet is often used on an industrial equipment, that is the industrial manufactures are cool or dry with the jet.

In this paper, we are to report on the heat transfer by two-dimensional free jet which perpendicularly strikes on a flat plate which is primarily considered to be the basis.

## 1 は し が き

工業製品の生産工程において、製品の冷却や乾燥を効果的に行うためにしばしば噴流が用いられる。この方法は冷却や乾燥の速度を噴流の流量制御によって比較的容易に調整できる利点がある。

噴流は流体力学的にはよく研究されているが、衝突噴流の伝熱現象に目が向けられるようになったのは近年になってからのようである。熊田<sup>1)</sup>は物質伝達と熱伝達のアナロジーを用いてこの現象の研究を行った。また平田<sup>2)</sup>もこの方法を用いて、これら衝突噴流の伝熱特性をかなり詳細に研究している。しかしこれらは主として単一の噴流が伝熱面に垂直に当たる場合について速度範囲を超音速まで変化させて研究を行っているようである。著者は実用性に主眼をおき、噴流軸が伝熱面に対して傾斜している場合や、複数の噴流が伝熱面に当たる場合など、衝突噴流による伝熱現象を総合的に研究せんとするものである。

この報文においては、まずその基礎と考えられる単一の2次元噴流が面に垂直に当たる場合についての研究の結果を報告するとともに、これまで報告されている研究結果との比較検討を行う。

## 2 記 号

この報文において使用する記号は次の通りである。

$A_0$  ; 噴流吹き出し口幅

$A_{\frac{1}{2}}$  ; 半値幅

$E$  ; 伝熱面に加える電圧

$F$  ; 伝熱面積

$H$  ; 吹き出し口と衝突面の距離

$I$  ; 伝熱面に加える電流

$Nu_0$  ; よどみ点ヌセルト数 ( $=\alpha_0 A_0/\lambda$ )

$Nu_x$  ; 局所ヌセルト数

$p$  ; 衝突面上の静圧

$p_0$  ; よどみ点の圧力

$p_\infty$  ; 大気圧

$Q$  ; 伝熱量

$Re$  ; レイノルズ数 ( $=u_0 A_0/\nu$ )

$t_0$  ; 吹き出し噴流の温度

$t_w$  ; 衝突面の温度

$u_0$  ; 噴流吹き出し速度

$x$  ; よどみ点から平板方向距離

$z$  ; 噴流吹き出し方向距離

$\alpha_m$  ; 平均熱伝達率

- $\alpha_0$  ; よどみ点熱伝達率
- $\alpha_x$  ; 局所熱伝達率
- $\lambda$  ; 流体(噴流)の熱伝導率
- $\nu$  ; 流体(噴流)の動粘性係数

### 3 実験装置と実験方法

実験装置の概略を 図1 に示す。装置は送風機および空気だめを有する吹き出しノズル部と、2次元噴流とす

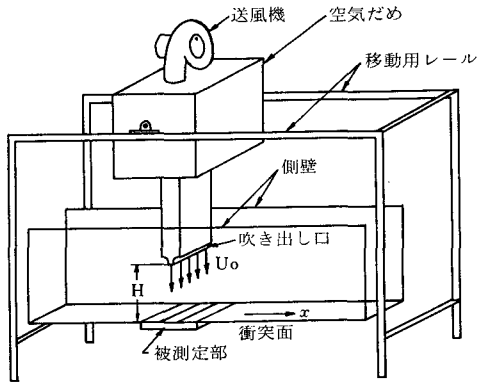


図1 実験装置概要

るための側壁を有する噴流衝突面よりなっている。吹き出しノズル部はレール上を衝突面に平行に移動できるようにしてある。また噴流衝突面は吹き出し口との距離が10~250 mm に変えられるようにしてあり、この面に 図2 に示すような伝熱量測定部を取り付けた。

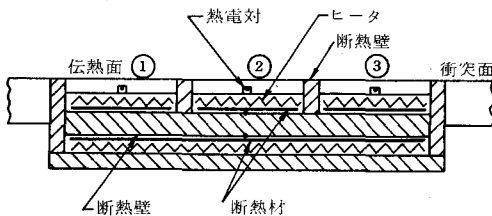


図2 熱伝達測定部概要

噴流の吹き出し速度は注射針型の小形ピトー管とアスカニヤ型微圧計を用いて測定し、所定の吹き出し速度(10, 15 および 20 mm/s)となるよう調整する。なおピトー管は流れに乱れを与える原因となるので流速測定時以外は取りはずした。

伝達熱量の測定は 図2 の伝熱面 ①②③が同一の温度になるようにヒータに加わる電圧を調整し、伝熱面②から伝熱面①および③に熱が入りしないようにする。さらに伝熱面裏方向への熱の流出を防ぐために、熱損失補

償用ヒータを用いて断熱壁両面の温度を同一に保つ。なおこれら温度の測定は 0.3 $\phi$  の C-C 熱電対を用い、6 点式自記平衡記録計に記録させて測定した。このように伝熱量測定部の各点の温度が同一になったとき、伝熱面②に加わった電圧  $E$  と電流  $I$  を測定すれば、これが伝熱面から噴流によって運び去られる熱量  $Q$  kcal/h となり

$$Q = 0.86 E I \quad \dots\dots\dots(1)$$

により求まる。加熱用ヒータは雲母の薄板に 0.2 $\phi$  のニクロム線を巻き、その上からガラステープを巻いて外部との電気的な絶縁をはかった。なお加熱用電源としては交流電源を用い、電圧調整は変圧器によって行った。被測定面は流れ方向の幅 15 mm (流れに直角方向の幅は 100 mm) と小さくしてあるので、この面の熱伝達率は板中央の局所熱伝達率と考えられる、すなわち局所熱伝達率  $\alpha_x$  kcal/m<sup>2</sup> h deg は

$$\alpha_x = \frac{Q}{F(t_w - t_0)} = \frac{0.86 E I}{F(t_w - t_0)} \quad \dots\dots(2)$$

より求まる。これらの測定を各  $u_0$ ,  $H$  に対して行う。なお、この研究に用いた吹き出しノズル幅は 10mm で、測定は  $H=10, 50, 80, 100, 150$  および 200 mm について  $x$  を 0~300 mm に変化させて行なった。

### 4 実験結果とその考察

4.1 2次元噴流 2次元自由噴流についての研究は多く、一般に流れはポテンシャルコア領域、遷移領域および発達領域の3つの領域に分けられる。第1の領域は噴流の中心速度  $u_c$  が噴出速度  $u_0$  と等しい部分で、ほぼ  $z/A_0 \leq 5$  の範囲である。第2の領域は中心速度  $u_c$  がおよそ距離  $z$  の平方根に反比例して減少する。また  $z/A_0 \geq 15$  の範囲が第3の領域で、ここでは中心速度  $u_c$  が距離  $z$  に反比例して減少する。これらのことからコア領域内に衝突面を置く場合よどみ点の熱伝達率はほぼ一定であり、衝突面を後方に離していくにしたがって、よどみ点熱伝達率は次第に減少していくものと考えられる。またよどみ点より下流の局所熱伝達率は、よどみ点から境界層が発達するにしたがって低下し、ほぼ流れに平行におかれた平板の熱伝達に似た傾向を示すことが予想される。

なお 図3 は一例として本研究における  $u_0=20$  m/s,  $H=200$  mm の場合の衝突噴流の流れの様子を示す。

また、これら噴流のよどみ点近傍の加速領域においては相似性があり、これは一般によどみ点近傍の静圧分布の測定によって確かめられる。すなわち衝突面の静圧分布を測定し、吹き出し口幅に無関係な値  $x/A_0$  で整理したのが 図4 である。これより本研究においても流れ

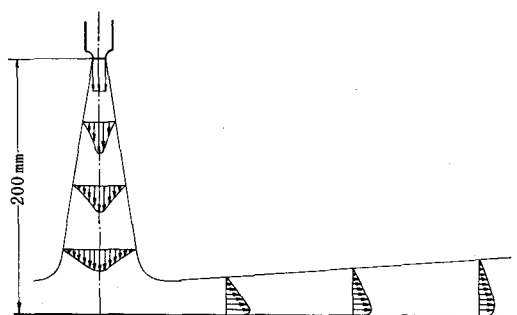


図3 噴流の速度分布

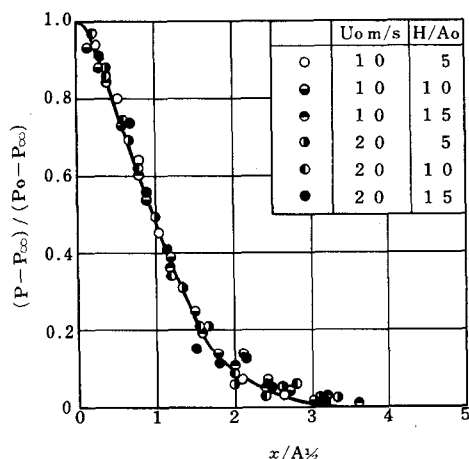


図4 衝突面上の静圧分布

の相似性の成り立つことがわかった。なおこの研究で使用した吹き出し口は幅が10 mmのもので、流速のみを変化させて測定を行った。

**4.2 局所熱伝達率** 衝突噴流による局所熱伝達率の測定結果の一例を図5に示す。これは  $u_0=20$  m/s で  $H$  を 10, 50, 80, 100, 150 および 200 と変化させた場合である。図よりよどみ点の熱伝達率は  $H=80$  で最大となり、それより  $H$  が大きくても、小さくても低下することがわかる。この様子をさらにくわしく知るために、よどみ点の熱伝達率  $\alpha_0$  を  $u_0=10, 15$  および 20 m/s について各  $H$  に対して測定した結果を示したのが図6である。この図から吹き出し速度が変化しても、よどみ点の熱伝達率は常に  $H=80$  近くにおいて最大値を示すことがわかる。これは西脇ら<sup>3)</sup>の  $H/A_0=8\sim 10$  で最大値を示すという結果とほぼ一致している。これは、2次元自由噴流は吹き出し口を一樣速度  $u_0$  で噴出するのであるが、周囲の空気を巻き込んで流れの周辺から減速され、 $x/A_0=5$  でこの減速が中心までおよぶ。噴流中心の流体粒子はこの点までは噴出方向を向いた層流と考えられるが、この点より周囲空気の巻き込みの影響により

流れが乱れ、その乱れが  $x/A_0=8$  付近で最大となるためこの位置に衝突面を設けた場合よどみ点熱伝達率が最

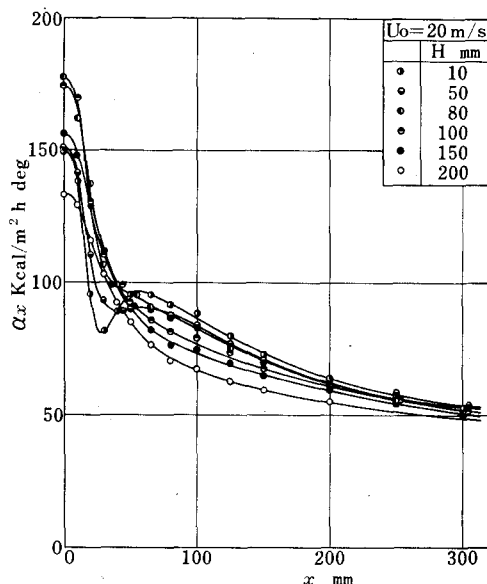


図5 局所熱伝達率

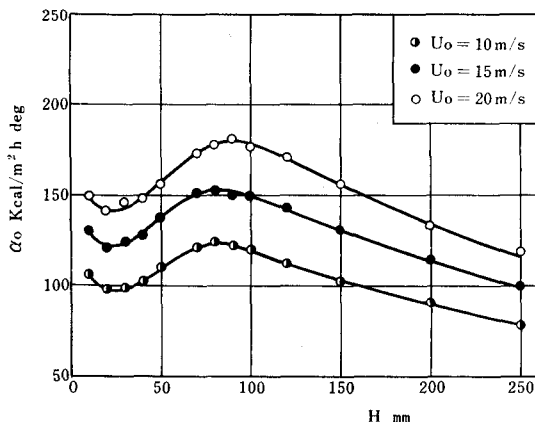


図6 よどみ点熱伝達率

大値を示すと考えられる。なおこの点については熱線風速計などによって、さらに厳密なうらづけをする必要がある。また図6において  $H=10$  mm で局所熱伝達率が增加しているが、これは衝突面が非常に接近しているため自由噴流とならず、流れの相似性が成り立たないためである。

さらに図5より  $x$  方向の局所熱伝達率の分布は  $H > 80$  の場合は同じような傾向、つまり熱伝達率がよどみ点より急激に低下した後ならかに低下していくことがわかる。しかし  $H < 80$ 、すなわち衝突面をコア領域においた場合、局所熱伝達率はよどみ点で最大値を示した

後  $x/A_0 = 5$  付近で再び極大値を示すような分布となる。これは  $H/A_0 < 8$  の場合、よどみ点近傍に層流境界層が形成されるが、 $x/A_0 = 5$  付近でかなり強い乱流境界層に遷移させられるためと考えられる。この点についても今後さらに厳密なうらづけを必要とする。

R. Gardon らの研究<sup>4)</sup>によると  $H/A_0 > 8$  の範囲においては、よどみ点のヌセルト数  $Nu_0$  はレイノルズ数  $Re$  の 0.58 乗に比例するとしている。そこでこの研究においてもこの関係が成り立つものと仮定して、よどみ点の熱伝達率を  $Nu_0/Re^{0.58}$  と  $H/A_0$  に関して整理すると図 7 の結果が得られた。この図より  $H/A_0 > 8$  において  $Nu_0$  が  $Re$  の 0.58 乗に比例するという Gardon らの提

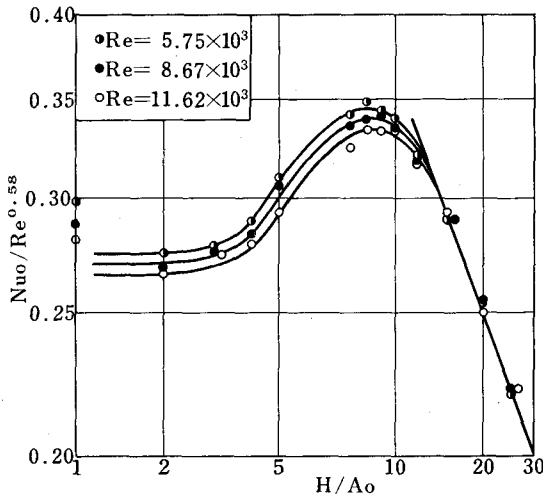


図 7 よどみ点熱伝達率

案は厳密には  $H/A_0 \geq 15$  において成り立つことがわかった。すなわちこれは 4.1 節で述べた 2 次元自由噴流の発達領域に衝突面を置く場合である。よって 2 次元自由噴流の発達領域に衝突面を置いた場合よどみ点の局所熱伝達率は

$$Nu_0 = 1.27 Re^{0.58} (H/A_0)^{-0.541} \dots\dots\dots(3)$$

で与えられる。ただし  $Nu_0 = \alpha_0 A_c / \lambda$ ,  $Re = u_0 A_0 / \nu$  である。

また衝突面をポテンシャルコア領域に置いた場合、衝突面が吹き出し口に非常に近い場合を除き各吹き出し速度に対してほぼ一定値を示し、遷移領域に置いた場合、 $H/A_0 = 8$  で最大値を示した後次第に式(3)で与えられる値に近づいて行く。しかし  $1 < H/A_0 < 15$  の範囲に衝突面を置いた場合、この研究からはよどみ点熱伝達率を

与える一般的な関係は求められなかった。

さらに著者は発達領域に衝突面を置いた場合、よどみ点近傍を除いた  $x$  方向の局所熱伝達率も  $Re^{0.58}$  に比例するものとして  $Nu_x / Re^{0.58}$  と  $x/A_0$  で測定値を整理したのが図 8 である。この図よりわかるようにほぼ  $Re^{0.58}$  に

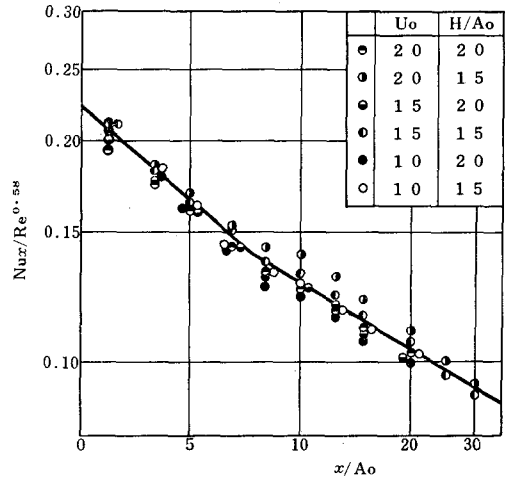


図 8 よどみ点後方の熱伝達率

比例する。しかし全領域にわたって一定の関係があるのではなく、 $x/A_0 = 8$  近くで勾配が変わっていることがわかる。すなわちこの付近から面に沿う流速が急激に低下しはじめ、境界層が再び層流にもどるのではないかと考えられる。そこで図より  $2 < (x/A_0) \leq 8$  と  $(x/A_0) > 8$  に分けて実験式を求めると

$$Nu_x = 0.331 Re^{0.58} \left(\frac{x}{A_0}\right)^{-0.43} \quad 2 < \frac{x}{A_0} \leq 8 \dots(4)$$

$$= 0.256 Re^{0.58} \left(\frac{x}{A_0}\right)^{-0.3} \quad x/A_0 > 8 \dots(5)$$

なる関係が求まる。

以上のことから衝突噴流による熱伝達はポテンシャルコア領域および遷移領域を除いてはかなり正確に推定できることがわかった。

**4.3 平均熱伝達率**  $u_0 = 20 \text{ m/s}$  のときの局所熱伝達率の分布を図 5 に示したが、この図を用いて  $x$  が  $0 \sim 300 \text{ mm}$  の範囲の平均熱伝達率を求めると図 9 のようになる。この図より局所熱伝達率(よどみ点の熱伝達率)が最大値を示した  $H/A_0 = 8$  ( $H = 80$ ) の場合の平均熱伝達率が最大で、以後  $H$  の増大とともにほぼ直接的に低下している。これらのことより工業上の設備においては前節でも述べたように熱伝達率の推定は困難であるが、 $H/A_0$  を 10 以下にするとかなり良好な伝熱性能の

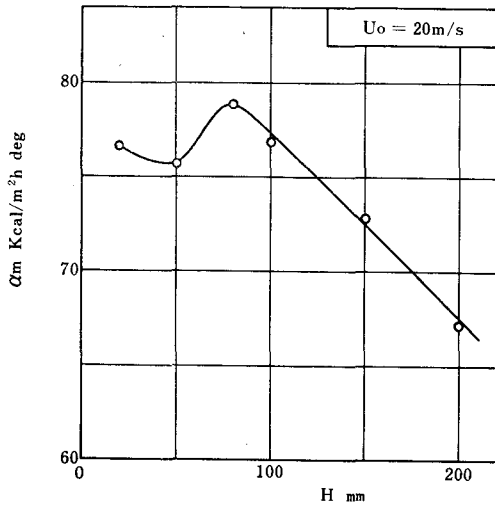


図9 平均熱伝達率

得られることがわかった。

## 5 むすび

噴流衝突面の熱伝達特性を総合的に研究する第1段階として単一の2次元自由噴流が伝熱面に垂直に当たる場合について研究した結果次のことが明らかとなった。

- (1) よどみ点の熱伝達率は  $H/A_0 = 8$  付近において最大を示す。
- (2)  $H/A_0 < 8$  においては  $x/A_0 = 5$  付近で局所熱伝達率が再び極大値を示す。
- (3) 2次元自由噴流において発達領域 ( $x/A_0 > 15$ )

に垂直な衝突面をおいたときよどみ点ヌセルト数は

$$Nu_0 = 1.27 Re^{0.58} \left( \frac{H}{A_0} \right)^{-0.541}$$

で与えられる。

- (4) 発達領域に衝突面を置いた場合、よどみ点近傍を除いた範囲においても局所熱伝達率は  $Re^{0.58}$  に比例する。
- (5) 平均熱伝達率も  $H/A_0 = 8$  において最大値を示す。

なお今回使用した伝熱面は継ぎ目に少し段を生じたこと、および断熱隔壁のベークライト上面からもいくらか放熱があったりして測定値に少し誤差を生じたようである。したがって現在ステンレス箔を用いた測定面を試作中であり、今後より正確な測定が可能になるものと思われる。

おわりにこの研究に協力を願った日本板硝子KKの田代佳孝君、ブリジストンタイヤKKの徳永均君に謝意を表します。

## 参考文献

- (1) 熊田・馬淵：日本機械学会論文集，35-273，(1969)，1053.
- (2) たとえば平田・仲川：第8回日本伝熱シンポジウム講演論文集，(1971)，121.
- (3) 西脇ほか：第6回日本伝熱シンポジウム講演論文集，(1969)，193.
- (4) R. Gardon ほか：Int. J. Heat and Mass Transfer, 8 (1965), 1261.



# Nonequilibrium Stagnation-Point Boundary-Layer of a Partially Ionized Gas

Kazuoki MATSUOKA

## Summary

This paper describes the structure of a nonequilibrium, partially ionized stagnation-point boundary-layer flow of a blunt body which is at a floating potential. The wall boundary condition on electron temperature is determined from the condition for the continuities of electron energy flux and ion mass flux through a outer edge of an ion sheath and the zero net current at the wall. Assuming a chemically frozen flow in the boundary-layer, the profile of electron temperature is obtained. The results show that electrons are thermally nonequilibrium with atoms in the boundary-layer even though a thermally equilibrium state is accomplished in the inviscid layer.

## 1. Introduction

The study of a stagnation-point boundary-layer of a partially ionized gas is important concerning the vehicle in an ionosphere. In the partially ionized boundary-layer flow, in addition to the conventional boundary-layer profiles, the profiles for charged particles, say electron temperature profile and electron density profile, must be determined. This work is not only useful for the studies of the communication problems in

the ionosphere but also for the studies of a stagnation-point Langmuir probe. The theoretical studies of the boundary-layer of an ionized gas flow have been carried out by some workers.<sup>1-5</sup> Blottner<sup>1</sup> made numerical calculations of the nonequilibrium ionized air boundary-layer on a cone-shaped body. He assumed that all species had equal temperature, and the wall boundary condition for species mass fraction was obtained from the assumption of a catalytic wall when equilibrium composition was used at the wall. The assumption of equal temperature for all species was used also in Back's analysis.<sup>2</sup> However, he adopted the concepts of a frozen flow and an ambipolar diffusion. On the other hand, Sherman et al.<sup>3</sup> determined the wall boundary condition on electron temperature from the sheath effect and obtained electron temperature profile in the boundary-layer. Their results showed that electrons were in thermally nonequilibrium with atoms. Also, they considered a chemically equilibrium state in the boundary-layer and obtained electron density profile from the Saha equation evaluated at the local electron temperature. They considered that the sheath thickness was very thin compared with the boundary-layer thickness.

However, Wang<sup>4</sup> studied ion density and electron density profiles when the sheath thickness is of the same order as the boundary-layer thickness.

In this paper, considering the ion sheath effect and the ambipolar diffusion, electron temperature profile in the stagnation-point boundary-layer of a blunt body is obtained for a chemically frozen state.

## 2. Problem Formulation

### 2.1 Preliminary Discussion

We consider the stagnation-point boundary-layer flow where a gas is partially ionized. In the case of such a gas, a sheath formed next to the wall is thin compared to the boundary-layer thickness, so that an ionized gas in the boundary-layer is electrically neutral. Therefore, the concept of an ambipolar diffusion can be adopted.

If a body is electrically insulated or if an electric field is not applied to it, it will be at a floating potential. Since it is generally lower than a plasma potential, an ion sheath is formed, so that only electrons which overcome the potential difference between the wall and the plasma can reach the wall in addition to ions. However, net current normal to the wall must be zero. By considering the continuities of electron energy flux and ion mass flux through the sheath edge, the boundary conditions for electron temperature and mass fraction of electron-ion pairs can be obtained.

Boundary-layer for the partially ionized gas is governed only by the behaviour of neutral atoms, and neutral atoms are essentially uninfluenced by the presence of

charged particles. We make the following assumptions: (1) Partially ionized gas composed of atoms, ions and electrons. (2) No external electric or magnetic field. (3) Ions are in thermal equilibrium with atoms everywhere. (4) Steady state,  $\partial/\partial t=0$ . (5) Collision-free plasma sheath. (6) Ambipolar diffusion. (7) Chemically frozen flow.

### 2.2 Basic Equation

The geometry of the present problem is shown in Fig. 1. The Basic equations for

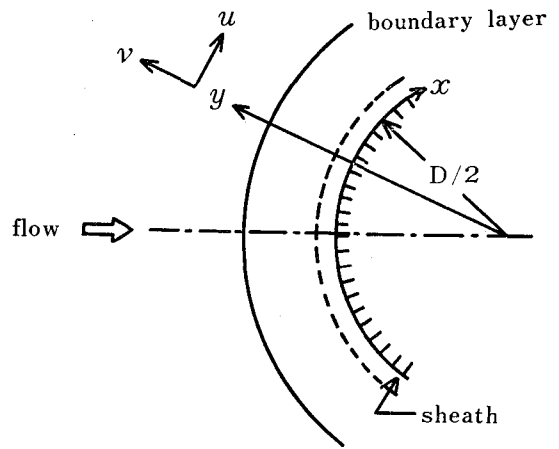


Fig. 1 Coordinate System

a chemically frozen flow are written as follows:<sup>2,5</sup> Conservation of mass:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u r_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v r_b) = 0 \quad (1)$$

Conservation of momentum:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2)$$

Conservation of over-all energy:

$$\begin{aligned} c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = u \frac{dp}{dx} + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \\ + \frac{\partial}{\partial y}(-q_c) + \frac{\partial}{\partial y}(-q_d) \end{aligned} \quad (3)$$

where  $c_p = 5k/2m_a$ .



Conservation of electron-ion pairs mass:

$$\rho u \frac{\partial c}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_a \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (4)$$

Conservation of electron energy:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{3}{2} n_e k v T_e \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) - n_e k T_e \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + R \end{aligned} \quad (5)$$

where  $D_a$  is the ambipolar diffusion coefficient,  $q_c$  the conductive heat flux,  $q_d$  the diffusive heat flux,  $c$  the mass fraction of electron-ion pairs expressed as  $(\rho_i + \rho_e)/\rho$ ,  $\lambda_e$  the thermal conductivity of electrons and  $R$  the energy transfer rate due to elastic collisions. The energy flux due to convection  $q_c$  is expressed as

$$q_c = - \sum_j \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial y} = - \lambda \frac{\partial T_a}{\partial y} - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \quad (6)$$

where  $\lambda_j$  is thermal conductivity of  $j$ -species and  $\lambda = \lambda_a + \lambda_i$ . The energy flux due to diffusion  $q_d$  is given by

$$\begin{aligned} q_d = \sum_j \rho c_j V_{dj} h_j = & \rho c_a V_{da} h_a \\ & + \rho c_i V_{di} h_i + \rho c_e V_{de} h_e \end{aligned} \quad (7)$$

where  $V_d$  is diffusion velocity. Above equation is simplified by using the zero-net-mass diffusion-flux relation<sup>6</sup>

$$\sum_j \rho_j V_{dj} = \rho_a V_{da} + \rho_i V_{di} = 0 \quad (8)$$

the relation for the ambipolar diffusion condition  $V_{de} = V_{di}$ , and the expression for the ambipolar diffusion velocity  $V_{di} = -(D_a/c)(\partial c/\partial y)$ . The result is

$$q_d = -\rho D_a \left( c_p T_e + \frac{I}{m_a} \right) \frac{\partial c}{\partial y} \quad (9)$$

With the aid of Eqs. (6) and (9), the over

all energy equation (3) is rewritten as follows:

$$\begin{aligned} & c_p \rho u \frac{\partial}{\partial x} (T_a + c T_e) + c_p \rho v \frac{\partial}{\partial y} (T_a + c T_e) \\ &= u \frac{d\rho}{dx} + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T_a}{\partial y} + \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[ \rho D_a \left( \frac{I}{m_a} + c_p T_e \right) \frac{\partial c}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

Now, from Eqs. (1) and (4), the following equation is obtained:

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_e u) + \frac{\partial}{\partial y} (n_e v) = \frac{1}{m_a} \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_a \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad (11)$$

Using the above equation, Eq. (5) becomes

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} n_e k \left( u \frac{\partial T_e}{\partial x} + v \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ &+ k T_e \left( u \frac{\partial n_e}{\partial x} + v \frac{\partial n_e}{\partial y} \right) \\ &- \frac{5 k T_e}{2 m_a} \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_a \frac{\partial c}{\partial y} \right) + R \end{aligned} \quad (12)$$

### 2.3 Transport Properties

The thermal conductivity of  $j$ -species of a gas mixture is given by Jaffrin<sup>7</sup> as follows:

$$\begin{aligned} \lambda_j = \frac{75k}{16} \frac{n_j k T_j}{m_j} \left[ \sum_k n_k Q_{jk} \left( \frac{8k T_j}{\pi m_j} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{8k T_k}{\pi m_k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2m_{jk}}{m_j} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

where  $m_{jk} = m_j m_k / (m_j + m_k)$ .

Collision cross sections are given by<sup>7</sup>

$$Q_{aa} = 1.70 \times 10^{-14} / T_a^{1/4} \quad (\text{cm}^2) \quad (14)$$

$$Q_{ia} = 1.40 \times 10^{-14} \quad (\text{cm}^2) \quad (15)$$

$$\begin{aligned} Q_{ea} = & (-0.35 + 0.775 \times 10^{-4} T_e) \\ & \times 10^{-16} (\text{cm}^2) \quad \text{for } T_e > 10^4 \text{K} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} Q_{ea} = & (0.39 - 0.551 \times 10^{-4} T_e \\ & + 0.595 \times 10^{-8} T_e^2) \\ & \times 10^{-16} (\text{cm}^2) \quad \text{for } T_e < 10^4 \text{K} \end{aligned} \quad (17)$$

Cross section for collisions between electrically charged particles are given by

$$Q_{ij} = \pi e^4 \log_e \Lambda / 2 (kT_j)^2 \quad (18)$$

where  $\Lambda$  is a dimensionless cut-off impact parameter expressed as  $3(k^3 T_j^3 / \pi n_j)^{1/2} / 2e^3$  and  $e$  is unit of electronic charge. When  $T_e/m_e \gg T_i/m_i$ , the relation  $Q_{ei} = Q_{ee}$  holds good.

For a partially ionized gas, the following expressions are valid with good approximation:

$$\lambda = \frac{75k}{64 Q_{aa}} \left( \frac{\pi k T_a}{m_a} \right)^{1/2} \quad (19)$$

$$\lambda_e = \frac{75k}{64(1 + \sqrt{2}) Q_{ee}} \left( \frac{\pi k T_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (20)$$

Energy transferred from atoms and ions to electrons due to elastic collisions is expressed as<sup>5</sup>

$$\begin{aligned} R &= 3m_e n_i k (T_a - T_e) \sum_j \frac{\nu_{ej}}{m_j} \\ &= 12\sqrt{2} n_i^2 \left( \frac{m_e k T_e}{\pi} \right)^{1/2} \frac{k(T_a - T_e)}{m_a} \\ &\quad Q_{ei} \left( 1 + \frac{n_a Q_{ea}}{n_i Q_{ei}} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

where  $\nu_{ej}$  represents collision frequency for electron  $j$ -species encounters.  $Q_{ea}$  is very small compared to  $Q_{ei}$  so that the term  $n_a Q_{ea} / n_i Q_{ei}$  in Eq. (21) can be dropped even for a partially ionized gas.

## 2.4 Boundary Conditions

Boundary conditions at the outer edge of the boundary-layer are

$$\begin{aligned} u(\infty) &= u_\infty, \quad T_a(\infty) = T_{a\infty}, \\ c(\infty) &= c_\infty, \quad T_e(\infty) = T_{e\infty} \end{aligned}$$

Boundary conditions at the wall for electron temperature and mass fraction of electron-ion pairs are determined as follows. Consider the surface at  $y=0$ . For the case

of negligible electron emission from the wall, the net current density in the  $y$ -direction is that due to electron arrival at the wall minus that due to ion arrival at the wall. Consider the case where the blunt body is electrically insulated or where an electric field is not applied to it. In this case, since the wall is at floating potential, number of electron which arrives at the wall per unit area and per unit time is expressed as  $n_{e,s} (\langle V_e \rangle / 4) \exp(-e\Delta\phi / kT_{e,s})$  where  $\langle V_e \rangle$  represents electron mean velocity,  $\Delta\phi$  potential difference between wall and sheath edge and subscript  $s$  denotes the condition at the sheath edge. On the other hand, number of ion which reaches the wall per unit area and per unit time is given by  $n_i V_i$  where  $V_i$  represents mean ion velocity at the sheath edge. For the present problem where the wall is at floating potential, the net current density normal to the wall is zero and so

$$n_{e,s} e \frac{\langle V_e \rangle}{4} \exp\left(-\frac{e\Delta\phi}{kT_{e,s}}\right) - n_i e V_i = 0 \quad (22)$$

where  $\langle V_e \rangle = (8kT_{e,s} / \pi m_e)^{1/2}$  and  $V_i = (kT_{e,s} / m_i)^{1/2}$ .

Next relation is obtained from the continuity of mass flow of ions through the sheath edge. Ions, which reach the outer edge of the sheath by ambipolar diffusion, enter into the sheath with the velocity  $V_i$ . The mass of ions reach the outer edge of the sheath  $\rho_i D_a (\partial c / \partial y)_s$  is equal to mass of ions which reach the wall  $\rho_i c_s V_i$  and therefore,

$$\rho_i D_a \left( \frac{\partial c}{\partial y} \right)_s = \rho_i c_s V_i \quad (23)$$

A third relation is obtained from the continuity of electron energy flux through

the outer edge of the sheath. The flux which electrons transport beyond the sheath can be expressed as

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{2e\Delta\varphi}{m_e}} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{2} m_e \mathbf{V}_e^2 \right) V_{e,y} F(\mathbf{V}_e) d\mathbf{V}_e$$

since only electrons with the kinetic energy which satisfies the relation  $m_e V_e^2 / 2 \geq e\Delta\varphi$  can reach the wall. In the above expression,  $V_e$  is electron velocity and  $F(\mathbf{V}_e)$  is a distribution function. When  $F(\mathbf{V}_e)$  is a Maxwell distribution function, the following relation can be obtained:

$$\left( \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right)_s = (2kT_{e,s} + e\Delta\varphi) \cdot \frac{n_{e,s} \langle V_e \rangle}{4} \exp\left( -\frac{e\Delta\varphi}{kT_{e,s}} \right) \quad (24)$$

The relation (22), (23) and (24) give the boundary conditions at the outer edge of the sheath for electron temperature and mass fraction of ions.

Since the sheath is very thin compared to the boundary-layer thickness, these boundary conditions are taken to be the boundary conditions at the wall.

## 2.5 Coordinate Transformation

In order to obtain the similar solutions, the Doronitzin's transformation to the case of a blunt body of revolution is adopted.

$$\eta(x, y) = \frac{u_\infty}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^y r_b \rho dy$$

$$\xi(x) = \int_0^x \mu_\infty \rho_\infty u_\infty r_b^2 dx \quad (25)$$

In addition, the continuity equation is identically satisfied if we define a stream function  $\psi$  such that

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u r_b, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v r_b \quad (26)$$

If the dimensionless stream function  $f = \psi / (2\xi)^{1/2}$  is defined, the following relation

can be easily obtained:

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{\partial f}{\partial \eta} \quad (27)$$

The following dimensionless quantities are introduced:

$$\theta = \frac{T_e}{T_{e,\infty}}, \quad z = \frac{c}{c_\infty}, \quad \theta = \frac{T_e}{T_{e,\infty}} \quad (28)$$

Simplification can be made in the stagnation region in order to make the basic equation manageable as follows: (1) The nonsimilar term in  $\xi$  can be dropped. (2) For highly cooled wall ( $\theta_w \ll 1$ ), a good first approximation is obtained by neglecting the term of  $\frac{2\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \left( \frac{\rho_\infty}{\rho} - f_v^2 \right)$  in the momentum equation. (3)  $T_{a,\infty}$ ,  $T_{e,\infty}$  and  $c_\infty$  are constant in the inviscid region. These result from the frozen flow assumption. In addition, for stagnation flow conditions, we introduce the local approximations,

$$r_b(x) = x, \quad u_\infty = \beta x \quad (29)$$

Where the parameter  $\beta$  depends on flight conditions and nose diameter, and is expressed as

$$\beta = \frac{8U}{3\pi D} \left[ \frac{\rho_1}{\rho_2} \left( 2 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \right]^{1/2} \quad (30)$$

Here  $U$  represents the free stream velocity,  $D$  the body diameter, and subscripts 1 and 2 refer to conditions upstream and downstream of the detached shock, respectively. Using Eq. (29),

$$\frac{(2\xi)^{1/2}}{r_b u_\infty} = \frac{(2 \int_0^x \mu_\infty \rho_\infty u_\infty r_b^2 dx)^{1/2}}{r_b u_\infty}$$

$$= \left( \frac{\mu_\infty \rho_\infty}{2\beta} \right)^{1/2} \quad (31)$$

Thus the stagnation-point boundary-layer equations reduce to

$$(lf'')' + ff'' = 0 \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{l}{Pr}\theta'\right)' + f\theta' &= -\tau c_\infty f(\theta z' + z\theta') \\ -S_1\tau^{3/2}\left(\frac{l}{Pr}\frac{\theta^{3/2}}{\theta^{3/4}}\theta'\right)' - \left[\frac{l}{S_c}(\Gamma + c_\infty\tau\theta)z'\right]' \\ -\frac{l u_\infty^2 f'^{1/2}}{h_{A_\infty}} - \frac{u_\infty^2}{h_{A_\infty}} S_2 \frac{Pr}{l} f'\theta^{3/4} \end{aligned} \quad (33)$$

$$\left(\frac{l}{s_c}z'\right)' + fz' = 0 \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \theta'' + \left[\frac{5}{2}\frac{\theta'}{\theta} - \frac{\theta'}{\theta} + \frac{3}{2}a\frac{\theta z f}{\theta^{3/2}}\right]\theta' \\ + a\frac{f\theta}{\theta^{3/2}}\left[\frac{3}{2}z' + z\frac{\theta'}{\theta}\right]\theta + b\frac{z^2}{\theta^4}(\theta - \theta) = 0 \end{aligned} \quad (35)$$

Where ( )' denotes the derivative with respect to  $\eta$  and constant  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $a$  and  $b$  are given by

$$S_1 = \frac{1}{(1 + \sqrt{2})\varepsilon} \frac{Q_{a\infty}}{Q_{e\infty}} \quad (36)$$

$$S_2 = \frac{1}{2\beta} \frac{Pr}{l\rho_\infty\mu_\infty c_p} \frac{75k}{64Q_{AA_\infty}} \left(\frac{\pi k}{m_a}\right)^{1/2} (T_{a_\infty})^{1/2} \frac{2}{D} \{2(p_2 - p_1) \cdot p_2\}^{1/2} \quad (37)$$

$$a = \frac{2(1 + \sqrt{2})}{5} Pr c_\infty \varepsilon \frac{Q_{e\infty}}{Q_{a\infty}} \quad (38)$$

$$b = \frac{128(2 + \sqrt{2})}{25} \frac{\varepsilon^2}{\beta} \frac{Q_{e\infty}^2 n_{i\infty}^2 \mu_\infty}{\rho_\infty} \quad (39)$$

where  $\tau = T_{e\infty}/T_{a\infty}$ .

Boundary conditions for  $f$ ,  $z$ ,  $\theta$ ,  $\theta$

$$f(0) = 0, f'(0) = 0, f'(\infty) = 1, z(\infty) = 1$$

$$\theta(0) = \theta_w, \theta(\infty) = 1, \theta'(\infty) = \tau = 1$$

Using Eqs. (22), (23) and (24), wall boundary conditions for  $\theta$  and  $z$ , respectively, reduce to

$$\begin{aligned} \theta'(0) = \frac{64(1 + \sqrt{2})}{75\sqrt{\pi}} \left[ -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \log_e(2\pi) \right. \\ \left. - \log_e \varepsilon \right] n_{i\infty} Q_{e\infty} \varepsilon \left( \frac{\mu_\infty}{2\beta\rho_\infty} \right)^{1/2} \frac{z(0)}{\theta(0)} \end{aligned} \quad (40)$$

$$z'(0) = \zeta z(0) \quad (41)$$

where  $\zeta$  is Damkohler number expressed as

$$\zeta = S_c \left( \frac{k\rho_\infty\mu_\infty T_{e\infty}}{2\beta m_a} \right)^{1/2} \frac{\theta(0)^{1/2}}{\mu_w} \quad (42)$$

Integrating Eq. (34) gives

$$z(\eta) = z(0) + z'(0)I(\eta) \quad (43)$$

where

$$\begin{aligned} I(\eta) &= \int_0^\eta \exp(-s_c \int_0^\eta f d\eta) d\eta \\ &= \int_0^\eta \left[ \frac{f''(n)}{f''(0)} \right]^{s_c} d\eta \end{aligned} \quad (44)$$

The numerical value of  $I(\infty)$  was found to be the inverse of  $0.47Sc^{1/3}$ .

Hence

$$z'(0) = 0.47Sc^{1/3} (1 - z(0)) \quad (45)$$

From Eqs.(41) and (44),

$$z'(0) = \frac{0.47\zeta Sc^{1/3}}{0.47Sc^{1/3} + \zeta} \quad (46)$$

$$z(0) = \frac{0.47Sc^{1/3}}{0.47Sc^{1/3} + \zeta} \quad (47)$$

### 3. Numerical Calculations and Results

The conditions in the inviscid region are selected as follow:

$$T_{a_\infty} = T_{e_\infty} = 2500^\circ K, n_{a_\infty} = 5 \times 10^{15} \text{ 1/cm}^3$$

$$n_{i_\infty} = 5 \times 10^{12} \text{ 1/cm}^3, M_2 = 0.4815$$

Argon is treated as a model gas so that  $\varepsilon = 1/275$ , and  $D$  is taken to be 10cm.

The following simplification is adopted.

$$\ell = 1, Pr = 1, Sc = 1$$

The solution of Eq. (32) is the Blasius' solution so that the problem is to solve Eqs. (33-35) with the aid of the Blasius' solution. In this case, it is necessary to vary the values of  $\theta'_w$  and  $\theta_w$  simultaneously so that  $\theta$  and  $\theta$  satisfy the boundary conditions in the inviscid region. This very difficult task and so the following iteration method has been used: The solution of Eq. (33) can be easily obtained when the right hand side of it is taken to be zero. Using

this solution in Eq. (35), the solution of Eq. (35) can be obtained. Using this result for in the right hand side of Eq. (33), the modified solution for  $\theta$  is obtained. The solution of Eq. (33) for the first iteration is used in Eq. (35). Thus, the solution of Eqs. (33-35) can be obtained by iteration method. The calculations have been carried

out with the Runge-Kutta-Gill's method, using a digital computer FACOM 230-60. Fig. 2 shows the velocity profile in the boundary-layer (Blasius solution). Fig. 3 shows the distribution of mass fraction of electron-ion pairs. It represents that thus

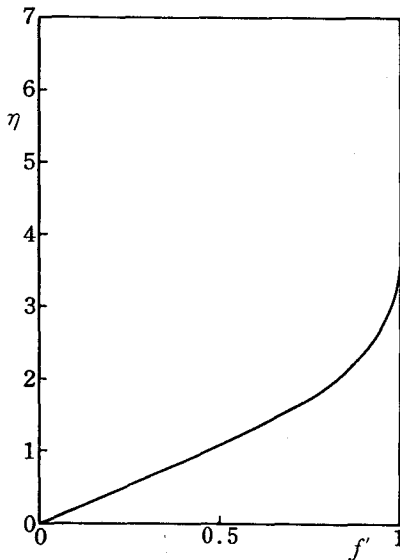


Fig. 2 Velocity Profile

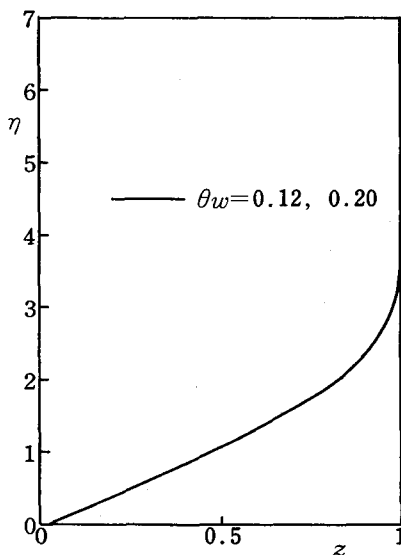


Fig. 3 Profile of Mass Fraction of Electron-Ion Pairs for Various Values of  $\theta_w$

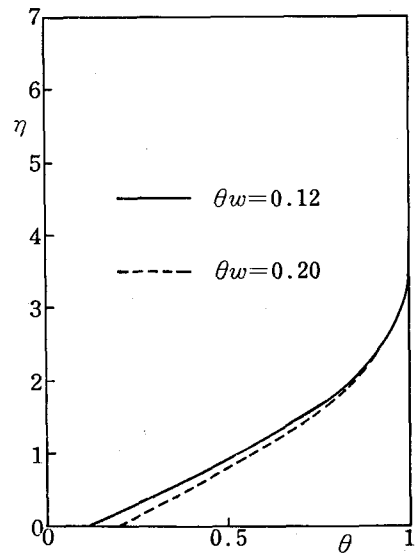


Fig. 4 Atom-Ion Temperature Profiles for Various, Value of  $\theta_w$

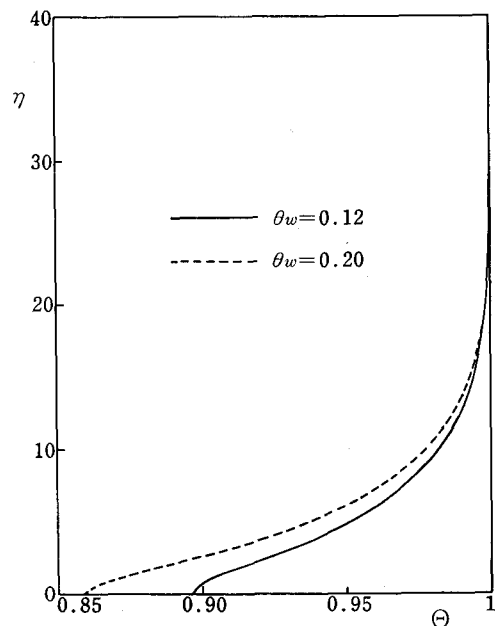


Fig. 5 Electron Temperature Profiles for various Value of  $\theta_w$

distribution is not influenced so much by the value of the atom-ion temperature at the wall. Fig. 4 shows the distribution of the atom-ion temperature. Fig. 5 shows the distribution of electron temperature.

#### 4. Conclusion

We calculated the profiles of electron temperature and mass fraction of electron-ion pairs for frozen boundary-layer flow. The conclusions that can be drawn from the present calculations are:

- 1) Electrons are in thermal nonequilibrium with atoms and ions in a boundary-layer.
- 2) Electron temperature does not change so significantly as atom-ion temperature in a boundary-layer.
- 3) The region where electron temperature changes is very broad compared to atom-ion temperature.
- 4) The electron temperature profile is influenced by  $\theta_w$  but the profile of mass fraction of electron-ion pairs is not influenced so significantly by it.
- 5) The calculated results show that the electron temperature gradient at the wall is very small, so that we can permit to set  $(\partial T_e / \partial y)_w = 0$  approximately.

#### Reference

- 1) F. G. Blottner: Nonequilibrium Laminar Boundary Layer Flow of Ionized Air, AIAA Jour. Vol. 2, 1921—1927 (1964).
- 2) L. H. Back: Laminar Boundary-Layer Heat Transfer from a Partially Ionized Monatomic Gas, Phys. Fluids Vol. 10, 807—819 (1967).
- 3) A. Sherman and E. Reshotko: Nonequilibrium Boundary Layer along an Insulator Wall, AIAA Jour. Vol. 7, 610—615 (1969).
- 4) K. Wang: Electron and Ion Distribution in Chemical Nonequilibrium Boundary-Layer Flows, AIAA Jour, Vol. 7, 616—621 (1969).
- 5) S. Knoos: Boundary-layer Structure in a Shock Generated Plasma Flow, Part 1. Analysis for Equilibrium Ionization, Jour. Plasma Phys. Vol. 2, part 2, 207—242 (1968).
- 6) J. A. Fay and N. H. Kemp: Theory of Heat Transfer to a Shock-Tube End-Wall from an Ionized Monatomic Gas, Jour. Fluid Mech. Vol. 21, part 4, 659—672 (1965).
- 7) M. Y. Jaffrin: Shock Structure in a Partially Ionized Gas, Phys. Fluids Vol. 8, 606—625 (1965).

# 弱電離気体の平板境界層の研究 (第2報)

松 岡 一 起

## Studies on Boundary-Layer along a Flat Plate in Partially Ionized Gas (2nd Report)

Kazuoki MATSUOKA

When a partially ionized argon (in the analysis, though not restricted to a particular monatomic gas, special consideration is given to argon because of its use in many studies) let flow over a flat plate hypersonic speed, the interaction between the leading-edge shock wave and the boundary-layer has come into question. In this paper, we calculated the distribution of velocity, gas temperature and mass fraction of electron-ion pairs in due consideration, a chemical reaction at the wall.

### 1. ま え が き

弱電離気体中を飛翔する物体の表面に発達する境界層内の構造を調べることは大気圏への再突入, ならびに通信問題に関連して重要なことからである。電離気体の研究に関してはこれまで二, 三の研究があるが, ほとんど局所相似を仮定して理論解析をすすめたものであり, 衝撃波と境界層との干渉を考慮した論文はみあたらない。本研究では一部電離した単原子気体中におかれた平板上に発達する境界層内での速度分布, ガス温度分布, イオン数密度分布等を衝撃波と境界層との干渉パラメータ $\bar{\alpha}$ を含む項で近似展開することにより求めた。又壁面の接触反応についても有限反応速度をとりあつかい前報よりもより現象を現実化させた。なお単原子気体としてアルゴンを用いた。

### 2. 記 号

本報告に用いたおもな記号はつぎのとおりである。

C : Mass fraction  
C<sub>p</sub> : 定圧比熱  
 $\bar{C}_p$  : 平均定圧比熱  
D : 拡散係数  
g : H<sub>i</sub>/H<sub>t</sub>

H : 静エンタルピー  
H<sub>t</sub> : 全エンタルピー  
H° : Species の生成エンタルピー  
I : 電離エネルギー  
K : 熱伝導係数  
k : Boltzmann 定数  
L<sub>e</sub> : Lewis 数  
 $\ell$  :  $\rho\mu/\rho_e\mu_e$   
M : Mach 数  
n : 数密度  
P<sub>r</sub> : Prandtl 数  
p : 圧力  
q<sub>e</sub> : 伝導熱流  
q<sub>d</sub> : 拡散熱流  
R : ガス定数  
Re<sub>y</sub> : Reynolds 数  
S<sub>c</sub> : Schmidt 数  
T : 温度  
u : x 方向の速度  
v : y 方向の速度  
V : 拡散速度  
x : 平板にそった座標軸  
y : 平板に垂直な座標軸  
z : C<sub>i</sub>/C<sub>1e</sub>  
 $\beta$  : H<sub>1e</sub>/H<sub>e</sub> ·  $\xi/u_e$  ·  $\partial u_e/\partial \xi$

- $\bar{\beta}$  :  $\xi/u_e \cdot \partial u_e / \partial \xi$
- $\rho$  : 密度
- $\xi$  : 変換座標軸
- $\eta$  : 変換座標軸
- $\mu$  : 粘性係数
- $\psi$  : 流れ関数
- $\bar{\lambda}$  : 干渉パラメータ
- $\gamma$  : 比熱比
- $\theta$  :  $T/T_e$
- $\nu$  :  $n_i/n_{ie}$
- 添字
- A : 原子
- am : ambipolar
- E : 電子
- e : 境界層端
- I : イオン
- j : species j
- w : 壁面
- $\infty$  : 自由流

3・仮 定

理論解析に用いた仮定はつぎのとおりである。

- i) 外部電場および磁場はない。
- ii) 境界層内は層流であり、 $\partial/\partial t = 0$ である。
- iii) 化学的凍結流である。
- iv) 自由流の Debye 長さは境界層の厚さにくらべて非常に小さく、境界層内では準中性で両極性拡散が支配的である。
- v) シースは考えない。
- vi) 粒子の温度はすべて等しい（熱力学的平衡にある）。
- vii) 輻射によるエネルギー移動は無視する。

4・基礎方程式

平板境界層の基礎方程式は図1のように座標をとるとつぎのようにかける。(1),(2),(3)

連続の式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \tag{1}$$

運動量保存式

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tag{2}$$

全エネルギー保存式

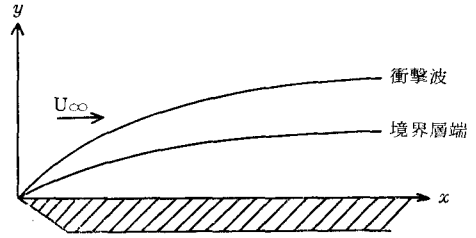


図1 平板上の流れ

$$\rho u \frac{\partial H_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H_t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ -q_c - q_d + \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u^2}{2} \right) \right] \tag{3}$$

Species 保存式 (j-Species について)

$$\rho u \frac{\partial c_j}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_j}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (-\rho_j V_j) \tag{4}$$

となる。前報で述べたように座標変換を行うと、運動量保存式、全エネルギー保存式、Species 保存式はそれぞれつぎのようになる。(4)

$$\left( \ell f_{\eta\eta} \right)_\eta + \frac{1}{2} f f_{\eta\eta} (\bar{\beta} + 1) + \frac{\beta}{1 - C_{IeI}/H_e} (g - f_\eta^2) + \xi (f_\xi f_{\eta\eta} - f_\eta f_{\xi\eta}) = 0 \tag{5}$$

$$\left( \frac{\ell}{P_r} g_\eta \right)_\eta + \frac{f}{2} (\bar{\beta} + 1) g_\eta = \xi (f_\eta g_\xi - f_\xi g_\eta) + \left[ \frac{\ell}{S_c} \left( \frac{1}{L_e} - 1 \right) \frac{(I + \frac{5}{2} kT) C_{Ie}}{H_e} z_\eta \right]_\eta + \frac{u_e^2}{H_{Ie}} \left[ \ell \left( \frac{1}{P_r} - 1 \right) f_\eta f_{\eta\eta} \right]_\eta \tag{6}$$

$$\left( \frac{\ell}{S_c} z_\eta \right)_\eta + \frac{f}{2} (\bar{\beta} + 1) z_\eta = (f_\eta z_\xi - f_\xi z_\eta + \frac{z}{C_{Ie}} \frac{\partial C_{Ie}}{\partial \xi} f_\eta) \tag{7}$$

さらにガス温度の無次元量  $\theta$ 、イオン数密度分布の無次元量  $\nu$  はそれぞれつぎのようになる。

$$\theta = g + \frac{1}{2} \frac{u_e^2}{C_p T_e} \left[ g - f_\eta^2 + \frac{2C_{IeI}}{u_e^2} (g - z) \right] \tag{8}$$

$$\nu = \frac{n_i}{n_{Ie}} = \frac{z}{\theta} \tag{9}$$

5・干渉パラメータの導入

平板に極超音速で気体を流すと境界層と衝撃波との干渉が問題になり、干渉パラメータ  $\bar{\lambda}$  が重要な要素になる。ここでは強い干渉の場合（平板の先端に相当する）と弱い干渉の場合（平板の比較的后方に相当する）のそれぞれについて解析することにする。Prandtl-Mayer の関係式と運動量排除厚さ理論より境界端の Mach 数  $Me$  (5) は



$$\left. \begin{array}{l} \text{強い干渉の場合} \quad \frac{p_e}{p_\infty} = A\bar{x} \\ \text{弱い干渉の場合} \quad \frac{p_e}{p_\infty} = 1 + A_1\bar{x} \end{array} \right\} \quad (10)$$

$$\frac{\beta}{1 - C_{Te}I/H_e}(g_1 - 2f_0'f_1') + \frac{\gamma-1}{4\tau}(f_1f_0'' - f_0'f_1'') = 0 \quad (16)$$

ここで  $A, A_1$  はそれぞれ

$$\left. \begin{array}{l} A = \frac{3}{8}(\gamma-1)\left(\frac{\gamma+1}{2} \cdot \tau\right)^{\frac{1}{2}} I_0 Q \\ A_1 = \frac{\tau(\gamma-1)}{4} I_0 Q \end{array} \right\} \quad (11)$$

となり  $I_0, Q$  は

$$\left. \begin{array}{l} I_0 = \int_0^\infty (g - f_0^2) d\eta \\ Q = 1 + \frac{1}{M_\infty} \frac{2}{\gamma-1} + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2} \end{array} \right\} \quad (12)$$

である。

### 6・近似展開

さきにもとめた運動量保存式, 全エネルギー保存式, Species 保存式を常微分化するために干渉パラメータ  $\bar{x}$  を含んだ項で強い干渉と弱い干渉のそれぞれの場合にわけて近似展開をおこなう。なお簡単にするために  $\ell = 1, Le = 1, Pr = 1, Sc = 1$  とする。

#### 6・1 強い干渉の場合

新しいパラメータ  $\zeta$  をつぎのようにおくと強い干渉の場合は  $\bar{x} \gg 1$  であるから  $\zeta < 1$  となり  $f, g, z$  は  $\zeta$  の中で近似展開することができる。

$$\zeta = \left[ \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 (A\bar{x})^{(1-\gamma)/\tau} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\left. \begin{array}{l} f(\xi, \eta) = f_0 + f_1\zeta + f_2\zeta^2 + \dots \\ g(\xi, \eta) = g_0 + g_1\zeta + g_2\zeta^2 + \dots \\ z(\xi, \eta) = z_0 + z_1\zeta + z_2\zeta^2 + \dots \end{array} \right\} \quad (14)$$

$\xi$  は  $\zeta$  の中に含まれているので  $f_0, f_1, f_2, g_0, g_1, g_2, z_0, z_1, z_2$  は  $\eta$  のみの関数になり零次, 一次, 二次近似が求められる。運動量保存式の場合を例にあげると

$$\left. \begin{array}{l} \text{零次近似} \quad f_0''' + \frac{1}{2} f_0 f_0''' + \\ \frac{\beta}{1 - C_{Te}I/H_e}(g_0 - f_0'^2) = 0 \end{array} \right\} \quad (15)$$

$$\text{一次近似} \quad f_1''' + \frac{1}{2}(f_1 f_0'' + f_0 f_1'') +$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{二次近似} \quad f_2''' + \frac{1}{2}(f_2 f_0'' + f_1 f_1'' + f_0 f_2'') \\ + \frac{\beta}{1 - C_{Te}I/H_e}(g_2 - 2f_0 f_2' - f_1'^2) \\ + \frac{\gamma-1}{4\tau}(2f_2 f_0'' + f_1 f_1'' - 2f_0' f_2' - f_1'^2) \\ = 0 \end{array} \right\} \quad (17)$$

となる。またガス温度  $\theta$ , イオン数密度  $\nu$  も同じように展開できる。例としてイオン数密度  $\nu$  について記すと

$$\text{零次近似} \quad \nu_0 = \frac{z_0}{\theta_0} \quad (18)$$

$$\text{一次近似} \quad \nu_1 = \frac{1}{\theta_0} \left( z_1 - \frac{\theta_1}{\theta_0} z_0 \right) \quad (19)$$

$$\text{二次近似} \quad \nu_2 = \frac{1}{\theta_0} \left[ z_2 - \frac{\theta_1}{\theta_0} z_1 - \frac{\theta_2}{\theta_0} + \left( \frac{\theta_1}{\theta_0} \right)^2 z_0 \right] \quad (20)$$

となる。

#### 6・2 弱い干渉の場合

$\zeta_1$  をつぎのようにおくと弱い干渉の場合は  $\bar{x} < 1$  であるから  $\zeta_1 < 1$  となり, 強い干渉の場合と同じように  $f, g, z$  は  $\zeta_1$  の中で近似展開することができる。

$$\zeta_1 = A_1 \bar{x} \quad (21)$$

$$\left. \begin{array}{l} f(\xi, \eta) = f_0 + f_1\zeta_1 + f_2\zeta_1^2 + \dots \\ g(\xi, \eta) = g_0 + g_1\zeta_1 + g_2\zeta_1^2 + \dots \\ z(\xi, \eta) = z_0 + z_1\zeta_1 + z_2\zeta_1^2 + \dots \end{array} \right\} \quad (22)$$

ガス温度  $\theta$  を例にとると近似展開した結果は

$$\left. \begin{array}{l} \text{零次近似} \quad \theta_0 = g_0 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \left[ g_0 - f_0'^2 \right. \\ \left. + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2} (g_0 - z_0) \right] \end{array} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{一次近似} \quad \theta_1 = g_1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \left[ g_1 - 2f_0'f_1' \right. \\ \left. + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2} (g_1 - z_1) \right] - \frac{\gamma-1}{5} M_\infty^2 \left[ g_0 - f_0'^2 \right. \\ \left. + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2} (g_0 - z_0) \right] \end{array} \right\} \quad (24)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{二次近似} \quad \theta_2 = g_2 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \left[ g_2 - 2f_0'f_2' - f_1'^2 \right. \\ \left. + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2} (g_2 - z_2) \right] - \frac{\gamma-1}{5} M_\infty^2 \end{array} \right\}$$

$$\left[ g_1 - 2f_0'f_1' + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2}(g_1 - z_1) \right] + \frac{7}{25}(\gamma - 1)M_\infty^2 \left[ (g_0 - f_0'^2 + \frac{2C_{Te}I}{u_\infty^2}(g_0 - z_0)) \right] \quad (25)$$

イオン数密度  $\nu$  は強い干渉の場合と同じ形になる。

7・境界条件

$f, g$  に関する境界条件はつぎのようにとることができる。

$$\eta = 0 \text{ で } f(0) = 0, f'(0) = 0, g(0) = 0.1$$

$$\eta = \infty \text{ で } f'(\infty) = 1, g(\infty) = 1$$

つぎに  $z$  に関する境界条件であるが、ここでは壁面で再結合すると考える。 $g$  の境界条件でわかるように壁面温度は境界層内の温度にくらべて非常に低い。したがって境界層内のイオン-電子対が拡散作用により壁面に近づき、壁面との接触反応により低温度の壁にエネルギーをうばわれてその一部は再結合する。壁面で単位面積、単位時間当りに再結合するイオン-電子対の質量は  $K_w \rho_m C_{Iw}$  で  $K_w$  は触媒係数である。これらの関係より

$$\rho_w D_{am} \left( \frac{\partial C_I}{\partial y} \right)_w = K_w \rho_w C_{Iw} \quad (26)$$

上式を  $z$  であらわし、座標交換を行うと

$$D_{am} \theta_w \sqrt{\frac{u_e}{\rho_e \mu_e \xi}} \left( \frac{\partial z}{\partial \eta} \right)_w = K_w z_w \quad (27)$$

干渉パラメータ  $\bar{\alpha}$  を用いると上式は

$$(z')_w = \frac{K}{\chi} z_w \quad \text{ここで } K = S_e \frac{T_w K_w M_\infty^{3/2}}{T_\infty u_\infty} \quad (28)$$

28式より

$$K = 0; \text{ 壁面で接触反応がないとき } (z')_w = 0$$

$$K = \infty; \text{ 壁面で荷電粒子が全て反応するとき } z_w = 0$$

となり28式が壁面における  $z$  の境界条件となる。強い干渉の場合には28式に

$$z = z_0 + z_1 \zeta + z_2 \zeta^2 + \dots \quad (29)$$

を代入して左右の  $\zeta$  の中を等しくおくと境界条件として

$$z_0'(0) = 0, z_1'(0) = 0, z_2'(0) = 0, z_3'(0) = 0$$

$$z_4'(0) = 0, z_5'(0) = L z_0(0), z_6'(0) = L z_1(0),$$

$$z_7'(0) = L z_2(0)$$

がえられる。ただし  $L = 3^{3/2} \cdot K \cdot A / M^3 u_\infty$  である。弱い干渉の場合には28式に

$$z = z_0 + z_1 \zeta + z_2 \zeta^2 + \dots \quad (30)$$

を代入して前と同じように計算すると

$$z_0(0) = 0, z_1(0) = \frac{z_0'(0)}{A_1 K}, z_2(0) = \frac{z_1'(0)}{A_1 K},$$

$$z_3(0) = \frac{z_2'(0)}{A_1 K}$$

がえられる。 $\eta \rightarrow \infty$  では強い干渉、弱い干渉のいずれも  $z(\infty) = 1$  である。

8・数値計算ならびに結果

自由流条件として  $T_e = 1000^\circ K, C_{Te} = 2.343 \times 10^{-3}, M_\infty = 4.5$  を与え数値計算は京都大学大型計算機 FAC OM230-60 を使用した。計算結果の一例 ( $L = 0.1$ ) を図2~図4に示す。これらの結果よりつぎのようなこと

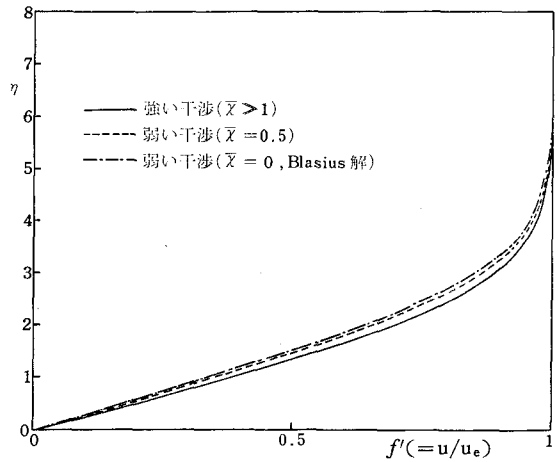


図2 速度分布

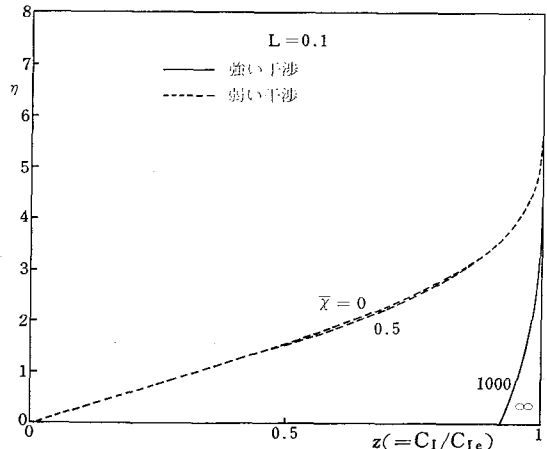


図3 z分布

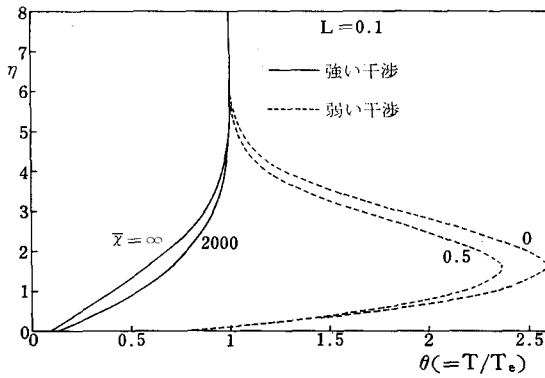


図4 温度分布

が結論としていえる。

- (1) 干渉パラメータ  $\bar{\alpha}$  を用いることにより局所相似を仮定しない解がえられる。
- (2) Blasius 解は弱い干渉の零次解と一致する。<sup>(6)</sup> (平板の無限後方)。
- (3)  $\bar{\alpha}$  の値の大きさにより各分布状態は  $f'$ ,  $g$  を除き

大きく変化する。

- (4) 壁面での  $\alpha$  の条件(接触反応速度を変化すること)により  $\alpha$ ,  $\theta$ ,  $\nu$  の各分布は大きく変化する。しかし弱い干渉の場合は壁面の条件を変化させても  $\alpha$  の分布はあまり変化する。
- (5) 接触反応が同じでも  $\alpha$ ,  $\theta$  の分布は  $\bar{\alpha}$  の値により大きく変化する。

## 文 献

- (1) W. H. Dorrance, Viscous Hypersonic Flow, (1962), McGraw-Hill.
- (2) L. H. Back, Phys. Fluid, 10—4 (1967), 807.
- (3) J. A. Fay and N. H. Kemp, J. Fluid Mech., 21—4 (1965), 659.
- (4) 松岡・西田・神元, 奈良高専研究紀要, 第6号 (昭和45年)。
- (5) R. W. Truitt, Aerodynamic Heating, (1960), Ronald Press.
- (6) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, (1955), McGraw-Hill.



# On the Stress Concentration Factor in the Infinite Plate with a Row of Infinite Circular Holes\*

Iwao MIZUSHIMA

The boundary collocation method using the general form of the stress function is proved to be available for the problems of stress concentration in infinite plates with many circular holes.

As numerical examples, the problems of infinite plates with a row of infinite circular holes subjected to uniaxial tension are treated.

The numerical results are summarized in some diagrams.

## Introduction

There have been hitherto many investigations on stress concentration problems treated by various numerical methods, and it has been proved that among them the boundary collocation method using the general form of the stress function expressed in the two dimensional polar coordinates is a very useful one [ 1 ]. In this paper, this method is applied to the problems of infinite plates with a row of infinite circular holes subjected to uniaxial tension, and the stress concentration factors are summarized in diagrams which are considered to be useful for practical designing.

## Method of Calculations

The Airy stress function  $\Phi$  expressed in the two dimensional polar coordinates (see

\*) The paper is studied by the author and M. Hamada, Professor at Osaka University.

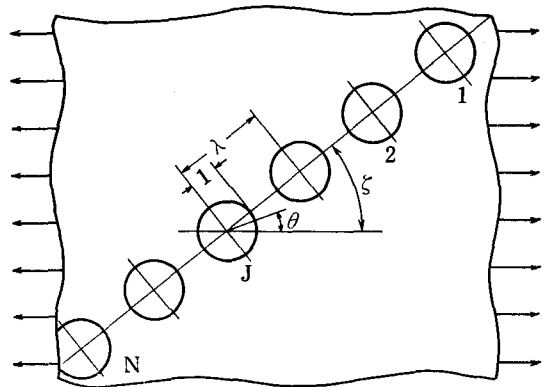


Fig. 1 Notations

Fig. 1) should satisfy the compatibility equation as

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \times \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right) = 0 \quad (1)$$

The relations between the stress components ( $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\tau_{r\theta}$ ) and the stress function  $\Phi$  are expressed as

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \\ \sigma_\theta &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \\ \tau_{r\theta} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

It is known that the general expression for the stress function [2] satisfying equation (1) is given by

$$\begin{aligned} \Phi &= a_0 l_{og} r + b_0 r^2 + c_0 r^2 l_{og} r \\ &+ d_0 r^2 \theta + a'_0 \theta + \frac{1}{2} a_1 r \theta \sin \theta \\ &+ (b_1 r^3 + a'_1 r^{-1} + b'_1 r l_{og} r) \cos \theta \\ &- \frac{1}{2} c_1 r \theta \cos \theta \\ &+ (d_1 r^3 + c'_1 r^{-1} + d'_1 r l_{og} r) \sin \theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (a_n r^n + b_n r^{n+2} + a'_n r^{-n} \\ &\quad + b'_n r^{-n+2}) \cos n\theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (c_n r^n + d_n r^{n+2} + c'_n r^{-n} \\ &\quad + d'_n r^{-n+2}) \sin n\theta \end{aligned} \quad (3)$$

where  $a_0, \dots, d_n$  are undetermined coefficients.

In this study, equation (3) is used to express the stress field produced by subtracting the simple tension field of the infinite plate with no hole from the stress field to be obtained. Then, since the stresses given by equation (3) should vanish at infinity, and displacements and rotations should be uniquely determined around a hole, the following relations are found to be fulfilled:

$$\left. \begin{aligned} b_0 &= c_0 = d_0 = b_1 = d_1 = 0 \\ a_1 &= b'_1 = c_1 = d'_1 = 0 \\ a_n &= b_n = c_n = d_n = 0 \\ &\quad (n \geq 2) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Substituting these relations in equation (3),

$\Phi$  is expressed as

$$\begin{aligned} \Phi &= a_0 l_{og} r + a'_0 \theta \\ &+ a'_1 r^{-1} \cos \theta + c'_1 r^{-1} \sin \theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (a'_n r^{-n} + b'_n r^{-n+2}) \cos n\theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (c'_n r^{-n} + d'_n r^{-n+2}) \sin n\theta \end{aligned} \quad (5)$$

Substituting equation (5) in equation (2), the three stress components are given by

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= a_0 r^{-2} - 2a'_1 r^{-3} \cos \theta - 2c'_1 r^{-3} \sin \theta \\ &- \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)a'_n r^{-n-2} \\ &\quad + (n-1)(n+2)b'_n r^{-n}] \cos n\theta \\ &- \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)c'_n r^{-n-2} \\ &\quad + (n-1)(n+2)d'_n r^{-n}] \sin n\theta \\ \sigma_\theta &= -a_0 r^2 + 2a'_1 r^3 \cos \theta + 2c'_1 r^3 \sin \theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)a'_n r^{-n-2} \\ &\quad + (n-1)(n-2)b'_n r^{-n}] \cos n\theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)c'_n r^{-n-2} \\ &\quad + (n-1)(n-2)d'_n r^{-n}] \sin n\theta \\ \tau_{r\theta} &= a'_0 r^{-2} - 2a'_1 r^{-3} \sin \theta + 2c'_1 r^{-3} \cos \theta \\ &- \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)a'_n r^{-n-2} \\ &\quad + n(n-1)b'_n r^{-n}] \sin n\theta \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} [n(n+1)c'_n r^{-n-2} \\ &\quad + n(n-1)d'_n r^{-n}] \cos n\theta \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Now the circular holes are denoted by the numbers  $1, 2, \dots, J, \dots, N, \dots$  as shown in Fig. 1, and the stress distributions of  $\sigma_r$  and  $\tau_{r\theta}$  at the circumference of the hole  $J$  due to the stress field of the infinite plate with no holes subjected to uniaxial tension are denoted by  $[(\sigma_r)_J^{(1)}, (\tau_{r\theta})_J^{(1)}]$ . To eliminate these stress distributions, their negative distributions  $[-(\sigma_r)_J^{(1)}, -(\tau_{r\theta})_J^{(1)}]$  are added to the circumference of the hole  $J$ , and the stress field due to

these stress distributions is denoted by  $\Gamma_j^{(1)}$ . Denoting the stress distributions at the circumference of the hole K due to  $\Gamma_j^{(1)}$  by  $[(\sigma_r)_{JK}^{(1)}, (\tau_{r\theta})_{JK}^{(1)}]$ , the stress components at the hole J, which are produced by the stress field  $\sum_{I=1}^N \Gamma_I^{(1)} - \Gamma_j^{(1)}$ , are given by

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_r)_J^{(2)} &= \sum_{K=1}^N (\sigma_r)_{KJ}^{(1)} - (\sigma_r)_{JJ}^{(1)} \\ (\tau_{r\theta})_J^{(2)} &= \sum_{K=1}^N (\tau_{r\theta})_{KJ}^{(1)} - (\tau_{r\theta})_{JJ}^{(1)} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

To eliminate these stress distributions around each hole, the stress field  $\Gamma_j^{(2)}$  ( $J = 1, 2, \dots, N$ ) is added, then the stress components around the hole J are given by

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_r)_J^{(3)} &= \sum_{K=1}^N (\sigma_r)_{KJ}^{(2)} - (\sigma_r)_{JJ}^{(2)} \\ (\tau_{r\theta})_J^{(3)} &= \sum_{K=1}^N (\tau_{r\theta})_{KJ}^{(2)} - (\tau_{r\theta})_{JJ}^{(2)} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

The calculations above mentioned are iterated until the stress distributions  $(\sigma_r)_J^{(\ell)}$  and  $(\tau_{r\theta})_J^{(\ell)}$  ( $\ell = 1, 2, \dots$ ) converge.

In the iterated calculations, the stress distributions  $[(\sigma_r)_J^{(\ell)}, (\tau_{r\theta})_J^{(\ell)}]$  are expressed as

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= A_0 + \sum_{n=1}^M (A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta) \\ \tau_{r\theta} &= C_0 + \sum_{n=1}^M (C_n \cos n\theta + D_n \sin n\theta) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

The values of the coefficients  $A_0, \dots, D_n$  are obtained by calculating the values of  $\sigma_r$  and  $\tau_{r\theta}$  at many points along the circumference of the hole J, and by using the method of "harmonic analysis". By equating the first and the third equations of equation (6) for  $r=1$  with the two equations in equation (9), the following

relations are obtained:

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= A_0 \\ a_0' &= C_0 \\ a_1' &= -\frac{1}{2} A_1 \\ c_1' &= -\frac{1}{2} B_1 \\ a_n' &= \frac{1}{2(n+1)} (A_n - \frac{n+2}{n} D_n) \\ b_n' &= -\frac{1}{2(n-1)} (A_n - D_n) \\ c_n' &= \frac{1}{2(n+1)} (B_n + \frac{n+2}{n} C_n) \\ d_n' &= -\frac{1}{2(n-1)} (B_n + C_n) \end{aligned} \right\} \quad (n \geq 2) \quad (10)$$

Also in calculations above mentioned, it is necessary to transform the stress components  $[(\sigma_{rj})_{JK}, (\sigma_{\theta j})_{JK}, (\tau_{r\theta j})_{JK}]$  at the hole K referred to the polar coordinates  $(r_j, \theta_j)$  to the stress components  $[(\sigma_{rk})_{JK}, (\sigma_{\theta k})_{JK}, (\tau_{r\theta k})_{JK}]$  referred to the coordinates  $(r_k, \theta_k)$ , as shown in Fig. 1. The relations of this transformation are given by

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{rk})_{JK} &= \frac{1}{2} [(\sigma_{rj})_{JK} + (\sigma_{\theta j})_{JK}] \\ &\quad + \frac{1}{2} [(\sigma_{rj})_{JK} - (\sigma_{\theta j})_{JK}] \\ &\quad \quad \quad \times \cos 2(\theta_j - \theta_k) \\ &\quad \quad \quad - (\tau_{r\theta j})_{JK} \sin 2(\theta_j - \theta_k) \\ (\sigma_{\theta k})_{JK} &= \frac{1}{2} [(\sigma_{rj})_{JK} + (\sigma_{\theta j})_{JK}] \\ &\quad - \frac{1}{2} [(\sigma_{rj})_{JK} - (\sigma_{\theta j})_{JK}] \\ &\quad \quad \quad \times \cos 2(\theta_j - \theta_k) \\ &\quad \quad \quad + (\tau_{r\theta j})_{JK} \sin 2(\theta_j - \theta_k) \\ (\tau_{r\theta k})_{JK} &= \frac{1}{2} [(\sigma_{rj})_{JK} - (\sigma_{\theta j})_{JK}] \\ &\quad \quad \quad \times \sin 2(\theta_j - \theta_k) \\ &\quad \quad \quad + (\tau_{r\theta j})_{JK} \cos 2(\theta_j - \theta_k) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

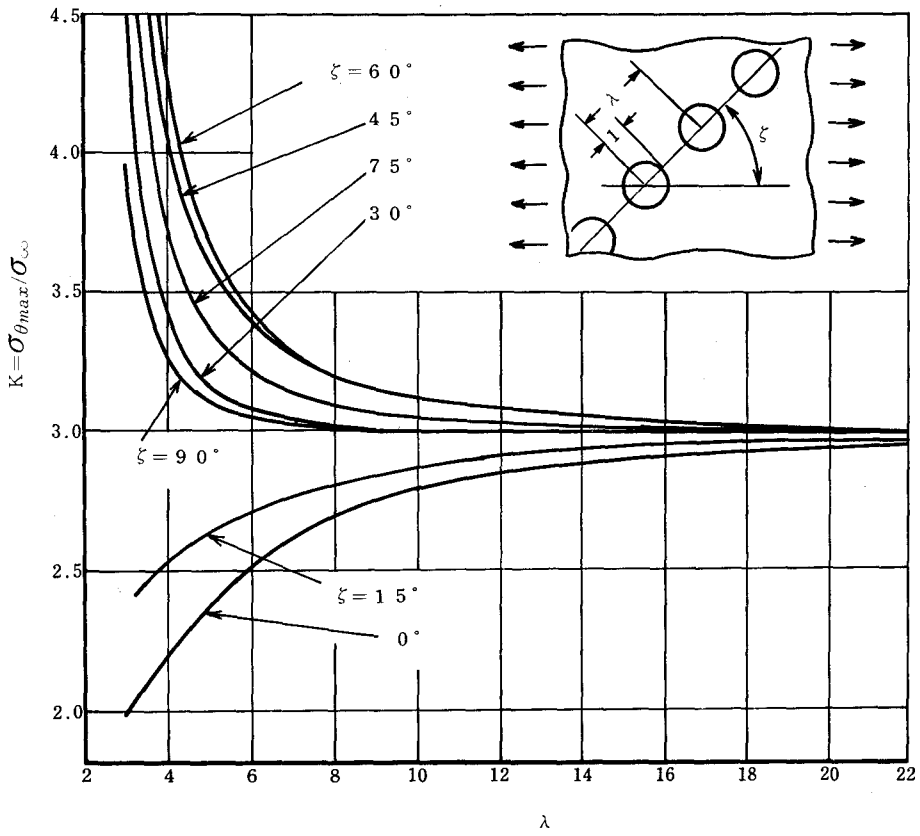


Fig. 2 Stress concentration factor

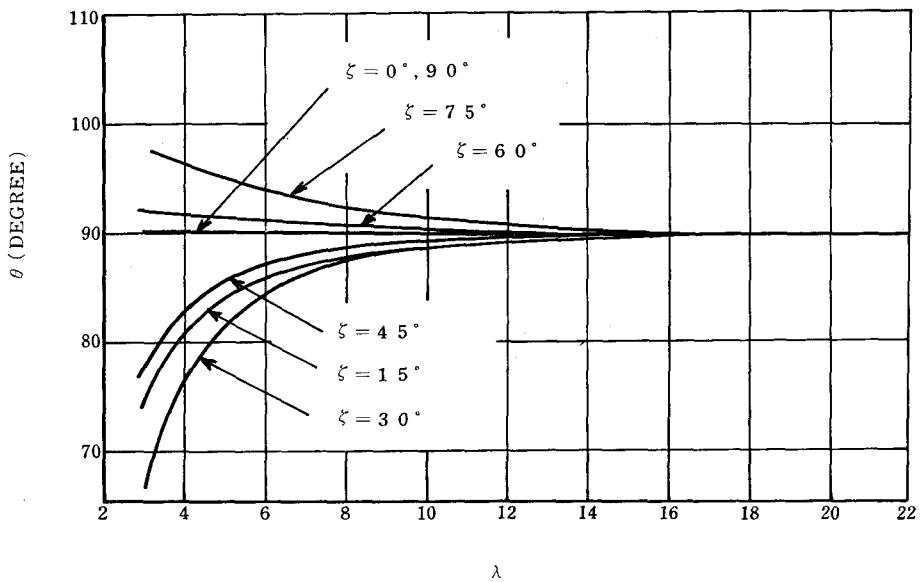


Fig. 3 Location of maximum circumferential stress



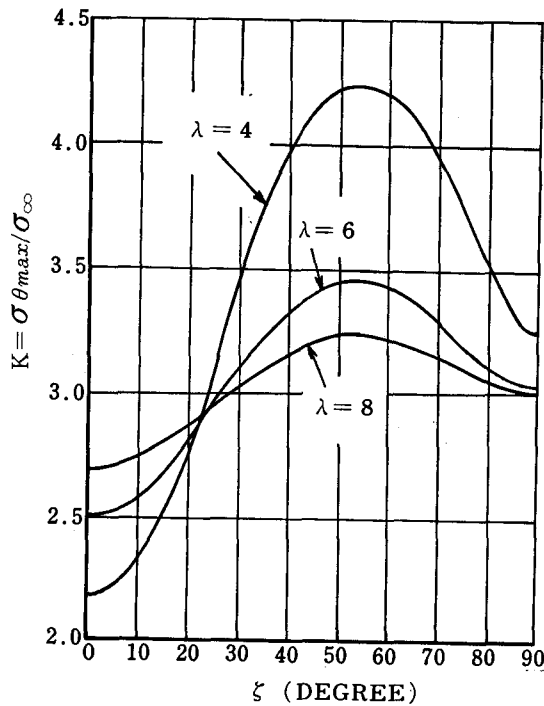


Fig. 4 Relation between  $K$  and  $\zeta$

## Numerical Results

The notations,  $\lambda$ ,  $\zeta$  and  $\theta$  are defined as shown in Fig. 1. The data for  $\zeta=0^\circ$  and  $\zeta=90^\circ$  are found in papers by Savin [3], Schouls [4] and Hütter [5], but it seems that the data for the other values of  $\zeta$  have not been obtained yet. Therefore, the stress concentration factors for cases of  $\zeta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$  are calculated by our method. These results are shown in Fig. 2, where  $K$  is the stress concentration factor,  $\sigma_{\theta_{max}}$  is the maximum circumferential stress at the circumference of the hole, and  $\sigma_\infty$  is the tensile stress at infinity. Also Fig. 3 indicates the location of the maximum circumferential stress  $\sigma_{\theta_{max}}$ . In Fig. 4, the relations between  $K$  and  $\zeta$  are plotted, which are obtained from the

curves in Fig. 2.

## Considerations

It is considered that the causes of the errors in this method are due to the following reasons:

- 1 the number of the terms  $M$  in equation (9)
- 2 the number of the boundary collocation points at the circumference of the circular holes
- 3 the number of iteration in the calculation of equation (8)
- 4 the number of the circular holes considered in calculations.

The effects of all these causes are carefully checked, and the following treatments are applied:

- 1 10 terms in equation (9)

2 360 collocation points

3 iterated until  $(\sigma_\theta)_J^{(\ell)} / \sum_{n=1}^{\ell} (\sigma_\theta)_J^{(n)} < 0.005$

4 8–36 holes corresponding to the value of  $\lambda$ .

Thus, it is assured that the calculated results here have accuracy higher than 99.5 per cent.

### Conclusions

The following conclusions are derived from these figures:

- 1 As the value of  $\lambda$  becomes very large, the value of  $K$  tends to 3 as expected.
- 2 As the value of  $\lambda$  becomes small and tends to 2, the value of  $K$  tends to infinity or to a constant value.
- 3 For the cases of  $\zeta$  smaller than about 25 degrees, the value of  $K$  is smaller than 3.
- 4 For the cases of  $\zeta$  larger than about

25 degrees, the value of  $K$  is larger than 3.

5 As the value of  $\zeta$  becomes about 55 degrees, the value of  $K$  becomes the maximum value.

6 The calculated results by our method for  $\zeta = 0^\circ$  and  $\zeta = 90^\circ$  almost coincide with the results by other researchers [3–5].

### References

- 1 Slot, T., "Stress Analysis of Plane Perforated Structures by Point-Wise Matching of Boundary Conditions," *Nuclear Engineering and Design* 4, 1966, pp. 163–176.
- 2 Timoshenko, S., and Goodier, J. N., *Theory of Elasticity*, McGraw-Hill, 1951, pp. 116.
- 3 Savin, G. N., *Stress Distribution Around Holes*, NASA Tech. Translation TT F-607, 1970, pp. 150–155 and pp. 160–164.
- 4 Peterson, R. E., *Stress Concentration Design Factors*, John Wiley and Sons, 1953, pp. 94–95.
- 5 *Ibid.* [4], pp. 96.

# 逆変換器における転流素子の選定

井 村 栄 仁

Selection of the Commutating Elements of an Invertor

Shigeji IMURA

Abstract—This paper deals with a commutation mechanism of an impulse commutated invertor and also represents the values of optimum commutating elements. These values are generally considered as a function of input voltage and maximum current to be commutated. Analysis for a general commutating circuit is derived and applied to a special one. As the result the optimum shape of commutating pulse must satisfy the following conditions 1) and 2):

- 1) An impulse large and long enough to commutate a main SCR
- 2) The least commutation energy

Oscillograms of the invertor currents in a commutation interval are shown.

## 1. 緒 言

現在、逆変換器の出力制御として、一定の直流入力電圧に対し、出力電圧の巾を制御するパルス巾制御方式が一般的であり、多くの利点を持っている。しかし、他のすべての種類の逆変換器と同じく、パルス巾制御逆変換器の転流要素は、入力直流電圧と負荷電流とに依存して定められなければならない。最適条件の転流要素とは、あらゆる範囲の負荷変動に対して、常に安定した転流能力を有し、しかも、転流損失が小さい一組の回路素子のことである。

転流回路の特性インピーダンスが小さく、かつその固有振動の周期が用いるSCRのターン・オフ時間に比べて大きい時には、概略的に安定した転流能力を期待できるが、他方で転流損失の増加となり、効率の低下を招く。

そこで、本研究においては、転流回路の一般的考察と、その概念を、特に衝撃転流型逆変換器の転流機構に適用して、実験結果との比較検討を行った。

## 2. 転流機構

一般に「転流」とは、回路中、一つの枝路電流が自然的または強制的原因によって、今まで電流の流れていなかった他の枝路へ移される現象を指し、特に逆変換器においては、負荷電流を供給していたSCRの一つが非導

通状態となって、それと同時に、或は若干の時間遅れの後、他のSCRを含む枝路に電流が流れるまでの過渡的現象であると考えてよい。

導通しているSCRをターン・オフするためには、その電流値を保持電流以下に減少させ、かつ順方向阻止特性を回復させるために、SCRに或る時間逆バイアスをかける必要がある。転流回路は、これら二つの条件を兼備しなければならない。前者は転流回路に流れるインパルス状電流の大きさに関係し、後者はその時間巾に依存する。W. McMurray等は、衝撃転流型逆変換器の転流機構を上記の二条件を満たすものとして、最小の転流損失を与える転流素子の値を示した。

インパルス状電流を得る方法の一つは、周知のように、 $L$ 、 $C$ の振動回路を利用することである。実際の回路中には損失分の等価抵抗が存在するので、 $Q$ の高い振動回路として取扱えばよい。

図1に転流回路の一例を示す。この回路は、衝撃転流型逆変換器の転流回路の一般形である。図で最初 $+E$ ラインから $S_M$ を通して負荷に電流が流れており、またコンデンサ $C$ の電荷は図の極性に保たれているとする。今 $S_M$ をターン・オフしたい時点で $S_c$ にゲート信号を印加したとすれば、図2における(b)の回路状態が実現する。負荷電流 $i_L$ が連続であると、転流期間中 $i_L$ はほぼ一定であるとみなしてきつつかえない。故に転流回路は負荷電流の一部を分担し、その結果 $S_M$ の電流 $i_{SM}$

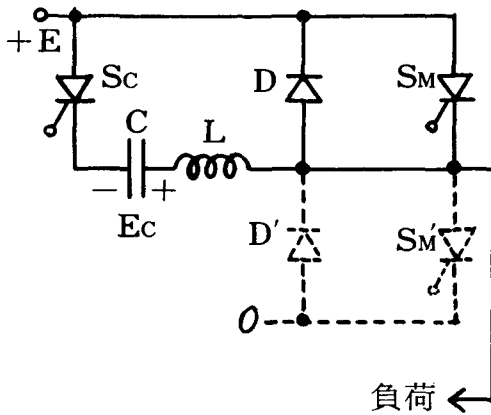


図1 転流回路(例)

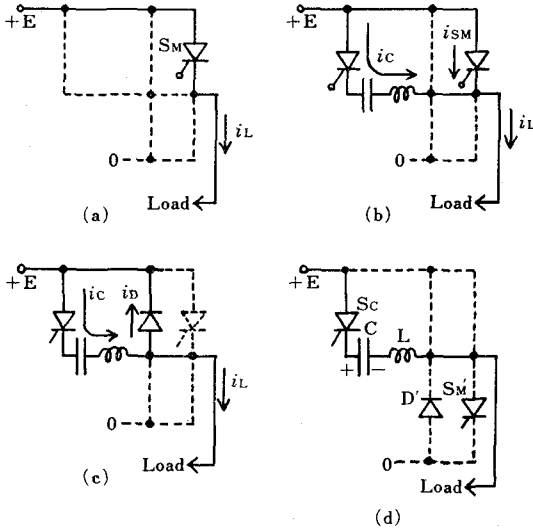


図2 転流期間中の回路状態の推移

は減少する。もし転流電流  $i_c$  が負荷電流を越えるならば、 $i_c$  は負荷電流の全部を分担し、さらに残りの ( $i_c - i_L$ ) は、帰還ダイオード  $D$  を通って循環電流  $i_D$  となり、コンデンサ電圧の反転に寄与する。この状態には、図 2(c) が対応する。この場合、特に注意を要するのは、帰還ダイオード電流が流れている間、 $S_M$  は逆バイアスされている。換言すれば、 $i_D$  が流れている期間が逆バイアス時間を与える。この時間が  $S_M$  のターン・オフ時間よりも長ければ、 $S_M$  は非導通となり、転流が達成されることになる。そして、回路状態は次の(d)へ移る。ただし、(d)において、もし負荷が誘導的であれば、 $S_M'$  にゲート信号を印加しても、帰還ダイオード  $D'$  が先に導通するので、 $S_M'$  は通電可能な状態にありなが

ら、 $D'$  による電力帰還がなくなるまで導通できない。

図 2 の各回路状態に対応する電流波形が図 3 に与えられている。ただし、そこで時間軸は極端に拡大されている。

以上述べたように、転流が確実に実行されるためには、

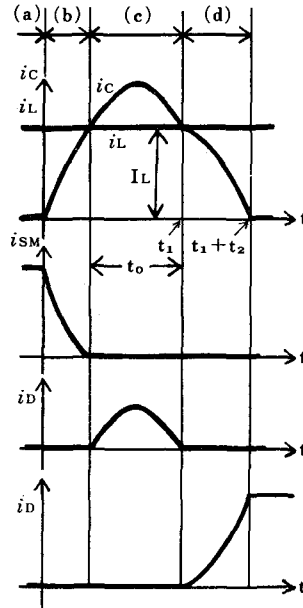


図3 転流回路の電流波形

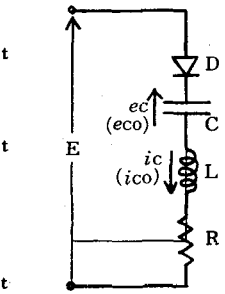


図4 転流回路の一般形

転流回路の電流  $i_c$  が負荷電流を越え、その余分の電流が帰還ダイオード  $D$  を  $S_M$  のターン・オフ時間より長く流れる必要がある。

### 3. 転流理論

無負荷の場合、図 2(b) からわかるように、転流電流は同図(c)に従って循環ループ中を流れる。即ち、 $L$ 、 $C$  および  $R$  ( $R$ : 等価損失抵抗) の振動回路によってコンデンサ  $C$  の電荷は反転する。この振動回路の  $Q$  がきわめて高いとすれば、反転前のコンデンサ電圧を  $E$  とおくと

$$i_c = L^{-1} \left\{ \frac{E}{\sqrt{L/C}} \times \frac{1}{\sqrt{LC}} / \left\{ S^2 + \left( \frac{1}{\sqrt{LC}} \right)^2 \right\} \right\}$$

$$= \frac{E}{\sqrt{L/C}} \cdot \sin \frac{t}{\sqrt{LC}}$$

であるから、 $\sqrt{L/C}$  は転流電流の大きさを規定するので通常特性インピーダンスと呼ばれる。また  $\pi\sqrt{LC}$  は転流インパルスの概略の中を与えると考えてはば間違いない。それ故、普通の場合最大負荷電流  $I_{Lm}$  に対し、 $E/\sqrt{L/C} > I_{Lm}$  を満すような  $L, C$  がさらに SCR のターンオフ時間  $t_{off}$  よりも数倍の大きさの  $\pi\sqrt{LC}$  を持つ

ならば、既述のとおり転流可能な条件は満足される。ここに  $E$  は、転流前のコンデンサ電圧であるが、 $\sqrt{L/C}$  の目安を得るだけならば、入力直流電圧  $E_{in}$  と大差ないとみなしてよい。

3.1 転流回路の解析

逆変換器動作が定常状態に達した場合の転流回路の解析は、コンデンサ電圧  $v_c$  および転流電流  $i_c$  の初期値をそれぞれ  $v_{c0}$ ,  $i_{c0}$  と仮定することによっておこなうことができる。図4に示す回路においては

$$E_i = L \frac{di_c}{dt} + Ri_c + \frac{1}{C} \int i_c dt$$

$$= L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} \quad q = ce_c$$

故に

$$q(t) = L^{-1} \left\{ \left( \frac{E_i}{S} + LSq(0) + Lq'(0) + Rq(0) \right) / \left( LS^2 + RS + \frac{1}{C} \right) \right\}$$

ところが、 $L'ic(t) = -q(0) + SL'q(t)$  故、

$$i_c(t) = L^{-1} \left\{ \left( (E_i - q(0)/C) / L + Sq'(0) \right) / \left( S^2 + \frac{R}{L} S + \frac{1}{LC} \right) \right\}$$

そこで  $q(t)$  の初期条件として

$$q(0) = ce_{c0}, \quad q'(0) = ic(0) = i_{c0}$$

を与えると、

$$i_c(t) = e^{-\alpha t} \left\{ \frac{E_i - e_{c0}}{\omega L} \sin \omega t - i_{c0} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} \sin(\omega t - \varphi) \right\}$$

ただし

$$\omega_0^2 = 1/LC, \quad \alpha = R/2L, \quad \omega^2 = \omega_0^2 - \alpha^2 > 0$$

および  $\varphi = \tan^{-1} \frac{\omega}{\alpha}$  であるが、さらに  $\omega_0 \gg \alpha$  であると、近似的に  $(1/\omega C) = \omega L = \sqrt{L/C} = X$ ,  $\omega L/R = Q = X/R$ ,  $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$  とおくことができ、

$$i_c(t) \doteq \left\{ \frac{E_i - e_{c0}}{X} \sin \omega t + i_{c0} \cos \omega t \right\} e^{-\alpha t/2Q} \quad (1)$$

同様に

$$e_c(t) \doteq E_i + \{ X i_{c0} \sin \omega t - (E - e_{c0}) \cos \omega t \} e^{-\alpha t/2Q} \quad (2)$$

そこで図3における  $i_c(t)$  のグラフにおいて

i)  $0 \leq t \leq t_1$  のとき

$$e_{c0} = -E_c, \quad i_{c0} = 0, \quad E_i = 0 \quad \text{および} \quad i_c(t_1) = I_L$$

$e_c(t_1) = E_1$  を条件として与えると、一般式(1), (2)を用いて

$$I_L = i_c(t_1) = \frac{E_c}{X} \cdot (\sin \omega t_1) e^{-\alpha t_1/2Q} \quad (3)$$

$$E_1 = -E_c (\cos \omega t_1) \cdot e^{-\alpha t_1/2Q} \quad (4)$$

ii)  $t_1 \leq t \leq t_1 + t_2$

時間の原点を図2(d)の回路状態が始まった時刻にとると、(1)(2)式から

$$E_1 - E = X I_L \cot \omega t_2 \quad (5)$$

$$E_c = E + (X I_L \sin \omega t_2 - (E - E_1) \cos \omega t_2) e^{-\alpha t_2/2Q} \quad (6)$$

(5), (6)両式から  $E$  を消去すれば、

$$\frac{1 - E_1/E_c}{X I_L/E_c} = \{ e^{-\alpha t_2/2Q} - \cos \omega t_2 \} / \sin \omega t_2 \quad (7)$$

また(5)を変形すれば

$$E/E_c = E_1/E_c - X I_L \cot \omega t_2 / E_c \quad (5')$$

(3), (4)式から明らかなように、 $X I_L/E_c$  および  $E_1/E_c$  は、 $\omega t_1$  の関数であり、これらを(7)式に代入すれば  $\omega t_2$  も  $\omega t_1$  の関数である。それで  $Q$  を適当な値に固定しておくとして理論的なパラメータ  $X I_L/E_c$ ,  $E_1/E_c$  および  $\omega t_2$  を

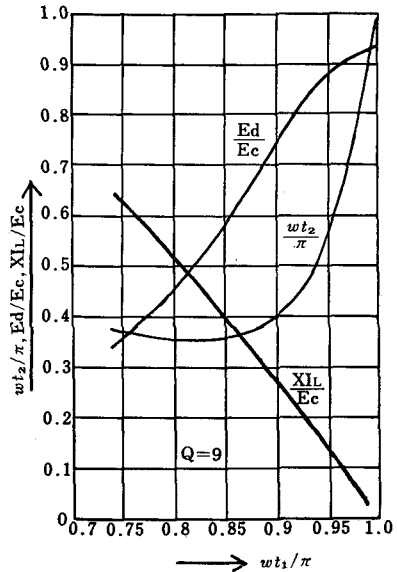


図5 転流パラメータの理論値

$\omega t_1$  の関数として図示できる。図5は、それらの関係を与えるものである。

3.2 最適転流素子の選定

転流電流  $i_c(t)$  の最大値を  $I_m$  とし、負荷電流  $I_L$  との比を  $I_m/I_L = x$  とおくと、 $x > 1$  であることが必要である。図3で  $i_c$  が  $I_L$  を越える時間巾を  $t_0$  とすると次の関係式が導かれる。

$$\frac{t_0}{\sqrt{LC}} = 2 \cos^{-1} \frac{1}{x} \equiv g(x) \quad (8)$$

$$\frac{W}{E_c I_L t_0} = \frac{x}{4 \cos^{-1}(1/x)} \equiv h(x) \quad (9)$$

(9)式は規格化された転流エネルギーを表わす。尚、(9)式は、(8)式および関係式  $W = (1/2) C E_c^2 = (1/2) L I_m^2$ ,  $I_m = x I_L$  とから得られる。 $g(x)$ ,  $h(x)$  が図6に示されている。 $x = 1.5$  のとき  $h(x)$  は最小となり、これに対応して定められる  $C$ ,  $L$  の値が転流要素の最適値を与

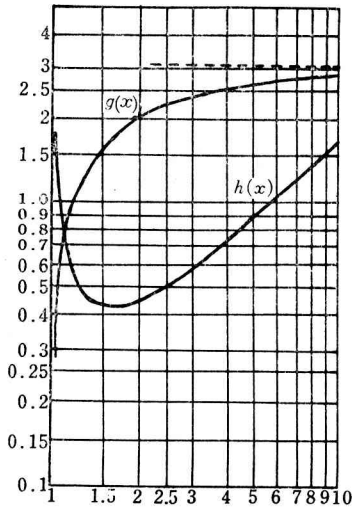


図6 転流パラメータ  $g(x), h(x)$

える。ただし、実際の転流回路を設計する場合には、最小供給電圧および最大負荷電流に関する  $E_c, I_L, t_o$  および  $x$  の値を用いねばならない。それらの値を特に「'」をつけて示せば、 $W' = E_c' \cdot I_L' \cdot t_o' \cdot h(x')$  であって、それは  $(1/2) L I_m^2 = (1/2) L \cdot I_L'^2 \cdot x'^2$  に等しいから、

$$L = \frac{1}{x' \cdot g(x')} \cdot \frac{E_c' \cdot t_o'}{I_L'} \quad (10)$$

$$C = \frac{g(x')}{x'} \cdot \frac{I_L' \cdot t_o'}{E_c'} \quad (11)$$

が最適条件を満たす、 $L, C$  の値である。この両式から  $t_o'$  を求めると、もちろん(8)式の関係を満たす。

#### 4. 実験結果

図7は、本実験で使用したPWM逆変換器の転流部分を抜き出したものである。ここでは、 $S_M$  が負荷に電流を供給する主SCRであって、転流が行われるまでにコンデンサCには図示の向きに電荷がたくわえられている。同図(b)は、出力電圧のパルス巾を制御するためのゲート信号であって、 $S_c$  のゲート信号は、 $S_{ch}$  のゲート信号と  $S_d$  のそれとの間で可変となっている。このような回路では、負荷電流の大きさを変化することは容易であり転流も極めて安定に行われることは、理論および実験により明白であるが、その高さを変化するためには、負荷自体を変える必要がある。しかるに、衝撃転流型逆変換器の最大の欠点は、負荷のステップの変動に対しては転流能力

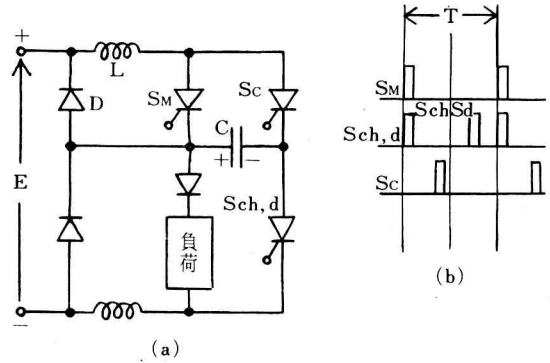


図7 PWM逆変換器の転流回路とゲート信号

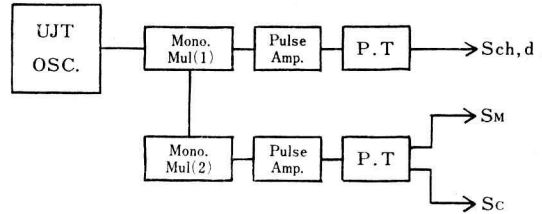
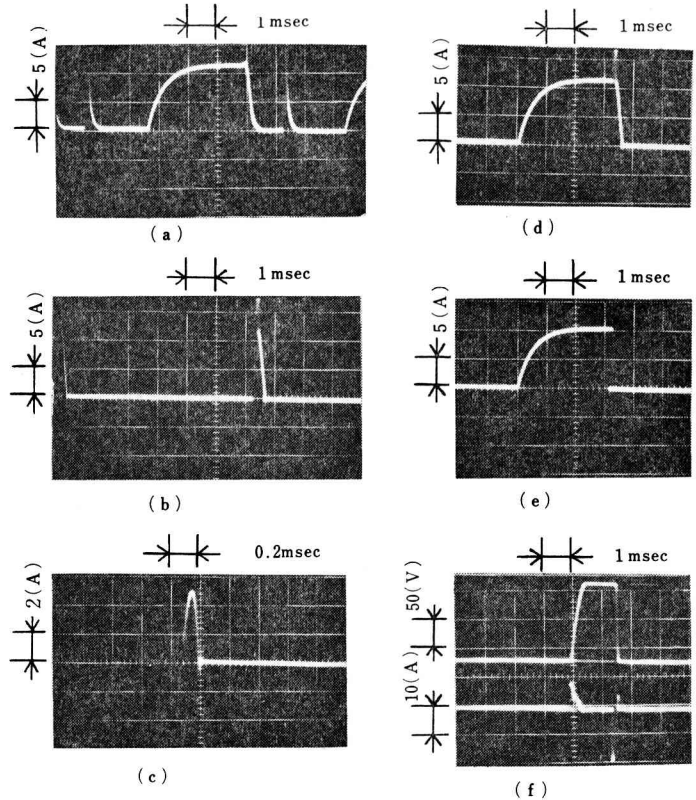


図8 ゲート回路



(a): 負荷電  
オード電流  
電流  
(b): 転流用SCR電流  
(c): 帰還ダイ  
オード電流  
(d): インダクタンス電流  
(e): 主SCR  
電流  
(f): コンデンサ電圧[上], 電流[下]

図9 各部の電流, 電圧波形

が低下することである。一般に負荷電流の過渡的変動を補う転流インパルスが作り出されるためには少くとも数サイクルの期間が必要とされるからである。

図9には、実測波形の一例が示してある。12(A)の高さの負荷電流に対し、転流電流の最大値は、約17(A)であり、 $I_m/I_L=17/12=1.41$ 。ダイオード電流は、正確にピーク値で $17-12=5$ (A)流れていることがわかる。尚、逆バイアス時間は、実験では約 $140\mu sec$ であるが、理論では、 $t_0=\sqrt{LC}\times g(x)$ により、 $L=0.5mH$ 、 $C=15\mu F$ および $g(1.41)\doteq 1.5$ だから

$$t_0=\sqrt{0.5\times 10^{-3}\times 15\times 10^{-6}}\times 1.5=130(\mu scc)$$

となる。以上のように、インパルス転流型逆変換器の転流機構が明らかにされたが、多くの問題の残されていることがわかった。

- i) 負荷のステップの変動に対する転流能力が低い
- ii) 大容量化の問題

- iii) 高周波数域における転流損失と効率
  - iv) 一層正確な転流機構解析
- などの諸問題が今後検討される必要がある。

終りに日ごろ懇切なる御指導をたまわつている本学電気工学科山中正直教授に深謝致します。

## 文 献

- (1) B. D. Bedford, R. G. Hoft : Principles of Inverter Circuit. John Wiley & Sons, Inc, New York (1964)
- (2) J. Miller, et al : Transistor Circuit. Design. TEXAS INSTRUMENT, INC. 1st. ed.
- (3) 岡田英彦, 野中作太郎 : 九州大学工学集報(1968)
- (4) W. McMurray, D. P. Shattuck : A Silicon Controlled Rectifier Inverter with improved Commutation. T of IEEE, Vol. 6, No. 11.





# 2変数リレー制御系の周波数応答について

木 村 伊 一

## Frequency Response of Two-Variable Relay Control System

Ichi KIMURA

**抄 録** 本論文は、非線形要素を含む2変数制御系において、位相差のある正弦波を入力信号としたときの周波数応答を解析したものである。理論解析は、2変数リレー制御系に発生する安定な自励振動発生条件を適用することにより、図式計算できることを示した。

理論値はアナログ計算機による実験結果とよく一致し入力信号の位相が周波数応答に影響することが明らかになった。

**緒 言** 自動制御系においては、数多くの操作量と制御量が、多少とも互いに干渉しあっているのが普通である。その相互干渉の強い場合は、1変数系として取扱うことはできない。

実際の制御系は種々の非線形特性をもつ制御要素で構成されているので、非線形要素を含んだ多変数制御系として取扱わねばならない。非線形要素を含む多変数制御系の周波数応答の解析は入力の振幅、入力の位相、非線形特性などを考慮すれば、その解法自体に困難な問題を含んでくる。

本論文では、最も単純な非線形要素と見られるリレー要素を含んだ2変数リレー制御系について、その入力信号の位相差と周波数応答との関係について解析し、アナログ計算機により確めた。

**基本調波振動の発生条件** 図1に示されるような2変数リレー制御系を考え、次のような正弦波入力を加えた場合に入力と同じ周波数の出力をえるための条件を求める。

$$r_1(t) = A_1 \sin(\omega t + \phi_1)$$

$$r_2(t) = A_2 \sin(\omega t + \phi_2)$$

ただし、 $\phi_1, \phi_2$  は定常状態においてリレー①が

正方向に切った時点をも時間原点としたときの入力との位相である。このとき系の諸量は図2に示すようになる。

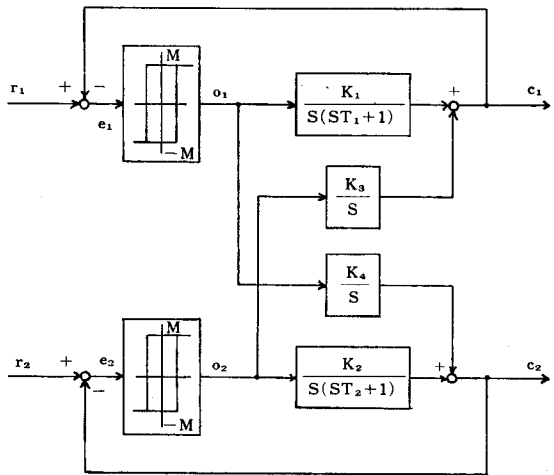


図1 2変数リレー制御系

ここで入力の角周波数 $\omega$ の自励振動を生じるが、その発生条件を図2から求める。

リレーの切換えは半周期  $T = \pi/\omega$  ごとにおこななければならないから、リレーへの入力、すなわち偏差信号  $e(t)$  は

$$\left. \begin{aligned} e_1(0) &= A_1 \sin \phi_1 - C_1(0) = -\frac{h}{2} \\ e_1(0) &= A_1 \sin(\pi + \phi_1) - C_1(\pi/\omega) = -\frac{h}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

$$\left. \begin{aligned} e_2(\phi/\omega) &= A_2 \sin(\phi + \phi_2) - C_2(\phi/\omega) = -\frac{h}{2} \\ C_2(\phi + \pi/\omega) &= A_2 \sin(\phi + \pi + \phi_2) - C_2(\phi + \pi/\omega) = -\frac{h}{2} \end{aligned} \right\} (3)$$

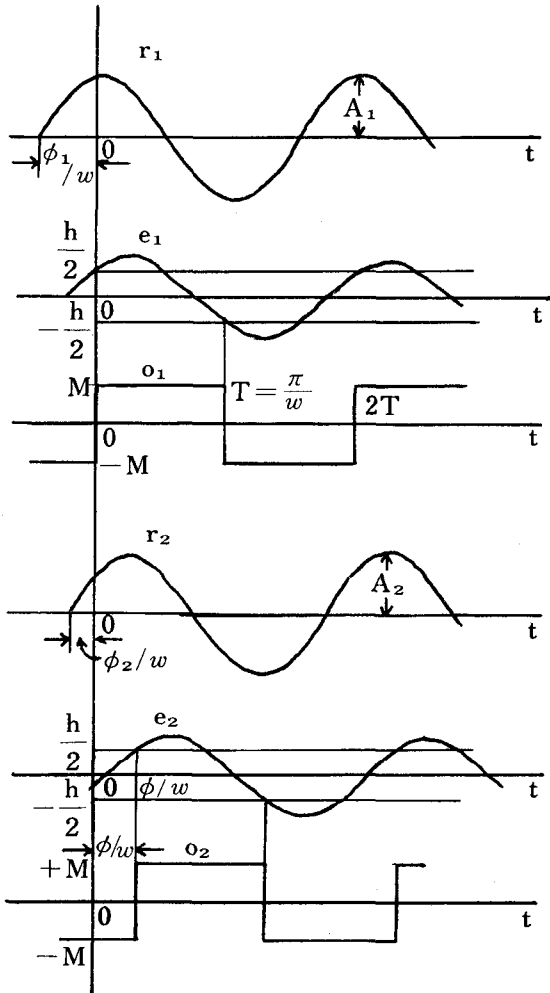


図2 入力信号と偏差およびリレー出力

なる関係を満足していなければならない。これがリレーの切換え時点に関する条件である。またリレーの切換え時点においては

$0 \leq t < \phi/\omega$  ( $\phi \geq 0$ ) では

$$C_1(t) = K_1 M \left[ \left( t - \frac{T}{2} \right) - T_0 \left\{ 1 - \left( 1 + \tanh \frac{T}{2T_1} \right) e^{-\frac{1}{T_1} t} \right\} \right] - K_3 M \left( t + \frac{T}{2} - \frac{\phi}{\omega} \right) \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$C_2(t) = -K_2 M \left[ \left( t - \frac{T}{2} - \frac{\phi}{\omega} \right) - T_2 \left\{ 1 - \left( 1 + \tanh \frac{T}{2T_2} \right) e^{-\frac{t + T - \phi/\omega}{T_2}} \right\} \right] + K_4 M \left( t - \frac{T}{2} \right) \quad \dots\dots\dots(10)$$

$\frac{\phi}{\omega} \leq t \leq T$  ( $\phi \leq 0$ ) では

$$C_1(t) = K_1 M \left[ \left( t - \frac{T}{2} \right) - T_1 \left\{ 1 - \left( 1 + \tanh \frac{T}{2T_1} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \right\} \right] + K_3 M \left( t - \frac{T}{2} - \frac{\phi}{\omega} \right) \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$C_2(t) = K_2 M \left[ \left( t - \frac{T}{2} - \frac{\phi}{\omega} \right) - T_2 \left\{ 1 - \left( 1 + \tanh \frac{T}{2T_2} \right) e^{-\frac{t - \phi/\omega}{T_2}} \right\} \right] + K_4 M \left( t - \frac{T}{2} \right) \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_1(0) &= A_1 \omega \cos \phi_1 - \dot{C}_1(0) > 0 \\ \dot{e}_1(\pi/\omega) &= A_1 \omega \cos(\phi_1 + \pi) - \dot{C}_1(\pi/\omega) < 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots(4)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_2(\phi/\omega) &= A_2 \omega \cos(\phi + \phi_2) - \dot{C}_2(\phi/\omega) > 0 \\ \dot{e}_2(\phi + \pi/\omega) &= A_2 \omega \cos(\phi + \pi + \phi_2) - \dot{C}_2(\phi + \pi/\omega) < 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots(5)$$

でなければならない。これはリレーの切換え方向に関する条件である。

さらに、半周期の途中でリレーの切換えが起らない条件が必要である。すなわち、①系では  $t = n \frac{\pi}{\omega}$ 、②系では  $t = \frac{\phi + n\pi}{\omega}$ 、以外の時点でリレーの切換えが起らないためには

$$\left. \begin{aligned} e_1(t) &= A_1 \sin(\omega t + \phi_1) \\ -C_1(t) &> -\frac{h}{2} \quad (0 < t < \frac{\pi}{\omega}) \end{aligned} \right\} \dots\dots(6)$$

$$\left. \begin{aligned} e_1(t) &= A_1 \sin(\omega t + \phi_1) \\ -C_1(t) &< \frac{h}{2} \quad (\pi/\omega < t < \frac{2\pi}{\omega}) \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} e_2(t) &= A_2 \sin(\omega t + \phi_2) \\ -C_2(t) &> -\frac{h}{2} \quad (\phi/\omega < t < \phi + \pi/\omega) \end{aligned} \right\} \dots\dots(7)$$

$$\left. \begin{aligned} e_2(t) &= A_2 \sin(\omega t + \phi_2) \\ -C_2(t) &< \frac{h}{2} \quad (\phi + \pi/\omega < t < \frac{\phi + 2\pi}{\omega}) \end{aligned} \right\}$$

なる条件を満足していなければならない。

①系と②系の自励振動間の位相差  $\phi$  については

$$-\pi \leq \phi \leq \pi \quad \dots\dots\dots(8)$$

である。以上の条件がすべて満されているとき自励振動、すなわち、基本調波振動がえられる。

**図式計算** 図式計算するために出力  $C_1(t)$   $C_2(t)$  を求めると

である。

これらを(2)式に代入すれば

$\phi \geq 0$  のときは

$$A_1 \sin \phi_1 + K_1 M \left( \frac{T}{2} - T_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \right) + K_3 M \left( \frac{T}{2} - \frac{\phi_0}{\omega} \right) = \frac{h}{2} \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$A_2 \sin(\phi + \phi_2) + K_2 M \left( \frac{T}{2} - T_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \right) + K_4 M \left( \frac{T}{2} - \frac{\phi_0}{\omega} \right) = \frac{h}{2} \quad \dots\dots\dots(13)$$

$\phi \leq 0$  のときは

$$A_1 \sin \phi_1 + K_1 M \left( \frac{T}{2} - T_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \right) + K_3 M \left( \frac{T}{2} + \frac{\phi_0}{\omega} \right) = \frac{h}{2} \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$A_2 \sin(\phi + \phi_2) + K_2 M \left( \frac{T}{2} - T_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \right) + K_4 M \left( \frac{T}{2} + \frac{\phi_0}{\omega} \right) = \frac{h}{2} \quad \dots\dots\dots(15)$$

となる。(12)式~(15)式から切換時点における入力の振幅  $A_1$  および  $A_2$  は

$$A_1 \geq \left| K_1 M \left( \frac{T}{2} - T_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \right) + K_3 M \left( \frac{T}{2} \mp \frac{\phi_0}{\omega} \right) - \frac{h}{2} \right| \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$A_2 \geq \left| K_2 M \left( \frac{T}{2} - T_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \right) + K_4 M \left( \frac{T}{2} \mp \frac{\phi_0}{\omega} \right) - \frac{h}{2} \right| \quad \dots\dots\dots(17)$$

なる条件を満足していなければならない。ここに複号は - が  $\phi \geq 0$  に + が  $\phi \leq 0$  にそれぞれ対応している。

これを切換時点の振幅条件とする。

また(12)式~(15)式より  $\phi$  を求めると、

$$\phi_0 = \pm \frac{\omega}{K_3 M} A_1 \sin \phi_1 \pm \left[ \frac{\omega}{K_3} \left\{ K_1 \left( \frac{T}{2} - T_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \right) - \frac{h/2}{M} + \frac{\pi}{2} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$\phi_0 = \pm \frac{\omega}{K_4 M} A_2 \sin(\phi + \phi_2) \pm \left[ \frac{\omega}{K_4} \left\{ K_2 \left( \frac{T}{2} - T_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \right) - \frac{h/2}{M} + \frac{\pi}{2} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots(19)$$

となる。複号は+が  $\phi \geq 0$  に - が  $\phi < 0$  に対応している。(18)(19)両式より図3がえられる。図3で(b)は位相差に関する条件を満す境界を示している。 $\phi$  をパラメータに

すれば(18), (19)式より、そのときの  $A_1 \sin \phi_1$  と  $A_2 \sin(\phi + \phi_2)$  の種々の組合せが得られる。そこで  $A_1 \sin \phi_1$  と  $A_2 \sin(\phi + \phi_2)$  との関係を求めると次式に示すようになる。

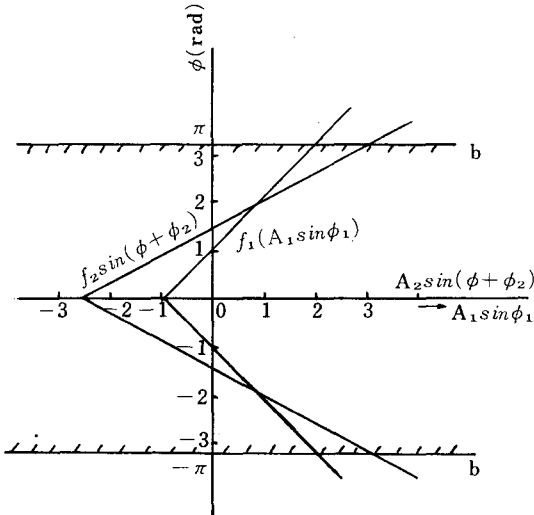


図3  $A_1 \sin \phi_1 - \phi$  曲線および  $A_2 \sin(\phi + \phi_2) - \phi$  曲線

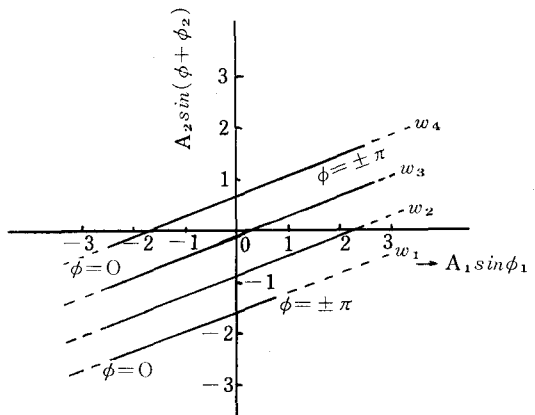


図4  $A_1 \sin \phi_1 - A_2 \sin(\phi + \phi_2)$  曲線

$$A_2 \sin(\phi + \phi_2) = \frac{K_4}{K_3} A_1 \sin \phi_1 + \left\{ \frac{K_4}{K_3} \left[ K_1 M \left( \frac{T}{2} - T_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \right) - \frac{h}{2} \right] - \left[ K_2 M \left( \frac{T}{2} - T_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \right) - \frac{h}{2} \right] \right\} \quad \dots\dots\dots(20)$$

これを図示すれば、図4に示すようになる。 $A_1 \sin \phi_1$  と  $A_2 \sin(\phi + \phi_2)$  との関係は傾きが干渉項のゲインの比  $K_4/K_3$  で切片が  $\omega$  にのみ依存する直線であらわされ

る。

切換方向の条件は(4), (5)式より  $\phi \geq 0$  のとき

$$\omega A_1 \cos \phi_1 + K_1 M \tanh \frac{T}{2T_1} + K_3 M > 0 \quad \dots\dots(21)$$

$$\omega A_2 \cos(\phi + \phi_2) + K_2 M \tanh \frac{T}{2T_2} - K_4 M > 0 \quad \dots\dots(22)$$

$\phi \leq 0$  のとき

$$\omega A_1 \cos \phi_1 + K_1 M \tanh \frac{T}{2T_1} - K_3 M > 0 \quad \dots\dots(23)$$

$$\omega A_2 \cos(\phi + \phi_2) + K_2 M \tanh \frac{T}{2T_2} + K_4 M > 0 \quad \dots\dots(24)$$

となるが、これより入力振幅  $A_1$  および  $A_2$  は

$$A_1 < \left| \frac{M}{\omega} \left( K_1 \tanh \frac{T}{2T_1} \pm K_3 \right) \right| \quad \dots\dots(25)$$

$$A_2 < \left| \frac{M}{\omega} \left( K_2 \tanh \frac{T}{2T_2} \mp K_4 \right) \right| \quad \dots\dots(26)$$

でなければならない。これを切換方向の振幅条件とする。

式より

$\phi \geq 0$  のとき

次にリレーが半周期の途中で切換らない条件は(6), (7)

$$-\frac{A_1}{M} \sin(\phi + \phi_1) - \frac{\pi}{2\omega} (K_1 + K_3) + K_1 T_1 \left( 1 + \tanh \frac{\pi}{2\omega T_1} \right) e^{-\frac{\phi_0}{\omega T_1}} + K_1 \left( \frac{\phi}{\omega} - T_1 \right) < \frac{h/2}{M} \quad \dots\dots(27)$$

$\phi \leq 0$  のとき

$$\frac{A_1}{M} \sin(\phi + \phi_1) + \frac{\pi}{2\omega} (K_1 + K_3) + K_1 T_1 \left( 1 + \tanh \frac{\pi}{2\omega T_1} \right) e^{-\frac{\pi + \phi}{\omega T_1}} + K_1 \left( \frac{\phi}{\omega} - T_1 \right) < \frac{h/2}{M} \quad \dots\dots(28)$$

である。これらの条件を図3, 4で確かめる。

$A_1 \sin \phi_1 - \phi$  曲線および  $A_2 \sin(\phi + \phi_2) - \phi$  曲線は図5に示すようになる。図において(a)は切換時点振幅条件、(b)は位相差に関する条件のそれぞれ成立する境界を示し、この斜線内ではリレーが半周期の途中で切換わらない条件を満足している。

**計算例** 各定数を  $K_1=10, K_2=8, K_3=7, K_4=3, T_1=0.25\text{sec}, T_2=0.5\text{sec}, h/2=1, M=1$  とし、この系に  $A_1=A_2=10, \omega=1\text{rad/sec}$  なる入力を加えたとき、2入力間の位相差  $\phi_0=\phi_1-\phi_2$  がどのような値のときに基本調波振動を生じるかを調べてみた。

次に図5より  $\phi$  と  $\phi_1$  および  $\phi_2$  との関係を求めれば図6のようになる。これより  $\phi_0=\phi_1-\phi_2$  を読みとれば基本調波振動を生じる  $\phi_0$  の領域がわかる。なお、図6において破線で示された  $\phi_2$  では基本調波振動を生じない、これは  $A_1$  が切換方向振幅条件を満足しているのに対し、 $A_2$  はこれを満足していないためである。

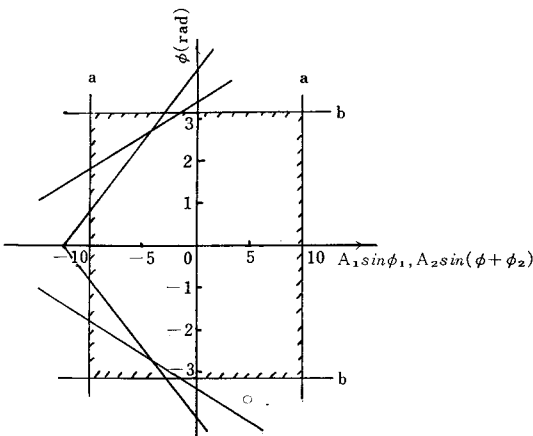


図5  $A_1 \sin - \phi$  曲線  
 $A_2 \sin \phi + \phi_2 - \phi$  曲線

**実験結果および考察** アナログ計算機による実験では図7に示したような  $\phi$  領域を確かめることができた。

一例として  $\phi_0 = -\pi/2$  のときの理論値と実験値を比較すると

理論値	実験値
$\phi_1 = -1.1\text{rad}$	$\phi_1 = -1.0\text{rad}$
$\phi_2 = -2.7\text{rad}$	$\phi_2 = -2.5\text{rad}$
$\phi = 2.05\text{rad}$	$\phi = 2.2\text{rad}$

で、理論値と実験値はかなりよく一致している。図8の周波数特性曲線では入力間の位相差  $\phi_0$  を大きくする

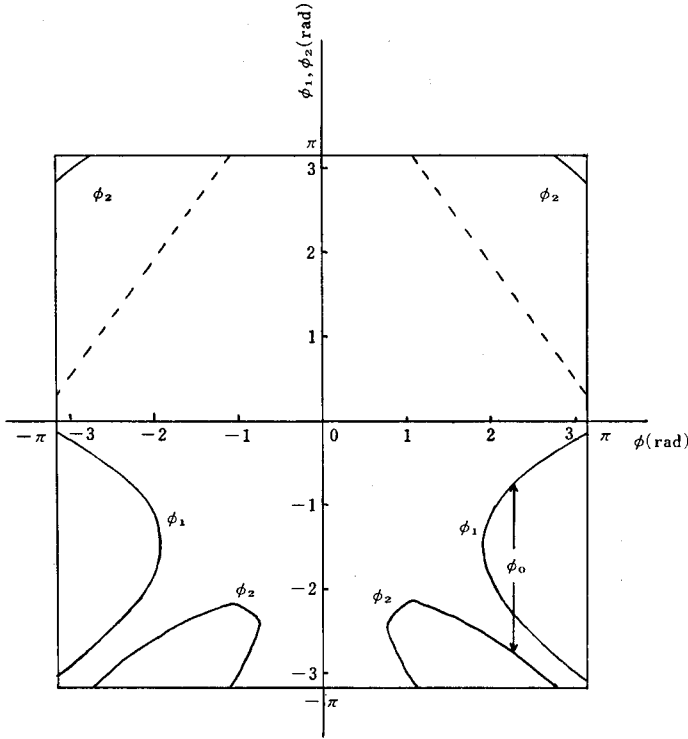


図6  $\phi_1, \phi_2$  と  $\phi$  の関係

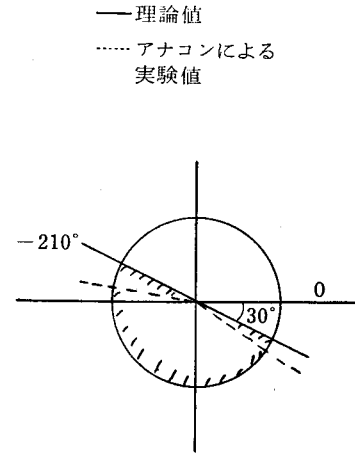


図7 基本周波振動を生じる  $\phi$  の領域

にしたがってゲインが増大していくことがわかる。これは基本調波振動発生領域の  $\pi(\text{rad})$  近くでは不安定な状態にあるといえる。実験においても  $\phi_0$  を大きくしてい

くと非線形振動があらわれ、急激な振幅の増大がみられた。

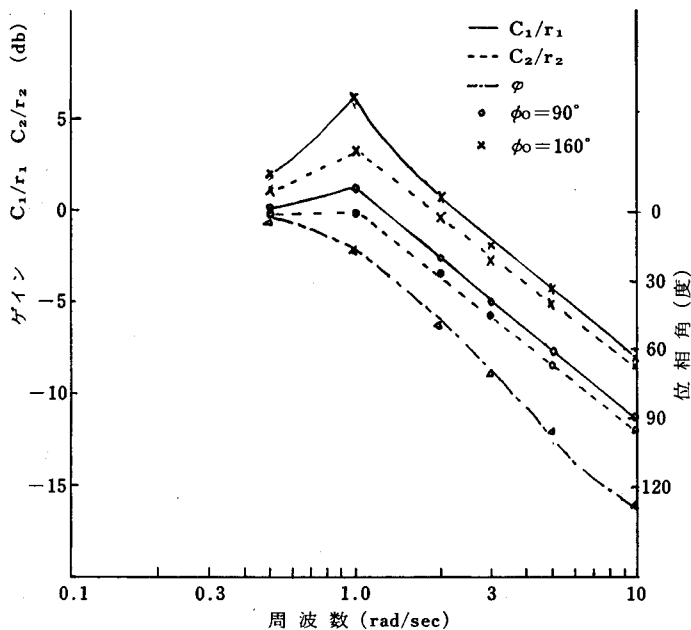


図8 周波数特性

**結 言** 2変数リレー制御系の周波数応答について、自励振動発生条件を適用して解析を試みた結果、入力位相差と基本調波振動の存在領域との関係を明らかにすることができた。1)これらの領域については、理論値とアナログ計算機による実験値とはよく一致し、ほぼ正弦波に近い出力がえられた。2)入力の位相差が $\pi(rad)$ 付近では非線形振動があらわれ、不安定となることが確かめられた。本論文では入力の位相差と周波数応答との関係について述べたが、今後は入力の振幅、非線形特性をも考慮して考察しなければならない。

#### 文献

- (1)丸橋, 金山: 2変数リレー制御系の自励振動 制御工学 Vol. 12 (1968)
- (2)桑原, 平井: クーロン摩擦のあるリレーサーボ機構の自励振動とその図式解法 制御工学 Vol. 6 (1962)
- (3)P. N. Nikiforuk: Frequency Response of Non-linear Two-dimensional systems INT. J control Vol. 7 (1968)
- (4)木村: 2変数制御系の周波数特性について 中国支部連合大会 昭和46年10月

# 凹形空洞共振器を用いた プラズマパラメータの測定法

成 田 紘 一

Method of Measuring Plasma Parameters by a Reentrant  
Cavity Resonator

Hirokazu NARITA

ABSTRACT—This paper describes the method of measuring the electron density and the electron collision frequency in plasmas by a reentrant cavity resonator. The equations to obtain the value of the electron density and the electron collision frequency on this method are derived by using Fujisawa's equivalent circuit diagram, and these equations are examined by Uenakada's equation. The results that are obtained from both equations are almost the same. From the above mention, it is understood that the electron density and the electron collision frequency in plasmas are measured simply by a reentrant cavity resonator.

## 1. まえがき

マイクロ波を用いたプラズマ診断技術のうちで、空洞共振法はその測定精度が高いことが知られている。この方法は Brown と Biondi<sup>(1)</sup> により発表されて以来、現在まで多数の人によって研究されてきている。<sup>(2)~(6)</sup> この方法では、空洞共振器内にプラズマがある場合とない場合の共振周波数ずれ  $\Delta f$  と  $Q$  の低下からプラズマの平均電子密度と電子衝突周波数が求められる。

最近、この空洞共振法の一つとして凹形空洞共振器を用いた電子密度測定法が Raptics と Lomgrent<sup>(7)</sup> により発表された。凹形空洞共振器は一般の円筒空洞共振器と比較して空洞共振器の上面と下面導体間の間隙が短いので、共振器中に挿入されるプラズマの軸長が短くてすみ、そのためこの共振器を用いた方法では、プラズマの軸方向電子密度こう配の測定が可能なことである。

Raptics と Lomgrent は凹形空洞共振器内にプラズマがある場合とない場合の等価回路を非分散性の藤沢の表示方法<sup>(8)</sup>でもって示し、それにより一種の摂動式を導き出した。しかしながら彼達の式には電子衝突周波数は含まれていない。電子衝突周波数は電磁波に対して実数の導電率を示すので、プラズマが共振器内に存在すると  $Q$  が低下する。したがって凹形空洞共振器のように比較的

低い周波数で用いられる共振器に対しては、電子衝突周波数を無視するわけにはいかない。

本論文では Raptics と Lomgrent の示したプラズマ電子密度決定式を電子衝突周波数も考慮に入れてより一般化した。そしてそれらの式がどの程度正しい値を示してくれるかどうか、最近発表された上中田の式<sup>(9)</sup>を使って理論的に調べた。その結果、凹形空洞共振器を使って比較的簡単にプラズマの電子密度と電子衝突周波数が求められることがわかった。

## 2. プラズマ柱を含む凹形空洞共振器の等価回路

図1にプラズマ柱を含む凹形空洞共振器を示す。プラ

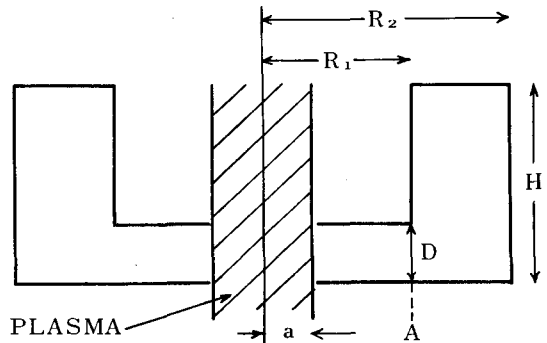


図1 プラズマ柱を含む凹形空洞共振器

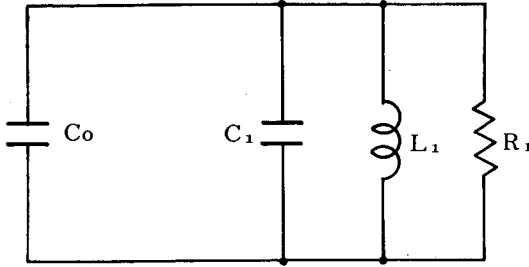


図2 凹形空洞共振器の等価回路

ズマのない時、この共振器の等価回路は図2のごとく示される。ここで

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{\pi R_1^2}{D} \quad (1)$$

$$C_1 = 4 R_1 \epsilon_0 \ln \frac{e \sqrt{(R_2 - R_1)^2 + H^2}}{2 D} \quad (2)$$

$$L_1 = \mu_0 \frac{H}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1} \quad (3)$$

$$\frac{\omega^2 L_1^2}{R_1} = \frac{1}{2\pi \delta \sigma} \left( \frac{H-D}{R_1} + \frac{H}{R_2} + 2 \ln \frac{R_2}{R_1} \right) \quad (4)$$

である。ただし  $\delta$  は表皮の深さ、 $\sigma$  は共振器材料の導電率である。

いまプラズマがコールド、均一であるとすればプラズマの導電率は次式で与えられる。

$$\sigma_p = \sigma_r - j\sigma_i = \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \epsilon_0 \left\{ \frac{\nu}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} - j \frac{\omega}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \right\} \quad (5)$$

したがってプラズマの誘電率は

$$\epsilon_p = \epsilon_r - j\epsilon_i = \epsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \right\} - j \epsilon_0 \left\{ \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \cdot \left( \frac{\nu}{\omega} \right) \right\} \quad (6)$$

となる。ただし  $\omega_p$  はプラズマ角周波数、 $\nu$  は電子衝突周波数である。式(6)より半径  $a$ 、長さ  $D$  のプラズマ柱のアドミタンスは静的近似でもって次式で与えられる。

$$Y_p = j\omega \frac{\pi a^2}{D} (\epsilon_r - j\epsilon_i) \\ = \omega \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 C_0 \left\{ \left[ \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \left( \frac{\nu}{\omega} \right) \right] + j \left[ 1 - \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \right] \right\}$$

$$= j\omega C_p + \frac{1}{R_p} \quad (7)$$

各素子の定数  $C_p$ 、 $R_p$  は

$$C_p = \left\{ 1 - \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \right\} \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 C_0 \quad (8)$$

$$\frac{1}{R_p} = \left\{ \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \cdot \left( \frac{\nu}{\omega} \right) \right\} \omega \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 C_0 \quad (9)$$

で示される。よって凹形空洞共振器内にプラズマ柱が挿入された時の等価回路は図3のようになる。ここで  $C_0'$

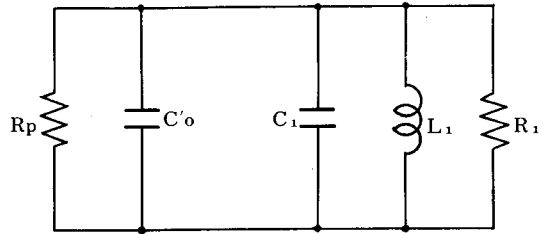


図3 プラズマ柱を含む凹形空洞共振器の等価回路

はプラズマ柱を含むギップ間の静電容量であり、 $r = a$  から  $r = R_1$  までの静電容量を加えたもので与えられる。

$$C_0' = C_p + \left( \frac{R_1^2 - a^2}{D} \right) \pi \epsilon_0 \\ = C_0 - \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 C_0 \left\{ \frac{\left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2}{1 + \left( \frac{\nu}{\omega} \right)^2} \right\} \quad (10)$$

### 3. 電子密度と電子衝突周波数の決定

共振器中にプラズマが存在しない時の共振周波数を  $f_0$ 、プラズマの存在する時の共振周波数を  $f$  としたとき、図2、図3から次式が得られる。

$$f_0 - f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1(C_1 + C_0)}} - \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1(C_1 + C_0')}} \quad (11)$$

そしてさらに上式は

$$1 + \frac{f - f_0}{f_0} = \sqrt{\frac{C_1 + C_0}{C_1 + C_0'}} \quad (12)$$

となる。ここで  $(f - f_0)/f_0$  が1と比較して十分小さいものとして、両辺の逆数を二項展開すれば

$$1 - 2 \frac{f - f_0}{f_0} = \frac{C_1 + C_0'}{C_1 + C_0} \quad (13)$$

が得られる。この式に式(10)を代入すれば



$$2 \frac{f-f_0}{f_0} = \left\{ \frac{(\frac{\omega_p}{\omega})^2}{1+(\frac{\nu}{\omega})^2} \right\} \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 \frac{C_0}{C_1+C_0} \quad (14)$$

となる。さらに  $(\nu/\omega)^2 \ll 1$  なるときは、以下のごとく簡単となる。

$$2 \frac{f-f_0}{f_0} = \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 \frac{C_0}{C_1+C_0} \quad (15)$$

この式がプラズマの電子密度決定式であり、Raptics と Lomgrent より導き出された式である。

つぎにこの共振器の  $Q$  について考えてみよう。プラズマ挿入時の  $Q$  は図3から

$$\frac{1}{Q} = \omega L_1 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_p} \right) \quad (16)$$

で与えられる。 $\omega_0 L_1 \doteq \omega L_1$  とし、さらに共振条件  $\omega_0 L_1 = 1/\omega_0 \cdot (C_1 + C_0)$  を使えば、上式は

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{R_p \omega_0 (C_0 + C_1)} \quad (17)$$

となる。ここで  $Q_0$  はプラズマの存在しない時の  $Q$  である。

この式に式(9)を代入すれば、

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \left\{ \frac{(\frac{\omega_p}{\omega})^2}{1+(\frac{\nu}{\omega})^2} \right\} \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 \frac{C_0}{C_1+C_0} \quad (18)$$

となる。以上の結果をふたたび書けば

$$2 \frac{\Delta f}{f_0} = \left\{ \frac{(\frac{\omega_p}{\omega})^2}{1+(\frac{\nu}{\omega})^2} \right\} \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 \frac{C_0}{C_1+C_0} \quad (19)$$

$$4 \frac{1}{Q} = \left\{ \frac{(\frac{\omega_p}{\omega})^2}{1+(\frac{\nu}{\omega})^2} \right\} \left( \frac{a}{R_1} \right)^2 \frac{C_0}{C_1+C_0} \quad (20)$$

となり、これらの式から一般の空洞共振器と同様に、プラズマ挿入時の共振周波数  $\Delta f$  と  $Q$  の低下  $\Delta Q$  から我々はプラズマの電子密度と電子衝突周波数を求めることができる。

#### 4. プラズマ柱を含む凹形空洞共振器の共振周波数

前節で筆者は凹形空洞共振器を用いてプラズマの電子密度と電子衝突周波数が簡単に測定できることを示した。この方法では、筆者は藤沢による等価回路表示を使用した。しかしながら彼の式は分散性を持っていないため、共振器内にプラズマが存在する場合などでは誤差が生じるものと思われる。そこで筆者は前節で求めた式が

理論的にどの程度正しい値を示してくれるかどうか調べるため、最近発表された上中田の式を使って種々の凹形空洞共振器に対して詳しい計算を行った。上中田は Green 関数を使って図1に示す点Aよりトロイダル部を見たアドミタンスを求めている。そこで筆者は点Aよりプラズマ柱を含むギップを見たアドミタンスを Radial Line の手法を使って求め、それらのアドミタンスの和が零となる共振条件からプラズマ柱を含む凹形空洞共振器の共振周波数を求めた。

上中田は点Aよりトロイダル部を見たアドミタンス  $Y_T$  は以下の近似式で与えられることを示した。

$$\begin{aligned} Y_T \cong & -j \frac{1}{z_0 k_0 D} \left\{ 1 - \frac{\sin k_0 D \cdot \sin k_0 (H-D)}{k_0 D \sin k_0 H} \right\} \\ & + j \frac{6.58 k_0 (R_2 - R_1) R_1}{\pi \zeta D} - j \frac{2 k_0 R_1 (R_2 - R_1)^2}{\pi^2 \zeta D} \\ & \times \left[ 1 - \exp \left( -\frac{2\pi D}{R_2 - R_1} \right) + \exp \left( -\frac{2\pi H}{R_2 - R_1} \right) \right. \\ & \left. - \exp \left( -\frac{2\pi (H-D)}{R_2 - R_1} \right) \right] \quad (21) \end{aligned}$$

ただし、 $\zeta$  は自由空間中の波動インピーダンス、 $k_0$  は自由空間中の位相定数であり、 $z_0$  は

$$z_0 = \frac{\zeta}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

で与えられる。この式は  $k_0 (R_2 - R_1) < 1$  なるときよい近似を与えてくれる。

次に点Aよりギップを見たアドミタンス  $Y_G$  を求めてみる。ギップ間の電磁界が軸対称の  $TM$  モードであると考えると  $Y_G$  は

$$Y_G = \frac{\int_s \mathbf{E}^* \times \mathbf{H} ds}{\left| \int E_z dz \right|^2} \Bigg|_{r=R_1} \quad (22)$$

で与えられる。プラズマ中の電磁界を

$$E_z^I = A I_0(k_p r), \quad H_\phi^I = -j \frac{k_p}{\omega \mu_0} A I_1(k_p r) \quad (23)$$

とし、ギップ間の電磁界を

$$\left. \begin{aligned} E_z^{II} &= B J_0(k_0 r) + C N_0(k_0 r) \\ H_\phi^{II} &= j \frac{k_0}{\omega \mu_0} \left\{ B J_1(k_0 r) + C N_1(k_0 r) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

とすれば、ただし  $k_p = k_0 \sqrt{(\omega_p/\omega)^2 - 1}$ ,  $(\omega_p/\omega)^2 > 1$ ,  $J, N$  は Bessel と Neumann 関数、 $I$  は Modified Bessel 関数である。アドミタンス  $Y_G$  は

$$Y_G = \frac{2\pi R_1 H_\phi^{II}}{E_z^{II} \cdot D} \Bigg|_{r=R_1}$$

$$= j \frac{\omega \epsilon_0}{k_0} \cdot \frac{2\pi R_1}{D} \cdot \frac{J_1(k_0 R_1) + DN_1(k_0 R_1)}{J_0(k_0 R_1) + DN_0(k_0 R_1)} \quad (25)$$

で与えられる。定数  $D=C/B$  は  $r=a$  点における境界条件,  $E_z^I = E_z^{II}$ ,  $H_\phi^I = H_\phi^{II}$  に式(23), (24)を代入して求められる。

$$D = -\frac{I_0(k_p a)J_1(k_0 a) + \sqrt{(\omega_p/\omega)^2 - 1}I_1(k_p a)J_0(k_0 a)}{I_0(k_p a)N_1(k_0 a) + \sqrt{(\omega_p/\omega)^2 - 1}I_1(k_p a)J_0(k_0 a)} \quad (26)$$

以上の結果より

$$Y_T + Y_G = 0 \quad (27)$$

なる共振条件から  $(\omega_p/\omega)^2$  と  $k_0$  との関係を知ることができる。

筆者は表1に示してある4つの共振器について、式(27)

表1 凹形空洞共振器の形状

共振器	$R_1$ (mm)	$R_2$ (mm)	$D$ (mm)	$H$ (mm)
No. 1	11.0	27.0	10.0	25.0
No. 2	15.0	33.0	12.0	35.0
No. 3	15.0	28.0	9.0	20.0
No. 4	9.5	25.0	10.0	25.0

を使って電子密度と共振周波数との関係を計算し、前節

表2 藤沢と上中田の式から求めた共振周波数

共振器	上中田 $f_u$	藤沢 $f_m$	$\left  \frac{f_u - f_m}{f_u} \right  \times 100$
No. 1	2.58GHz	2.55GHz	1.16%
No. 2	1.89	1.90	0.53
No. 3	2.91	2.86	1.72
No. 4	2.82	2.78	2.42

の式(19)と比較してみた。またこれらの共振器の共振周波数を上中田と藤沢の式を使って求めると表2のようになる。表2から両者の式から求めた共振周波数は数%以内で一致していることがわかる。

$(f-f_0)/f_0$  と  $(\omega_p/\omega)^2$  との関係をそれぞれの共振器について求めると図4のようになる。図から共振器 No. 1 および 2 においては藤沢の式を用いた電子密度決定式はよい値を示してくれるものと考えられるが、共振器 No. 3 および 4 においてはある程度の誤差が生じるものと思われる。

以上の事より、藤沢の式から求めた共振周波数が実際の共振器の共振周波数と数%以内で一致するとき、以前の式は有効になるものと考えられる。したがって凹形空洞共振器を用いてプラズマの電子密度と電子衝突周波数を求めるときには、注意して共振器を作成する必要がある

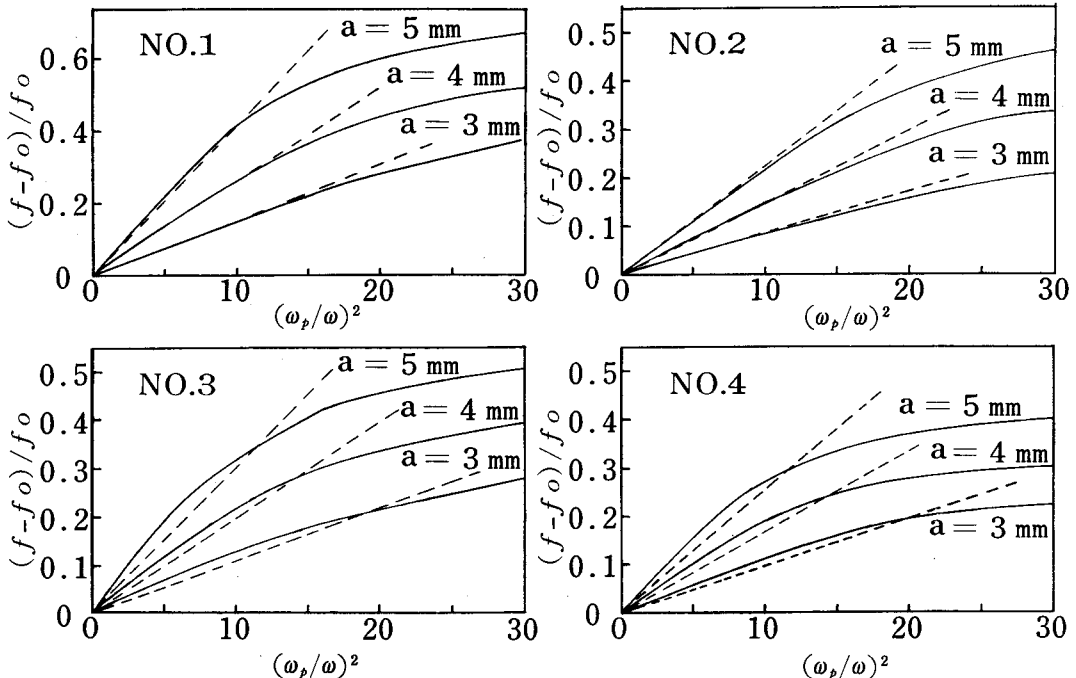


図4 プラズマ柱を含む種々の凹形空洞共振器に対する  $(f-f_0)/f_0$  と  $(\omega_p/\omega)^2$  の関係 --- 式(19) --- 式(27)

る。

## 5. おわりに

本論文において、凹形空胴共振器を用いて普通の空胴共振法と同様な方法でもって、 $(\omega_p/\omega)^2 < 1$  なる場合のプラズマの電子密度と実効電子衝突周波数が測定できることを示した。そしてさらに、この方法での電子密度決定式が理論的に正しい値を示してくれるかどうか、上中田の式を使って調べた。

結果から、実際に作成した空胴共振器の共振周波数と藤沢の式から得られた共振周波数とが数%以内で一致するとき、電子密度決定式、式(19)が十分使用できることがわかった。

ここではプラズマの径方向密度こう配や、ホールの大きさについては考慮しなかったが、これらの問題はこの共振器を使った場合重要な誤差要因となるので、今後さらに検討してみる必要がある。

**謝辞** 平素より親切なるご指導をいただいている名

古屋工業大学阿座上孝教授および大阪工業大学今井健蔵助教授に厚く感謝申し上げます。

## 文 献

- (1) M. A. Biondi and S. C. Brown, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1700
- (2) S. J. Buchsbaum and S. C. Brown, *Phys. Rev.* **106** (1957) 196
- (3) K. B. Person, *Phys. Rev.* **106** (1957) 191
- (4) S. J. Buchsbaum, L. Mower and S. C. Brown, *Phys. Fluids* **5** (1960) 805
- (5) B. Agdur and B. Enander, *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 575
- (6) K. I. Thomassen, *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 3642
- (7) A. C. Raptics and K. E. Lonngren, *J. Mic. Power* **4** (1969) 182
- (8) K. Fujisawa, *IEEE Trans. MTT-7* (1958) 344
- (9) 上中田, 電通学会誌 **53-B** (1970) 168



# 中間赤外域における市街地背景の輝き空間分布\*

山 内 雅 好

## Radiance Space Distribution of City Background in Middle Infrared Region

Masayoshi YAMAUCHI

### 1. ま え が き

赤外線を用いて市街地火災を遠方から探知しようとする場合、その可能性、および、その動作波長域を検討するにあたって、まず、火災の背景となる赤外領域における市街地の輝き空間分布の統計的性質を知っておく必要がある。本報告は、中間赤外域(2~9[μ])における市街地背景の輝き空間分布を数種の波長域に分割して測定したものである。

### 2. 測定および解析方法

観測はすべて京都工芸繊維大学電気工学教室の屋上から、京都市街を背景として行なった。測定および解析の系統図を図1に示す。

市街地背景の輝き空間分布の検出には、直線走査式放

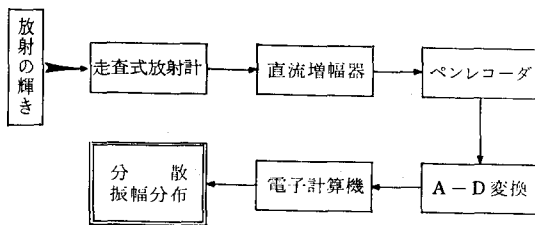


図1 測定および解析系統図

射計を使用した。検出器からの出力波形を直流増幅器で増幅し、ペンレコーダに記録した後、アナログ・デジタル変換を行ない、デジタル電子計算機で輝き空間分布の分散、および、振幅分布<sup>(1)</sup>を求め解析を行なった。直線走査式放射計の概観を図2に示す。<sup>(1)</sup>放射計の検

出器には液体窒素で77°Kに冷却した、金ゲルマニウム光導電素子を用いた。その感度波長域は2~9[μ]である(2[μ]以下はゲルマニウムフィルタでシャ断してある。)。検出方式は光学式チョッパ表面からの放射パワーと被測定放射源からの入射パワーとの差を出力とするものであり、瞬時視野は3[mrad.]である。

放射計の走査角速度は50[mrad./sec]とし、波形記録時間を70[sec]とした。ここで、記録波形は時間座標で表わされるが、いま、走査角速度を $\phi$ [mrad./sec]、時間 $t$ [sec]の間の走査角度を $\theta$ [mrad.]とすると、式(1)によって、時間座標を空間座標に変換できる。したがって、記録波形をそのまま輝き空間分布として解析を行なった。

$$\theta = \phi \cdot t \quad [\text{mrad.}] \quad (1)$$

記録波形をA-D変換するため、振幅のpeak to peakを200等分して量子化し、サンプリング間隔は放射計の瞬時視野3[mrad.]にできるだけ近づけるため5[mrad.]とした。<sup>(1)</sup>

検出器の感度波長域は(2~9[μ])であるが、探知目標の温度を数10°C~1000°Cの黒体と考えると、その放射の大部分は中間赤外域、すなわち、2~9[μ]内にある。<sup>(5)</sup>探知系等の動作波長域として、大気窓を利用するものとし、輝き空間分布の波長依存性を調べるために、2~9[μ]領域をさらに光学干渉フィルタを使用して(2~3[μ])、(3~4[μ])、(3.5~5[μ])、(4.5~4.9[μ])、(4.7~5.4[μ])、(5~9[μ])、および(8.4~9[μ])に分割して、それぞれの波長帯につい

\* 山内、板倉、堤、高木; 昭和45年11月、関西支部連合大会

て測定し、それらの分散および振幅分布の解析を行なった。また、輝き空間分布に大きな影響を与える太陽の影

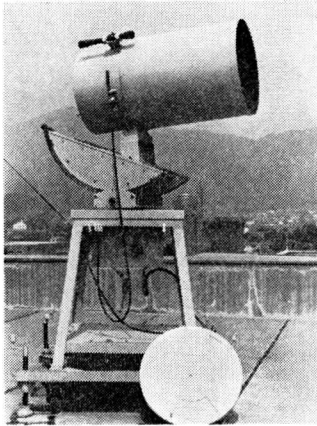


図2 放射計の概観

響を考慮して、天候状態を日中の晴天、日中の曇天、および夜間の三つに分け、それぞれに対して上記の測定を行なった。

### 3. 測定および解析結果

図3、4に日中の晴天、および、夜間の場合の各波長域における放射計の出力波形のオシログラム例を示す。

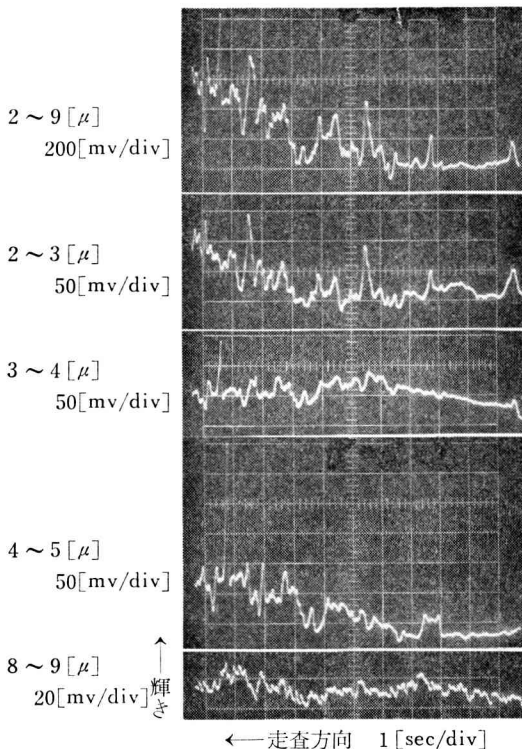


図3 日中晴天の出力波形例

日中晴天と夜間の波形を比較してわかるように、短波長域では太陽の影響が強い。特に、日中晴天の場合の2~3[μ]でみられるピークは建物等の太陽光の強い反射によるものである。このように市街地背景の場合、温かい煙突等の赤外放射源からの自己放射、および建物等からの太陽光の反射が考えられる。このことは、天空および山林等の自然界の背景の輝き空間分布<sup>(1),(2)</sup>と極めて異なっている点である。また、市街地背景は人工的なものであるから、観測地域、例えば、工業地域、住宅地域、ビル街等の別、および観測時間などによって結果が異なる。

オシログラムの例からもわかるが、太陽光の影響を受ける波長域(2~3[μ])と、そうでない波長域(3~4[μ], 4~5[μ], 8~9[μ])とでは波形の相似性がみられない。すなわち、無相関である。しかし、自己放射の強い波長域では、天空および山林等の自然界の背景雑音の性質と異なって相似性、すなわち、相関がみられる。

また、煙突等の強い熱源からの自己放射は探知能力の低下をもたらし、低いSN比での目標検出は極めて困難である。このことは、目標物体の温度をも考え合わせて

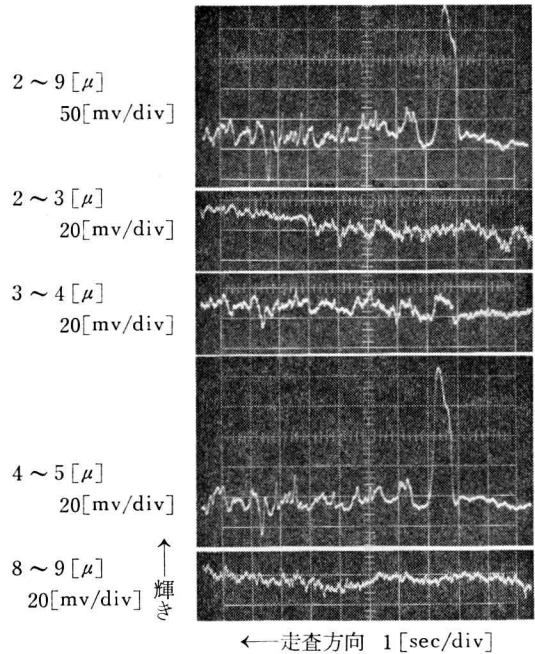


図4 夜間の出力波形例

考察しなければならないが、一般に動作波長域として単一の波長域を採用する従来の探知系の適用が困難であることを意味する。したがって、市街地を背景とする赤外

探知系に最適な新しい動作方式を検討することが必要に思われる。

表1に市街地背景の輝き空間分布の分散を示す。これは天空および山林背景雑音の分散と比較して、約1桁大きい値を示している(表2に山林背景の場合の分散の例を示す)。長波長域で分散が大きくなるのは煙突等の自己放射によるものである。また、図表において、日中晴

表1 市街地背景の分散

波長域	日中晴天	日中曇天	夜間
2.0~9.0[ $\mu$ ]	$3.5 \times 10^5$	$3 \times 10^4$	$2 \times 10^3$
2.0~3.0	$6 \times 10^3$	$1 \times 10^2$	$1 \times 10^1$
3.1~4.0	$9 \times 10^2$	$4 \times 10^2$	$2.5 \times 10^1$
3.6~5.0	$7 \times 10^3$	$3 \times 10^3$	$8 \times 10^1$
4.5~4.9	$2 \times 10^2$	$4 \times 10^1$	$1 \times 10^1$
4.7~5.4	$7 \times 10^3$	$6 \times 10^3$	$1 \times 10^2$
5.1~9.0	$1 \times 10^5$	$7 \times 10^3$	$9 \times 10^2$
8.4~9.0	$4 \times 10^4$	$2.5 \times 10^3$	$2.6 \times 10^2$

単位: [ $\mu\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{r}$ ]<sup>2</sup>

表2 山林背景の分散<sup>(4)</sup>

波長域	日中晴天	日中曇天	夜間
2~9 [ $\mu$ ]	$1 \sim 2 \times 10^4$	$1 \sim 2 \times 10^3$	$0.5 \sim 1 \times 10^3$
2~3	$1 \sim 5 \times 10^3$	$0.8 \sim 3 \times 10^2$	8~40
3~4	$5 \sim 8 \times 10^2$	$1 \sim 5 \times 10^2$	8~40
3.5~5	$1 \sim 3 \times 10^2$	$0.5 \sim 2 \times 10^2$	$0.5 \sim 1 \times 10^2$
5~7.5	$1 \sim 5 \times 10^2$	$2 \sim 4 \times 10^2$	$2 \sim 4 \times 10^2$

単位: [ $\mu\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{r}$ ]<sup>2</sup>

天より日中曇天、日中曇天より夜間のほうが分散は小さくなっているが、これは太陽光の影響の依存性を示していると考えられる。

振幅分布については、天空および山林背景の場合、ガ

ウス分布的であったのに対して、市街地背景の場合、ややポアソン分布の傾向にある。<sup>(1)</sup>

#### 4. むすび

天空および山林等の自然界を背景とする赤外線探知系の最適動作波長域については、すでに検討されている。<sup>(3),(4)</sup>しかし、本報告で述べたように、市街地背景雑音は人工的な色彩が強く、温かい煙突等の強い熱源からの自己放射が分散に大きな影響を与え、また、振幅分布についてもポアソン分布の傾向にある。したがって、市街地背景雑音は天空および山林背景雑音と異なって、分散のみで背景雑音を評価することができないことが明らかにされた。このことは市街地を背景とする赤外線探知系の動作波長域として単一の波長域を採用する方法は、一般に探知能力の低下をもたらす、目標探知が困難となる。したがって、市街地を背景とする赤外線探知系に関しては、より適した新しい動作方式についてあらためて検討する必要がある。

#### 謝辞

本報告にご指導いただいた、京都工芸繊維大学工学部電気工学教室、高木亨教授、堤捨男助教授、板倉安正講師に感謝いたします。

#### 文献

- (1) 高木亨, 堤捨男: “天空および山林背景の輝き空間分布の統計的性質”, 信学論(C), 51-C, 2, p. 51 (昭43-02).
- (2) 板倉安正, 堤捨男, 高木亨: “山林を背景とする赤外線探知系の最適動作波長域”, 信学会電装研資E D69-41 (1970-03).
- (3) 板倉安正, 堤捨男, 高木亨: “山林を背景とする赤外線探知系の最適動作波長域”, 信学論55-D, 1, p. 8 (昭47-01).
- (4) 板倉安正, 堤捨男, 高木亨: “山林を背景とする赤外線探知系の動作波長域の一考察”, 電気関係連合全国大会 (昭45).
- (5) R. D. Hundson, Jr.: “Infrared system engineering”, John Wiley & Sons Inc. (1969).





# フルフラールならびに関連化合物の自動酸化生成物

石 垣 昭

## Auto-oxidation Products of Furfural and its Related Compounds

Akira ISHIGAKI

Furfural is readily discolored by auto-oxidation. These auto-oxidation products were investigated. Several brown colored polymeric products and a yellowish crystalline product (I) were separated by column chromatography. All these products contain furan rings in each structure. But the IR spectral data suggest that the structure of (I) contains a five-membered unsaturated lactone ring together with a furan ring. From the results of thin-layer chromatographic separations it was observed that (I) has been formed at the early stage of auto-oxidation with 2-furoic acid (II). This suggests that the formations of (I) and (II) may be closely related with each other at the early stage of auto-oxidation process.

### 1. 緒 言

フルフラールはフラン環の2位にアルデヒド基を有する代表的なフラン誘導体である。この物質は広く有機化学工業原料として使用されるとともに、工業用溶剤としても石油精製プロセスに広く使用されている。

この物質はベンズアルデヒドとよく似た化学的性質を示す。ベンズアルデヒドが空気中の酸素により液相で自動酸化を受け、過安息香酸をへて定量的に安息香酸となる反応はよく知られており、各種の条件下における速度論的研究もなされている。<sup>(1)</sup>

大竹ら<sup>(2)</sup>はベンズアルデヒドの液相空気酸化について反応工学的研究を行ない、酸素の溶解、拡散と酸化反応による酸素の消失の両過程が直列におけると考える直列過程モデルが成立することを報告している。

これに対してフルフラールはベンズアルデヒドと化学的性質が似ているにもかかわらず、液相自動酸化についての速度論的研究や反応工学的研究が充分なされていない。この理由としてフルフラールではアルデヒド基以外にフラン環も酸素と反応しやすく、反応をより複雑なものにしていることが挙げられる。たとえば、ベンズアルデヒドでは前述のように酸素吸収量に応じて、過安息香酸をへて定量的に安息香酸にまで自動酸化が進行するのに対し、フルフラールでは吸収した酸素の1/10のみがフランカルボン酸の生成に関与するに過ぎず、大部分が

フラン環との反応に消費されていることを Dunlop ら<sup>(3)</sup>が認めている。Tsirlin ら<sup>(4)</sup>はフルフラール貯蔵中の酸素吸収量とフルフラール消費量の関係をくらべ、吸収された酸素に対し等モルのフルフラールが消費されることを実験的に確かめている。また Khol'kin<sup>(5)</sup>はフルフラールが自動酸化により着色する現象に着目し、自動酸化の反応速度を着色の吸光度分析の結果から研究し、相対的な反応速度定数を測定している。しかしこれらの結果は自動酸化生成物の種類と化学構造、吸収スペクトル等について充分検討せぬまま、単なる着色の吸収強度をもとにして反応速度を論じており、フルフラールの自動酸化について反応速度論的考察の基礎とするには不十分である。著者ら<sup>(6)</sup>はすでにフラン誘導体の自動酸化反応について基礎的研究を行ない、その一部を報告した。本研究はフルフラールの自動酸化を反応工学的に研究するに先立ち、このような複雑な反応系の素反応をしらべる目的で、自動酸化の過程でどのような反応生成物が生成するかについて行った研究の成果についてのべる。

### 2. 実 験

#### 2.1 試 料

フルフラール；市販品（試薬1級）を1回減圧下に蒸留したのち、30cmのVigreux columnを使用して減圧下に精密分留し、沸点73°C/29mm Hgの留分を採取し、空気と接触させながら一定期間静置して使用した。

5-メチルフルフラール；工業用フルフラール製造工程より得られる高沸点缶出液より分留法により採取した。分留は1回原料を減圧下に単蒸留したのち、さらにVigreux columnを使用して減圧下に数回精密分留をくりかえし、沸点79.5°C/17mm Hg ( $n_D^{16}$  1.5315)の留分を採取した。この試料を蒸留直後ガスクロマトグラフィーでしらべると5-メチルフルフラール以外の成分をほとんど含まず、フルフラールも完全に除去されていることを確認して使用した。この試料が5-メチルフルフラールであることは赤外吸収、紫外吸収が標品と一致し、酸化により5-メチルフランカルボン酸と同じ融点をもつ物質の生成することより確認した。

## 2.2 自動酸化生成物の分離

カラムクロマトグラフィー；直径45mm、長さ50cmのクロマト用カラムに充てん剤として活性アルミナ（市販クロマトグラフィー用、300メッシュ、活性度Ⅲに調整）200gをベンゼンにけん濁させて充てんし、精製後1年以上経過して黒褐色となったフルフラール試料をベンゼンと1：1の比率で混合して加え、ベンゼンを溶離液として展開した。展開は溶出液が無色となるまで続け、その後アルミナ層を拔出し、着色した各層をアセトンその他の溶剤で抽出し着色成分を分離した。

薄層クロマトグラフィー（TLC）；自動酸化生成物の分離に適した吸着剤、展開溶媒を見出すため、各種の吸着剤、溶媒系について予試験を行った結果、シリカゲルまたはポリアミドを吸着剤とし、ベンゼン-氷酢酸（20：0.5）を展開溶媒とする場合が最もよい結果を与えることを見出した。スポットの検出は広領域紫外線照射法を採用し、この目的に適した混合蛍光体を配合した市販プレート（和光純薬K.K製、ワコーゲルUAプレートおよびポリアミドUAプレート、各5×10cm）を主として使用した。

## 2.3 成分の確認、構造の推定

クロマトグラフィーおよび化学的方法により分離した成分は通常の化学的分析法ならびに機器分析法によって化学構造を推定した。また薄層クロマトグラフィーにより分離した成分のうち、フランカルボン酸ならびに5-メチルフランカルボン酸は標品と $R_f$ 値を比較して確認した。これらの標品はそれぞれ、フルフラールおよび、5-メチルフルフラールを常法により酸化銀を触媒として空気酸化することにより合成した。

## 3. 結果と考察

### 3.1 着色成分の分離と確認

フルフラールが自動酸化により着色する現象については前述のように各種の報告がある。しかし、これらの着

色成分を分離確認した例は少ない。

Dunlopら<sup>(7)</sup>はフルフラールの自動酸化の反応過程として図1に示すようなスキームを提案した。

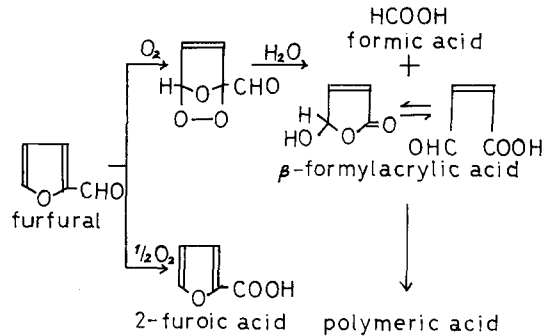


図1 フルフラールの自動酸化反応過程 (Dunlop)

このスキームによると自動酸化により過カルボン酸をへてフランカルボン酸を生成する過程と、一種のオゾンド構造をへてギ酸と $\beta$ -ホルミルアクリル酸を生成する過程を考え、さらに $\beta$ -ホルミルアクリル酸が重合して高分子量の有機酸が着色成分として生成するとしている。しかしこの高分子量有機酸については充分確認されておらず推測の域をでない。著者ら<sup>(8)</sup>はさきにクロマトグラフィーを用いてこれらの成分を分離することを試みたが、本報ではその後の研究成果を含めてのべる。

クロマトグラフィーによる分離結果の例を図2に、また代表的なクロマトグラムを図3に示す。

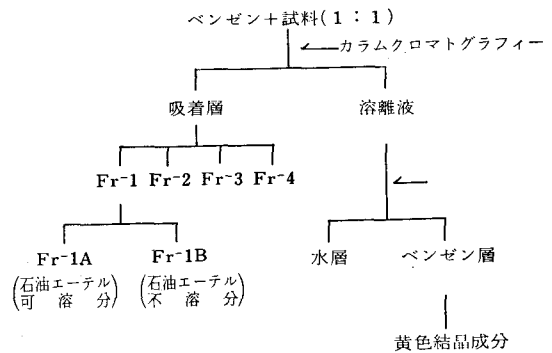


図2 自動酸化着色成分の分離系統図

図2に示すように、分離した各成分のうち、 $F_r-1$ で示される成分は石油エーテル可溶成分( $F_r-1A$ )と不溶成分( $F_r-1B$ )よりなり、また $F_r-2$ は1N水酸化ナトリウム溶液に可溶であるが、炭酸水素ナトリウム溶液には不溶である。このことから $F_r-2$ 成分にはエノールまたはラクント環の存在が推定できる。各成分の

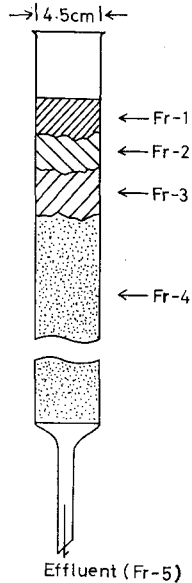


図3 自動酸化着色成分のクロマトグラム

赤外吸収スペクトルを図4～6に、また紫外吸収スペクトルを図7に示す。Fr-3とFr-4の成分は同一のスペクトルを与えるので一緒に示した。このことは両成分

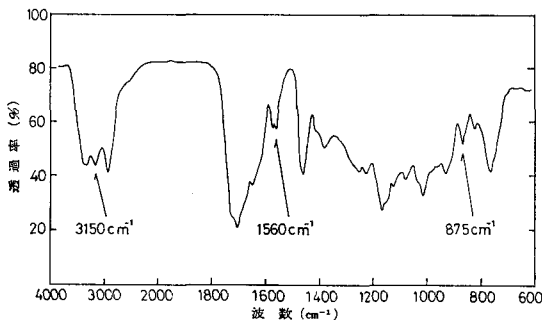


図4 Fr-1 A成分の赤外吸収スペクトル (塗膜法)

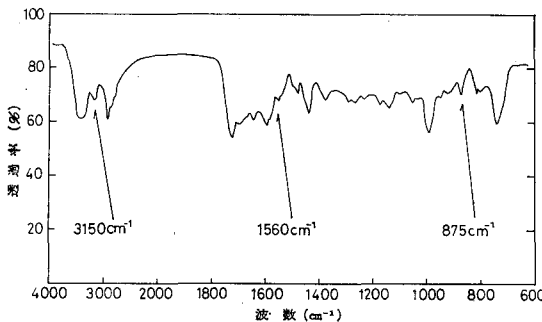


図5 Fr-2成分の赤外吸収スペクトル (塗膜法)

が極めて類似した構造を有し、重合度の差によってクロマトグラム上に分離するものと考えられる。

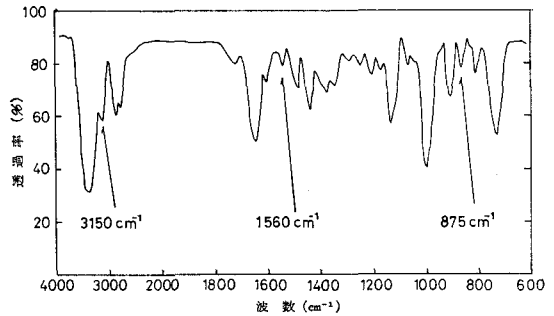


図6 Fr-3およびFr-4成分の赤外吸収スペクトル (塗膜法)

これらの各成分の赤外吸収スペクトルに特徴的なことは  $3150\text{ cm}^{-1}$ ,  $1560\text{ cm}^{-1}$ ,  $875\text{ cm}^{-1}$  にフラン環の存在に起因すると考えられる吸収帯を有することである。このことはフルフラールの自動酸化により生成した高分子量の着色成分には分子構造中にフラン環を含むことを示し、Dunlopらのスキーム(図1)に想定されたβ-ホルミルアクリル酸の重合物とは異った構造を有することが示唆される。このほかFr-1 A, Fr-2の各成分には  $1700\sim 1800\text{ cm}^{-1}$  にラクトン環あるいはカルボニル基に起因する強い吸収帯を有するのに対してFr-3, Fr-4にはこの吸収帯を欠いており、構造上の差が明らかに認められる。フルフラールの酸による樹脂化の際には、ラクトン環とフラン環を含む樹脂化物の生成することが報告されている<sup>(8)(9)</sup>が、自動酸化生成物中にこのような吸収帯が認められたことは興味のある事実である。

Fr-1 A, Fr-3の両成分は図7の紫外吸収スペクトル

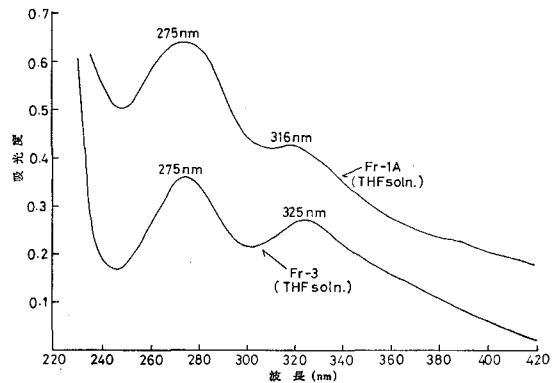


図7 Fr-1 AおよびFr-3成分の紫外吸収スペクトル

ルからもわかるように極めてよく似たスペクトルを与えるが、完全に一致する吸収極大点は 275 nm のみで、それ以外は異っており、共役系の構造が少し異っていることが考えられる。

図 2 に示す溶離液 ( $F_r-5$ ) 中には主として展開剤のベンゼンと未反応のフルフラールを含むが、これ以外に黄色の着色成分を含んでいる。この成分を分離するためにはフルフラールを除去する必要がある。まず溶離液を飽和酸性亜硫酸ナトリウム液と振りまぜ、ベンゼン中のフルフラールを水層に移行させる。フルフラールの定性反応が完全になくなるまで移行させ、ベンゼン層を水洗後、減圧下に濃縮し、最後に濃縮液を氷冷しベンゼンを凍結させ、高真空下にドライアイスで  $-70^{\circ}\text{C}$  に冷却したトラップを用い凍結乾燥する。黄色柱状の結晶性物質が残留物として得られる。このもののベンゼン溶液あるいはエーテル溶液は 1 N 水酸化ナトリウム溶液で処理すると着色成分は水層に移行する。しかし酸性炭酸ナトリウム溶液では抽出が困難である。このことはラクトン環あるいはエノールの存在を示唆するが、飽和酸性亜硫酸ナトリウム液と処理しても水層に移行しないことからエノールではないと考えられる。

この黄色結晶の赤外吸収スペクトルを図 8 に示す。

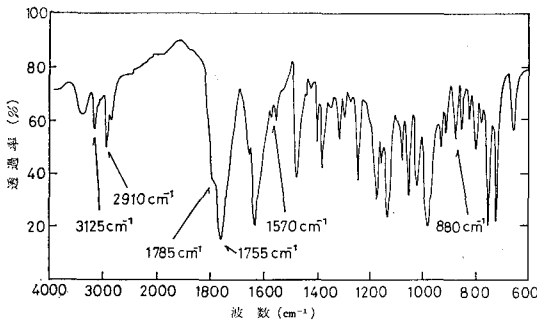


図 8 黄色結晶性成分の赤外吸収スペクトル ( $KBr$  錠剤法)

この場合も  $3125\text{cm}^{-1}$ ,  $1570\text{cm}^{-1}$ ,  $890\text{cm}^{-1}$  にフラン環に起因する特徴的な吸収帯を有している。このほか 2 位置換フラン誘導体の吸収帯と極めてよく一致する各種の吸収帯を有することから、この物質は 2 位置換フランの一種と考えられる。また  $1785\text{cm}^{-1}$ ,  $1755\text{cm}^{-1}$  に強い吸収帯を有し、 $3000\text{cm}^{-1}$  附近に不飽和  $C-H$  伸縮振動にもとづく吸収帯の存在することから 5 員環の  $\alpha$ ,  $\beta$ -不飽和ラクトン環 ( $\alpha$  位に水素を有する場合) の存在も推定される。  $2910\text{cm}^{-1}$  に飽和  $C-H$  伸縮振動にもとづく吸収も存在することから、これらを総合して図 9 のような構造式を考えることができる。

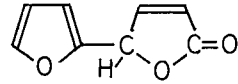


図 9 黄色結晶性成分の推定構造

この物質は空气中に放置すると急速に分解して褐色となり液状となる。このため元素分析値も得られていないが、さらに質量スペクトル、核磁気共鳴吸収スペクトル等のデータが得られるようになれば、より正確な化学構造を決定できるものと考えている。

### 3.2 反応初期成分の分離と生成挙動

図 1 のスキームによると各種の着色成分の生成に先行して数種の低分子量の成分が生成するはずである。このスキームでは過フランカルボン酸をへてフランカルボン酸になる場合と、酸素付加体 (オゾニド) となる場合が考えられている。オゾニドは水分と反応してギ酸と  $\beta$ -ホルミルアクリル酸に分解するとされる。しかし、実験的に水分を充分除去したフルフラールでも自動酸化による着色が起り、必ずしもこのスキームが正しいとは考えられない。そこでこれらの反応初期の生成物の生成挙動

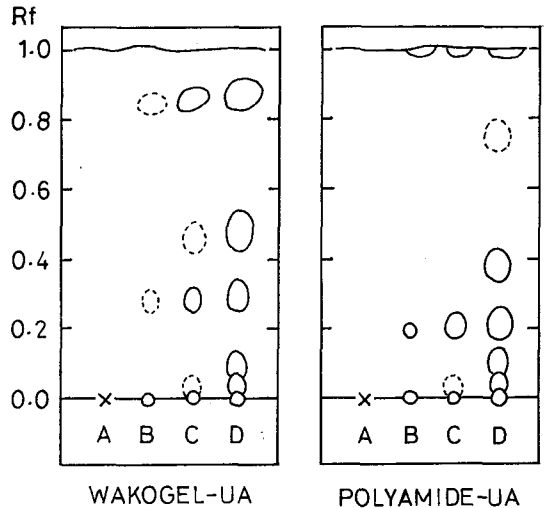


図 10 各種自動酸化段階のフルフラールの TLC

を調べるため薄層クロマトグラフィーによる各成分の分離を試みた。代表的なクロマトグラムを図 10 に示す。

この図では同一の試料をシリカゲル (ワコーゲル UA プレート) とポリアミド (ポリアミド UA プレート) の二種の吸着剤について、同一展開剤で得られた結果を示す。

試料として蒸留直後の無色の試料 (A), 48 時間後のやや

着色した試料(B), 8日後の黄色に着色した試料(C), 1年後の黒褐色に着色した試料(D)を使用し比較した。展開後, 風乾してスポットを検出したが, フルフラールは揮発性でありスポットとしては現われない。ワコーゲルUAで $R_f$  0.27, ポリアミドUAで $R_f$  0.20の成分は標品と比較の結果フランカルボン酸であることが確認された。またワコーゲルUAで $R_f$  0.85, ポリアミドUAで $R_f$  1.00の成分は前述の黄色結晶性物質であることを確認した。

図10より, 蒸留直後のフルフラールにはフルフラール以外の成分は存在しないが, 時間の経過とともに各種の成分が生成する状態が明らかに認められる。

黄色結晶性物質は比較的早い時期にフルフラールの着色にもなって現われてくるが, これと同時にフランカルボン酸の生成が明らかに認められる。Dunlopら<sup>(3)</sup>は図1のスキームにもとづいて, 過フランカルボン酸がまず生成し, これがフルフラールと反応して自からはフランカルボン酸となり, フルフラールは酸化されて $\beta$ -ホルミルアクリル酸とギ酸になる素反応過程を考慮しているが, 実験の結果生成するフランカルボン酸とギ酸の間に化学量論的な対応がつけにくいことから, この考えを否定している。著者らの見出した黄色結晶性物質はDunlopらのスキームにない物質であるが, この物質がフランカルボン酸と時期を同じくして生成していることは両者の生成の間に密接な関係のあることを示唆している。ただ現状では黄色結晶性物質の正確な化学構造が確定していないので, 両者の生成の間にどのような関連があるかは論じられないが, これは今後の検討課題である。

ここで興味があるのは5-メチルフルフラールを同様に処理して, 自動酸化生成物を調べてみると, 精製後, 1年以上を経過した試料でも5-メチルフランカルボン酸以外は極めて僅かな着色成分のスポットしか認めることができない。同じ時間経過したフルフラールでは極めて多数のスポットが検出されるのと好対照をなしている。このことはフルフラールの自動酸化にともなう各種の成分の生成にフラン環の5位が反応に関与し反応をより複雑にしていることを示唆している。この点5-メチルフルフラールでは5位がメチル基により占められているため, 二次的なフラン環との反応が抑制されると考えることができ, 5-メチルフルフラールの自動酸化では

ベンズアルデヒドと同じように過カルボン酸をへて, 5-メチルフランカルボン酸を生成する反応が主として起ることが期待される。

#### 4. 結 言

フルフラールの自動酸化反応についての基礎的知見を得る目的で, 反応生成物の分離を試みた。その結果明らかにされた点を要約するとつぎのようである。

1. 自動酸化着色成分はフラン環を構造中に含む。
2. 黄色結晶性物質を自動酸化生成物中より分離した。この物質はフラン環と5員環不飽和ラクトン環を有すると推定される。
3. 黄色結晶性物質は反応の初期に生成し, フランカルボン酸の生成と密接な関係があると考えられる。
4. 5-メチルフルフラールでは反応生成物は5-メチルフランカルボン酸が主体であり, フルフラールの場合にみられる多種類の反応生成物はみられない。

謝辞 本研究に当り貴重なるご助言をたまわり, またご蔵書を貸与いただきました本校八濱義和校長, ならびに平素ご助言をいただいている大阪大学工学部庄野利之助教授に深謝します。

#### 文 献

- (1) たとえば M. F. Mulcahy, I. C. Watt, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A216**, 163, 175 (1953)
- (2) 中尾, 松本, 大竹, *化学工学*, **36**, 86 (1972)
- (3) A. P. Dunlop, F. N. Peters, "The Furans", Reinhold Pub. Co. New York (1953) p. 385
- (4) Yu. A. Tsirlin, E. A. Kozlova, *Sb. Tr., Vses. Nauch.-Issled. Inst. Gidrokhim. i Elektrol. Prom.*, **15**, 137 (1966)
- (5) Yu. I. Khol'kin, *J. Appl. Chem. USSR*, **33**, 911 (1960)
- (6) 石垣, 庄野, 八濱 *日本化学会第17年会講演要旨集*, p. 184 (1964)
- (7) A. P. Dunlop, et al, *Ind. Eng. Chem.*, **38**, 705 (1946)
- (8) 長谷川, *工化*, **65**, 1138 (1962)
- (9) 中村, 齊藤, *工化*, **62**, 1178 (1959)



# スパイラルプレート式熱交換器の動特性

山 本 績

## Dynamics of Spiral Plate Type Heat Exchanger

Isao YAMAMOTO

A mathematical model which is described sincerely as possible, easily understood and evaluated with less labor and time, is necessary to be developed to analyse static and dynamic processes.

As a part of dynamic behavior of heat exchanger which is a component of processes, numerical calculation of responses of outlet temperature to flow rate perturbation, when hot fluids are considered as lumped parameter systems, but cold fluids as distributed parameter systems, is obtained.

### 1. 緒 言

化学プロセスは宿命的に多変数系であり、かつ非線形性をもっている。多変数系ではその定常特性の測定もきわめて難しく、そして同時に2以上の変数を追跡することは技術上にも困難点があるとされている。

したがって化学プロセスのモデル作成においては、有効であり、必要であるような状態変数の種類とその数の選定が第一とされている。

設計の段階で制御が非常に簡単にできるように修正したり、あるいは慣性を大きくしすぎて制御性を失うことのないようにするには、プロセスの特性と制御特性との関係を見出す必要があり、ここに動特性の研究の目的が存在するのである。

一般に動的システムは瞬間的に応答を示す静的要素と過去の状態を記憶する動的要素とからなっている。

静的要素は多くは非線形性であって解析が難しく、動的要素は高周波領域では線形に近似することができるが、いくつかの積分要素を含むときは解析がきわめて複雑になってくる。

従来動特性としては高周波領域の応答を重要視し、数式モデルの線形化近似の手法が用いられてきた。

熱交換器は小型ではあるがその内容はきわめて複雑であり、化学プロセスでは普遍的に用いられている機器であって、実験が比較的容易にできるなどのすぐれた特徴をもっているので、従来からプロセスの一部としての熱交換器の静特性ならびに動特性については多くの報告が

なされている。

熱交換器の動特性は主として二重管式熱交換器およびシェル型熱交換器についてスカラー制御論の立場で線形化近似の手法を用いた入口温度または流量に対する出口温度の周波数応答として研究されてきている。

同じ程度の入力変化に対する応答では流量変動よりは流体温度変動の方がはるかに影響が大である。<sup>2)</sup> 実さいのプロセス制御では直接流体温度を変えることは難しいので、ふつう流量変化による方法を用いている。

しかし流量変動の場合、入口流体温度変化の場合に比し、相当大きなステップ幅の変動を用いる必要があるが、このようにきわめて大きい流量変動に対しては従来の線形化近似の手法を適用することは妥当ではないと思われる。

スパイラルプレート式熱交換器は熱効率がよいこと、スケールがつきにくいこと、構造が簡単でコンパクトであることおよび圧損失が少なく乱流状態に保ちやすいなどの長所をもっているが、その動特性はもちろんのこと静特性についても全く報告されていない。

高温流体を水蒸気と仮定し、一次元流れの分布定数系のモデルを用い、乱流域における流量変動に対する出口流体温度の応答について、伝熱係数を一定と仮定する場合と伝熱係数が Dittus-Boelter の式に従うとした場合の数値解を求めた。

偏微分方程式を偏差分方程式になおし、数値計算をした結果を従来の伝達関数を用いる方法によって求められた二重管式熱交換器の場合<sup>4)</sup>と比較したところ、高周波

傾域の応答に差異がみられた。これはモデルの近似化の差によるものと思われる。

## 2. スパイラルプレート式熱交換器の 数式モデル

スパイラルプレート式熱交換器は断面がほぼ長方形で交互に高温および低温流体が流れる構造になっている。

一方の流体として水蒸気を用いる場合は、水蒸気側集中定数系、低温流体側分布定数系として取扱うことができる。

一般にプロセスにおける熱エネルギーについての収支は次式で表わされる。

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p v (u \cdot T) = k p^2 \cdot T + S_R \quad 1)$$

いわゆるピストン流れと仮定する一次元流れの場合にはエネルギー収支は次式で表わされる。

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{h_s}{A} (T - T_e) \quad 2)$$

いま図1に示すように拡散項を無視しうるものとすれば内部流体、管壁、および外部流体についてのそれぞれのエネルギー収支式は次のようになる。

$$\rho_1 c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} + \rho_1 c_{p1} u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{h_1 s_1}{A_1} (T_1 - T_2) = 0 \quad 3)$$

$$\rho_2 c_{p2} \frac{\partial T_2}{\partial t} + \frac{h_1 s_1}{A_1} (T_2 - T_1) + \frac{h_3 s_3}{A_3} (T_2 - T_3) = 0 \quad 4)$$

$$\rho_3 c_{p3} \frac{\partial T_3}{\partial t} + \rho_3 c_{p3} u_3 \frac{\partial T_3}{\partial x} + \frac{h_3 s_3}{A_3} (T_3 - T_2) = 0 \quad 5)$$

この数式モデルでは次のような仮定にもとづいている。

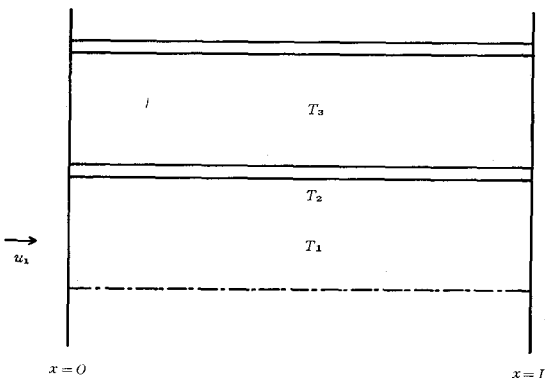


図1 伝熱プロセス

(1) ピストン流れで逆混合はおこらない。

(2) 流体および管壁の熱容量、密度は操作温度範囲内では一定である。

ここでスパイラルプレート式熱交換器では管壁はきわめてうすく、かつ熱伝導度が大であるので管壁効果を無視することができると仮定して、次のように数式モデルを無次元化する。

$$z = x/L$$

$$t_R = L/u_1$$

$$\theta = t/t_R$$

$$N = s_1 h_1 L / \rho_1 u_1 A_1 c_{p1}$$

$$T = (T_1 - T_3) / (T_0 - T_3)$$

式3)において  $T_2 = T_3$  とおくと次式がえられる。

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{\partial T}{\partial z} + NT = 0 \quad 6)$$

一般に熱交換器における状態変数のうち、高温流体および低温流体の入口温度、高温流体および低温流体の流量の4種のいずれかを入力とし、高温流体または低温流体の出口温度を出力とすると、全部で8種類の応答の組合せが考えられる。<sup>5)</sup>

従来の研究では大部分が入口温度を入力とし、出口温度を出力とする応答が取上げられているが、実さいの操作では外乱としては流量変動の方が多いため、入力としては流量変動を選ぶ応答が望ましいと思われる。

この場合微分方程式が変数係数形となり線形化近似法による応答は流量変動がきわめて小である場合を除いては実験値とは一致しないと報告されている。<sup>1), 3), 4), 6), 8)</sup>

本研究ではこのような流量変動幅の制約を受けないために、偏微分方程式を差分法を用いて直接数値解を求めるという方法によって応答を求めた。

## 3. 動特性の数値解

初期条件および境界条件は次のようである。

$$T(0, \theta) = 1.0$$

$$T(z, 0) = e^{-N\theta z}$$

$$T(z, \infty) = e^{-N^* z}$$

ここで

$$\theta = \theta_0 + nk$$

$$z = z_0 + m\hat{h}$$

とおいて式6)を差分方程式になおし、

$$\theta [0.0 : 10.0]$$

$$z [0.0 : 1.0]$$

の範囲について流量のステップ変化  $\pm 20\%$  の場合を FACOM 230-60 によって計算した。



なお、移動単位数初期定常値  $N_0$  としては 3.52 を用いた。<sup>7)</sup> 最終定常値  $N^*$  は  $\theta = 10.0$  のときの値とした。

伝熱係数は一般にレイノルズ数およびプラントル数との関数であって、乱流域においては Dittus-Boelter の式を用いると実験値とよい一致を示すとされている。<sup>6)</sup>

本研究では伝熱係数が Dittus-Boelter の式に従うとした場合と、伝熱係数は流量の微小変動では一定であると仮定した場合とについて計算した。

計算結果を図 2 および図 3 に示す。

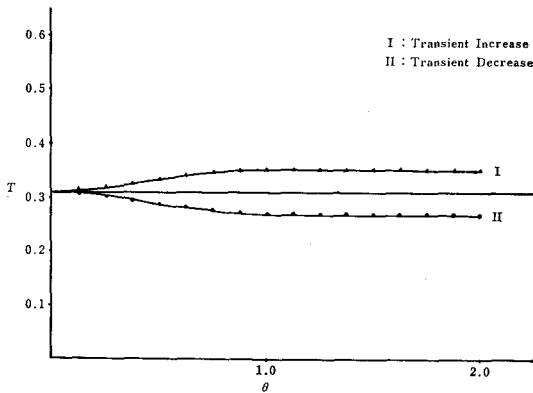


図 2 流量変動による出口温度応答その 1

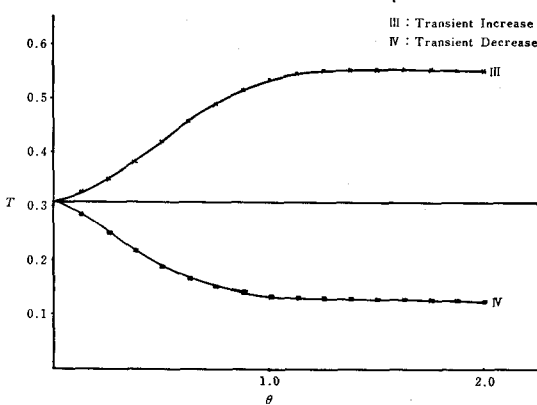


図 3 流量変動による出口温度応答その 2

図 3 の伝熱係数一定と仮定した場合の結果は高周波領域を除いては従来の研究と同じ傾向を示した。<sup>4)</sup>

本研究では流量変動のみを入力として取上げたので、無次元温度  $T$  は高温流体の温度が一定であるとして無次元化している。

なお熱の伝達においては境膜伝熱係数による抵抗が支配的であるという仮定に従った。<sup>7)</sup>

この計算の結果からこのようなきわめて簡単な数式モ

デルでも比較的忠実にプロセスの動特性を示すことができると推定される。

#### 4. 結 言

複雑なプロセスの近似モデルの手法として、集中定数系化および線形化近似法が用いられている。

熱交換器については集中定数系モデルはいわゆる混合槽の槽列モデルであって有限個の常微分方程式で表わされ、分布定数系モデルは逆混合のおこらないピストン流れモデルであって偏微分方程式で表わされる。

集中定数系化は装置の物理的大きさにも関係するので、どのような場合でもこの手法が適当であるとはいえないであろう。<sup>8)</sup>

また線形化近似法ではたしかに高周波領域での特性のある程度忠実に表わすことはできるが、低周波領域ではきわめて大きな誤差を生ずるので全く不適當であるとされている。<sup>3)</sup>

簡単なモデルでもパラメータの選定さえよければ、十分によいモデルとして使用することができる。<sup>5)</sup>

したがって熱交換器の動特性の研究において、きわめて高度なモデルを用いたり、ラプラス変換法を用いる必要はないと思われる。

本研究ではきわめて単純化されたモデルを用い、その偏微分方程式を差分法によって直接数値解を計算する方法を用いたが、その結果は適当であると思われる。

本研究ではモデルを単純化するために拡散項を無視したが、数式モデルの上では拡散のともなわない波動現象したがって温度の不連続面を示すことになるので、その不連続を近似する方法が必要になるといわれている。<sup>7)</sup>

ここで用いたモデルは拡散項を無視し、高温流体側集中定数系、低温流体側分布定数系として表わしているので、高温流体として水蒸気を用いる場合、二重管式熱交換器と同一の形となるがパラメータが異なっている。

スパイラルプレート式熱交換器の動特性として上述のモデルにより管壁効果を無視しうる場合の乱流域での流量変動による応答を式 6) の数値解を計算することによって求めた。

さらに近似化方法による応答との相違、管壁効果を考慮する場合、あるいは高温流体側も分布定数系と考える場合の応答についても引きつづき数値計算を行ない、別の機会に報告したい。

この熱交換器の動特性の研究は最終的には熱交換器の制御性を目標とするもので、できるだけ簡単なモデルを用い、計算しやすいアルゴリズムによって数値解を求めることを目的としている。

本研究のように差分方程式を用いて数値解をえた例が

ないので直接比較することはできないが、二重管式熱交換器のラプラス変換法によって求めた応答と対比すると比較的忠実に特性を表わしているといえよう。

二重管式熱交換器について、偏微分方程式を特定の境界条件を用いて解いて、出口温度を次式で表わしている報告<sup>3)</sup>があるが、入口温度をパラメータとしているので、完全に無次元化されていない。

$$T_z = T_0 - 0.8 \cdot e^{-0.8N}$$

高周波領域での傾向は本研究の場合とほぼ同じであるといえよう。

## 5. 記 号

- A : 伝熱面積  
 $c_p$  : 定圧比熱  
 $h$  : 境膜伝熱係数  
 $k$  : 熱伝導度  
 $L$  : 管の長さ  
 $N$  : 移動単位数  
 $N_0$  : 移動単位数初期定常値  
 $N^*$  : 移動単位数最終定常値  
 $s$  : 単位長さあたりの周の長さ  
 $S_R$  : 生成または消失するエネルギー  
 $T$  : 無次元温度  
 $T_0$  : 低温流体入口温度  
 $t$  : 時間  
 $t_R$  : 滞留時間  
 $u$  : 流速  
 $x$  : 長さ

$z$  : 無次元長さ

$z_0$  :  $z$  の初期値

$\rho$  : 密度

$\theta$  : 無次元時間

$\theta_0$  :  $\theta$  の初期値

$\nabla$  : nabla ( $-\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$ を表わす)

$\nabla^2$  : Laplacian Operator ( $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ を表わす)

〔注〕添字の 1, 2, 3 はそれぞれ低温流体、管壁、高温流体を表わす。

## 6. 文 献

- (1) Mozley, J. M., *I & EC.*, 48, 1035 (1956)
- (2) Hempel, A., *Trans. ASME*, 83, 244 (1961)
- (3) Koppel, L. B., *I & EC.*, 1, 131 (1962)
- (4) Stermole, F. J. and M. A. Larson, *ibid.*, 2, 62 (1963)
- (5) Hougen, J. O., *CEP.*, 59, 49 (1963)
- (6) Privott, W. J. Jr. and J. K. Ferrell, *CEP. Symp. Series*, 62, 200 (1966)
- (7) Gould, A. L., "Chemical Process Control", Addison Wesley publishing company (1969)
- (8) Heldemann, R. A., C. E. Huckaba, F. S. Eisen, L. I. Weissmann and G. M. Gallatig, *Can. J. Chem. Eng.*, 49, 147 (1971)

# Some Examples of Regular Open Sets of the Partially Ordered Structure

Takashi IRIE

**Introduction:** The main purpose of this paper is to give some examples of regular open sets of the partially ordered structure with the aid of the theorem 1.2 (Example 1, 2, 3).

It is interesting and significant that the class of regular open sets of the topological space with the appropriate operations becomes a Boolean algebra and moreover, complete Boolean algebra. Of course, each class of regular open sets of the example 1, 2, 3 becomes a complete Boolean algebra, but we don't refer to that subject. (see Takeuchi [1])

## I. Topological space induced from a partially ordered structure.

Let  $P$  be a set of elements  $a, b, c, \dots$  with the binary relation " $\leq$ ". Then,  $\langle P, \leq \rangle$  is called a partially ordered structure if the so called *reflexive law*, *asymmetric law* and *transitive law* are satisfied. We refer to a few definitions and theorems below.

**Definition I. 1:** For every element  $a$  of  $P$ , we define the set  $[a]$  by the set  $\{x; x \leq a, x \in P\}$ .

**Definition I. 2:** A subset  $G$  of  $P$  is said to be open if for every element  $a$  of  $G$ ,  $[a]$  is contained in  $G$ .

The set  $[a]$  is open, for if  $x \in [a]$ , then

$x \leq a$  and we have  $[x] \subseteq [a]$ . Adopting this concept of open set, the set  $P$  becomes a topological space. (see Takeuchi [1])

**Definition I. 3:** Let  $A$  be a set in the topological space. If  $A = (A^-)^\circ$  (open kernel of the closure of  $A$ ),  $A$  is said to be a regular open set.

(N. B.) (1) For brevity, we write  $A^{-\circ}$  for  $(A^-)^\circ$ .

(2) The set which is closed and open simultaneously is called clopen.

If the set  $A$  is clopen, then  $A$  is regular open because  $A^- = A$  and  $A^\circ = A$ .

**Theorem I. 1:** In order to  $a \in A^{-\circ}$ , it is necessary and sufficient that for any  $x \leq a$ ,  $[x] \cap A \neq \emptyset$  holds.

(proof) (Necessary condition) If  $a \in A^{-\circ}$ , then  $[a] \subseteq A^{-\circ} \subseteq A^-$  as  $A^{-\circ}$  is an open set and  $A^{-\circ} \subseteq A^-$ . For every  $x \leq a$ ,  $x \in [a]$  holds and consequently  $x \in A^-$ . This implies  $[x] \cap A \neq \emptyset$  because  $x \in [x]$  and  $[x]$  is an open set.

(Sufficient condition) If  $a \notin A^{-\circ}$ , we have  $U \cap (A^-)^c \neq \emptyset$  for any neighbourhood  $U$  of  $a$ . Therefore  $[a] \cap (A^-)^c \neq \emptyset$ .

Then there exists at least one element  $x$  in  $[a] \cap (A^-)^c$ .

From  $x \in [a]$  and  $x \in (A^-)^c$  ( $(A^-)^c$  is open) we have  $x \leq a$  and also have  $[x] \cap A = \emptyset$  because  $[x] \subseteq (A^-)^c$ , that is,  $[x] \cap$

$A^- = \phi$ .

**Theorem I. 2:** Let  $A(\subseteq P)$  be an open set. Then, in order to the set  $A$  be regular open, it is necessary and sufficient that for an arbitrary element  $a \in A$ , there exists an element  $x \leq a$  such that  $[x] \cap A = \phi$ .

(proof) (Necessary condition) If  $A$  is regular open, that is,  $A = A^{-\circ}$ , and if  $a \in A$ , then  $a \in A^{-\circ}$ . Hence, by using the preceding theorem, there exists an element  $x \leq a$  such that  $[x] \cap A = \phi$ .

(Sufficient condition) If  $A$  is an open set, then  $A \subseteq A^{-\circ}$ . So if we show  $A^{-\circ} \subseteq A$ , we know  $A = A^{-\circ}$  and which implies that  $A$  is a regular open set. We suppose  $a \in A$ . By the hypothesis, there exists  $x \leq a$  such that  $[x] \cap A = \phi$ . We deduce, by using the preceding theorem,  $a \in A^{-\circ}$ . This implies that  $A^{-\circ} \subseteq A$ . (see [1])

## II. Some examples of regular open sets in finite partially ordered structure.

We consider the following three examples.

(**Example 1**) We consider first, the following finite partially ordered structure  $\langle \{a, b, c\}, \leq \rangle$ , where  $a \leq a, b \leq b, c \leq c, a \leq c, b \leq c$  hold.

1) The subsets of  $\{a, b, c\}$  are easily found and they are the following:  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{a, b\}, \{b, c\}, \{a, c\}, \{a, b, c\}$ .

2) Among the above subsets, we can find, by using the Definition I. 2, that  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{a, b\}, \{a, b, c\}$  are open sets and  $\{c\}, \{b, c\}, \{a, c\}$  are not open. We investigate this fact below.

(proof) It is trivial that  $\phi$  and  $\{a, b, c\}$  are open sets.

From  $a \in \{a\}$ ,  $[a] = \{a\} \subseteq \{a\}$  is obvious. Similarly,  $\{b\}$  is also open.  $\{c\}$  is not open because for  $c \in \{c\}$ , we have  $[c] = \{a, b, c\} \not\subseteq \{c\}$ .  $\{a, b\}$  is open but  $\{a, c\}$  and  $\{b, c\}$  are not open. In fact, for  $a \in \{a, b\}$ , we have  $[a] = \{a\} \subseteq \{a, b\}$ , and for  $b \in \{a, b\}$ , we also have  $[b] = \{b\} \subseteq \{a, b\}$ . But, on the otherhand, if we take  $c \in \{b, c\}$ , it holds  $[c] = \{a, b, c\} \not\subseteq \{b, c\}$  which implies the subset  $\{b, c\}$  is not open. Similarly,  $\{a, c\}$  is not open.

Consequently, we know that  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{a, b\}$  and  $\{a, b, c\}$  are open and  $\{c\}, \{a, c\}$  and  $\{b, c\}$  are not open.

3) In the next place, we will choose the regular open sets among open subsets given above by using the Theorem I. 2: If  $A (\subseteq P)$  is an open set, then " $A$  is regular open" if and only if "*for every  $a \in A$ , there exists,  $x \leq a$  such that  $[x] \cap A = \phi$ .*" Namely, for every element  $a \in A$ , if there exists an element  $x \leq a$  such that  $[x] \cap A = \phi$ , then  $A$  is regular open but if for at least one element  $a \in A$ ,  $[x] \cap A \neq \phi$  holds for all  $x \leq a$ , then the set  $A$  is not regular open.

First of all,  $\phi$  and  $\{a, b, c\}$  are regular open since they are clopen. Next, we will prove  $\{a\}$  and  $\{b\}$  are regular open. In fact,  $b$  and  $c$  are all that don't belong to  $\{a\}$ . We have  $b \leq b$  and  $[b] \cap \{a\} = \phi$ . Similarly,  $c \leq c$  and  $[c] \cap \{a\} = \phi$ . (or  $b \leq c$  such that  $[b] \cap \{a\} = \phi$ ) As it is easy to see that  $\{b\}$  is also regular open, we know  $\{a\}$  and  $\{b\}$  are regular open.

$\{a, b\}$  is not regular open because there exists an element  $c$  which does not belong to  $\{a, b\}$  and there exist  $a, b, c (\leq c)$  and for these three elements, we have  $[a] \cap$

$\{a, b\} \neq \phi$ ,  $[b] \cap \{a, b\} \neq \phi$  and also  $[c] \cap \{a, b\} \neq \phi$  since  $[c] = \{a, b, c\}$ .

From the above argument, the sets  $\phi$ ,  $\{a\}$ ,  $\{b\}$  and  $\{a, b, c\}$  are regular open but  $\{a, b\}$  is not regular open.

**(Example 2)** Next, we consider the following finite partially ordered structure  $\langle \{a, b, c, d\}, \leq \rangle$ , where  $a \leq a, b \leq b, c \leq c, d \leq d, a \leq d, b \leq d, c \leq d$ .

1) The subsets of this set are the following:  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{d\}, \{a, b\}, \{a, c\}, \{a, d\}, \{b, c\}, \{b, d\}, \{c, d\}, \{a, b, c\}, \{a, b, d\}, \{a, c, d\}, \{b, c, d\}$  and  $\{a, b, c, d\}$ .

2) We know that  $\phi$  and  $\{a, b, c, d\}$  are open sets and also know the following facts: For  $a \in \{a\}$ ,  $[a] \subseteq \{a\}$ . Therefore,  $\{a\}$  is open. Similarly,  $\{b\}$  and  $\{c\}$  are also open. Subsequently,  $\{a, b\}, \{a, c\}, \{b, c\}$  and  $\{a, b, c\}$  are open but  $\{a, d\}, \{b, d\}$  and  $\{c, d\}$  are not open.

In fact, for  $a, b (\in \{a, b\})$ , we have  $[a] \subseteq \{a, b\}$  and  $[b] \subseteq \{a, b\}$ . We can easily show by the same method that  $\{a, c\}, \{b, c\}$  and  $\{a, b, c\}$  are also open. Since each of the sets  $\{d\}, \{a, d\}, \{b, d\}, \{c, d\}, \{a, b, d\}, \{a, c, d\}$  and  $\{b, c, d\}$  contains an element  $d$  and doesn't contain  $[d] = \{a, b, c, d\}$ , it is obvious that none of them are open sets. Consequently, the subsets  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{a, b\}, \{a, c\}, \{b, c\}, \{a, b, c\}$  and  $\{a, b, c, d\}$  are open sets but others are not.

3) We will select the regular open sets from among the above open sets by using the same method as that of 3) of example 1.

As for  $\{a\}$ , as the elements  $b, c$  and  $d$  don't belong to  $\{a\}$  and there exist  $b \leq b, c \leq c$  and for instance,  $b \leq d$  such that  $[b]$

$\cap \{a\} = \phi$ ,  $[c] \cap \{a\} = \phi$  and  $[b] \cap \{a\} = \phi$ , hence  $\{a\}$  is a regular open set.

The same is true for each  $\{b\}$  and  $\{c\}$ .

In the next place,  $\{a, b\}, \{a, c\}$  and  $\{b, c\}$  are regular open sets, for instance,  $\{a, b\}$  doesn't contain  $c$  and  $d$  and there exists  $c \leq c, c \leq d$  such that  $[c] \cap \{a, b\} = \phi$ . It is easy to see that  $\{a, c\}$  and  $\{b, c\}$  are also regular open sets.

In the next place, we investigate about  $\{a, b, c\}$ . There exists an element  $d$  which doesn't belong to  $\{a, b, c\}$ . We know that the elements  $a, b, c$  and  $d$  are all that satisfy  $a \leq d, b \leq d, c \leq d$  and  $d \leq d$  and moreover  $[a] \cap \{a, b, c\} \neq \phi, [b] \cap \{a, b, c\} \neq \phi, [c] \cap \{a, b, c\} \neq \phi$  and  $[d] \cap \{a, b, c\} \neq \phi$ . Therefore the open subset  $\{a, b, c\}$  is not regular open.

The above argument and the fact that  $\phi$  and  $\{a, b, c, d\}$  are regular open sets show that the regular open sets are the following:  $\phi, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{a, b\}, \{a, c\}, \{b, c\}$  and  $\{a, b, c, d\}$ .

**(Example 3)** According to the above mentioned argument, the regular open sets of a simple and more general finite partially ordered structure  $\langle \{a_1, a_2, \dots, a_n, c\}, \leq \rangle$ , where  $a_1 \leq a_1, \dots, a_n \leq a_n, a_1 \leq c, \dots, a_n \leq c, c \leq c$ , can be determined. (This structure has  $2^n$ -regular open sets.)

If we use the binomial coefficient  ${}_n C_r$ , they are the total numbers of the following: only one ( $= {}_n C_0 \phi$ );  $\{a_1\}, \{a_2\}, \dots, \{a_n\}$ , (there are  ${}_n C_1 = n$ ); the numbers of combinations of any two elements of  $\{a_1, a_2, \dots, a_n\}$  (there are  ${}_n C_2$ ); the numbers of combinations of any three elements of  $\{a_1, a_2, \dots, a_n\}$  (there are  ${}_n C_3$ ); ...; the numbers of combinations of any  $(n-1)$ -elements

of  $\{a_1, a_2, \dots, a_n\}$  (there are  ${}_nC_{n-1}$ ) and only one ( $= {}_{n+1}C_{n+1} = {}_nC_n$ , we consider)  $\{a_1, a_2, \dots, a_n, c\}$ . Therefore, we have  ${}_nC_0 + {}_nC_1 + \dots + {}_nC_{n-1} + {}_nC_n = 2^n$  regular open sets.

**Acknowledgment:** I am very much indebted to Mr. S. Kitagawa, a lecturer of Nara Technical College, for his critical reading of the manuscript and his valuable

advices for improvements.

### References

- [1]. G. Takeuchi; An introduction to modern set theory (in Japanese) (Nihon Hyoronsha)
- [2]. O. Takenouchi; Topology (in Japanese) (Hirokawa)
- [3]. J. L. Kelley; General Topology (Van Nostrand)
- [4]. P. Halmos; Lectures on Boolean algebra (Van Nostrand)

# 技術革新の時代における人間像と体育

中 和 田 武

## A Human Model in the Technical Innovation Age and its Physical Education

Takeshi NAKAWADA

### はじめに

技術は、人間に対し思いもよらない興隆のチャンスをもたらした。そして今日、技術開発の加速度的進歩は、現代社会における人間生活を質的にも量的にも豊かにし、豊かな国民生活を実現する一助となってきたことは疑問の余地がない。しかしながら、その反面、技術の進歩ともなつて発生する人間疎外と公害の現象は、文化発展の進歩を反映しつつ増大し、われわれが予測しえなかった科学と人間との間の新しい問題を生み、人間に幸福そのものを生みだす富と健康を必ずしももたらさず、高い代償を求め始めていることも事実である。

そして今や、人類の肉体的精神的特質は、技術革新により生みだされた新しい環境、あるいは人間よりも事物に対してより注意が向けられる社会的風潮、人間生活を支配しているゆがんだ社会的技術哲学とによって破壊されようとしており、技術が生活に優先する事態は、すでに始まり、環境が健康上適さない条件のもとでは、人間は肉体と精神の健康を獲得することも維持することもできない現状である。このような意味から、現代社会は、未開時代から文明時代に移った歴史上の第一の大きな分かれ目に比肩するくらい重要な、史上第二の大きな分岐点にきているといつても過言ではない。

そこで、技術こそ真の創造的進歩の原動力であるとし、技術の現代文化における重要性を強調しながらも、反面、技術のもっている文化破壊についての恐怖を認識し、科学技術がもたらす人類破局の恐れを論じ、技術はあくまでも人間のための技術であるという考えに立って、新しい倫理にきさえられた技術を礼賛する、クーデンホーフ・カレルギー<sup>(1)</sup>の技術による革命論を中心に、

彼の考えるユートピア思想を概観し、今日、技術革新時代という歴史的、社会的現実が要求する、この時代の具体的、現実的人間像をとらえ、その人間像と体育・スポーツの連関について考察を試みるものである。

### 1

クーデンホーフ・カレルギーによれば、「原始時代の人間は、現代の人間を苦しめている労働ということも、国家も、また都会も知らなかった。その頃の人間の心の中には、自分が経てきた一切の苦しみや、自分の身に迫った一切の危険よりも、人生に対する勇気や人生の楽しみのほうがいっそう強く働いていた」<sup>(2)</sup>と述べている。しかしながら、文化が生れたことにより、「自然人の生活を明るくしていた美の三つの形体、すなわち自由と余暇と自然がなくなった」<sup>(3)</sup>のであり、その代りに、文化は三つの牢獄、すなわち国家、労働、都市を人間にもたらし、それ以来、人間は失われた自由と余暇の楽園に復帰しようとして、数千年このかた努力を払い現代に至っているのである。

そこで彼は、われわれ人類が、過去に失った自然の楽園から未来の文化の楽園に至るためには、二連の過程をたどらなければならないと論じている。この二連の過程とは、①自然の無政府→人口過剰→強制国家→倫理→

文化的無政府

②自然の余暇→北方への移住→強制労働→技術→文化上の余暇

である。この二つの道は、原始時代の古い楽園にあと戻りしようとするものではなく、未来の新しい楽園に向かって前進しようとするものであり、このような彼の考えは、行動の道を通して智力と実行力により自然力を屈服

せしめて、自由と余暇を奪回しようとするものである。

#### （技術と倫理）

そこで、われわれ人類が、いかにして幸福、発展および美を達成するために、十分な自由と余暇を発見することができるかという問に対して、彼は「倫理と技術を発展確立すること」<sup>(4)</sup>だと解答している。彼は技術と倫理について、「倫理と技術は、いづれも、形成力のある精神によって自然を征服しようとするものである。倫理は、英雄的な否定、すなわち、あきらめによって救済することに努め、技術は、英雄的な肯定、すなわち、行為によって救済することに努めるもの」<sup>(5)</sup>であって、失われた自由を人間に返し、それと共に完成と幸福を人間に再び与え、人間を救済し、未来の文化の楽園へと導くものであると考えている。

彼は技術について、技術は人間の玩具ではなくて、人間の有する武器であるとし、これは危険な武器であると共にこの上もない貴重な武器でもあると論じ、人間の自由を獲得するための不可欠な武器として、また大きな世界革命の道具として技術を高く評価している。そして技術によって人間が自然から引き離されていたのを、技術が元の通り自然に復帰させ、技術が生んだ病気を、技術をさらに完成させること、すなわち、超技術<sup>(6)</sup>によって治癒することが技術に課せられた大きな今日的使命であり、また今日、ブルジョアが持っている生活能力を、将来全人類に与えることが、技術に課せられた究極の目的であると論じている。

しかしながら、その反面、技術は、近代人を自然界から押し退け、近代人の健全な本能を殺し、人間を有機体から自動機械に変え、技術が人類の神経を亡ぼそうとしつつあることを鋭く指摘し、技術のテンポに追われて、現代社会が美しさ、完成および芸術を求めようとしないで、センセーション、娯楽、および気晴らしを求めている現状を批判し、われわれ人類に対し反省をうながしている。かくして技術は、生活を楽にする反面においては、神経と肉体を破壊しつつあり、その結果として生れた精神的緊張が、現代人を攪乱する原因ともなっている。まさに現代社会においては、技術のもつ善悪二つの側面の一方が、人類を破局の危機におしやっていると、この現象は技術が時代に即応していないのではなく、政治のほうが時代に即応していないからであると思われ、また技術をコントロールするだけの倫理が存在しないためでもあると考えられる。

このことについてクーデンホーフ・カレルギーは、技術は人類に対して思いもよらない幸福をもたらしたが、人間の犯した過失によって、技術は人間解放の立場を脱して圧制者となろうとしていることを指摘し、人類を救

済するか破壊させるかという技術のもつ二面性について、この二つの可能性のどちらが実現されるかということは、技術によって左右されるのではなく、倫理と政治によって左右されるものであるとし、技術は有意義に取り扱えば人間に対していつかは思いがけない自由と力をもたらし、余暇と文化をもたらすが、愚かな取扱いをすると人間の持っている自由の残り、力の残りを奪い、また余暇と文化の残りを奪い去るであろうと警告している。

そして彼は、技術も倫理も単独では人間を救うことはできないのであって、両者一体となって始めて人間を救うことができると述べている。すなわち技術は、倫理の子であり、倫理の所産であるとする立場より、「技術はわれわれの文化の肉体であり、倫理はわれわれの文化の魂である」<sup>(7)</sup>と論じ、健全なる精神は健全なる身体に宿る如く、技術には倫理の力が充満しなければならないのであり、肉体が精神力を備えた器官であると同様に、技術は倫理力を備えた器官であるべきだと述べている。そして倫理は、技術が人間に与える力と、自由とを正しく使うことを人間に教えるものだとし、技術が新しい倫理の手中に握られていることにより、技術から迫ってくる危険は除かれ、人間のために技術の真価が発揮されると考えている。

このような観点から彼は、技術時代の精神は英雄的、平和的であるべきであり、「力とエネルギーと実行力を備えた動的倫理のみが、技術を駆使できるのである。闘争と、権力、自由を弁えた英雄的な倫理のみが、技術を征服しうるのである」<sup>(8)</sup>と論じ、また技術は英雄的倫理のみならず、同時に禁欲的倫理をも要求すると述べている。彼のいう禁欲とは、従来の生命を否定するものではなくて、生命を肯定する訓練を意味するものである。そして彼は、動的、英雄的、禁欲的な新しい倫理にささえられた技術が、ますます革新をつづけることにより、われわれ人類に富、力、安楽、美、幸福を一般化し、人類を貴族化し、地球全体が唯一のエデンの楽園に変革されることを確信しており、ここに、われわれは、現代社会における人類破局の危機を離脱するための新しい原理と、自然とも人間とも調和する新しい社会倫理を発見することができるのである。

#### （労働と倫理）

彼は、元来人間の本質はレジャー活動にあって労働ではないのであるが、明日の文化社会の基礎を築きつつある今日の社会においては、労働は義務であり、何人も安楽を求める権利はないと述べている。このような意味から、技術革新の時代は同時に労働の時代でもある。労働国家を完成することは、われわれの時代に課せられた文



化的義務の一つでもあると考えられる。そして労働国家は、人類が文化の楽園に至る道における最後の段階として把握することもできるのである。労働は、今日の形、規模では楽しみではなくて自制と諦めを伴っており、われわれの同胞や未来のために提供する厳しい犠牲となっている。彼は、このことについて、技術時代の苦闘している人類は、人生を肯定する楽観的な苦行により、未来の人類のために意識して奉仕し、未来の文化時代に眼を向けることによってのみ、最後の勝利を得る力を与えられ、未来の世界が美しく変革することを目標に働き、研究し、闘争しなければならぬと述べている。

しかしながら、彼は技術革新が進むにつれて、今日の労働は根本的に変革し、だんだんと自動的、機械的要素に比べ自由な創造的要素が増加し、物質的要素よりも精神的要素が増加することにより、労働による人間の無人格化、機械化、人間喪失が行なわれなくなり、労働は娯楽、スポーツおよび自由な創造的活動に等しいものとなると考えている。そして現代、いろんな意味での奴隷制度がなくても文化が可能である時代が始まりつつあることを指摘し、奴隷制度を破壊すると同時に文化を救うことのできる唯一の方法を技術に求めているのである。

技術が人間に寄与することにより、未来における労働は、一切の肉体的なものを圧迫したり、精神を鈍らせたり、肉体を疲れさせる禍ではなく、却って気晴らしとなり、また人間とその能力を伸ばすための肉体的、精神的訓練ともなり、人間が主体的に行なう労働は、鈍化しないで刺戟となり、退歩のかわりに向上をもたらしと思われる。このようになって始めて労働と余暇の絶対的転化が行なわれ、人間は人間の本質に立ち帰り、芸術に、スポーツに、また遊戯に、夢に耽るようになると思われる。

一方労働は、現代にふさわしい英雄的行為であるとする立場から彼は、労働のモラルについて、闘争の騎士的倫理と関連があると述べている。両方とも男性的にして北歐的なものであり、ただ異なる点は、労働倫理は新時代の清勢に順応して、時代遅れの騎士の名誉の代わりに新しい労働の名誉をかかげていることである。さらに労働のモラルは、キリスト教の道徳観のうちから平和主義と社会主義の精神を受け入れることによって確立し、そして技術と労働に対する誇りと自覚をわれわれに促すものであり、人類の闘争目標が、第二の楽園にあるという意識をわれわれに起させるものであると述べている。

さて、このようなクーデンホーフ・カレルギーの労働観は、EC（欧州共同体）に対抗する機関として生れたコモン、すなわち東欧経済相互援助会議の根本理念をなすマルクス・レーニン主義の労働観と比較することに

よって、その特徴や現代的意義を明らかにしたいと思う。マルクス主義は、人類の生活発展のより高い段階である社会主義社会、さらには共産主義社会の建設を目指す思想である。マルクス主義の目的は資本主義、ブルジョア社会、西欧文化の破壊を通して、その後へ搾取なき、階級なき、新しい集産社会の建設を目指すものであるが、階級社会を解消する点では、両者ともその唯一の方法として貧窮と奴隷制度の絶滅をあげている。クーデンホーフ・カレルギーにおいては、技術と倫理によって困窮を征服し、隷属状態を除き、人類の貴族化をねらっている。マルクスにあっては、支配と富に対する闘争によって人類のプロレタリア化をねらっているのである。生産の問題および自然力に対する人類の闘争の点では、マルクス主義と共通しているが、分配、経済方法の問題に関しては相反するものである。したがって労働のモラルは、どちらも闘争のモラルではあるが、その基盤としての新英雄主義とマルクス・レーニン主義は、全く異なったものであり、両者ともに労働による人間解放には通じているが、方法論的に異なり、最終目標も彼の方がはるかに友愛精神、人類愛にみちた世界平和をかもしようように思われる。

## 2

技術革新時代の英雄は、労働と精神の平和的英雄である。そこで彼は、この時代の人間像として、人間性と勇敢を兼備し、完成した形と深い感情を兼備し、さらに美と正義に対する愛好心を兼備している人間をかかげている。また、「技術時代においては鋼が新時代の人間の象徴であり、手本となるべきである。すなわち、強くあると同時に弾力があり、軟鉄のように軟弱で、しなやかであってはならず、そうかといって鑄鉄のように硬すぎて折れやすくてもいけないのである。むしろ新時代の人間は硬くあると同時に柔くあり、曲げやすくあると同時に折れやすくしてはならないのである。」<sup>(9)</sup>すなわち技術革新時代の人間は、極端なことにも順応する力を持っていると同時に、しかもみずからの形を失わず、労働に際しては倦まず弛まず、闘争においてはきびしい態度を持つべきであるとしており、現代化した騎士道精神を備えた、このような新しい英雄を人間像としてかかげているのである。これは完成した調和と高められた生命力に基づく最高の力と、最高の美に達した人であり、超倫理的<sup>(10)</sup>な一つの人間タイプとしての真のゼントルマンに一致するものである。

これに対して共産主義社会では、レーニン主義的精神の豊かさ、道徳上の純潔、肉体的完全さをみごとに調和

させた新しい人間、すなわちレーニン主義的人間像を理想としており、これは共産主義モラルを備えた共産主義社会の積極的な建設者としての新しい人間像である。この点から社会の革新は、主体的条件としての人間の革新から出発する点では共通の考え方であるが、一方は騎士道倫理等から導きだされた新英雄主義的人間像であり、他方は共産主義的イデオロギーにそくしたレーニン主義的人間像である。そしてレーニン主義的人間のモラルは、労働過程で、社会活動で、あるいは体育の中で形成されるものである。

### 3

ソビエトにおける体育は、共産主義教育の不可欠の部分となっており、「ソ連邦における体育の一般的目的は、健康にして、身体的に全面的に準備された、意志的にして、生活の喜びをもった市民つまり共産主義社会の建設者、擁護者を形成することである。」<sup>(11)</sup> そこで体育による人間形成を一つのねらいとする、ソビエト体育のねらいを要約すると、目標は、ソビエト体育のモラル的基盤を構成する共産主義的モラルの要求することを達成することと一致し、社会主義国家建設の道につらなるものである。そして、スポーツの基本的イデオロギーは弁証法的唯物論であるように、体育教育の目的は階級のない共産主義社会の建設にあり、そこでの体育・スポーツは、労働と防衛の準備として、将来の有為な労働者、兵士の養成を第一義としている。

これに対して、クーデンホーフ・カレルギーの体育・スポーツについての考え方は、「ヨーロッパにおけるスポーツの栄冠もまた、戦って、人に劣らず、最高の記録を出し、危険と過労を征服し勝利を得ようとする意志の現われである。スポーツにおける勝利への意志は、英雄的理想にたいする一つの平和的な忠誠を示すものである」<sup>(12)</sup>と述べているように、技術革新時代の精神である新英雄主義の精神に通ずるものである。

このような観点から、彼は、この時代の人間を養成する最善の手段として、正しく理解されたスポーツをあげている。なんととなれば、「スポーツは、かつての中世騎士の馬上槍試合と同様の騎士的態度を要求しているからである。」<sup>(13)</sup>そして競技場は、かつて中世の馬上試合場が騎士道精神養成の最も重要な場所であるごとく、人間養成の最も重要な場所の一つとしている。すなわち、スポーツは自制を要求し、競技規則を極めて厳格に守ること、および審判が絶対公正であることと中立的であることを要求するものであり、英雄的、平和的精神を求めるものである。またスポーツはフエア・プレー、騎士精

神、規律、勇気に達するように教育し、スポーツによって養成された真のスポーツマンというものは、勝って奢らず、負けても悔いないことを学び、競技規則を忠実に守ることの方が勝利よりも重要なことであり、名誉を傷つけて勝つよりも名誉を保ちつつ負ける方を選ぶものである。

次に、真のスポーツマンの身体は、「スポーツによって鍛成されていて、しかもその智力養成と人格構成は、スポーツによって阻害されていない」<sup>(14)</sup>と述べている。すなわちスポーツは、身体育成に役立つと共に、人格養成に役立つ点に、その教育上の価値と意義を認めている。スポーツは肉体の鍛錬を通して、肉体と精神のバランスをとることを求めているのであり、スポーツによって「肉体は、精神の飛躍を取り戻し、肉体の力によって精神力を回復しなければならない」<sup>(15)</sup>のである。そして、肉体は強健になり、闘争し、働かねばならない。身体は頭脳と肉体との間の均衡をつくり、肉体の教養の上に精神の教養も積まなければならないのである。このような意味から、彼はスポーツを競技以前に教養としてとらえ、肉体の教養と精神の養教は、スポーツの中で一体化するものだと論じている。

またスポーツは、現代人を機械の奴隷から解放するための平和的手段としても、かかせないものとしている。なぜならば、「スポーツは、人間の——特に男性の——闘争本能を好戦の気分からそらすのにきわめて適している」<sup>(16)</sup>からである。

以上のような考えで、彼は体育・スポーツをとらえ、今日の社会が求める新しい英雄の創造こそ、体育・スポーツによって行なうべきだとし、体育・スポーツを通して、古代ギリシア人の教養の面における理想であるカロカガティア（善と美の融合）、すなわち完全なる肉体に完全なる精神という状態が生れることを強調しているのである。

### むすび

マルクス・レーニン主義による社会主義社会の将来は、世界の全体的一切の階級的支配と搾取を全廃し、すべての人間が本当に自由で、且つ平等でありうる社会、すなわち共産主義社会の建設を階級闘争を通して行なう理想である。これに対して、クーデンホーフ・カレルギーの実践的理想主義は、社会主義と個人主義が弁証的に統合された、友愛革命の目標とする貴族的な人間社会の、自由な、且つ美しい共同体社会の建設を希望するものであり、今日社会的機能を失いつつあるイデオロギーにとって変わり、新しい社会の未来像を示唆するもので

ある。そして、この理想の達成にあたっては、労働を主体的にとらえた具体的、現実の人間像として、労働と精神の平和的英雄である新しい英雄をかかげ、新英雄主義的なスポーツ・モラルを備えたスポーツを高く評価し、グラウンドとそこで行なわれるスポーツに重要な教育的意義を与え、超倫理によって現代化された騎士道精神をその基盤としている新英雄主義の思想である。

今や近代文明は、自らつくりだした機械文明に精神は調和しきれなくなり、破壊される環境に肉体も適応しきれなくなってきており、科学技術信仰、機械文明絶対の思想は問いなおされてはきているが、物質の圧倒的優位、精神の低下混迷、機械における人間疎外および享楽と怠惰へとほしめる余暇活動を目の当たりにみるにつけ、われわれは近代技術と労働によって引き起された深い文化の断層を、活動的な倫理と生氣あふれる美にささえられた技術によって理想への道を開こうとするクーデンホーフ・カレルギーの考え方、体育・スポーツをその基礎とする考え方に共感を覚えるのであり、友愛精神と人類愛にみちあふれた友愛革命を通して、世界平和を強く提唱しているところに彼の生き生きとした真実を見ることができるのである。

そして今日、脱工業化社会をめざす現代人にとって、第二の楽園は高度の自然に帰ることを意味し、われわれ人類は、今や第二の自然（人工環境）における第二の原始人たることを認識し、人類の危機に立ち向い、未来の楽園の門戸を開くべく努力しなければならないのである。そのためには、クーデンホーフ・カレルギーが論じている如く、社会革新の基礎としての人間変革の基盤となる強固な意志力を備えた肉体の育成を、今われわれは最も重視しなければならない時であると思われる。

そこでわれわれは、この機会に現代のスポーツのあり方を再検討し、気ばらしやレジャーとして、特にスポーツの娯楽性にウエートがおかれ、今日の社会風潮と相マッチして享楽的方向へ進みつつある現代スポーツの意識を変革し、スポーツを人格養成の重要な要素としてとらえ、苦行（トレーニング）、すなわち苦しい練習過程を通し、心をこめて繰り返し行なうスポーツ活動こそ、人間の肉体を通して性格にまで影響し、個性ある人間が創造されることをねらいとするスポーツ活動を、意図的に発展させなければならないのであり、さらにはスポーツ・モラルを、特殊領域における特殊モラルとしてではなく、ソビエトがスポーツ・モラルを国家モラルと同一視しているように、スポーツ・モラルを一般化し、国家や階級を越え愛地球主義の考えに立脚した自由、平等、友愛に輝やく超国家的モラルとし、従来の競合原理を中核としたスポーツを破棄し、世界平和の基盤として、友愛

原理を核とするスポーツを発展確立しなければならないと考えるのである。

そしてわれわれは、スポーツの場において、スポーツのもつ闘争性、自由性、平等性等のスポーツ空間の弁証的構造を通して、また古代ギリシアの道徳指針であった「カロオス・プラティン」すなわち、美しく行動することを通して、未来の青年を創造しなければならないのであり、これこそ、現代の体育・スポーツに課せられた大きな使命であると思われるのである。

以上の小論は、日本体育学会で発表の研究「クーデンホーフ・カレルギーの体育観について」、1969年を基礎として、さらに研究を進めたものである。

## 謝 辞

本研究をすすめるに当り、終始ご懇切なご指導をいただきました奈良教育大学、近藤英男教授に対し深く感謝いたします。

## 注

- (1) (1894～1972)、哲学博士、名著「パン・ヨーロッパ」の著者として、EC（欧州共同体）の思想的母胎であるパン・ヨーロッパ運動の創始者として、世界的に有名。全生涯を世界平和とヨーロッパ統合の実現にささげた。  
1951年、第一回シャルルマーニュ賞受賞、  
1967年、第一回鹿島平和賞受賞、
- (2) クーデンホーフ・カレルギー、鹿島守之助(訳)：技術による革命、鹿島研究所出版会、p.19、(1964)。
- (3) クーデンホーフ・カレルギー、鹿島守之助(訳)：実践的理想主義、鹿島研究所出版会、p.83、(1958)。
- (4) 前掲書(2)、p.30。
- (5) 前掲書(2)、p.40。
- (6) 牧野昇：超技術、中央公論社、p.48、(1971)。
- (7) 前掲書(2)、p.133。
- (8) 前掲書(2)、p.174。
- (9) 前掲書(2)、p.175。
- (10) クーデンホーフ・カレルギー、鹿島守之助(訳)：倫理と超倫理、鹿島研究所出版会、p.174、(1965)。
- (11) イ・エム・コリャフスキー編、飯野節夫他(訳)：ソビエト・体育理論、明治図書、p.57、(1964)。
- (12) クーデンホーフ・カレルギー、鹿島守之助(訳)：ヨーロッパの三つの魂、河出書房新社、p.121、(1963)。

- (13) クーデンホーフ・カレルギー, 鹿島守之助(訳):  
ゼントルマン, 鹿島研究所出版会, p.10,(1963).  
(14) 前掲書(13), p.13.  
(15) 前掲書(12), p.221.  
(16) 前掲書(3), p.239.

#### 文 献

南博:意識革命, 講談社, (1965).  
東京大学総合研究会編:技術革新, 東京大学出版会,  
(1965).  
中岡哲郎:人間と労働の未来, 中央公論社, (1970).  
A・J・トインビー, 若泉敬:未来を生きる, 毎日新聞

社, (1971).  
クーデンホーフ・カレルギー, 池田大作:文明・西と  
東, サンケイ新聞社出版局, (1972).  
R・デュボス, 野島徳吉他(共訳):人間であるために,  
紀伊国屋書店, (1970).  
ソ連アカデミー哲学研究所編, 西牟田久雄他(共訳)  
:社会主義と個人, 勁草書房, (1970).  
カール・ディーム, 福岡孝行(訳):スポーツの本質と  
基礎, 法政大学出版局, (1966).  
体育原理研究会編:体育における人間形成論, 不昧堂  
, (1967).  
浅井浅一他(共著):体育の哲学, 黎明書房, (1963).

# 『五彩のヴェール』の面白さ

柏原啓佐

## Attractive Features in *The Painted Veil*

Hirosuke KASHIWABARA

*The Painted Veil* には、特に本国においては、敵意ある批評が多い。<sup>1</sup> 日本においても、「この作品は物語としてまことに面白く読める。そしてそれ以上でもなく、またそれ以下でもない。」<sup>2</sup> という評価がある。また、この作品の失敗の原因は、効果を求める本能と心境小説的傾向との不調和にあるという鋭い指摘もある。<sup>3</sup> しかし、フランスの批評家たちは、一般にモームの代表作と見なされている *Cakes and Ale* などよりも *The Painted Veil* の構成の緊密さを高く買っているようである。<sup>4</sup> Dorothea Lawrence Mann も、全作品中最も完成した作品、と最大の賛辞を借さない。<sup>5</sup> R. Cordell は、登場人物のつまらなさ、かん通や自己犠牲の陳腐さを指摘しているが、語りの巧みさや文体の流麗さは長所として認めている。<sup>6</sup>

このように、この作品に対する評価は、実にさまざまであるが、要するに物語としての面白さや構成の緊密さを否定する論者はいないように思われる。従って、批判的な立場に立っている者は、当然その内容的欠点に触れているのである。私も、*The Painted Veil* の内容的陳腐さは認めながらも、この小説の読ませる力がどこにあるかということに焦点を絞って考究してみたい。

### I

*The Painted Veil* は、序文にもあるように、裏切っ

1. R. A. Cordell: *Somerset Maugham*, Indiana University Press, p. 246.
2. 朱牟田夏雄編: *W. Somerset Maugham*, 日高八郎, 『五彩のヴェール』, p. 80.
3. 越川正三: サマセット・モームの全小説, p. 112, 南雲堂.
4. R. A. Cordell: *Somerset Maugham*, p. 114.
5. C. H. Towne: *W. Somerset Maugham, Novelist, Essayist, Dramatist*, p. 35, Folcroft Library Editions, 1970.
6. R. A. Cordell: *Somerset Maugham*, p. 143.

た妻に対する夫の復しゅうの物語を土台にして、結婚生活の虚偽や難しさを描いた小説と考えることができようが、女主人公キティの心の成長をたどっている点で、*Mrs. Craddock* の系列に属する作品である。ただ大きな相異点は、同じように心の平安に到達するまでの過程の扱い方にあることに注目しなければならない。

この作品を大きく二つの部分に分けてみると、かん通を感付かれたのではないかと不安を抱き続ける、サスペンスに満ちた前半と、中国の奥地メイ・タン・フにおける、死に直面したキティの体験を語っている後半である。しかし、キティの不安は、夫が事実を知っていたことが分ってから、新しい形をとって、夫の死に至るまで続いていくのであり、この不安とサスペンスの連続が、*The Painted Veil* の価値とまでは言わないまでも、その面白さを支える柱となっている。

She gave a startled cry.

“What’s the matter?” he asked.

Notwithstanding the darkness of the shuttered room he saw her face on a sudden distraught with terror.

“Someone just tried the door.”

“Well, perhaps it was the amah, or one of the boys.”

“They never come at this time. They know I always sleep after tiffin.”

“Who else could it be?”

“Walter,” she whispered, her lips trembling. (p. 1)

これは、書き出しの部分であるが、簡単な会話と、わずかに付け加えられた描写から、登場する二人の男女とウォルターの関係が、大よそながら察しがつく。そして、この冒頭のキティの恐怖感、物語の底流となって、暫く読者の心を引き付けていくのである。その手法は、むしろ推理小説やスリラー映画を想起させるものがあり、

They saw the white china knob of the handle slowly turn. They had heard no one walk along the veranda. It was terrifying to see that silent motion. A minute passed and there was no sound. Then, with the ghastriness of the supernatural, in the same stealthy, noiseless and horrifying manner, they saw the white china knob of the handle at the other window turn also. (pp. 1-2)

といった描写は、ドアの取手を小道具に使用して、目に見えない人物に対する恐怖感を巧みにあおっているのである。事実、モームは推理小説に深い関心を抱いていて、読者の興味を引き付ける技術という、職業作家の使命については、推理小説作家と、いわゆる 'serious' novelists との間に、いかなる相異点も見出さないのである。彼は、推理小説が、学のある人々や趣味のよい女性に広く読まれている理由を、いとも簡単に、次のように説明している。

The detective writers have a story to tell and they tell it briefly. They must capture and hold the reader's attention and so must get into their story with dispatch. They must arouse curiosity, excite suspense and by the invention of incident maintain the reader's interest... They must in short follow the natural rules of story-telling that have been followed ever since some nimble-witted fellow told the story of Joseph in the tents of Israel. (*The Vagrant Mood*, p. 110, Heinemann)

例によって、story-telling を小説家の本来の目的と考えるモームの得意の持論であるが、面白いのは、読者の好奇心をかき立て、サスペンスを生み出し、読者の興味をつなぎとめていくことが、推理小説作家の第一義的な任務と考えている点である。*The Painted Veil* は、まさにこの理論に肉付けをした作品である。D. L. Mann は、この小説について、

It is a short novel, designed to be read at a single sitting. (*W. Somerset Maugham, Novelist, Essayist, Dramatist*, p. 35, Folcroft Library Editions, 1970)

と述べて、作品全体の評価としてはともかく、読者の心を捕えて放さないこの作品の魅力を指摘している。そこで次の段階として、この巧妙な芸をもう少し詳しく検討してみる必要が生じてくる。この作品の面白さを支えている本質的な要素は一体何であろうか。この疑問に答えるために、次の二つのものの絡み合いを考えてみた。つまり、ウォルターの性格と視点の問題である。

## II

ウォルターは、香港で働く細菌学者で、休暇でロンドンへ帰っていた時、キティと知り合った。キティは、派手好みで、社交界でちやほやされてきた美人である。地味で陽気さのないウォルターとは、どこか肌が合わなかった。彼は背が低く、しかもやせぎすで、動きの少い、黒く小さい目で対象を見詰めると、奇妙に執ようなところがあった。表情には皮肉な影が漂い、彼と一緒にいるとなにか落着かなかった。言葉数は少く、内気である。

キティは、妹が先に結婚することに耐えられず、愛情も覚えぬままに、ウォルターとの結婚に踏み切った。

結婚後も、彼女の気持は、少しもウォルターの方に傾かなかった。彼は自意識や抑制心が強く、キティに対しても他人行儀なところがあって、必要なこと以外はしゃべらない。そうした時に、チャールズ・タウンゼンドを知るのである。彼は腕利きの植民地副長官で、そつのない人扱い、深く豊かな愛撫するような声、優しく輝く青い目は、彼女の心を魅惑した。一言で言って、チャールズには、ウォルターにない魅力があった。そのチャーリーが、たまたまキティの家を訪ねていた時から、彼女の疑惑はくすぶり始めたのである。モームは、キティの心の動揺を表現するために、さまざまな推理を展開してみせる。

まず第一に、寝室の取手が回るのを見た時間に、ウォルターは事務所にいなかったことが分る。次いで、居間の本の上に、

Dear Kitty,

Here is the book you wanted. I was just going to send it when I met Dr. Fane and he said he'd bring it round himself as he was passing the house. V. H. (p. 8)

という鉛筆書きの書きつけを見付ける。召使は、やはりウォルターがその本を持って来たのだと言う。さらに、チャーリーは、あの時帽子を階下に置いたままにしてあったのだ。しかし一方、チャーリーの気休めの言葉が、キティの心を静める。それにウォルターは、あの時チャーリーの帽子を見たかどうか分からないし、昼食後にキティが午睡を取ることを知っているウォルターが、あんな風に戸と二つの窓を開けようとしたとは考えられないと自ら慰めもする。しまいには、やけ気味になって、もし夫に知られたとしても構うことはない。自分にはチャーリーがいるのだと不安を打消す。しかし、やはり心の底に不安と恐怖の底流が渦を巻いていた。モームは、それを次のように表現している。

...it was as though the wood and the strings of the orchestra played Arcadian melodies and in the bass the drums, softly but with foreboding, beat a grim tattoo. (p. 30)

時間的には、昼過ぎから、仕事が終わってウォルターが帰宅するまでには、数時間しか経過していない。それを *Cakes and Ale* と同じような手法で、結婚の経緯を説明しながら、モームは入念に描いていく。それに、キティの心理的独り芝居であることも絡み合って、未解決の状態は暫らく続いていく。

第18章はひじょうに緊迫した、密度の高い一章である。帰宅した夫を、キティは追い詰められた気持で迎えたのだが、彼のそう白な顔、じっとすわって測りがたい黒い目は、彼が全てを知っていることを物語っていた。しかし、ついにウォルターの口からは何も聞かれなかった。その沈黙が、一層恐ろしさを強めている。ウォルターはどうして沈黙を守ったのであろうか。キティにはその理由が分らない。ウォルターの無口で抑制的な性格が大きな障害となって、彼の心の中へ入っていくことができないからである。読者は、キティとともに推理、憶測しながら、モームの物語について行かなければならない。

ウォルターが真実を明かせないのは、熱愛している妻を失いたくないからであろうか。スキャンダルを恐れているのであろうか。男は虚栄心が強いので、誰も知らないのなら、無視した方が賢明だと考えているのかもしれない。あるいは、チャーリーの地位を考えると、自分の将来にとって、あえて事を荒立てるのは得策ではないと計算しているのであろうか。キティには、このようなチャーリーの示唆が正しく思われもした。

ウォルターが、コレラの町メイ・タン・フ行きを持ち出した時、夫婦間の心理劇は最高潮に達する。明りょうな言葉では表わされないが、妻の同行を求めていることや、夫の目に浮ぶ嘲笑の影から、キティは復しゅうの意図を感じとる。そして、ついに夫は、

“I'm afraid you've thought me a bigger fool than I am.” (p. 43)

と言って、今までのサスペンスに一応の終止符を打つ。彼はやはり全てを知っていたのである。しかも、彼はチャーリーの本質を発いてみせて、キティの夢を破ろうとするばかりか、妻の結婚の動機も知っていた。彼は、キティが愚かで軽薄な女だということも知っていた。

7. *Of Human Bondage*.

8. *The Moon and Sixpence*.

9. R. A. Cordell: *Somerset Maugham*, p. 143.  
10. p. 61.

この前半部は、なによりも、キティが夫の心を読む心理の動きに注目しなければならない。愚かな女だと知りながらも愛さずにはいられない愛の不思議さ、二人の人間、ことに夫婦の間の溝の深さは、多少の事情の差はあっても、すでに *Mrs. Craddock* で描き尽くされた問題であるが、*The Painted Veil* の持つ力は、その主題の扱い方にあるのであって、その意味で謎をはらんだ人物ウォルターは、重要な役割を担っているのである。女性に対し誠意を尽くしながら、愛を得られないで裏切られる男という意味で、ウォルターは、Philip<sup>7</sup> や Stroeve<sup>8</sup> の系統を引く人物である。Philip を始めとして、モームは作中の人物に、多分に自己を投入したが、それは作家として当然すぎることである。しかし、寡黙で、外界から身を守るために仮面を被った人間を、ウォルターほどに徹底的に描いたことはない。彼にはモームの本質が移入されている。R. Cordell は、ウォルターのことを、‘without charm, elegance, or humor’<sup>9</sup> と酷評しているが、私には、ウォルターはモームの作品になくはならない、血の通った人物だと思われる。‘humor’の意味は違いますが、彼は ‘sardonic humour’<sup>10</sup> の持主である。次のモーム自身の告白は、ウォルターをありありと想起させるのに十分である。

...I stammered; I was shy; I had poor health. ...; and I had, whether for any of these reasons or from nature I do not know, an instinctive shrinking from my fellow men that has made it difficult for me to enter into any familiarity with them. I have loved individuals; I have never much cared for men in the mass. (*The Summing Up*, ch. 15)

ウォルターも、‘shy’ で ‘self-possessed’ で ‘self-conscious’ である。そして、他人と共感して楽しむことができない。ウォルターが口数の少ない人物であるにも拘らず、いやむしろそのために、生き生きと描かれている理由はそこにあると言ってもよいだろう。

### III

サスペンスを生み出したもう一つの本質は視点にある。この小説の展開は、‘she’ つまりキティの目を通して繰り広げられる。逆に言えば、読者は彼女の心の中にしか入って行けない。他の人物の心の動きは、会話とキティが見た態度や動作によってしか知ることにはできない。そして語り手は物語の外にいる。つまり制限付全知の視点に立っているのである。従って、読者は、キティ以外の人物については、どこまでも語り手の後について、彼等の心をあれこれと推測しなければならない。そ

こから謎解きの興味が生れて来るのである。そして、キティはいろいろな事実をもとにして、ウォルターが真実を知っていると感付きながらも、それはあくまでも推測の域に止まり、ウォルターの口から直接に聞かされるといふ決定的瞬間に至るまでは、読者同様、どっち付かずの状態に置かれる。

モームは視点の問題に深い関心を寄せていたようで、数々のエッセイや序文等で繰返しこの問題に触れている。中身のない繊細な蜘蛛の糸のようなものだ<sup>11</sup>と批評して、自分とは全く異質のものを感じとった Henry James の小説でさえ、その視点の問題に関しては、次のように称賛を惜しまなかった。

I failed from my ignorance of the very simple device of seeing the diverse events and the characters that took part in them through the eyes of a single person. It is a device which of course the autobiographical novel has used for centuries, but which Henry James has very usefully developed. By the simple process of writing *he* for *I* and stepping down from the omniscience of an all-knowing narrator to the imperfect acquaintance of a participator he showed how to give unity and verisimilitude to a story. (*id.*, ch. 44)

モームの主要な作品を眺めてみると、制限付全知の視点と一人称の語り手による方法が交互に用いられていて、全知の視点が全く見当らないことに気がつく。Of *Human Bondage*, *The Painted Veil*, *Theatre* それに *Christmas Holiday* の視点は前者に属するものであり、*The Moon and Sixpence*, *Cakes and Ale* そして *The Razor's Edge* 等は後者の方法によるものである。

これらの方法は、いずれも主観的な事柄が一人の人物に限定されているために、現実感を強めているといふことができる。現実の世界においては、身の回りの出来事の認識は主観的である。他者の内面についての理解は、その言動の観察によってしかうかがい知ることではできない。たとえその認識が不完全であり、誤ってしようとも、それは自己の確かな現実である。モームも言っているように、前述の二つの方法はこの点を解決した。作品に 'unity' と 'verisimilitude' とを付与したのである。

作家としてのモームは、モーパッサン流のリアリズム小説 *Liza of Lambeth* で出発した。その後さまざまな実験をした経緯については、サミング・アップにも詳しいが、その一つは *The Merry-Go-Round* である。彼は、従来よくある、数人の人々のみを中心にした小説

は、他の人々の存在を無視して、現実の一部しか描いていないことに気付き、同時に、異ったサークルで、同じような重要度を持ったいくつかの物語を展開すれば、もっとリアルに、人生の真実を描けるのではないかと考えた。しかしこの作品は、読者の興味を逸らさずに引っ張っていく連続した一本の線、つまり 'unity' が欠けているために、失敗であったと認めている。<sup>12</sup> しかし、前掲の引用文にも見られるように、この反省によって、その後次々と現われた新しい視点に立つ小説は、作品に統一と真実性を与え、確かに読者の心をつかんだのである。

初めて一人称小説の形をとって書かれた *The Moon and Sixpence* の面白さは、'I' なる人物が、神秘の画家 Strickland の言動を、少しずつ見聞きしては語っていくうちに、読者がしだいにこの画家の内面の煩もんに迫っていく面白さである。全知の立場から内面を分析して掘り下げれば、彼に対する理解と同情は、もっと深まっていたかもしれない。しかし、彼の追求するものは、読み進むに従って、徐々にこね上げていく彫像のように、完全とは言えないまでも、その姿をしだいに鮮明に現わしていく。そして、その方法のお陰で、読者は最後まで一気に読み上げることができる。

ところで、すでに見てきたように、視点の問題と現実認識の問題とは、切り離すことができない関係にある。現実性を重視するということは、取りも直さず、現実感を強めるということである。そこにモームのリアリズムの目標が置かれていた。人間性の観察に終始したと言ってもよいモームにとって、人間描写が、当然視点の問題と密接に結びついてくる。彼は、

I think what has chiefly struck me in human beings is their lack of consistency. I have never seen people all of a piece. (*id.*, ch. 17)

と言っているが、突如、安定した生活と妻子を捨て、ひたすら絵画に自己を表現しようとした Strickland の複雑さ、不可解さは、モームにとって、到底説明し尽くせるものではなかった。

"...Men are incalculable;..." (p. 123)

である。そこから、彫刻的とも言える人間描写の方法が生れてくる。

しかし、さらに突き詰めて考えると、視点の問題は、作家の世界観と深いところで結びついているのではないだろうか。モームが、

If he (the reader) has the patience to read what follows he will see that there is only one thing about which I am certain, and this is that there is very little about which one can be certain. (*id.*, ch. 5)

11. *The Vagrant Mood*, p. 205, Heinemann.

12. *The Summing Up*, ch. 44.



と言った時、彼は不可知論者としての人生態度を表明しているものであり、不確かな人生を描く一方法としての文学において、全知の視点に立つことができなかったのも必然の結果であった。ただ単に効果の計算に腐心したと解釈するのは、モームの評価を誤ったものに導く恐れがある。

では次に、モームの一人称の語り手について、もう少し詳しく調べてみよう。結論から言えば、彼の語り手は、物語の主人公ではない。モームは、語り手が中心人物である場合の欠点をよく知っていた。*David Copperfield* を例にとって、

...the narrator, when, as in *David Copperfield*, he is also the hero, cannot without impropriety tell you that he is handsome and attractive; ... (*Ten Novels and Their Authors*, p. 10, Heinemann)

とユーモラスに述べ、さらに、

But a greater disadvantage still, and one that no authors of this kind of novel have managed entirely to surmount, is that the hero-narrator, the central character, is likely to appear pallid in comparison with the persons he is concerned with. (ibid.)

と言っているが、その理由は、作者が主人公の中に、自分の姿を内側から主観的に眺めるので、自分自身が心の中に感じている困惑や弱さや不決断を主人公に与えることになるからだとしている。*Cakes and Ale* の語り手にも多分にそういった要素がある。その弊害を取り除くために、語り手は、読者の心に、作中人物に対する自分と同じような親しみの気持を持たせ、しかも、主人公を英雄的人物に作り上げることができる立場に立たなければならないのである。彼は、主要人物を観察する傍観者の立場に止まらなければならない。*The Razor's Edge* の場合がまさにそうである。*Cakes and Ale* の場合は、自伝的要素が濃厚であるため、主人公との関わりも強く、感情的なものもかなり表白されているが、語り手は、むしろコミカルな要素を担っていて、第三者の立場にあることには変りがない。

このように見てくれば、*The Moon and Sixpence* が、モームにとって満足のいく作品であることも理解できるし、最も自伝的要素の濃い *Of Human Bondage* に、この方法を用いなかった理由ももうなずける。Philip を 'I' に置きかえたとすれば、学校でえび足を嘲笑されたり、女に裏切られたりする主人公の影は薄れ、人生哲学を語れば、説教好きな奴だと反感を買うことであろう。

*The Painted Veil* の場合も同じことが考えられよう。もし語り手が、思慮のない結婚をし、真剣なものと思っていた情事の相手チャーリーに、結局欺かれた愚か

な女の役割を自ら告白しなければならないとすれば、読者の同情はますます語り手から離れていくことが想像される。モームは、'I' を 'she' に書きかえることによって、その欠点を克服するとともに、推理小説のような劇的效果を生み出すことに成功した。

## IV

メイ・タン・フへ旅立ってから、キティとウォルターとの心のドラマは、絶えず繰返されている。チャーリーとの関係を、夫が知っていたことは明らかになった。次の謎は、メイ・タン・フへキティを連行したウォルターの本心である。あれほど妻を愛していたウォルターの変化は驚くほどであった。彼は、日夜仕事に没頭して、妻のことは忘れてしまったかのようにであった。寸暇も惜しんで、研究と病人の看護に当るウォルターの献身的努力は、尼僧たちや、中国人たち、さらに皮肉屋の税関副長官ウォディングトンからさえも、称賛と尊敬を集めていた。キティのみが、夫の長所に盲目であった。

キティは、軽べつされているのではないかと思うと耐えられなくなり、夫の本心を直接尋ねてみたが、彼は、  
"No. I despise myself." (p. 92)

と答えるだけである。彼は妻をとがめてはいない。自分自身を軽べつしているのは、キティを愛しているからだと言うのである。キティは、このような夫にいらだちを覚え、ふと夫の苦悩の源は失恋であろうかと、また疑問が沸き上がる。

二人にとって、さらに辛い瞬間がやって来た。キティは妊娠していたのである。しかし、父親が誰かを尋ねるウォルターに対して、彼に<sup>あわれ</sup>憐みを覚えながらも、彼の子供だとはどうしても言えなかった。過労のために骨と皮だけになった彼の手は、かすかに震えていた。それでも、彼はキティにメイ・タン・フを立去ることを奨めた。彼女は、夫の親切が不可解で、復しゅうするつもりではなかったのかと尋ねた時、彼は、

"At first." (p. 118)

と簡潔に答えて、全てのもやもやを一応解消している。しかし、二人の将来について、

"Oh, don't you think we can let the future take care of itself?" (p. 120)

とキティに答えた時のウォルターの声には、死の物憂さがあった。そして皮肉にも、キティに復しゅうをしようとしたウォルター自身が、コレラに感染して死んでいく。彼は、

"The dog it was that died." (p. 137)

と、また謎めいた言葉を残して死んだ。そして、キティ

の懇願にも拘らず、ついに二人の和解はならなかった。しかも、医者と話をしたウォディングトンによれば、感染が偶然のものなのか自分を実験台にしていたためのものなのかよく分らないという。キティはりつ然とした。いらだたしように、

“Walter died of a broken heart.” (p. 143)

と言っているのが、ウォディングトンには、真相がよく分っていたのである。表向きは、ウォルターは科学と義務に殉じたということで、英雄視されるであろう。しかし、隠された面で、ウォルターは‘犬’の死を遂げたのである。この作品に、犬のイメージがひん出することは、それを裏書きしているように思われるが、<sup>13</sup> ことにウォルターがキティに求婚した時の、むち打たれた犬のような表情が、生き生きと浮び上がってきて、モームの隠された意図が感じられる。モームは、この作品でも、*Cakes and Ale* の Driffield と同じように、ウォルターの姿を借りて、多面的な人間の隠微な面を描出しようとしたのであろう。

## V

以上、本論では、*The Painted Veil* の面白さを、主として方法の面から分析し、モームの視点の問題について考究してきた。しかし、もちろんテクニクの問題と、作品の価値の問題とは別問題である。そこでもう少し、思想的な要素について検討しなければならない。

チャーリーに欺かれ、絶望的な気持ちで死の町に赴いたキティは、人生についていろいろと思いを巡らすのだが、彼女の精神的成長に影響を及ぼしたのは、尼僧たちやウォディングトンである。

ウォディングトンは、猿のような顔をした小男で、皮肉な観察眼を持っていた。彼は、ウォルターとキティとの間に横たわる溝について薄々察して、人生の問題について問われるままに、なにかとキティに教えている。故国を捨てて、献身的に働く尼僧たちの生き方に疑問を持ったキティに、彼は<sup>タオ</sup>道を教え、

“...Some of us look for the Way in opium and some in God, some of us in whisky and some in love. It is all the same Way and it leads no whither.” (p. 123)

と、東洋的、虚無的な答えを与えているが、

“...I wonder if it matters that what they have aimed at is illusion. Their lives are in themselves

beautiful....” (p. 141)

という言葉で分るように、彼は、死によっても価値を失わない人生の意味を示唆したのである。これは、モームの、人生の‘pattern’<sup>14</sup>の概念と一致するものであり、彼は尼僧たちの生き方に美を見出したのである。*The Moon and Sixpence* 出版後6年目に世に出た *The Painted Veil* には、依然として美に対する憧憬が色濃く影を落している。この作品が、*Cakes and Ale* などに比べてシリアスな面が強いのも、一つには、宗教に対して懐疑的なウォディングトン、つまりモームが、尼僧院長を畏敬の念をもって描いているためであろう。

キティが最後にたどり着いた拠所は、心の自由であり平和である。まず、チャーリーに対する愛憎を超越した時、自由の喜びを味わい、強欲な妻の死後、解放感を味わう父と再会した時に、キティの将来に開けていた道は、尼僧たちが送っていた心の平和に至る道であった。

“You know, my dear child, that one cannot find peace in work or in pleasure, in the world or in a convent, but only in one’s soul.” (p. 98)

という尼僧院長の言葉が、その時のキティの脳りを去来したことであろう。

*The Painted Veil* は、劇的要素の強い作品である。特に、内気だがしんの強いウォルターの性格と、視点をキティに絞ったことが、その効果をあげている。ウォルターの言動には、たとえば、彼の死が自殺であったかどうかという点など、謎に包まれた部分が残されているが、その解釈は読者に委せられていると考えたい。Stricklandの場合も同様であった。というよりも、むしろ、モームは、不可解な人間について、故意に判断を避けていると考えたい。そこから謎が生れて、読者の興味をつないでいく。従って、前半のサスペンスは、多分に効果をねらったもので、職業作家モームを意識させられるが、人間探求の手段としての視点の問題に関しては、もっと深いものを汲み取らなくてはならない。ただ、その意味では、ウォルターという人物は影の薄い人物で、この作品は *The Moon and Sixpence* に遠く及ばない。また、モーム独特の人生哲学、ことに愛や自由の問題は、すでに *Mrs. Craddock* などの作品で取り扱われていて、またかという感じを否めない。それに、この作品だけに限って考えてみても、ドラマティックな前半とはなにかちぐはぐなものを感じ、その意味で、この小説は二流の作品に墮している。結局、この作品からは、テクニクに関して、モームのよく言う面白さを味わわなければならないであろう。

13. pp. 20, 53, 76, 137, 159, 166.

14. *The Summing Up*, ch. 74.

付 記

*The Painted Veil* からの引用文と脚注には、すべて書名を省略した。テキストは、*The Selected Novels* 中の *The Painted Veil*, Heinemann を用いた。

文 献

(引用文と注にあげたものは除く)  
*Selected Prefaces and Introductions of W. Somerset Maugham*, Heinemann.  
野中涼：小説の方法と認識の方法  
L・T・ディキンソン著，上野直蔵訳：文学研究法



# 「ダーヴァヴィル家のテス」に於ける ハーディの創作意図

林 達 男

Hardy's Intention in *Tess of the D'Urbervilles*

Tatsuo HAYASHI

## 1

「ダーヴァヴィル家のテス」の「初版のための釈明の覚え書」(1891)において、ハーディは、まず、この物語がやっと二年前の執筆原稿のまま出版されるに至った経緯を述べ、それに続いて本書刊行の目的について次のように言っている。「この物語は一連の真実な出来事に芸術的な形を与えようとする試みとして、まったく真摯な目的をもって世に送り出されるものである。」そして聖ジェロームの次の言葉で結んでいる。「たとえ真実から不快がもたらされようとも、真実が隠されるよりは不快のもたらされるほうがましだ。」

本書出版までの三社による原稿掲載の拒否、つぎの「グラフィック」紙による原稿変更の要請、その他の意にそわぬ経過のあとの出版に際し、ハーディは、何よりもこの作品の真実性を主張したのであった。当時のお上品ぶった因襲道德の立場からすればとうてい口にされるべきような内容ではないかもしれないが、作家としての良心からは、真実は飽くまでも真実として筆をとらねばならないというのが作家としてのハーディの姿勢であった。初版発行後の非難攻撃についてはハーディは翌1892年の「第五版への序文」や1895年及び最後の1912年のそれぞれの「序文」を通じ、終始この態度をくずさず、とくに「第五版への序文」では、この作に向けられた非難攻撃の一つ一つに反駁、注目すべき内容となっている。その冒頭の部分でハーディは次のように書いている。

This novel being one wherein the great campaign of the heroine begins after an event in her experience which has usually been treated as fatal to her part of protagonist, or at least as the virtual ending of her enterprises and hopes, it was quite

contrary to avowed conventions that the public should welcome the book and agree with me in holding that there was something more to be said in fiction than had been said about the shaded side of a well-known catastrophe. But the responsive spirit in which *Tess of the d'Urbervilles* has been received by the readers of England and America would seem to prove that the plan of laying down a story on the lines of tacit opinion, instead of making it to square with the merely vocal formulae of society, is not altogether a wrong one,...

(この小説では、主役としての彼女の役割にとって致命的なものとして、あるいは少なくとも彼女の企てや希望に実質上のとどめを刺すものとして、従来扱われてきたようなある出来事を経験したあとに、女主人公の偉大な戦いが始まるので、世間の人々がこの本を歓迎してくれるということ、そして、世によく知られた災厄のつねにおおい隠される側面について、いままでいわれてきた以上のあることを、小説の中では語られるべきだという私の主張に同意してくれるということは、公然たる因襲にまったく反することであった。しかし、「ダーヴァヴィル家のテス」がイギリスおよびアメリカの読者に共感的に受け入れられたことからすれば、物語をただ口やかましい社会の公式にきちんと当てはめたりなどせずに、声なき意見の線上に据えようとする計画がまんざら誤ったものではないことを証しているように思われる、……)

これらの言葉からハーディが当時の因襲道德に挑戦し、これを打ち砕くためにこの作品を書いたと考えることは容易であるが、ハーディは社会改良家としての態度

ではなく、あくまで一人の芸術家としての姿勢を示している。すなわち上に引用した部分のあとで彼はこの作品の意図に触れつぎのように述べている。「この小説の意図するところは、教訓的であることでもなく、社会の通念に攻撃をかけようとするものでもなくて、風景の部分ではただ再現を事とし、瞑想の部分では確信に充ちているよりはむしろ印象が書きこまれていることの方が多い。」そしてさらに、「小説というものは印象であって議論ではない。」(a novel is an impression, not an argument;)と述べている。この言葉は「初版の覚え書」の「一連の真実な出来事に芸術的な形を与える」(to give artistic form to a true sequence of things)という言葉と符合し、本書が飽くまでも芸術作品であることを、あらためて表明したものと解すれば、冒頭部分の内容との矛盾はない。

以上「覚え書」と「序文」からこの書の創作意図を掴もうとしてきたが、つぎに作品(ハーディの言葉によれば impression)を通してハーディの意図を探ってみたい。

## 2

テスの住む世界は宿命論が根強く支配する農村である。われわれは田舎人達の口から、あるいは作者自身の口からそのような言葉がしばしば漏れるのを聞く。トルボットヘイズのテスの友達は、自分達みんなが心を寄せている男の心をテスがつかんだことを知っても彼女を非難しようとはしない。

They were generous young souls; they had been reared in the lonely country nooks where fatalism is a strong sentiment, and they did not blame her.

テス自身クレアとの結婚の日取りが決まってしまうと、自己の意志を置き忘れたかのように、時の翼にのせられて運んでゆかれるのに身をまかせせる。

Her naturally bright intelligence had begun to admit the fatalistic convictions common to field-folk and those who associate more extensively with natural phenomena than with their fellow-creatures;

テスの母親ジョー・オウン・ダーベィフィールドもそうだった一人である。テスが森の中の事件から家に帰り母に一部始終を話したとき、彼女はただ、"Well, we must make the best of it, I suppose. 'Tis nater, after

all, and what do please God!"と語りだけである。また、クレアとの結婚に失敗してテスが帰ってくると、母親は "Well, well; what's done can't be undone!" と言い、やがて、

After her first burst of disappointment Joan began to take the mishap as she had taken Tess's original trouble, as she would have taken a wet holiday or failure in the potato-crop; as a thing which had come upon them irrespective of desert or folly; a chance external impingement to be borne with; not a lesson.

雨降りの休日やじゃが芋の不作とおなじように、善行愚行のむくいとは無関係な、偶然外部からふりかかってきた耐えねばならぬもの、として意識される彼等の不幸に対する受けとり方には、自然の中に暮している田舎人の人生観には、彼等の自然観が色濃く影響を及ぼしていることがわかる。そしてこういった諦念を産み出す fatalism において、その fate を司るものことが直接名指して語られる。アレックがテスに彼のために祈ってくれと頼むとき、彼女は、"How can I pray for you when I am forbidden to believe that the great Power who moves the world would alter His plans on my account?" と答える。この世界を動かしている大きな力、それは人間の意志とは無関係にその計画をすすめてゆく存在であり、その意味で「同情の念のない『第一原因』」(an unsympathetic First Cause)なのである。またこの「自然」という老女の狐じみた老獪さは相当のものなのである。(the vulpine slyness of Dame Nature)<sup>1</sup> このような無慈悲な冷酷な運命に翻弄される人間の姿が作者の筆によって終始描き出される。ハーディの眼は執拗に人生の悲劇的状况につねに直面しなければならぬ人間たちに向けられる。そして作中人物の口からだけでなく、作者自身の口からもしばしば糾弾されるのである。

このような悲劇的な世界にあっては、生れるということそのものが「人間を踏みつけにする強制という試練」と考えられる。テスの六人の弟妹たちは「この世に生まれてくるについて、何かの条件を望むかどうかをたずねられたこともなく、まして、ダーベィフィールド家のように頼りない家の一員となれば、きびしい条件を負わされると決まっているのに、そうした条件つきでも生まれてきたいかとたずねられたことは、なおさらなかったのである。」そしてハーディは皮肉めいた口調で、名前は書かずに、the poet whose philosophy is in these days deemed as profound and trustworthy as his song is breezy and pure は「自然の聖なる計画」

1. pp. 186, 259, 104, 327, 328, 408, 199, 311.

(Nature's holy plan) をたたえたりする権威を、いったいどこから得ているのかと、ワーズワースの *Lines Written in Early May* の一行をとり出して疑問をなげかけ、クレアをしてロバート・ブラウニングの有名な *Pippa Passes* 中の一行をつぎのようにパロディーさせている。

God's not in his heaven: all's wrong with the world!

ここにワーズワースより70才、ブラウニングより28才遅く生れたハーディの彼らに対する見方の一端がうかがえる。

例の森の中の事件の場面で次のような問いを投げかけている。

But, might some say, where was Tess's guardian angel? where was the providence of her simple faith? Perhaps, like that other god of whom the ironical Tishbite spoke, he was talking, or he was pursuing, or he was in a journey, or he was sleeping and not to be awaked.

このような人間に無関心なそれゆえ冷酷な「摂理の神」の前では人間はまったく無力であり、テスの受けた仕打ちも「そうなる」と決まっていたのである。(It was to be.) テスは「周囲の環境に対して一匹の蠅と同じくらいの価値しか持っていない」、わなにかかる小鳥のようにアレックの手にかかってしまうのである。

ハーディは烈しい言葉で、

Men are too often harsh with women they love or have loved; women with men. And yet these harshnesses are tenderness itself when compared with the universal harshness out of which they grow; <sup>2</sup>

と書いている。これを1884年のハーディの日記とくらべると興味深い。

December 10. ... He, she, had blundered; but not as the Prime Cause had blundered. He, she, had sinned; but not as the Prime Cause had sinned. He, she, was ashamed and sorry; but not as the Prime Cause would be ashamed and

sorry if it knew. <sup>3</sup>

ここには the Prime Cause に対する烈しい憤りが見られる。この物語を読み終って、われわれは、テスに対するその残酷な仕打ちに対してエンジェル・クレアを、いやアレックをすら責める気にならない理由はここに在る。われわれは the universal harshness に対して憤りを感じるけれども、作中人物に対してはむしろあわれみを感じるのである。一度この世に生れると、テスの 'continued existence is a tragedy without purpose and without end... 'the end'? there is no end: the end is death and madness.' <sup>4</sup> となる。そこで苦悩のあまり、テスは死について考えるのである。「自分ほど惨めな人間がまたあるだろうか。」と思い、むなしく費やされた自分の人生を思って、ソロモンの 'All is vanity.' という言葉をつぶやくが、やがて「一切は空よりもさらに悪くて、不正、罰、強圧、死なのだ。」と思いかえし、その死が今だったらと考えるのである。<sup>5</sup> 1876年のハーディの覚え書の中にこれと類似の表現が見い出される。

"'All is vanity", saith the Preacher. But if all were only vanity, who would mind? Alas, it is too often worse than vanity; agony, darkness, death also.'

また1890年の日記には、

January 29. I have been looking for God 50 years, and I think that if he had existed I should have discovered him. <sup>6</sup>

とするされ、50年にわたる真剣な努力にもかかわらずついに神を見い出すことは出来なかったと告白している。そしてその代りに彼が見い出したものは「いつくしみぶかい一つの力」(a beneficent Power) に対する信仰の衰退なのであった。<sup>7</sup>

人間は、しかしテスのように絶えず不運と貧困に見舞われながらもこの地上に生き続ける。それは彼らの心の中に「わが身の喜びを求める抑えがたい本能」があるからであり、「生あるものすべて、もっとも下等なものからもっとも高等なものにいたるまでゆきわたっている、どこかで甘い快楽を求めようという、やむにやまれぬ普遍的な、自動的な傾向」があるからである。丁度マールロット村の女たちが一人のこらずめいめい a private little sun を心の中に持っていたように。しかし、このような人間の「楽しもうとする内在の意志」(the inherent will to enjoy) が働くところには必ず「楽しみを妨げようとする環境の意志」(the circumstantial will against enjoyment) が働き、この二つの意志の軋轢から悲劇が生まれるのである。<sup>8</sup>

2. pp. 455, 24, 324, 90-91, 136, 435.

3. F. E. Hardy: *The Life of Thomas Hardy*, p. 215.

4. Abercrombie, Lascelles: *Thomas Hardy: A Critical Study*, p. 136.

5. p. 353.

6. F. E. Hardy: *The Life of Thomas Hardy*, pp. 112, 224.

7. p. 152.

8. pp. 127, 134, 12, 365.

ハーディの1888年の覚え書につぎの記述があり興味深い。

'Thought of the determination to enjoy. We see it in all nature, from the leaf on the tree to the titled lady at the ball.... It is achieved, of a sort, under superhuman difficulties. Like pent-up water it will find a chink of possibility somewhere. Even the most oppressed of men and animals find it, so that out of a thousand there is hardly one who has not a sun of some sort for his soul.'<sup>9</sup>

一人の人間としてのテスの欲望と、それを妨げようとする 'an unsympathetic First Cause' のひややかな意志との葛藤、そしてそこに醸し出される悲劇感——それが全篇を貫いているのである。

### 3

それではこのような環境の意志は人間に対しどのように働きかけるのか、つぎにその点について調べてみたい。ハーディはこの作品の中でいろいろな働きをとらえている。それらの中でもっとも重要なものの一つは、生存競争である。

この物語が生まれたことについてつぎのようなことが言われている。ハーディはあるとき大きな清らかな眼をもった一人の美しい少女が荷車に乗って足をゆすぶっているのを見た。その貧しい様子からハーディは一体彼女の美貌は彼女をどんな運命に導くだろうかと思ったということが彼にこの作品の筆をとらせるに至ったというのである。この話が本当かどうかはとも角、この話は極めて暗示的である。

テスの生まれた家は赤貧とはいえないにしても、困窮が遠くから無気味に迫っていた。(Distress, if not penury, loomed in the distance.) 彼女の父親はその地方でぐうたら (a slack-twisted fellow) と呼ばれている人物で、酒飲みで、自分が騎士の血をひく旧家 the d'Urbervilles の直系の子孫であるという自惚に浸っている。彼女の母親はしょっちゅう洗濯に追われ、それもいつまでたっても片付かないという具合で、「運勢占い全書」(Compleat Fortune-Teller) を信じ、歌のふしというものの熱烈な愛好者 (a passionate lover of tune) であった。彼女の兄弟姉妹達は この頼りない両親に依存していたのである。

All these young souls were passengers in the Durbeyfield ship—entirely dependent on the judgment of the two Durbeyfield adults for their pleasures, their necessities, their health, even their existence. If the heads of the Durbeyfield household chose to sail into difficulty, disaster, starvation, disease, degradation, death, thither were these half-dozen little captives under hatches compelled to sail with them—)

テスは働きのない両親のもとで無力な六人の弟や妹たちの世話をしなければならなかったし、ダーヴァヴィル夫人とアレックの所へ、親類の名乗りと、援助を求めに行かなければならなくなったのも、一家の収入の源であり、唯一の財産でもあったプリンスという馬を不注意で殺してしまったという責任感からであった。また、トルボットヘイズの酪農場へ行行って、やがてクレアと知り合うことになるのも貧しい両親の世話になることから離れようと思ったからであった。もちろん、「過去とそれに属するすべてのものから逃れ」たいという気持からでもあったが。後に、クレアが彼女を捨てた時、フリントクーム・アッシュの農場で、冬、蕪堀りや蕪けずりの仕事をしながら、「朝は霜をふみ、午後は雨の中で、奴隷のように働か」ねばならなかったのも貧しさ故であった。<sup>10</sup> 母の危篤と父の死は彼女のすべての希望や誠実や忍耐を裏切って、彼女を意にそわぬ方向へ導いてゆく。テスの一家が貧しくなるにつれ、いまは説教者となったアレックの前にテスは屈してゆかざるをえないのである。

このように貧困はテスを悲劇の主人公にしてゆく大きな要因ではあるが、ハーディは社会改良家ではないから、彼の眼は貧困の原因を社会の欠陥に求めず、むしろ、'an unsympathetic First Cause' による the universal harshness の中に求めている。ハーディはこの意味で centrifugal (遠心的) ではなく、あくまでも centripetal (求心的) な思考の性向の人というべきであろう。又、芸術家としてのハーディにとって、生存競争というものは、作品の悲劇的効果を高める一つのファクターと考えられていたことはもちろんであろう。

貧困についてテスの love affairs に対する無知があげられる。(もっともそのことも貧困に起因することかもしれないが。)

森の事件のあとテスは母に言う。

'Why didn't you tell me there was danger in men-folk? Why didn't you warn me? Ladies know what to fend hands against, because they read

9. F. E. Hardy: The Life of Thomas Hardy, p. 213.

10. pp. 39, 4, 34, 23, 20, 24, 125, 365.



novels that tell them of these tricks; but I never had the chance o' learning in that way, and you did not help me!

自分の家は貧乏で身分のいい女の人たちのように小説を買って男の手くだを知ることなど出来なかったんだから、なぜお母さんは教えてくれなかったのと訴えるのである。テスは貧しいため「小学校の六年」までしか行けなかった。「彼女はその小学校を首席で卒業したのではあったが。」

ハーディは書いている。

But it had not been in Tess's power—nor is it in anybody's power—to feel the whole truth of golden opinions while it is possible to profit by them.<sup>11</sup>

‘an unsympathetic First Cause’ によって引き起こされる人間の災厄を未然に救う手立てはないのである。したがってハーディはここで性教育の必要を説いているわけではないことは言う迄もない。貧困の場合と同様、それはあく迄も「同情の念のない『第一原因』」に関わる問題だからである。

さてテスは母親に男というものは危ないものだと思えなかった不注意について抗議したが、テス自身も母親同様、「親ゆずりの、いささか用心な性格」(the slight incautiousness of character inherited from her race) を持っていた。つぎに環境の意志が働く heredity (遺伝) の問題をとりあげてみよう。「テスが誇りにできる容姿の魅力は主として母親から譲り受けたものであった。」(the personal charms which Tess could boast of were in main part her mother's gift,)

It was a luxuriance of aspect, a fulness of growth, which made her appear more of a woman than she really was. She had inherited the feature from her mother without the quality it denoted.<sup>12</sup> テスが持っていた二つの特徴、すなわち「いささか用心な性格」と「実際よりもおとならしく見えること」がテスを悲劇の主人公にする重要な要素となっている。なぜならそのような特徴があったから、彼女はアレックに犯されることになるからである。テスはむしろそのような特徴の犠牲なのである。すなわちテスは遺伝の犠牲なのであり、ある批評家が言っているように、

‘...she bears no responsibility for a sin which she has not committed, but of which she is rath-

er the victim.’<sup>13</sup>

なのである。しかしその批評家、すなわち Pierre d'Exideuil が問題にしているのは heredity よりむしろ love である。

トールボットヘイズの酪農場で、テスとクレアは、さからいがたい法則に支配されて、一つの谷をくだる二つの流れのように的確に、互いのへだたりをちぢめてゆく。愛する二人は自分たちの意志ではどうにもならぬ「さからいがたい法則」(an irresistible law) に支配される。それは「いわゆる実際的な事柄を山のように積み重ねたよりも、さらに頑強であらうがたい性向にもとづいたもの」(something which was based upon a more stubborn and resistless tendency than a whole heap of so-called practicalities) なのである。クレアはしばらく彼女に近づくまいと決心するが、「鼓動の高まりごとに、彼女のほうへ駆りたてられる。」(He was driven towards her by every heave of his pulse.) このようにハーディは愛の抵抗し難いことを描写する。個人の意志を超えた、或るもっと大きな意志の存在を感じさせるのであるが、第23章には次のような一節がある。テスと同室の三人の仲間がクレアに寄せる慕情に身を焦す件である。

The air of the sleeping-chamber seemed to palpitate with the hopeless passion of the girls. They writhed feverishly under the oppressiveness of an emotion thrust on them by cruel Nature's law—an emotion which they had neither expected nor desired. The incident of the day had fanned the flame that was burning the inside of their hearts out, and the torture was almost more than they could endure. The differences which distinguished them as individuals were abstracted by this passion, and each was but portion of one organism called sex.

愛は一見個人の間の自由な気楽な営みの如く見えるが、それは残酷な「自然」の掟によって、まったく偶発的に押しつけられる情熱である。この情熱に襲われた人間は、個人個人として区別されている相違を失い、「性」という一つの有機体の単なる一部に過ぎなくなる。したがって、彼女達の耐えられないほどの苦悩から出る溜息は、彼女達個人の苦悩に止まらず、「性」という有機体が、その暗い深淵のさ中で悩んでいる溜息なのである。

例の事件以来改心して説教僧になっているアレックはふたたびテスに会うやくり返し、くり返し自己の苦悩を告白する。

‘What a grand revenge you have taken! I saw

11. pp. 104, 21, 41, 124.

12. pp. 114, 20, 48.

13. D'Exideuil, Pierre: The Human Pair in the Works of Thomas Hardy, p. 109.

you innocent, and I deceived you. Four years after, you find me a Christian enthusiast; you then work upon me, perhaps to my complete perdition!

'I fear you at moments—far more than you need fear me at present; and to lessen my fear, put your hand upon that stone hand, and swear that you will never tempt me —by your charms or ways.'<sup>14</sup>

われわれはこのような苦しい叫びを聞くとき、アレックのような男に対しても軽蔑よりも、むしろ、憐憫の情をおぼえる。Lascelles Abercrombie もその著書の中で、

'he is as near to agony as such gross stuff can come, and has almost the touch of tragedy on him.'<sup>15</sup>

と述べているが、アレックをも含めて、この作品に出てくる人物達が、すべて cruel Nature's law に操られる操り人形に過ぎず、運命的な個人を超越した嵐の中に巻き込まれてゆく人間の持つ悲劇性と云えよう。アレックが、'Don't look at me like that!' と叫ぶ時、テスはあわててその大きな黒い瞳をそらし、「自然が彼女に授けてくれた肉体の仮屋に住まうことで、知らず知らず、どういふ訳か悪事を行っている」ように感じるが、<sup>16</sup>アレックの苦悩の原因になったテスのこの女性としての魅力も生れながらにして自然が彼女に与えたものである。

偶然 (chance) もまたこの作品の中で大きな役割を持っている。H. C. Duffin はつぎのような個所を指摘する。

'at two points in 'Tess' a crisis is brought about by inadvertent interposition of an unfortunate Fate: the slaying of Prince the horse by the mail-van shaft is the immediate cause of Tess's introduction to Alec D'Urberville; and her letter of confession to Clare, which she slips under his door, goes under the carpet and never reaches him, necessitating the *vis-à-vis* disclosure.'<sup>17</sup>

このような例はいくつもあげることができるよう。ア

レックはテスがふとしたことから連れ一人と言ひ争いをし、他の連中からも悪口を浴びせられ、できるだけ早く仲間から離れたいと思っていたとき、たまたま彼女を誘惑する機会を見出すのである。彼は巧みにその機会を利用する。ほかの場合なら断ったのにこの場合は、「一飛びすれば敵対者に対する恐れと怒りを勝利に変えうるきわどい瞬間にきそいがきたので、テスは衝動に身をゆだねた」のである。

またテスが夫の消息を聞きにクレアの両親の住んでいるエミンスター牧師館へ十五マイルの道を出かけたとき、ちょうど日曜日で家族はみんな教会へ行って留守であった。そこで教会で待つうちに、偶然、「十分な教育を受け、骨の髄まで方正な保証つきの青年で、組織的な教育という旋盤から、毎年毎年けずり出される、非の打ちどころのない「紋切り型」であるクレアの兄たちが自分と夫のことを冷笑的に噂しているのを耳にし、急に元気がなくなってしまい、折角はるばる来ていながら、帰ってしまう。このような偶然が主人公達の運命に影響を及ぼす例はまだ散見できる。

この偶然と並んで coincidence も作者によって巧みに用いられている。たとえばテスとクレアが結婚式をすませ酪農場を去るとき、一羽の雄鶏が不吉に鳴き出す。しかもクレアに向って。二人が去ったあと、農場主と妻は次のような会話を交すのである。

And to his wife as they went indoors: 'Now, to think o' that just to-day! I've not heard his crow of an afternoon all the year afore.'

'It only means a change in the weather,' said she; 'not what you think: 'tis impossible!'

また、事件のすぐあとの12章に於けるテスの顔を赤らめさせる聖書の文句がペンキ塗りによって書かれる場面等。<sup>18</sup>時々われわれはこのようなchanceや coincidence をハーディの創作技法のもつ不自然さと古めかしさと感じる。しかしそれはハーディの人生観と密接に結びついているのであり、この点について筆者は他の作品の批評の中でつぎのように書いた。

「このような筋に於ける偶然性は、それが読者に自然な感じを与える限り、効果的な小説技法と言えるが、そうでない場合は作為的な感じを読者に与えることは否めない。ハーディの小説に於ても、その両方の場合があるのは事実である。特に彼のような fatalistic な人生観からすれば、その結びつきは当然と言わねばならない。彼の小説の欠点として、この偶然的出来事の頓発は当然指摘されるであろうが、その人生をみつめる真面目な態度、運命に翻弄される人間に注がれるあたたかい哀憐の情は、上のような欠点を欠点としないものがあると言え

14. pp. 165, 194, 199, 187, 420, 397.

15. Abercrombie, Lascelles: Thomas Hardy: A Critical Study, p. 148.

16. p. 395.

17. Duffin, H. C.: Thomas Hardy: A Study of the Wessex Novels, p. 45.

18. pp. 84, 204, 275, 101-02.

るのではなからうか。」<sup>19</sup>

## 4

これまで作中人物にふりかかる universal harshness を見てきたが、テスはそれらの中でどのように生きたかをつぎに考えてみたい。

われわれがテスに見出すのはこびを見せる女でもなければふしだらな女でもなく、運命と思われるものに敢然と向かってゆく女である。Lascelles Abercrombie はその著 Thomas Hardy の中で悲劇を成り立たせる条件について、

‘there is no tragedy where there is no resistance.’

と述べ、さらにつぎのように説明する。

‘the first thing required in order to turn it into tragedy is human resistance. And tragedy plainly requires further, that the resistance be of some nobility and dignity; for tragedy must be a thing enjoyable in itself.’<sup>20</sup>

テスの悲劇はまさにこの条件に一致するものと言えよう。たとえばテスはクレアの自分に対する愛が引き起こした朋輩のイZZ、マリアン、レッティの悲しみをいつわらぬ気持で哀れと思うのである。クレアに対する愛をおぼえだしたころはもちろん異性としての愛の衝動からであるが、後になると彼女の愛情はほとんど性を感じさせない asexual なものとなるのである。さらにアレックが例の森の中の事件からふるさとへ帰ろうとしているテスに、‘I am ready to pay to the uttermost farthing. You need not work in the fields or the dairies again.’ と申し出るとテスはきっぱり、

‘I have said I will not take anything more from you, and I will not—I cannot! I *should* be your creature to go on doing that, and I won’t!’

と答える。さらに自分がアレックを愛していないことははっきり口にしてしまう。

‘I have never really and truly loved you, and I think I never can. Perhaps, of all things, a lie on this thing would do the most good to me now; but I have honour enough left, little as ‘tis, not

to tell that lie.’

この誠実さの故に、母親の忠告にもかかわらず、アレックとの事件をクレアに告白してしまうのである。クレアが自分から去ってしまっても弱気にならず、誰からも援助を受けず、もし窮状を訴えれば援助を得られるであろうクレアの両親にも頼らず、フロントクーム・アッシュの農場で苦しい労働に従事する。そのあとブラジルから帰ってきたクレアとの束の間の幸福が去り、ストーンヘンジで警官がクレアから彼女を引き離そうとする時にも、彼女は従容として彼等の手に自分を引き渡すのである。あの森の中の事件のあとの彼女は最早人間というよりは「運命」も力の及ばぬ巨人のように見える。この最後の場面を描いた第58章は単に「テス」だけでなく、ハーディの全作品の中でも最も素晴らしい散文の一つである。上述の場面は次の如く簡潔な文体で描かれている。

‘What is it, Angel?’ she said, starting up.

‘Have they come for me?’

‘Yes, dearest,’ he said. ‘They have come.’

‘It is as it should be,’ she murmured. ‘Angel, I am almost glad—yes, glad! This happiness could not have lasted. It was too much. I have had enough; and now I shall not live for you to despise me!’

She stood up, shook herself, and went forward, neither of the men having moved.

‘I am ready,’ she said quietly.<sup>21</sup>

このテスのそばではクレアはこびとに見える。一方テスの健気な生き方は気高さの域に達している。そのことを批評家 H. C. Webster は次の如く述べている。

Her courage gains the reader’s respect and admiration. After watching her struggle for content, life does not seem contemptible or the struggle futile. Her fight seems to have value in itself because of the nobility of her nature.<sup>22</sup>

## 5

さてハーディはこの作品が「一連の真実な出来事」を芸術化したものであり、たとえ人々の心に不快な気持を与えることになっても、真実はあくまでも隠されるべきではないことを初版の覚書で述べている。この言葉からハーディの眼にうつった真実とは因襲によって曇らされない真実、人々がそれに従っている限り心地よい因襲というものの背後にある真実ということである。H. C. Duffin はこの作品を Convention Novel の中に分類し、因襲を「びったりあてられた目隠し皮」にたとえ、それは「目にとって心地よいが、真実を知ることができない

19. 拙稿「Alicia’s Diary について」（奈良女子大学文学部附属中学校・高等学校研究紀要第12集）。

20. Abercrombie, Lascelles: Thomas Hardy: A Critical Study, pp. 29-30.

21. pp. 98-99, 505.

22. Webster, H. C.: On a Darkling Plain: The Art and Thought of Thomas Hardy, p. 178.

障害物」であるとしながら、つぎの如く述べている。

“Since the course of civilized life is largely run under the close-fitting blinkers of convention, it is not surprising to find some of the more rebellious of our writers—among them Hardy—fervently set upon plucking off those comforting but unintelligent obstructions to sight. Two great themes, deeper than convention, but themes in which convention plays a part, cause trouble in the world of Hardy’s novel: Chastity, treated in ‘Tess of the d’Urbervilles’; and Marriage, in ‘Jude the Obscure’.”<sup>23</sup>

‘an unsympathetic First Cause’ によって引き起こされる universal harshness がこの作品の第一のテーマとすれば、因襲もそれに並ぶテーマとすることができるであろう。しかも、因襲は社会的なものであるから、人間的なものであり、全く救済の手立てのない第一のテーマと違って、人間の手の中に救済の力がゆだねられているこのテーマがとり上げられたことは、ハーディの作品の系列の中で注目すべきことである。

さて、この作品においては因襲は Duffin が指摘しているように純潔という問題でとり上げられている。それはテスがよく自問したように、「ひとたび失えば永遠にかえらぬ、ということは、肉体の純潔についても真実であろうか？」という問いである。

あの森の事件のあと、静かな自然の中を一人、小鳥たちや兎たちや雉子などの傍を歩みながら、彼女は「自分の姿を『罪なき者』の住処に侵入する『罪ある者』と見なした。」しかし、

She had been made to break an accepted social law, but no law known to the environment in which she fancied herself such an anomaly.

とハーディは書いている。自然にあっては彼女は少しも「罪ある者」ではないのである。なのにテスが「罪ある者」と感じたのは、「残り屑みたいな社会の因襲」(shreds of convention) にもとづいたもので、「テスの空想のいたましい、誤った産物」(a sorry and mistaken creation of Tess’s fancy) であった。それ故、「もし彼女がひとりきりで無人島にいたのだったら、わが身に起こったことでこれほど悩まされていたらどうか。あまりひどくは悩まされなかったであろう。」それ故、「どこか辺鄙な土地へゆけば、幸福に暮せるかもしれないのだ。」そしてハーディはつぎのように書いている。

Most of the misery had been generated by her conventional aspect, and not by her innate sensations.

もし社会の残酷な因襲道徳がなければ、テスの人生は悲劇性を免れるのである。しかし苦悩にあっても、「希望にみちた生命の脈搏が内にあたたかくときめくのを感ずる」のである。かくてトールボットヘイズ搾乳場に出かける、だがその希望は押しつぶされる、なぜなら彼女はそこでクレアに出会うからである。クレアは彼の因襲に囚われた理想主義の故に彼女を棄てる。やがて彼女は狩猟隊に撃たれ苦しんでいる雉子たちを見て、「ゆうべ、彼女は、自分が『自然』の中になんの基礎も持たないようなわがまま勝手な社会規則 (an arbitrary law of society which had no foundation in Nature) で罰せられたと感じて、それ以上ははっきりした根拠もないのに、暗く沈んだ気持ちになったのだったが、いまはそのことを恥ずかしく思った」のである。同時に ‘the relativity of sorrows and the tolerable nature of her own, if she could once rise high enough to despise opinion’ を悟るまでになるが、<sup>24</sup> クレアが世評を気にする以上、彼女はそうばかりもいってられないわけである。クレアの因襲的な判断の基準というものが、テスの不幸にとって非常に責任がある。はじめてテスを見たとき、彼は ‘What a fresh and virginal daughter of Nature that milkmaid is!’ とひとりごとをいうが、この言葉の中にも、彼の idealism を感じることができる。このクレアのテスに対する愛についてハーディは次のように書いている。

He loved her dearly, though perhaps rather ideally and fancifully than with the impassioned thoroughness of her feeling for him.

テスがクレアの因襲にとらわれた考え方に抗弁すると、クレアは ‘You don’t in the least understand the quality of the mishap. It would be viewed in the light of a joke by nine-tenths of the world if it were known.’ と答えるが、この言葉には彼の考え方が端的にあらわれている。そして彼は、ブラジルに引きつけられるのである。イギリスでは彼女といっしょに暮らすことが因襲のせいで不可能に思われるのだが、向こうではそうした因襲もさして強くないであろうと思ったから。そして単身ブラジルへ出かける。ハーディはこの進歩的な青年もまだ習慣や因襲の奴隷 (the slave to custom and conventionality) 状態から抜けきれず、「彼女の道徳的価値は、行為の結果によってではなく、その性向によって判断されるべきもの」であることに気づかないのである。

23. Duffin, H. C.: Thomas Hardy: A Study of the Wessex Novels, p. 145.

24. pp. 126, 108, 115, 125, 115, 355, 356.

(..., her moral value having to be reckoned not by achievement, but by tendency.)<sup>25</sup> このようなクレアの 'purity' 'virginity' 'freshness' を求める理想主義は彼の因襲道徳的な判断の基準と抜き差しならず結びつき、テスを不幸にするのである。彼はその時代の因襲道徳の象徴といえるであろう。

## 6

以上作品の本文からハーディのこの書執筆の意図並びに彼の人生観をつかもうと努めてきたが、最後にこの物語の最後の頁に書かれた有名な章句について一考してみたい。

'Justice' was done, and the President of the Immortals, in Aeschylean phrase, had ended his sport with Tess.<sup>26</sup>

この短い文の中にハーディの意図が象徴的に述べられている。Carl J. Weber は Justice に quotation marks がついていることに注目し、次のように述べる。

'Justice' he sarcastically put into quotation marks, to indicate that Tess's fate was not *his* idea of justice, but that which British law, with its long-established, traditional, unmodernized ideas of justice, prescribed.<sup>27</sup>

私は、この意見は尤もなことであると思うが、この中に後期ビクトリア朝の因襲をハーディが風刺したという考えを更につけ加えたい。

つぎに the President of the Immortals であるが、これは Aeschylus の Prometheus Bound 169: *Μακάρον πρόταυς* の翻訳であり、<sup>28</sup> ハーディはテスの運命が President の残酷なスポーツに対する非人間的な興味によって引き起されたものだというのであろう。

これによりハーディはこの作品の中で人間がどうしても避けえない、またとりかえしのつかない災難にいつ見舞われるかもしれないという状況に置かれていることに対する怒りと、一方因襲的な社会が引き起こす不正、人間

が人間に対して行なう不正をとりあげ、これに対し、より高い、そしてより正しい道徳を提示したのである。あの因襲の権化とも思われたクレアが、国を離れて生きていく日々のうちに、彼の価値観念に変化がおとずれる。

...he now began to discredit the old appraisements of morality. He thought they wanted readjusting. Who was the moral man? Still more pertinently, who was the moral woman? The beauty or ugliness of a character lay not only in its achievements, but in its aims and impulses; its true history lay, not among things done, but among things willed.<sup>29</sup>

この作品をただ受動的な pessimism で包むだけでなく、因襲という問題をとり上げ、人間の人間に対する不正を攻撃し、人間の手で救済できる不幸があることを訴えた点に大きな意義があるのである。その意味に於て、H. C. Webster の言うように、本書は最早単なる pessimistic novel ではなく、'a fine contribution to the war against "man's inhumanity to man" which so importantly characterized the last decade of Hardy's career as a novelist' なのである。<sup>30</sup>

又、C. J. Weber はつぎのように評価している。

In allowing himself to respond so sensitively to the tragic aspects of the life which he saw around him, Hardy was of course doing nothing new. To Shakespeare, to Sophocles of old, and to the writer of the Book of Job, human misery was an old story. But in urging that something ought to be done to alleviate this misery, in this, Hardy was 'ahead of his time.'<sup>31</sup>

この二人の評家の意見に本書の持つ意義は尽きるであろう。この小説の副題に、わざわざ、A Pure Woman と書かれていることにも、作者の強い姿勢がうかがわれる。それと共に、悲劇的状况の中で生きてゆかねばならぬ人間に寄せる作者の深い同情は読者の心に強い人間愛をよびおこすのである。

## 付記

使用テキストは 'Tess of the d'Urbervilles' (Modern Library College Edition)。テキストからの引用文には書名を省略した。

25. pp. 155, 260, 298-99, 332, 338.

26. p. 508.

27. Introduction by Carl J. Weber (Modern Library College Edition) p. xx.

28. F. E. Hardy: The Life of Thomas Hardy, p. 243. 及び, W. R. Rutland: Thomas Hardy, p. 39. 大沢 衛: ハーディ文学の研究, p. 391.

29. p. 432.

30. Webster, H. C.: On a Darkling Plain: The Art and Thought of Thomas Hardy, p. 180.

31. Introduction by Carl J. Weber (Modern Library College Edition) p. xxii.



# 工業高等専門学校の特門教科の在り方ひいては理工系 高等教育の在り方ならびに教育の本質についての私見

石 川 忠 夫

Personal Opinion on Professional Education at Technical College

Tadao ISHIKAWA

## まえがき

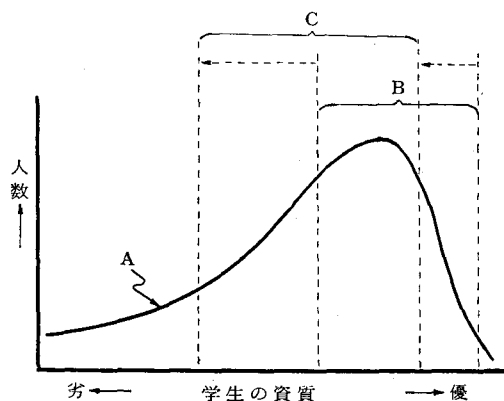
「高専の特門教科のレベルをどの程度に置くべきか」は筆者の高専勤務以来の悩みである。このことは、おそらく、高専教官のだれもが抱いている共通の、かつ、最大の問題点であると考えてるので、以下に、経験を通しての筆者の見解を述べた。また、理工系高等教育の在り方、学校教育の本質についても筆者の信ずるところを述べた。諸賢の忌憚ないご批判をいただきたい。

## I 高専の特門教科の在り方について

### 1 高専生と高校生（普通課程の進学希望者。以下同じ）との資質の比較

#### 1.1 高専生の入学当初の資質

まず、高専に入学してくる学生の資質から考えてみよう。毎年の入学試験の状況からみて、高校生よりも秀れた者が多いとはいえない。補欠入学者を考えると、ついでゆけない者も割合にいとみてよい。このことは、各校それぞれに程度の差はあっても、高専一般についていえることと考える。しかし、高校では一般に生徒の資質の上限と下限との巾がかなりあり、そのうちの上位の者が大学へ進学する。それに対して高専生は、幸いに、高校におけるよりも下限のレベルが高く、上限のレベルは、とくに優秀な者が少なく、やや低いながらも高校での上位に属する者が、ある巾の範囲（これも、毎年、上限、下限とも下がり、巾も広がる傾向であるのは遺憾なことである）にあるのであって、このことは、教科内容、授業方法を考えてゆくうえに、すこぶる重要なことである。指導が適当であれば非常に効果が上がるものと考えてよい。



- A : 高校生の資質の分布
- B : 高専生の資質の範囲(発足当初)
- C : 高専生の資質の範囲(最近の傾向)

図1 高校生と高専生の資質の対比

#### 1.2 高校生および大学生の勉学の状況

高専生と同等または、それより良質の高校生が、大学受験という目標をめざして猛烈に勉学し、何倍かの競争率の入学試験によって選考されて大学生となるのであるが、この猛烈に勉学する過程においても、一般に受験地獄として批判される面だけでなく、人間的なものの形成のうえでプラスしているものがあると考えている。たとえば、人生において最も必要な根性が培われるひとつの機会でもある。このようにして入学ののち、後述するような教養課程において2か年を過ごし、次いで専門課程の2か年を修めるのである。それゆえ、高度な専門教科の消化も可能なのであろう。

#### 1.3 高専生の入学後の勉学の実情

上記のように、必ずしも高いとはいえない資質の学生

が、入学のち、勉学の努力もしない\*で、しかも、選考(たとえば進級試験)にかかることもなく、そのうえ、大学生に比べて2か年も短く、本格的専門教科を実施する4学年、5学年になるのである。これで高度なことが与えられて消化できるだろうか、否である。

#### 1.4 高専の専門教科のレベルの目標

目標を上級工業高校に置くのが妥当である。

今日、工業高校では、安心して送り出せるのは、かなり少なく、残りの者たちは押し出されているのが実情である。それは、文部省の目標が高くなるのに反して、生徒の平均的資質は年とともに低下しつつあるからである。

評価の高い大学の卒業者でも工業高校程度(文部省の目標。具体的には検定教科書のレベルと考えてよい。以下、すべてこの意)を消化できていない者もいるのである。

高専では、最低限レベルを工業高校とし、そのうえにプラス・アルファを具えている、のあたりにおけばよいと考える。これを筆者は上級工業高校と仮称しているのであって、プラス・アルファが高専の高専たるゆえんのものであり、いかに充実したプラス・アルファであるかによって、あるいは大学以上にもなり得るのである。どうすれば、いかに充実したプラス・アルファを具えさせ得るかが高専教育の問題点であると考えられる。

最低限のレベルを具え、そのうえで、秀れている者は自ら学ぶであろうし、卒業研究の課程で自ら伸び、また例

\* 中学校まではかなり上位であった者たちゆえ、高専の低学年の授業には、とくに努力しなくてもよだけの能力を具えているので、怠けてしまう。ところが、3学年頃になって授業の内容が高度になってきたときには、惰性のためにあせりはするが気が湧かないという結果になってしまうものようである。このことは、高専における教科指導、生活指導両面での共通の問題点であって、強く意識しなければならないと考える。入学時は、進学目的で高校へ進んでいった中学校の同級生たちと同じように、喜びに溢れ、意欲をもやしているはずであり、この情熱をいっそう高めるように、かつ、持続するように指導することが高専教育の要訣であると考えられる。なぜか入学後1年足らずのうちに意欲を失ってしまうのである。15才の若人が急に若さを失ってしまうのが実情である。原因はどのあたりにあるのだろうか。低学年では呼称こそ高専学生ではあるが、実質は高校生徒であることを、学校は自覚し、それにふさわしい対し方をしなければならないのであって、この点、大いに反省せねばならないと考える。

高専教育は一つに低学年での指導の成否にかかっていると筆者は考えている。

面からのふさわしい指導によって伸ばし得ると考える。

学生の能力を考えずに高度のことを与えることで伸びるのではなく、伸びさせるのは、能力に応じてふさわしいものを与え、そして学生に対する指導の在り方にあるのである。高専は高度で在らねばならないということで、学生の能力をわきまえず高度のものを与えても、工業高校程度にも到達させることはできない、それは、最低限のレベルは保持しなければならないという意識がないため、与え方が適切でないことによるのである。しかし、学生の能力を考えて、最低限レベルを確保することを強く意識して、ふさわしいものを与え、努力して、成績の下位の者でも工業高校以上の学力を具えており、必要のときには、大学程度におおくなく取り組むことができるし、少し勉強すれば理解でき、そして大学卒業者と対等に話しあえるし、仕事もできる、というような能力をかん養することができたならば、高専の目的は果たせたとしてよいと考える。

高度のことを実施しているということが高専の自己満足であってはならないのであって、実施する以上は、学生が理解し消化して定着しなければならないのである。この定着ということは教育では最重要の問題点であることは、いまさらいうまでもない。

## II 人間形成の観点からの大学教養課程期間と高専との比較

(1) 大学前期の2か年の教養課程については、最近、その無駄が唱えられているが、筆者も、その声の高まるよりも以前から、その在り方については批判的なものを持っているが、2か年の期間は無駄とは思っていない。それは、内容を持たない高年齢での単なる2か年ではなく、20才前後、すなわち、ちょうど、こどもからおとなになる年齢においての、無限の可能性を内蔵する2か年であるからである。ほうっておいても伸びる時期なのである。この2か年こそ、いわゆる人間形成に全力を注ぐべき時期として大切にしなければならないのである。教科から知識を与えられて物知りになり、教官の手柄に触れて幾らか影響されたというような、また、高専が謳っている、「高校との重複をなくしてうまく調整する」というような、外側からの働きかけによって置き換え得るものでなく、それぞれ個人差はあっても、学生の内面からの自然膨脹による人間の成長充実(高度な専門教科の理解吸収能力、思考判断の能力、社会性などの洗練によって総合能力が培われる)があるのであって、それでこそ、次の後期専門課程2か年での高度な教科の消化も可能となるのではないかと考える。

(2) 高専の場合、大学よりも2か年はやく、人間の内



面的自然成長の時期に、その成長を助長するのではなく、反対に、かなり高度な専門教科が与えられる。しかも、前期3か年においても一般科目の授業は数学など専門につながる科目以外は高校のそれよりも少ないのである。

事業所を訪ねてまわっていると、一般に、「大学卒業生よりも人間の巾がない」といわれる。たとえば、筆者の体格は15才で成長はとまってしまっており、現在もそのままである。自分で戦時標準型といっているのだから、ちょうど、日支戦争ないし太平洋戦争中で身体の最成長期に食糧事情が極端に悪かったためなのであって、高専では、年齢が2才若いこともあるが、この筆者の体格のように、伸ばすべきところを押えていることになってはいないのだろうか。

体格、精神、頭脳などそれぞれ選択的に伸びる時期があるのであって、それぞれを最高度に伸ばし得るように配慮するのが教育技術上の要訣であるが、高専ではあせり（2か年はやく高度なものを望む）のあまり人間形成の観点からはふさわしくないスケジュールになってはいないだろうか。

この点をよく意識して、高専制度のなかで、どうすれば、このような面の補いもできて、真の教育（後述、IV参照）に、より近づき得るかを考えてゆかねばならない。このことは、高専教育の、深い反省とともに積極的にとりくまねばならない、しかも、火急の共通課題である。

### Ⅲ 理工系高等教育の在り方について

学生の実態から考えた現実的な問題としての高専の専門教科の在り方については上述したが、ここでは、理工系高等教育全般が、そのうえにたたねばならない基本的な考え方について述べる。

#### 1 専門教科の在り方

学校は大幹の事柄、すなわち、基礎を徹底的に把握させるべきで、先端的応用面の事柄はアクセサリであり、必要な最少限でよい。極端にいえば、物理学、化学、数学および語学（自然科学では外国語は宿命的）を徹底的に実施すればよく、そのうえに、実際の応用事例の知識もなければ着想も生れにくいので、なかなかむずかしいことではあるが、厳選された良い内容の実用例を必要最少限実施すればよい。

このように基礎を大切にするという強い意識のうえにたって各教科を扱うことが必要である。

基礎的学力の定着は永遠のものであり、アクセサリは、現代では、今日のことは、明日には、すでに古いのである。基礎を理解していない皮相的物知りは、消化吸

収力、思考力、創造力にはならない。基礎的事柄の把握こそ万能であり、新しいアクセサリを消化し、さらに新しいアクセサリを創造し、拡めてゆく真の実力なのである。

このような方針のもとに、各人各様それぞれ授業担当者の持ち味を活かした、画一に陥ることのない、全体として巾のある授業を行なえばよいのである。

#### 2 教育目標の在り方

学校は、すぐに役だつ技術者を送り出す必要はなく、技術者の素地をかん養すればよいのである。

その事業所の技術者は、その事業所が養成すればよいのであって、事業所がすぐに役だつ卒業生を望み、学校がそれに応じようとすることは正しい在り方ではない。とくに最近のように広範多岐にわたり、しかも、その進歩のいちじるしい状況のもとで、限られた修学年数では無理なことであり、なによりも、真の教育の在り方（後述、IV参照）ではない。

事業所は新入社員に一定期間の講習（すでに実施しているところも多いが、その内容が問題である）を行なうことによって、あるいは、事業所が単独で、または同種事業所が共同で設立した養成機関（中等教育修了者には、このような施設により技能者養成を行なっているところもあるが、高等教育修了者についても、これに準じた方法をとればよい）によって、自社の技術者を養成すればよいのであって、その授業の内容がスムーズに理解できる素養のかん養を学校が担当すればよいのである。仕事をしてゆくには、あるレベルは具えていて、そのうえにピーク（仕事に直接関係する深い専門の知識、技術）を持たねばならないのであるが、ピークは事業所が持たせ、学校はピークを受け入れ得るレベル（能力）を持たせればよいのである。

今日、理工系高等教育機関全般に、時代のなりゆきとはいえ、すぐに役だたせるといふ意識にはしりすぎる傾向\*\*があり、さらに強くなりつつあるように思われる。高専はとくにこの意識が強いように思われるが、これは教育の本質（後述）を失いつつあるもので、反省しなければならぬと考える。

### Ⅳ 教育の本質

教育の目標は、あくまで、個々の人格のレベル・アップが第一義であり、職業能力の賦与は第二義である。高

\*\* この傾向は、いまに始まったのではなく、わが国の学校教育は、その創始の目的が、先進諸国に追いつくためということにあったのであるから、人文系、理工系を問わず、本質的に、このような性格を帯びている。大反省を要する。

等教育では、理工系、人文系、いずれにせよ職業能力を賦与するのであるが、筆者は次のように考えている。すなわち、レベル・アップされた人格が生命を維持するためには、なんらかの職業に就かねばならないのであり、その就くべき職業のために専門教科が与えられるのでなければならない。あくまで、充実した円満な人格のかん養が第一義でなければならないのである。

教育は、国家のため、社会のため、産業界のため、企業のためというのが先にたつては、当座しのぎ的（すぐに役だつ知識、技能の賦与の優先）になるのは必然なのであって、それでは間違っているのである。個人、個人の人格のレベル・アップが優先されねばならないのであって、その結果育成された豊かな人格が学窓を出て社会人になったときに、生活を通して、職業を通して、結果的に、企業に、産業界に、社会に、国家に貢献していることになっているというのが教育の真の姿であると考えられる。真の教育が行なわれていれば、利己的でない、社会性を自覚した人物が育つのである。また、そうでなければ教育とはいえないのである。このような人格育成第一義のプロセスのみに教育という文字、言葉が使われねばならないのであって、専門知識や技能賦与優先の場合は訓練とか養成とかの呼称がふさわしい。

高等教育は図2のA+B+Cの全部を考えねばならないのに、「工業教育を考える」とかの研究会、会合では、主体であるA（人格の育成）については論じられず、BとかCの部分（専門知識）について論じられる場合が多

い。残念なことである。

最近、幼児教育についても論じられているが、知育の面が重視されているように思う。幼児教育から高等教育まで徳育（人格主義）を第一義に考えるべきである。

知育、徳育、体育といっても、それらは別々であってはならない。それらが相まって、互にそれぞれの領域に浸透してゆき、境界はなく調和融合して一体となって、はじめて教育が成立するのであって、低年齢ほど、その融合がうまくいっていないからならない。高等教育では、この融合体（円満な人格）の成長充実をはかるとともに、職業能力（専門学識）を賦与するのであるが、その在り方については上に述べたとおりである。

### あとがき

以上、理工系高等教育の在り方についての基本的な考え方を述べたが、要点をあげると次のとおりである。

(1) 高校生と高専生の実情の比較から、高専の専門教科のレベルの目標を、上級工業高校（最下位の者でも工業高校の実力は具えている）とするのが妥当である。

(2) 大学前期2か年は人間形成に必要な時期であり、その期間を持たない高専は、その点をよく考慮して教育効果をあげるよう努めねばならない。

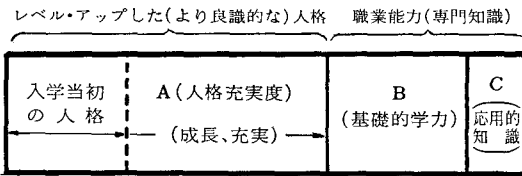
(3) 専門教科は基礎に重点を置き、先端的応用事例の知識は厳選して最少限にとどめればよく、基礎学力こそ真の万能的実力である。

(4) 学校では、すぐに役だつ実用的知識を送り出すのではなく、技術者のセンス、素地を具えた人物を養成すればよい。

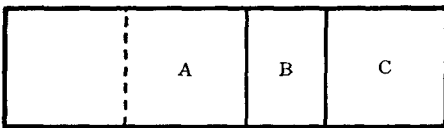
そのうえにたつて、事業所が技術者を社内養成すればよい。

(5) 教育とは、あくまで人格主義が第一義であるべきで、高等教育といえども、人格のレベル・アップが第一義であり、その人格を社会で活かすための補助手段が職業能力（専門の学識）である。

関連して、付言的に高専の抱えている共通的な、教科指導、生活指導両面での問題点の幾らかにも触れ得たと思う。しからば、どの教科はどう在るべきだとか、勉強意欲向上のためにはどうしなければならないとかの具体的方法については、筆者なりの腹案もなくはないが、述べなかった。そのようなことは、学校教育はチーム・ワークであり、各単位学校が、それぞれの特殊事情を勘案のうえ、糾合して、それぞれ良策を案出すればよいのであって、本稿では、それ以前の、基本的な考え方、在るべき姿勢についての一般論の本質論にとどめた。底流、すなわち方針がはっきり認識されておらなければ、言行することの意義も見出すことができず、一貫して、徹し



(a) 理想的な姿



Aは(a)に劣る。CがBより大きい。全体[A+B+C]としても(a)より小さい。Aが小さいのでB、Cをくりこむ能力弱く、全体として調和融合度は(a)より劣る。

(b) 高専教育の陥りやすいタイプ

- A : 人格の充実度(大きいほどよい)(第一義)
- B : 基礎的学力(→理解力、創造力)(大きいほどよい)
- C : 応用事例の知識(すぐ役だたなくなる)  
(Bより大きいのは好ましくない)

図2 高等教育の理想像と高専教育

た教育が行なえないのである。定見がなければ、なにか困難（というほどのものでなく、少くしめんどろなことでぐらいでも）に直面すれば、つい回避して、それを克

服して遂行するということができないのである。筆者が本質論を大切に、強調するのは、このような理由による。



# 工業高等専門学校電気工学科における 情報処理教育

高橋 晴 雄

A Study on the Education of the Information Processing Technique  
in the Department of Electrical Engineering in Technical Colleges

Haruo TAKAHASHI

## あらまし

本文は、工業高等専門学校電気工学科における情報処理教育のための、教育目標と具体的なカリキュラムの提案について述べたものである。

教育目標は、電子計算機を積極的に活用するために、プログラミング技術そのものより、物事を組織的に考え問題を順序立てて正確に処理する能力を養う教育を実施することにあると考える。したがって、情報処理教育は特定の情報関係科目の中だけで実施するのではなく、電気工学科全般にわたっての専門科目の中で実施するものであると考える。

カリキュラムについては、単なるプログラミング論にとどまらず、電子計算機についての正しい理解と、情報やアルゴリズムについて深い認識をはかること、システムの判断能力と計算機の活用能力の育成をはかることを目的として検討を行なっている。すなわち、電子計算機概論、電子計算機〔I〕(ソフトウェア)、電子計算機〔II〕(ハードウェア)、情報工学、システム工学を情報処理関係科目として組み入れている。

## まえがき

奈良工業高等専門学校電気工学科においては、情報処理教育を積極的に導入するために、昭和47年度よりカリキュラムの改訂を行ない実施している。

本文は、このカリキュラム改訂のときに考察検討したことをまとめたものであり、情報処理教育に対する教育目標の提案とその具体的なカリキュラムの提案を行ない、工業高等専門学校電気工学科における情報処理教育

の一つの方向を提案するものである。

## 教育目標

工業高等専門学校電気工学科における教育目標は、高等専門学校の教育課程の標準にみられるように「五年間の一貫した教育により各授業科目を有機的に関連させて能率よく一般教育および専門教育を施し、一般教養に加えて電気工学に関する知識と技術を身につけさせ、将来における科学技術の進展に寄与する自主性ある教養豊かな専門技術者を育成すること」である。この教育目標の中で情報処理教育は、科学技術の進展に寄与するために、積極的に取り入れる必要がある。そこで、電気工学科における情報処理教育の教育目標についてはさまざまな考え方があり、その目標も種々あるけれども、筆者はつぎのように考える。すなわち、「あるテーマに対し電子計算機をどのように活用するかという計画を立案する能力をもった電気技術者を育成すること」にあると考える。

したがって、情報処理教育は単にプログラム言語を教え、ある方程式を計算機を用いて解く技法を習得するプログラマー的な教育をすることにとどめるべきではなく、電気技術者としての総合的な能力すなわち電気全般についての基礎能力をそなえたるうちに、論理的な判断能力、すなわちアルゴリズム的な理解能力をもち、計算機活用の能力をもった技術者を育成することにあると考える。一部には、電気主任技術者の資格認定を放棄したり、コース別にしたりして情報関係科目を増やす考え方がある。しかし、筆者の考える情報処理教育の考え方からすれば、電気工学科としての教育からはずれるもので

ある。情報処理教育は、ある特定の情報関係科目の中だけで行なうものではなく、電気工学科の各科目の中で計算機利用の工夫を行ない実施すべきである。

情報処理関係のカリキュラムとしては、情報処理に対する基礎能力を養うものであり、各専門科目に共通的なものである。したがって、電気主任技術者の資格認定の基準は、大学および短期大学と比べても、緩和する必要があるけれども、筆者は、この基準の中に情報関係科目を組み入れることを考える必要があると思う。

### カリキュラムの提案

表1は、ここに述べた情報処理教育の教育目標に対し、奈良工業高等専門学校電気工学科において昭和47年度より実施している、具体的な情報処理関係カリキュラムを示したものである。

表1 奈良工業高等専門学校電気工学科  
情報処理関係カリキュラム

授業科目	学年	時間
電子計算機概論	3	1
電子計算機〔I〕 ソフトウェア	4	1
電子計算機〔II〕 ハードウェア	5	1.5
情報工学	5	2
システム工学	5	1

電子計算機概論においては、情報科学の分野と歴史、サイバネティクスの考え方、ブール代数、計算機の演算原理、計算機システムの概要、フローチャート、計算機言語などを教育し、計算機についての正しい認識をもたせることをはかる。

電子計算機〔I〕は、ソフトウェア関係の教育を実施するものである。プログラミング言語の教育は、計算機システムの動作を理解させるためにとくに機械語（アセンブラ）を行なってから、フォートラン(7000レベル)を教える。この科目は、計算機活用の基礎となるものであるから、フローチャートの作成と数値解析法の教育をする。この科目の中で計算機実習を随時行なうのは当然である。本校においてはまだ計算機システムが導入されていないのでコーディングの段階でとどめている。

電子計算機〔II〕は、ハードウェア関係の科目で、論理数学、スイッチング回路の動作原理、記憶、演算、入

出力などの計算機システムの構成と動作原理を理解させ将来の計算機システム開発の基礎教育を行なう。

情報工学においては、情報についての正しい認識と、符号理論、相関、統計的決定論など数学的能力を身につけさせ、情報に対する基礎学力の向上をはかる。

システム工学においては、物事を組織的に考えるシステム工学の考え方を理解させ、シュミレーションの方法を教えて、ある問題に対し、分析、モデルの作成、計算機利用、判断資料の作成といった順序の計算機を積極的に活用する能力を養うことを教育する。

これらの科目と並行して、あるテーマに対し、フローチャートを作成し、コーディング作業を行ないパンチしたものが計算結果としてあらわれ、それを検討するという、計算機実習を随時行なう必要がある。

### むすび

これまで、筆者の考える工業高等専門学校電気工学科における情報処理教育の目標について述べ、本校で実施している具体的なカリキュラムの紹介をおこなってきた。これらのカリキュラムに対する教育効果については、実施したばかりであるので、まだあらわれていない。一年ごとの成果を検討して、カリキュラムの修正を行ない、将来の情報処理能力をもった技術者を育成するよう努めるべきであると考えます。

ここに、筆者がとくに強調しておきたいことと今後の情報処理教育に対する提案を示しておくことにする。

情報処理教育は、単にフォートラン文法を教えプログラム演習を行なうにとどまるものではなく、計算機のある問題に対し適切に活用しうる能力を養う教育であって、かぎられた情報処理関係科目の中だけで行なうものではなく、専門の各科目の中で取り入れられるべきものである。したがって、電気主体技術者の資格認定の基準は、大学および短期大学に比べてきびしいものであるから緩和するのは当然であるけれども、情報処理関係科目をこの基準の中に入れることも考える必要がある。また、情報処理関係科目を取り入れるために、電力コース、情報コース、通信コースといったコース制または選択制にすべきだとの考え方もあるけれども、教官の定員、単位制によらず学年制になっていること、学生の選択能力の不足などにより実施は困難であると考えられ、電気工学科としての情報処理教育からはずれるものと考えられる。それよりは、教官の専門分野の特色をいかし、将来の科学技術の進展にマッチするような、選定科目に工夫をこらして学校独自のカリキュラムを計画すべきであると考えます。

電気主任技術者の資格認定は、情報関係科目を取り入

れることにより放棄してしまうものではなく、基準の中に情報関係科目を入れたものにすべきである。

今後の情報処理教育に対する提案について述べる。

フォートラン文法の入門教育は、早い程望ましいというのが一般的な考えである。工業高等専門学校においては、第2学年の学生に対し、夏休み前の特別日課などを利用して、3日間程度のフォートラン入門講習会を開いて、文法の教育と例題についてのコーディングおよびパンチを行ない、実際に計算機にかけて結果をだす実習とを、集中的に実施するのが適当であると考ええる。通年1時間の講義でフォートラン入門教育を行なうのは、断片的でまのびがして適当でないと思う。また第1学年において実施するのは、工業高等専門学校の教育システムについての理解が乏しく、数学的能力が充分でないので、他の情報関係科目とのつり合いからみて無理なようである。

電子計算機は、実際に利用してこそ、その価値がわかるものである。学生が与えられた実習テーマのみならず、自由なテーマでいつでも利用できる教育体制と、計算機回路を自由にいじってハードウェアの理解を深めるようなハードウェア教育設備が必要であると考ええる。

最後に、情報処理関係のテキストについてふれておくことにする。現在、情報処理関係の参考書、テキストは

内容においては千差万別であり、その数においては膨大なものである。筆者が提案したいのは、工業高等専門学校の教育に適したような情報処理関係テキストを作成すべきであるということである。このためには、各工業高等専門学校における情報処理教育の基本的な教育目標が一致する必要があると考える。

## 謝 辞

奈良工業高等専門学校電気工学科の情報処理関係カリキュラム作成にあたり、いろいろ御検討いただいた電気工学科に所属する各教官にお礼申し上げます。長年にわたって御指導いただいている大阪市立大学工学部電気工学教室北浜安夫教授にお礼申し上げます。

## 参 考 文 献

1. 情報処理に関する会議：「情報処理教育の振興について（第二次中間報告）」，昭46.
2. 情報処理に関する会議：「情報処理教育振興の基本構想」，昭47.
3. 文部省技術教育課：「高等専門学校教員研究集会議事録」，昭45，明石高専.
4. 文部省技術教育課：「高等専門学校教員研究集会議事録」，昭46，沼津高専.





# 教官研究活動状況一覧表(抄録) 昭和46年10月1日～47年9月30日

〔機械工学科〕

## X線応力測定値と機械的応力値の相関性

(六方晶金属の弾性変形挙動について)

有間淳一(奈良高専), 細川智生(岡山大・工),  
本田和男(岡山大・工)

日本材料学会 第21期学術講演会

昭和47年5月30日(講演)

筆者らはこれまで単結晶の弾性異方性を考慮に入れた結晶幾何学的ひずみ解析とX線応力測定法の基礎式との相関性を、多結晶体の変形機構に関する諸説との関連において理論的に考察し、体心立方、面心立方に属する多結晶金属について行なった実験結果との関係をあきらかにしてきた。本報告では、稠密六方晶に属するマグネシウムおよび $\alpha$ -コバルトについて理論解析と実験を行なった。解析の過程では、六方格子を立方格子に座標変換を行ない応力一定モデルを適用した解析を行なった。また、一軸引張変形過程において、X線的に弾性定数をもとめ、解析結果と比較したところ、応力一定モデルを適用した場合、解析結果とよく対応することがわかった。

## X線応力測定値と塗料による応力値の相関性

有間淳一(奈良高専), 岩井保善(奈良高専)

日本材料学会 第10回X線材料強度に関するシンポジウム

昭和47年7月21日(講演)

X線応力測定法は金属材料表面の応力を非破壊的かつ局所的に測定する唯一の方法である。しかし、X線照射面積が100mm<sup>2</sup>程度に限られているため、大型構造物等の表面応力測定に適用する際には、測定回数を多くしないと広い領域の応力分布測定が困難である。一方脆性皮膜法は、石灰ロジンを主成分とする塗料を被測定物表面に塗装して乾燥せしめると、外力が作用すると、主ひずみ方向に直角にき裂を生じ、あるひずみ範囲まではき裂密度が一次的に増加する。本報告では中炭素鋼板材に加熱乾燥型ひずみ塗料を塗装し、弾性範囲内で負荷中のひずみを、塗膜およびX線的に測定し、比較した結果についてのべたもので、X線応力測定技術の補助的手段として充分実用できることがわかった。

## The Dependency of Stress on the Diffraction Plane in the Polycrystalline Metals

有間淳一(奈良高専), 細川智生(岡山大・工),  
本田和男(岡山大・工)

J. S. M. S. Mechanical Behavior of Materials.  
Volume. 1.

(日本材料学会 材料の力学的挙動誌第1巻)

昭和47年8月

金属材料は弾性的にも塑性的にも異方性を示すことはよく知られている。本報告では薄板の弾性、塑性変形機構を明らかにするために、純銅、純アルミニウムのX線の弾性定数、残留応力(1軸変形における)を測定し、従来とりあつかわれている変形モデルにもとづく解析結果と比較検討を行なったものについてのべたものであって、弾性変形挙動は、ロイスの応力一定モデルを適用した方が解析結果とよく合い、試料表面において測定された残留応力値は変形の初期では Tailor モデルにより説明されることがわかった。これらの結果より弾性変形過程における応力値の回折面依存性は、結晶の弾性異方性に基因しているものと考えられることもわかった。

## X線による多結晶金属のクリープに関する研究

有間淳一(奈良高専), 岩井保善(奈良高専)

日本材料学会 第16回材料研究連合講演会

昭和47年8月26日(講演)

クリープ変形に関する金属組織学的研究はかなりなされてきているが、変形過程のひずみを直接X線的に測定することが困難であるため、所定のクリープひずみ、ひずみ速度に達したあとの回折試験結果より変形過程が論じられている。しかしながら実際の温度、荷重下における情報を得ることが重要であると考えられるので、油圧駆動方式による定荷重型X線クリープ試験機を試作した。これより得られた二三の静クリープ試験結果について報告した。すなわち、種々の検定結果より装置は充分実用に供し得ることがわかり、クリープ変形過程における回折線のピーク位置の変化および回折線積分巾の変化が機械的に測定されるひずみとよい相関関係にあることがわかった。

## 異種ネジ切りの時間的考察 第1報

加賀勝也(奈良高専), 奥島啓式(京大・工)

日本機械学会関西支部 (No.714-10)

昭和46年11月4日(講演)

## 異種ネジ切りの時間的考察 第2報

加賀勝也(奈良高専), 奥島啓式(京大・工)

日本機械学会東海支部 (No.713-6)

昭和46年11月12日(講演)

普通旋盤によるネジ切りにおいて, 主軸の段数の多い場合には, ネジ追い車法・逆転法・早もどり法の三者の時間的有利性判別法として,  $l-n$ 線図( $l$ :ネジ切り長さ,  $n$ :主軸の毎分回転数)を用いると便利であるが, 本研究はこの線図上で所要時間の概略値を得る方法の検討を目的とする。

そのために各方法の一サイクル当りの所要時間をあらわす式より等時間線の式を算出し, さらにその書入れ方を工夫した。

この方法によりかなり簡単に書入れることが出来るので, できるだけ多く書き入れることにより, 精度をあげ得ることを明らかにした。

異種ネジ切りにおける  $l-n$  線図の特徴

加賀勝也(奈良高専), 奥島啓式(京大・工)

日本機械学会関西支部 (No.724-3)

昭和47年3月18日(講演)

異種ネジ切りにおける  $l-n$  線図の特徴

## 第2報

加賀勝也(奈良高専), 奥島啓式(京大・工)

日本機械学会東海支部 (No.723-6)

昭和47年6月23日(講演)

普通旋盤によるネジ切りにおいて,  $l-n$ 線図を用いることによって最も時間的に有利な方法を見出すことが出来るが, この線図の特徴を明らかにすることによって時間的有利性領域を知り, 各因子の領域におよぼす影響・長尺ネジ切りについても考察しようとするものである。各領域の境界線の方程式を, 親ネジを逆転させてバイトをもどす場合に正逆転の回転数を変えぬ場合と早もどりをさせる場合とに分けて求めて領域分布を明らかにし, つぎに親ネジのピッチ・早もどりのための操作時間・早もどり時間率・工作物のピッチを変化させて, これ

らの領域分布に及ぼす影響について検討し, その傾向を明らかにした。

## メートル系同種ネジ切りの研究

加賀勝也(奈良高専), 奥島啓式(京大・工)

日本機械学会北陸信越支部 (No.727-2)

昭和47年8月25日(講演)

## 点溶接中の溶融現象について

—溶融部金属の挙動—

小畠耕二(大阪工大), 佐藤次彦(大阪工大),

片山襄一(大阪工大), 阿部博司(大阪工大)

溶接学会関西支部

昭和47年2月16日(講演)

点溶接における溶融部形成がどのような様式で起るのかについてはこれまでほとんど明らかでなかった。筆者らはこの問題の解明のため, 軟鋼板にクロム, またはニッケルの電気メッキを施した試験片についてクロム, ニッケルを溶融金属の運動に対するトレーサとして用いる実験的研究を行なった。いろいろの溶接条件における試験片のマクロ・エッチング写真を撮り, そのさいのメッキ金属の溶融金属内部における分布から溶融金属の運動を調べた。

その結果, 点溶接部の溶融部の運動は溶接部内部における温度差, 電極加圧力の分布等によることを確認し, 運動のパターンから溶接部形成機構を明らかにした。

## 高圧引張試験装置の試作と2, 3の実験

関口秀夫

日本材料学会

昭和47年5月29日(講演)

金属の変形挙動におよぼす静水圧の影響を明らかにすることは極めて重要であるが, 試験装置の製作, 取扱い等が困難で, 充分おこなわれていない。そこで, 最高1万気圧までの任意の液中で, 変形速度を自由に選択でき, 引張試験中の応力-ひずみ曲線を記録できるような装置を試作した。

また, この装置を用いて, 金属材料の延性におよぼす静水圧の影響を調べるため, 種々の熱処理を施したジュラルミンについての引張試験を行ない, 破壊条件について考察した。

## 延性破壊機構に関する研究

関口秀夫

精機学会シムポジウム

昭和47年7月14日(講演)

金属材料の延性破壊過程を徹視的観察から明らかにし、それに基づく破壊条件を理論的、実験的に求めた。すなわち、鋼中の炭化物の粒径、分散量が破壊ひずみにおよぼす影響を定量的に明らかにし、また延性破壊面に存在する dimple の大きさと炭化物の大きさに一定の関係のあることを見出した。さらに、銅について静水圧が延性におよぼす影響を論じ、理論的破壊ひずみと実験結果のよく一致することを証明した。

## Structure of Nonequilibrium Boundary Layer along a Flat Plate in a Partially Ionized Gas

西田迪雄(京大・工), 松岡一起(奈良高専)

AIAA JOURNAL, Vol. 9, No. 11, November 1971, pp. 2117

昭和46年11月

本論文は絶縁電位にある平板上に発達する、熱力学的非平衡な場合の電子温度分布と電子-イオン対の濃度分布を計算したものである。壁面における電子温度と電子-イオン対濃度の境界条件はシース端における電子エネルギー束、および電子-イオン質量流束の連続と壁面における正味電流がゼロである条件から求めた。なお対象とする気体はアルゴンで、化学的凍結流の条件でもって計算を行なったものである。

## Nonequilibrium Stagnation Point Boundary Layer of a Partially Ionized Gas

松岡一起(奈良高専), 西田迪雄(京大・工)

Aeronautical Engineering Kyoto University Current Papers CP. 30

昭和46年11月

## Nonequilibrium Stagnation-Point Boundary-Layer in a Partially Ionized Gas

松岡一起(奈良高専), 西田迪雄(京大・工)

AIAA JOURNAL, Vol. 9, No. 12, December 1971, pp. 2457

昭和46年12月

本論文は自由流で電子が重い粒子(原子とイオン)が熱的非平衡にある場合の非粘性領域と岐点境界層領域を横切る電子温度分布について述べたものである。物体前方に形成される離脱衝撃波の存在により、衝撃波上流に電子温度が上昇する電子熱層ができる。ここでは自由流で熱的非平衡な状態にある弱電離気体の岐点境界層を考え、衝撃波上流の電子熱層と電子温度境界層との干渉を考えることにより自由流より壁面までの電子温度分布を求めた。

## 弱電離気体岐点流れにおける電子温度分布について

松岡一起(奈良高専), 西田迪雄(京大・工),

神元五郎(京大・工)

日本航空宇宙学会

昭和47年2月10日(講演)

## 岐点弱電離プラズマ流に関する研究

松岡一起(奈良高専), 西田迪雄(京大・工),

神元五郎(京大・工)

日本機械学会関西支部

昭和47年3月18日(講演)

衝撃波を横切る際の電子温度勾配の跳びの条件を用いて衝撃波背後の電子温度解を一様流解に連続させることにより、一様流より壁面までの電子温度分布を求めた。衝撃波前後の解を連続させる方法は、 $\theta$ - $Y$ 面上でおこなわれることが提案された。この方法を用いて、一様流より衝撃波を横切り壁面までの電子温度分布を壁面電位を変えたときについて調べた。なお本研究の内容は日本機械学会論文集に投稿中である。

## 物体まわりの弱電離気体流れ

西田迪雄(京大・工), 松岡一起(奈良高専)

日本機械学会衝撃波工学研究会

昭和47年7月3日(講演)

## 円孔列を持つ無限平板の応力集中問題

(単軸引張りを受ける場合)

浜田実(阪大・工), 水嶋巖(奈良高専),

増田方(川崎重工)

日本機械学会関西支部 第227回講演会

昭和46年11月4日(講演)

## 多くの円孔を持つ無限平板の応力集中について

浜田実 (阪大・工), 水嶋巖 (奈良高専)  
日本機械学会関西支部 第228回講演会  
昭和47年6月10日 (講演)

## 単軸引張りを受ける多円孔無限平板の応力集中の一数值解法

(第3報円孔列の場合)

浜田実 (阪大・工), 水嶋巖 (奈良高専),  
増田方 (川崎重工)  
日本機械学会論文集 第38巻313号  
昭和47年9月

### 〔電気工学科〕

## 相関法を用いた $\gamma$ 線エネルギー分析の試み(II)

上田勝彦 (奈良高専), 石桁正士 (大阪電通大・工),  
西川喜良 (甲南大・理)  
第32回応用物理学学会学術講演会  
昭和46年11月2日 (講演)

核分光データの処理に相互相関法を適用することは有効な方法の一つであるが, さらに分解能を向上させるための前処理の方法について検討した。有機シンチレータを用いた測定器の応答関数の場合はエネルギーに関する情報は主にコンプトン・エッジの部分に存在するので, 相関法を適用する前にこの部分以外の成分は除去しておくことが望ましい。これを行なうために応答関数を空間周波数成分に分解して検討した結果,  $0 \sim 0.4 \text{ rad./ch.}$  の低周波領域にはエネルギーに関する情報は含まれず, 有効な情報はこれ以上の周波数領域に存在することが明らかになった。そこで, 低周波成分を除去した後, 相互相関スペクトルを求めた結果, 約20%の分解能向上が得られた。

## $\gamma$ 線エネルギー分析における相関法の応用

上田勝彦 (奈良高専), 石桁正士 (大阪電通大・工),  
西川喜良 (甲南大・理)  
RADIOISOTOPES, Vol. 20, No. 12, p.p. 649~654  
昭和46年12月

$\gamma$  線のスペクトル解析に相関法を応用することを試み

た。本論文においてはおもに  $\gamma$  線のエネルギー分析が困難であると考えられている有機シンチレータによる測定結果を例にとりこの考えを適用することにより, エネルギー決定がある程度可能であることを示し, また相互相関法を適用するさい, 最も重要な問題であると考えられるサーチ・スペクトルの推定方法について基本的な考え方を明らかにした。さらにこの方法を実際に応用する場合に検討すべき問題点についても述べた。

## 相関法を用いた $\gamma$ 線エネルギー分析の試み(III)

上田勝彦 (奈良高専), 石桁正士 (大阪電通大・工),  
西川喜良 (甲南大・理)  
第19回応用物理学関係連合学術講演会  
昭和47年4月3日 (講演)

$\gamma$  線スペクトル解析に相互相関法を適用する際, 計算した相互相関関数は直接  $\gamma$  線エネルギースペクトルを表わすものではなく, また分解能も十分でない。本報告ではこの相互相関関数から, さらに真のエネルギースペクトルを求める方法について検討した。すなわち, サーチ・スペクトルの自己相関関数は測定器および計算過程を含めたシステムの応答特性を表わすものと考えられる。そうすると, 相互相関関数はシステムの応答関数と真のエネルギースペクトルとのコンボリューション積分で与えられる。したがって, 得られた相互相関関数からディコンボリューション演算により, 真のエネルギースペクトルが求められることを示した。

## 科学教育についてのインフォメーション・アナリシス (第3報)

上田勝彦 (奈良高専), 他8名  
日本教育学会第31回大会  
昭和47年9月2日 (講演)

教育の方法と考えられるものは数多く提案されているが, 本来教育の方法は教育環境, 学習者の発達段階, 教育の目的, 内容, 構造などの各条件下でどの方法を採用すれば, 教育の効果が大きいのかということが明確に判断できるように整理された形でまとめられるべきである。本報告では, すでに提案してきた科学教育の客観的な研究の手法として視座の設定, 視点の設定, 因子選択の三原則にもとづく, インフォメーション・アナリシスの考え方を用いて, 具体的に, 現在ある, 種々の学習法・教授法について, フォーメーション化を行なった。

## 2 変数制御系の周波数特性について

木村伊一

電気学会中国支部連合大会

昭和46年11月21日（講演）

本研究は、非線形要素を含む2変数制御系において、位相差のある正弦波を入力信号としたときの周波数応答を解析するにあたり、その入力信号と同じ周波数の出力信号をえるための条件を自励振動発生条件を適用することにより、図式計算できることを示し、入力信号に位相差のある場合についてもその自励振動発生条件を拡張することにより解析できることを示した。

## Electrical and Optical Properties of Phthalocyanine Single Crystals

京兼純（奈良高専）、吉野勝美（阪大・工）、  
金藤敬一（阪大・工）、犬石嘉雄（阪大・工）  
TECHNOLOGY REPORT OF THE OSAKA  
UNIVERSITY Vol. 21 (1971) 549

Dark conductivity, activation energy, Photoconduction spectra, fluorescence spectra and laser induced photoconductivity of phthalocyanine single crystals ( $H_2Pc$ ,  $CuPc$ ,  $CoPc$ , etc) were studied. Their Photoresponse was observed for  $CuPc(1.085\mu)$  and  $CoPc(1.2-1.3\mu)$ , But not for  $H_2Pc$  and  $ZnPc$ . The fluorescence was observed for  $H_2Pc$  (763, 860, 912  $m\mu$ ) and  $ZnPc$  (795, 888, 948 $m\mu$ ), but not for  $CuPc$  and  $CoPc$ . The above two facts were explained by S-T interaction introduced by the central metal ion of phthalocyanine molecule. The grass laser induced photoconductivity in  $H_2Pc$  was smaller than the case of  $CuPc$  by several orders of magnitude. The singlet-triplet absorption in  $CuPc$  may explain this fact. The sublinear dependence of photocurrent on ruby laser intensity was observed for  $ZnPc$  single crystal.

## Fluorescence Spectra of Phthalocyanine Single Crystals.

京兼純（奈良高専）、吉野勝美（阪大・工）、  
金藤敬一（阪大・工）、犬石嘉雄（阪大・工）  
JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY OF  
JAPAN Vol. 31 (1971) 1594

No investigation has been reported on the

emission spectra of phthalocyanine single crystal. In this paper we report the emission spectra of some phthalocyanine single crystals and discuss the observed results comparing with the data of photoconduction spectra.

## オプトロニック・くり返し論理回路

高橋晴雄，成田絏一

昭和46年度電気関係学会関西支部連合大会(G11-6)

昭和46年10月30日（講演）

セルラーロジックの考え方をオプトロニックな回路により構成することを試みて、受光素子として太陽電池を、発光素子として発光ダイオードを、トランジスタ・スイッチング回路に組み込んで、二次元並列入力に対する基本セルの試作を行なった。

この基本セルの組み合わせにより、いくつかの論理演算が可能なることを提案し、その1例として、基本セルを4個組み合わせて全加算器を構成し、現在の電子計算機におけるブール代数論理の場合に比べて、回路構成が簡単なることを示した。

## プラズマ柱を含む凹形空洞共振器の共振周波数

成田絏一（奈良高専）、阿座上孝（名工大）

電気四学会東海支部連合大会

昭和46年10月17日（講演）

## Wave Propagation on the Slow Wave Circuit in Plasma

阿座上孝（名工大）、成田絏一（奈良高専）

Bulletin of Nagoya Institute of Technology Vol. 23

昭和47年4月

〔化学工学科〕

## The Anodic Oxidation of Nitrite and Nitrosation of $\beta$ -Naphthol

泉生一郎（奈良高専）、梶章（大阪市大・工）、

長浦茂男（大阪市大・工）

Denki Kagaku Vol. 40 No. 5 p. 358 (1972)

昭和47年5月

水溶液中、白金陽極を用いて亜硝酸塩を電解すると、白金酸化層形成の電位領域で  $NO_2^-$  は2電子酸化を受け

てカチオンになることが分った。またこの系に  $\beta$ -ナフトールを共存させて電解すると、 $\alpha$ -ニトロ- $\beta$ -ナフトールおよび  $\alpha$ -ニトロソ- $\beta$ -ナフトールが陽極室から生成した。これらの置換生成物は白金陽極上で生成した  $\text{NO}_2^+$  および  $\text{NO}^+$  の親電子置換によって説明され、電気化学的置換反応の新らしい型であることを見出した。以上のごとく亜硝酸塩の陽極酸化反応と  $\beta$ -ナフトールのニトロ化ならびにニトロソ化反応について、電気化学的手法を応用し、動力学的研究をも含めた機構論的検討を詳細に行なった。

### 酸素を飽和したカセイカリ水溶液中での亜鉛極の自己放電

犬田修正 (奈良高専), 中島博人 (京大・工),  
竹原善一郎 (京大・工), 吉澤四郎 (京大・工)  
日本化学会 第12回電池討論会  
昭和46年11月10日 (講演)

### Conductivity of Concentrated KCl Solution

犬田修正 (奈良高専), 保田昌樹 (名工大),  
日根文男 (名工大)  
電気化学, 39, 934 (1971)

### カセイカリ水液中での亜鉛極の放電機構

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),  
吉澤四郎 (京大・工)  
電気化学, 40, 431 (1972)

### 酸素を飽和したカセアルカリ水溶液中での亜鉛極の自己放電

犬田修正 (奈良高専), 中島博人 (京大・工),  
竹原善一郎 (京大・工), 吉澤四郎 (京大・工)  
電気化学, 40, 572 (1972)

### 充テン塔によるプロピレンの液相酸化反応

梅原 忠  
化学工学協会岡山大会  
昭和47年7月10日 (講演)

### 充テン塔によるプロピレンの液相酸化反応

梅原忠 (大阪府大・工)

日本化学会誌 No. 9 (1972)

Wacker プロセスによるプロピレンの液相酸化反応をさきに攪拌槽を用いて基礎実験を行なったところ、この反応は瞬間可逆反応を伴う擬1次反応とみなせることとして反応は液境膜内でほとんど完結することがわかった。そこで反応器として液滞留量が少なく、気・液接触面積が大きい充填塔を用いて、この反応の実験的研究を行ない反応係数一致法を用いて解析を行なった。その結果、この反応を瞬間可逆擬1次反応として総括反応速度定数を求めた結果、攪拌槽で得た値とはほぼ同程度の一定値を得た。また攪拌槽の基礎データを用いて反応係数一致法により充填塔の反応吸収の容量係数を算出した結果実測値と良好な一致をみた。

### 電流滴定法による臭素酸カリウム中の微量臭化カリウムの定量

池田早苗 (徳島大・工), 大植正敏 (徳島大・工)  
日本化学会中四支部合同高知大会  
昭和46年11月27日 (講演)

臭素イオン単独についての分析方法は数多く報告されているが、臭素酸イオン中の微量の臭素イオンの定量方法は少ない。そこで筆者らは回転白金電極 (1200rpm) を指示電極、SCEを対極とする短絡電流滴定法によって、臭素酸カリウム中の臭化カリウムを銀滴定するための必要な諸条件を検討し、迅速簡易にこれを微量分析しうる方法を確立し、さらに、この方法を市販の試薬級臭素酸カリウム中の微量臭化カリウムの分析に応用した。

### 電位差滴定法による硫化物イオン、チオ硫酸イオン、亜硫酸イオンの逐次定量

池田早苗 (徳島大・工), 佐竹弘 (徳島大・工),  
大植正敏 (奈良高専)  
分析化学第21年会  
昭和47年9月14日 (講演)

$\text{S}^{2-}-\text{S}_2\text{O}_3^{2-}-\text{SO}_3^{2-}$  混合物の分析方法は数多く報告されているが、一般に操作が煩雑で長時間を要する場合が多い。Pappらは硫化物イオン選択膜電極を指示電極、塩化水銀(II)溶液を滴定試薬としてこれらを示差的に電位差滴定する方法を報告している。しかし三成分を単一の滴定試薬で一回の滴定によって逐次定量した報告がみられない。

筆者らは銀-硫化銀電極と銀-ヨウ化銀電極を指示電極、SCEを対極、硝酸銀溶液を滴定試薬とする電位差滴定法によって、 $\text{S}^{2-}-\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$  混合物、および  $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}-\text{S}$

$O_3^2$ -混合物の定量条件を吟味したのち、これら三成分の逐次定量法を確立した。

〔数学〕

### Derivation and Automorphism of C\*-algebra

北川誠之助  
京大数理解析研講究録166号  
昭和47年8月20日

### A Generalized Free Structure and Several

### Properties of Universal Horn Classes

田端敬昌  
Mathematica Japonicae Vol. 16, No. 2, 1971  
昭和46年11月

〔物理〕

### 数値積分における特異点の除去に関して

田中富士男（奈良高専）、野田松太郎（愛媛大・工）、  
室田敏行（北大・理）  
情報処理Vol. 13, No.1  
昭和47年1月





奈良工業高等専門学校 研究紀要 第8号

昭和48年3月8日発行

編集兼  
発行者 奈良工業高等専門学校

大和郡山市矢田町

印刷所 奈良明新社  
奈良市橋本町36

# RESEARCH REPORTS

of

## NARA TECHNICAL COLLEGE

No. 8, 1972

### CONTENTS

A Study on the Behavior of the Piston in the Air Cylinder .....	Katsuya KAGA,..... 1 Atsumi UEDA, Hajime AKASHI
On the Signal Transmission in the Pneumatic Line .....	Toshiya SAKABE..... 9
Studies of Working Conditions on Superfinishing (Finishing Effect of Carbon-bonded Abrasive Stone) .....	Yoshio TANAKA.....15
Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impact of Jet (1st Report, Case of Two-Dimensional Free Jet which Strikes on Surface Perpendicularly) .....	Makoto NAKATANI.....23
Nonequilibrium Stagnation-Point Boundary-Layer of a Partially Ionized Gas.....	Kazuoki MATSUOKA.....29
Studies on Boundary-Layer along a Flat Plate in Partially Ionized Gas (2nd Report) .....	Kazuoki MATSUOKA.....37
On the Stress Concentration Factor in the Infinite Plate with a Row of Infinite Circular Holes.....	Iwao MIZUSHIMA.....43
Selection of the Commutating Elements of an Inverter .....	Shigeji IMURA.....49
Frequency Response of Two-Variable Relay Control System .....	Iichi KIMURA.....55
Method of Measuring Plasma Parameters by a Reentrant Cavity Resonator.....	Hirokazu NARITA.....61
Radiance Space Distribution of City Background in Middle Infrared Region.....	Masayoshi YAMAUCHI.....67
Auto-oxidation Products of Furfural and its Related Compounds .....	Akira ISHIGAKI.....71
Dynamics of Spiral Plate Type Heat Exchanger.....	Isao YAMAMOTO.....77
Some Examples of Regular Open Sets of the Partially Ordered Structure .....	Takashi IRIE.....81
A Human Model in the Technical Innovation Age and its Physical Education.....	Takeshi NAKAWADA.....85
Attractive Features in <i>The Painted Veil</i> .....	Hirosuke KASHIWABARA.....91
Hardy's Intention in <i>Tess of the D'Urbervilles</i> .....	Tatsuo HAYASHI.....99
Personal Opinion on Professional Education at Technical College.....	Tadao ISHIKAWA..... 109
A Study on the Education of the Information Processing Technique in the Department of Electrical Engineering in Technical Colleges.....	Haruo TAKAHASHI..... 115