

研 究 紀 要

第 13 号

昭 和 5 2 年 度

奈 良 工 業 高 等 專 門 学 校

目 次

遊星歯車装置解析の一方法とその応用	阿野春二	1
$Al-Zn-Mg$ 系合金のX線応力測定に関する研究	有間淳一・岩井保善	11
定角位置切換方式パルスモータの停止時挙動	大橋和正・相羽三良	17
Study on Behavior of Carriage with Interlocking Constant-Speed Return Method	K. Kaga・K. Ohashi・* * K. Okushima	21
衝撃波管の性能試験	岸下晴亮・松岡一起	27
Kármán 渦列の安定性に関する数値解	岸下晴亮・舟田敏雄	33
レーザードップラ流速測定に関する研究	阪部俊也・若林敏夫・中谷登・山田朝治	41
An Analysis of Temperature Distribution in Continuous Dieless Drawing.	H. Sekiguchi・K. Kobatake	47
連続鋳造による共晶黒鉛鑄鉄の被削性についての研究	田中義雄	55
ディーゼル機関から排出される黒煙の除去に関する研究	中田敏夫・島内一郎	61
噴流衝突面の熱伝達特性(第4報, 2次元複噴流の流動特性)	中谷洵・矢尾匡永	65
噴流衝突面の熱伝達特性(第5報, 2次元複噴流の熱伝達特性)	中谷洵・矢尾匡永	71
楕円型複体の一致点公式について	福嶋克彦	77
半整数スピン粒子の重力場内での運動	宮本止戈雄	81
希薄高分子溶液の流動と伝熱特性	森教安・堀川明	87
電気粘性流体の流動特性	若林敏夫・阪部俊也	93
PWM 3相逆変換器の解析(容量負荷)	井村栄仁	99
Charge Transpost and Breakdown in Polyethylene.	Jun Kyokane	105
長波長ホログラムの結像特性	世古忠・成田紘一	111
オプトロニック負性抵抗特性を用いた全加算器の構成	高橋晴雄・山内雅好	117
空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置(Ⅲ)	山内雅好・高橋晴雄・堤捨男	123
有機ライニング性能の電氣的測定	井口高行・奥田聡	129
タリウム(Ⅲ)イオンによるエチレンの液相酸化反応	梅原忠	133
アルカリ溶液中における白金電極上でのグリオキザールの電気化学的酸化挙動	大植正敏・泉生一郎	139
脈動多段リストトレイにおける液々抽出	河越幹男・大竹伝雄・野田泰夫	147
Connes の問題について	北川誠之助	153
スポーツ規範について	中和田武	157
「ガザに盲いて」について — 人間と再生 —	三浦良邦	169
『分別と多感』について	中西正三	175
教官研究活動状況一覧表(抄録)		183

遊星歯車装置解析の一方法とその応用

阿 野 春 二

One Analytical Approach to Epicyclic Gears and its Application

Shunji ANO

遊星歯車装置の作動に関する解析方法は種々あるが、筆者も一つの手法を試みた。これは多様な構成の形をもつ遊星歯車装置を、共通な一つの基本形にまとめて、回転とトルクに関する基本式を設定し、同時にそれを簡単な図形的記号で表わすことを特徴とする。ところで、遊星歯車装置は普通それを単独で用いることが多いが、一方そのほかの装置も含めた複合機構を構成することによって、複雑な機能が得られることは知られている。このような目的のため、まず、記号表示した図形の複数個をつなぎあわせた回路図を作ることにより、種々の複合機構が表現され、さらにその回路図の径路に従って、基本式を適用しながら計算を積重ねることにより、この組合せ機構の機能をかなりの確に算定することができる。したがって、その後において回路図に適合する具体的構造を創製するという手法も可能である。本文では以上の内容を説明し、その一つの応用として、遊星歯車装置を組込んで試作した動力計について述べる。

1. はじめに

遊星歯車装置は普通の歯車装置に比較して、構造が若干複雑で、部品の数も多くなり、設計や製作上配慮を要することが多いが、入力軸と出力軸が同心にでき、太陽歯車とかみ合う遊星歯車を複数にすることにより、歯車に働く荷重を数分の一に分割することなどで、コンパクトな形状が得られ、一方、非常に大きい増、減速比を得ることもでき、また、その複数使用や、ほかの装置との組合せにより種々の機能が得られるなどの特長があるため、近時いろいろな方面に応用されることが多くなってきている。特に最後の箇条に関しては、今まで、十分な理論付けがなされていないで、未知なことが多いように思われるので、今後、この分野での進展の可能性が予想され、かなり興味ある課題になると考えられる。

2. 遊星歯車装置の基本形と基本式

2.1 基本形遊星歯車装置

多種多様な形の構造を有する遊星歯車装置の分類について、比較的有名なのは仙波⁽¹⁾矢田⁽²⁾らによって紹介されているソ連のクドリャフツェフの方法であろう。これ

は、 $2K-H$ 、 $3K$ および $K-H-V$ の三つの形に分類するものであるが、これらの記号のうちローマ字は外部機構に連結し得る節の形を、数字はその数を表わし、 K は太陽歯車、 H は遊星歯車を支持して回転し得るキャリア、 V は遊星歯車をそれぞれ表示する。

筆者はこの三形式のうち、 $2K-H$ 形のもを遊星歯車機構の基本形式として扱い、 $K-H-V$ 形は基本形の変形と考えられるので、これもその中に包含させることにしている。図1にはこれら基本形装置の数例を示す。なお $3K$ 形は複合形として、後述のように基本形の組合せと考えて扱うことができる。

つぎにこのような遊星歯車装置構成の各メンバー間の回転速度の関係、トルクの関係および流通動力の関係を論ずる訳であるが、これらに関しては多くの解析方法が提案されていて、いずれもそれぞれ特徴を有する。たとえば、古くから用いられているベクトル法⁽³⁾重合法⁽⁴⁾矢田などにより紹介されたヴィリスの伝達比の式を基にするもの⁽⁵⁾グローバーの方法⁽⁶⁾等価レバーを用いる方法⁽⁷⁾また毛利、深沢による共線図表表示方法と「ひも出し法」⁽⁸⁾⁽⁹⁾などがある。ところで筆者のやり方はヴィリスの方法に似通ってはいるが、後者が一つの遊星歯車装置について数種の伝達比を用いて解析を進めるのに対して、1個の伝達比の値のみを用いて計算を展開するのである。

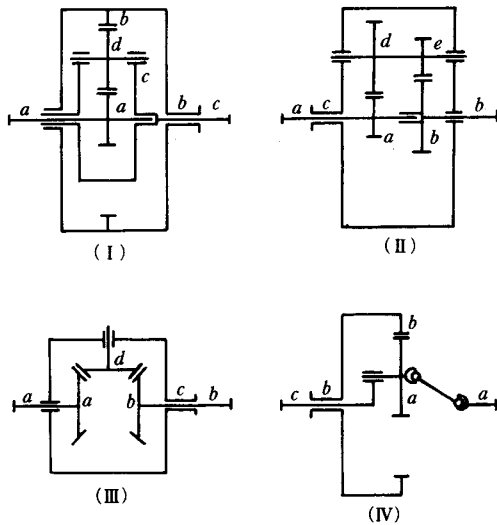


図1 基本形遊星歯車装置の例

2.2 回転関係の基本式

図1に示される遊星歯車装置の基本形の四例（最後のものはK-H-V形）をみると、これらに共通している点は、太陽歯車又は遊星歯車と直接連結して、これと同じ回転をする二つの軸a、bと、遊星歯車を支持するキャリアcとがあり、それら三者が同一中心線のまわりを回転し得ることで、この三者は機能上必ず外部機構と何等かの形で連結して、それらから回転やトルクを受け、またはそれらに回転やトルクを与えることである。したがってこれらの基本形には共通してつぎのような性質がみられる。

まずメンバーcに対するaとbとの回転差の比をとってみると、

$$k = \frac{n_{ac}}{n_{bc}} = \frac{n_a - n_c}{n_b - n_c} \quad (1)$$

と表わされ、nは回転速度または回転総数をあらわすが、この場合のkは「伝達比」といわれるものである。

伝達比は後述のように、一つの基本的遊星歯車装置について、6個設定されるが、筆者は「kとあらわされる伝達比は、軸cに対する、軸aの相対回転と、軸bの相対回転との間の比率である」と定めて、計算はすべて他の形の伝達比を介入させず、(1)式で規定されるkのみを

用いて行なう方法によった。なお、この約束によれば、kはまた軸cを停止したときの、軸bの回転に対する軸aの回転の比率に等しいことになるから、普通の場合図1のように、cの符号をキャリアとその軸に付することによれば、歯車の歯数の関係からkの値が容易に求められて便利である。すなわちzを歯数をあらわす文字とすれば、図1の(I)、(III)では、 $k = -Z_b / Z_a$ 、(II)では、 $k = Z_b Z_d / Z_a Z_e$ 、また(IV)では、 $k = Z_b / Z_a$ となるので、簡単に伝達比が決まる。ただしこの場合、aとbとの回転が同方向となればkを正値とし、互いに逆方向となれば負の値にしなければならない。つぎに(1)式を整理して

$$n_a - k n_b + (k - 1) n_c = 0 \quad (2)$$

とすれば形がととのうので、これを回転の基本式と定める。ただし、式中の各nの値には無論正負があり、ある方向の回転を正と決めれば、逆方向の回転はすべて負の値にすべきは当然である。

この式のnの代りに角速度 ω を適用して

$$\omega_a - k \omega_b + (k - 1) \omega_c = 0 \quad (2')$$

とあらわすこともできる。

これらの基本式から、a、b、c3軸のうち2軸の回転は自由選定ができ、2軸の回転が決まれば、残る1軸の回転が定まることがわかる。つまり基本形遊星歯車装置の回転の自由度は2であるものと理解できる。

2.3 トルク関係の基本式

機構の各メンバーに作用するトルクにも、無論その働らく方向によって正負の値が生ずるが、それを上記の回転の方向の正負と一致させることにする。しかし、トルクの場合は作用と反作用の関係があり、一つのメンバーが相手側に与えるトルクの方角と、その反力として相手側から受けるトルクの方角とは互いに逆になる。したがって、いずれの側のトルクを取り上げるかによって、その正負が反対になるのであるが、ある系（今の場合は基本形遊星歯車装置）のメンバーのうち、外部機構と連結してトルクの授受が行なわれる軸（a、b、c等）において、外部から受けるトルクの方角を、その軸のトルクの方角と定める。つまり、相手方が働きかけて来る方向を主体にして正負を決めるわけである。したがって、いろいろな装置の原動機からの入力軸では、回転とトルクとは同一方向となり、その両者の積である動力は常に正値となるが、これはこの系への動力の流入を表わす。更にその装置がエネルギーの橋渡しの役割をもち、出力

軸が別な作業機へつながる場合には、その回転とトルクの方向は常に相反するから、両者の積は負の値を示すが、これは出力軸が外部への動力の流出軸であることを表わす。

ある軸に外部から作用するトルクをTとし、その軸を通過する動力をPで表示すると、基本形遊星歯車装置の各軸では、 $P_a = T_a \omega_a$ 、 $P_b = T_b \omega_b$ 、 $P_c = T_c \omega_c$ となる。したがって、今仮りにこの機構内における機械損失を無視すれば、入出力の代数和は常に零となり、

$$T_a \omega_a + T_b \omega_b + T_c \omega_c = 0$$

これに(2')式の変形 $\omega_a = k \omega_b - (k-1) \omega_c$ を代入して整理すれば次式が得られる。

$$(k T_a + T_b) \omega_b - \{(k-1) T_a - T_c\} \omega_c = 0$$

ところが、式中の二つの角速度 ω_b 、 ω_c は前述のとおり自由に定められる値であるから、この式が常に成立するためには、両角速度の前の係数はいずれも零でなければならぬ。このことから3軸のトルク関係は

$$\left. \begin{aligned} T_b &= -k T_a, T_c = (k-1) T_a \\ T_c &= -\frac{k-1}{k} T_b \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

または

$$T_a : T_b : T_c = 1 : -k : (k-1) \quad (3')$$

となり、これらをトルクに関する基本式とする。なお3軸トルクの代数和 $T_a + T_b + T_c$ の式を作り、これに(3)式を適用すると、 $T_a - k T_a + (k-1) T_a = 0$ となり結局

$$T_a + T_b + T_c = 0 \quad (4)$$

が成立する。これもトルクに関する重要な式である。

(3)または(3')式によれば、3軸に働くトルクの間には常に一定の比例関係があるので、3軸中1軸のトルク値が決まればあと2軸のトルクは選択の自由なく定まる。つまり、トルクについての自由度は1である。

なお、自由度に関して付記すれば、今まで検討してきた基本形遊星歯車装置については、上記のとおり回転の自由度が2、トルクの自由度が1で、両方の合計が3となるが、この合計数はこの系の有する、外部機構と連結すべき軸の数と一致する。これはどんな複雑な構造をもつ系についても成立することで、もしたとえば、外部連結軸が5個ある系があれば、その回転とトルクの自由度の分配は必ず1と4、4と1、2と3または3と2のいずれかになっているはずである。

3. 遊星歯車装置の記号表示と回路図

3.1 基本形装置の記号表示

以上のとおり、図1に示されるような基本形遊星歯車装置の性質はkで表示される伝達比の値によって決まり、その内部構造いかんにかかわらずkの値が等しいものは、内部の機械効率の差を除けば、外部に対しては全く同じ働きをする。機械損失については、ここでは一応これを無視することにすれば、装置の機能を決定づけるものはkの値のみである。そしてその働きは(2)~(4)に示される簡単な基本式によって表現される。したがって、図1に示されるような基本形装置はすべて、図2に示す図式記号にまとめて表わすことが可能であり、今後は、この記号を遊星歯車装置の1ユニットの表示として扱うことにする。

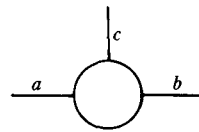


図2 基本形装置の記号

ところで、このような基本形装置のa、b、c3軸のうち、いずれかのメンバーを止めて、回転できぬようにすれば、残る2軸の間が定回転比となる増、減速装置が得られるが、この状態を記号表示すれば、図3の(Ⅰ)、(Ⅱ)、(Ⅲ)のごとくなり、それぞれの回転比は図中に示すとおり、(2)式において、固定した軸の回転を零とおけば、簡単に得られる。

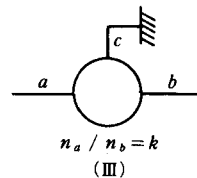
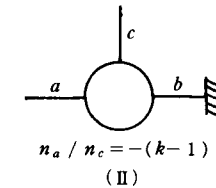
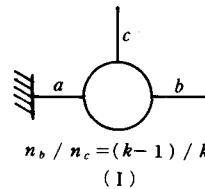


図3 定回転比歯車装置

定回転比の増、減速装置、たとえば親子歯車を組合わせた普通の歯車装置や、ベルト、チェーン装置なども、入出力軸の中心線のくい違いはあっても、機能的には遊星歯車装置の一軸を止めたものと同等であるので、図4の(Ⅰ)または(Ⅱ)のようにあらわすことにする。このときの伝達比kは無論 n_a / n_b の回転比と等しい値となる。

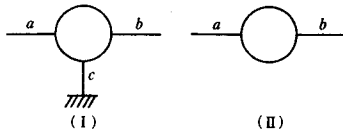


図4 定回転比増、減速装置

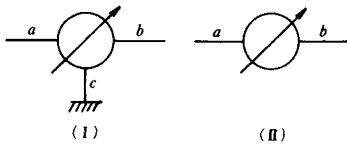
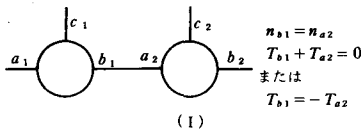


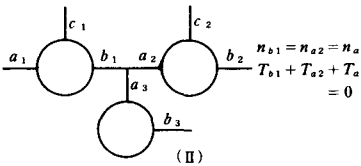
図5 無段変速機

3.2 組合せ回路

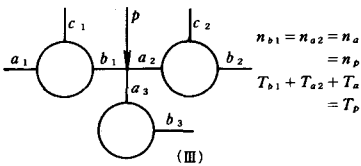
以上のようなユニットは、普通単独で用いられるケースが多いが、それらを複数個組合せて特殊な機構を形成することも可能である。この場合はそれぞれのユニットの区分表示が必要となるから、ユニット順に1, 2, 3…の番号を付し、軸符号および伝達比には、ユニット番号を添字することとする。このような組合せ回路において、



$$\begin{aligned} n_{b1} &= n_{a2} \\ T_{b1} + T_{a2} &= 0 \\ \text{または} \\ T_{b1} &= -T_{a2} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} n_{b1} &= n_{a2} = n_{a3} \\ T_{b1} + T_{a2} + T_{a3} &= 0 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} n_{b1} &= n_{a2} = n_{a3} \\ &= n_p \\ T_{b1} + T_{a2} + T_{a3} &= T_p \end{aligned}$$

図6. 組合せ機構の隣接軸関係

さらに、無段変速機をとりあげてみると、これは増、減速装置の伝達比がある範囲の間を、連続的に変化できるものであるから、図5の(I)または(II)のように表示することにする。

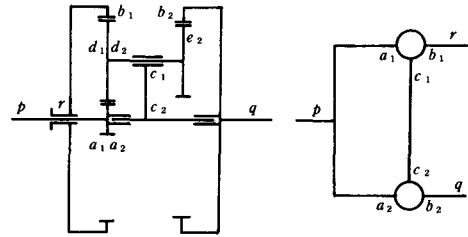


図7 3K形遊星歯車装置

つぎに、このような回路図による計算の例をあげてみよう。図7はクドリヤツツエフの分類法による3Kに相当する機構の一つであるが、外部につながるメンバーは、P, QおよびIで示す三つの太陽歯車軸である。この機構は1, 2で示す二つのユニットの組合せと考えられ、その回路図を右隣りに示す。各メンバーの符号が対照されるように、両図に入れてあるが、 a_1, a_2 の太陽歯車、 c_1, c_2 のキャリアおよび d_1, d_2 の遊星歯車は両ユニットに共通するメンバーと考えることができる。

回路図から直ちに、 $n_{a1} = n_{a2} = n_p$, $n_{b1} = n_r$, $n_{b2} = n_q$ となり、先ず、1番ユニットに(2)式を適用して、

$$\begin{aligned} n_{c1} &= (k_1 n_{b1} - n_{a1}) / (k_1 - 1) \\ &= (k_1 n_r - n_p) / (k_1 - 1) = n_{c2} \end{aligned}$$

を得る。したがって2番ユニットにおいては、この式と、やはり(2)式とにより、

$$\begin{aligned} n_q &= n_{b2} = \{n_{a2} + (k_2 - 1)n_{c2}\} / k_2 \\ &= \{(k_1 - k_2)n_p + k_1(k_2 - 1)n_r\} / \\ &\quad (k_1 - 1)k_2 \text{ が得られ、これより} \end{aligned}$$

$$n_p - \frac{(k_1 - 1)k_2}{k_1 - k_2} n_q + \frac{k_1(k_2 - 1)}{k_1 - k_2} n_r = 0 \tag{5}$$

となるが、 $k = (k_1 - 1)k_2 / (k_1 - k_2)$ とおけば(5)式は

$$n_p - k n_q + (k - 1) n_r = 0 \tag{5'}$$

となり、これは(2)式と全く同形である。したがって、3K形といわれる遊星歯車装置はすべて、(5)または、(5')式であらわされ、理論上基本形と全く同じ扱いができるのである。

次に、この3K形について、図8に示すように、その一つのKすなわち b_1 歯車

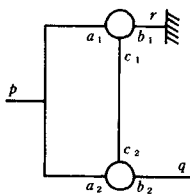


図8 3K形減速装置

しこの動力計算が負の値になるときは、Pは外部に流出する出力となる。

を固定してできる減速装置の計算例を示す。

Pを入力軸，Qを出力軸とすれば，(5)式で $n_r = 0$ とおいてP，Q両軸の速度比の関係が求まる。すなわち，

$$n_q = \frac{k_1 - k_2}{(k_1 - 1)k_2} n_p \quad (6)$$

となる。更に，両軸のトルクの関係は，この系が基本形と同じ働きをもつことから，(3)または(3')式により，

$$T_q = -k T_p = -\frac{(k_1 - 1)k_2}{k_1 - k_2} T_p \quad (7)$$

を得る。(6)式と(7)式とを比較すると，回転とトルクとは，入力軸と出力軸における値の比率の絶対値が，丁度逆数関係になっているが，これは理論上当然のことで，トルクの方に負号が付くのは，前述のとおり出力軸では，回転の方向とトルクの方向とが逆になるためである。

なおまた，固定歯車 b_1 に加わる回転モーメントは，やはり(3)または(3')式より，

$$T_{b_1} = T_r = (k - 1) T_p = \frac{k_1(k_2 - 1)}{k_1 - k_2} T_p \quad (8)$$

として，原動機入力トルクに対する比率であらわされるが，これによって b_1 を支持するために必要な拘束モーメントの値がわかる。

以下この例に具体的数値をあてはめてみよう。Zを歯車の歯数をあらわすものとして，図7において，たとえば， $Z_{a_1} = Z_{a_2} = 18$ ， $Z_{b_1} = 104$ ， $Z_{b_2} = 103$ ， $Z_{d_1} = Z_{d_2} = 43$ ， $Z_{e_2} = 42$ とすれば， $k_1 = -Z_{b_1} / Z_{a_1} = -52 / 9$ ， $k_2 = -Z_{d_2} Z_{b_2} / Z_{a_2} Z_{e_2} = -4429 / 756$ となるから，(6)式により，

$$\frac{n_q}{n_p} = \frac{-\frac{52}{9} + \frac{4429}{756}}{-\frac{52+9}{9} \times \left(-\frac{4429}{756}\right)} = \frac{1}{492}$$







というかなり大きい減速比が得られる。

4. 三軸符号の入れかえと伝達比

これまでの説明では，主として，キャリアとその軸に付する符号をcとした。その方がcに対するa，b間の回転比(伝達比)を求めるのに都合がよいからであったが，必ずそうしなければならないという理由はなく，他のメンバーの軸をcとしても，そのときのa，b間の伝達比の値さえ求まれば，あとは今までの内容と全く同じ取扱いで処理できる。

最初に決めた3軸の符号がa，b，c，伝達比がkであった場合，符号を互いに入れかえて，新しい軸符号を

表1 軸符号の入れかえ

	記号表示	軸符号	伝達比
①		a b c	$k = n_{ac} / n_{bc}$
②		B A C	$K = n_{AC} / n_{BC} = 1/k$
③		C A B	$K = n_{AC} / n_{BC} = (k-1)/k$
④		C B A	$K = k / (k-1)$
⑤		B C A	$K = -1 / (k-1)$
⑥		A C B	$K = -(k-1)$

A，B，C，伝達比をKとすると，入れかえ方によって，表1のように新しく5とおりの組合せ方が生じ，はじめの伝達比をもとにして，五つの新伝達比ができるが，これらはそれぞれ次のようにして導き出せる。

まず，①から②への移行は，cがそのまま，a，bのみの入れかえであるから，新しい伝達比が元のものに対して逆数になるのは当然であろう。また，①より③への移行は，新符号のc軸すなわちa軸の回転をとめ，これを零とおけば， $n_c = 0$ ， $n_a = 0$ となるから，新旧双方であらわした(2)式によって $K = n_{AC} / n_{BC} = n_{ba} / n_{ca} = (k-1) / k$ が求まる。また④は③に対してCが共通でA，Bの入れかえであるから，伝達比は互いに逆数になる。①から⑥への移行は，ncすなわちnbを零とおいて，(2)式より， $K = n_{AC} / n_{BC} = n_{ab} / n_{cb} = -(k-1)$ が導かれ，その逆数関係として⑤が得られる。

前記のとおり，普通の場合はキャリア軸をcとするのが計算上便利であるが，複合機構を作り出す場合は，先ず回路図でそれを決め，それに応じた構造をあつから定めることもありうるので，最初，回路の計算に都合のよいように軸符号を与えると，実際構造では，必ずしもキャリア軸とc符号とが一致しないであろう。かかる場合，表1によって伝達比の変換を行えば，比較的容易に計算ができるのである。

5. 内燃機関用動力計の試作

5.1 機構と作動の概略

遊星歯車装置を組み込んだ機構の応用例として，以下筆者が試作した内燃機関用動力計について要点を述べる。これは本校卒業研究の1テーマとして，その製作を数名

の学生達に課して完成したものであるが、一般に用いられる動力計とは、だいぶ違った性格のものとする。

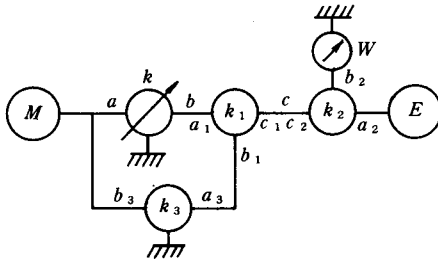


図9 動力計回路図

この動力計は、「伝達吸収型動力計」とでもいうべきもので、三相誘導電動機、無段変速機および遊星歯車装置の組合せによって構成されている。図9にその機構の回路を示す。

左端のMの符号は、交流三相誘導電動機を表わし、これの役目は、先ず中間の機構を介して、右端のEと表示する機関を始動することと、始動後は機関の発生するトルクにより、逆に駆動される形となり、制動力を生じて動力を吸収することである。周知のとおり、誘導電動機には、これを普通の電動機として使用する場合には、負荷のため「滑り」が生じ、同期速度よりわずかに回転速度が低下して、それに応じたトルクが発生するが、逆に回転軸にその回転を増加させる方向に外部からトルクを加えると、回転方向に滑りが生じ、同期速度よりわずかに速度が増して、それに応じた抵抗トルクが発生して、制動作用が起り、軸に加えられた回転動力を吸収する性質がある。このようなときの電動機は発電機として働き電源と同じ周波数の交流電流を発生して電源の方に送り返すので、回生制動などと呼ばれるが、電動機が受けとめる最大制動トルクは、電動機として働く場合の最大発生トルクとほとんど等しいので、常用制動動力は、その電動機に表示される定格キロワット数と等しい値として扱えばよい。

k の符号であらわされるユニットは無段変速機である。この働きは試験する内燃機関の速度を連続的に変化させるのであるが、上記のとおり、誘導電動機の回転速度は、普通の場合、これに加えられるトルクの大小にかかわらず、トルク値に応ずるわずかな滑りが生ずるだけで、同期速度と大差は生じないので、もし、機関を誘導電動機に直結して運転すれば、機関の絞り弁開度を変化させ

ても、回転速度はほとんど変わらない。そのために、中間に無段変速機を介在させて、これの伝達比を変化させれば、機関の回転を、ある範囲の間、連続的に変えられるようになる。

k_3 ユニットは本試作では、Vベルトと1対のVプリー一から成る伝導装置とした。

k_1, k_2 は二つの遊星歯車装置である。 k_1 の方は、その1軸 a_1 を無段変速機の出力軸 b に、また軸 b_1 を k_3 ユニットの一方のVプリー一に連結し、 k, k_1, k_3 の三つのユニットの間が閉回路となっている。したがって a_1 および b_1 両軸にそれぞれ異なる回転速度が与えられて、それらの合成運動が c_1 軸にあらわれる差動歯車装置である。

また、 k_2 遊星歯車装置はその軸 b_2 が秤Wを介して静止部に固定されているので c_2 軸と、機関Eの出力軸が直結する a_2 軸との間が、一定回転比となる増、減速装置として働き、また b_2 軸には、この歯車装置を通過するトルクの大きさに比例した回転モーメントが生ずるので、これを秤Wで秤量して、機関のトルク値を求める役目をする。

なお、 k_1, k_2 の組合せにより、変速機が有する変速範囲より相当広い範囲の回転の変化を、機関に与えることができるのであるが、これが遊星歯車装置をこの動力計に組込んだ最も大きい理由の一つである。

回路图中、 k_1 と k_2 とを結ぶ軸を c_1, c_2 として、これを c で代表させてあるが、これは構造上そうするのが計算のために都合がよいからである。本試作では、製作を、主として学生にゆだねたため、なるべく楽に工作ができるよう、遊星歯車装置には内歯車を一切使用せず図10に見られるとおり、平歯車のみで構成する設計とした。そのため、 k_1, k_2 両歯車装置のキャリアを一体構造とし、これを c の符号であらわしたのである。このキャリアはまた両歯車装置のケーシングを兼ね、中空円筒形にして、からくりをすべてこの中に納め、また潤滑油も

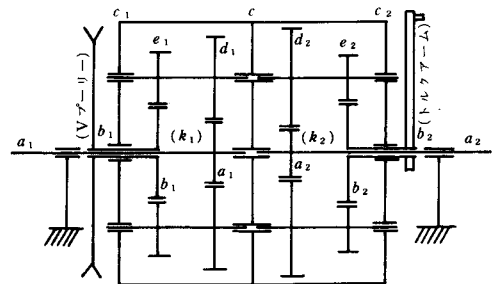


図10 遊星歯車装置構造図

この中に保持できるようにした。したがって運転にともない、このケーシングも回転するので、バランスをなるべく完全にとる必要があり、また遊星歯車やその軸に生ずる遠心力を制限するため、ケーシングの回転が、あまり高速にならぬように計画しなければならない。

前記のように b_1 軸には、 k_3 ユニットの一部分である V プーリーが取付き、 b_2 軸にはトルク測定のためのトルクアームが付けられて、W の秤につながる。

図11, 12には、この機構の構成の外観が図と写真で示されている。

機関起動の際は、通電により先ず電動機Mを起動させる。このとき、無段変速機 k の伝達比を一方の端の値にしておけば、機関の回転が零になるように k_1, k_3 の値を設定することはできる。この状態から、変速機の伝達比を変えてゆけば、機関は回転が上昇して起動する。その後は、機関から電動機に向けて絞り弁開度に応じた大きさのトルクまたは動力が流れて行き、その値をWの秤で計測するのである。

この動力計は、絞り弁開度を一定にしておいて、回転速度を変化させるような計測には、まことに便利であり、または、機関速度を一定にしておいて、弁開度を変化させる場合の性能測定にもつごうがよい、弁開度に応じた負荷が自然に生ずるからである。しかし、負荷に応じて、絞り弁開度と回転速度を適当に選んでゆくという調整は困難である。したがって、調速機付機関では、そのままの状態での運転は難しい。調速機を外した状態にして、調速性能を除外した機関性能の測定には有効である。

5.2 理論計算式

図9の回路と符号にしたがい、最初に一般的な文字式による計算を行なう。

先ず、誘導電動機の回転速度を n_M とすれば、これは常にほぼ同期速度を保つから、一定値とみなしてよからう。したがって、機関の速度 n_E は運転状態には影響されず、 n_M と無段変速機の伝達比 k の値によって定まる。その関係は、回路各部にそれぞれ(2)式を適用することにより、つぎのように求まる。

$$\begin{aligned} n_{a1} &= n_b = n_a / k = n_M / k \\ n_{b1} &= n_{a3} = k_3 n_M \\ n_c &= (k_1 n_{b1} - n_{a1}) / (k_1 - 1) \\ &= (k k_1 k_3 - 1) n_M / k (k_1 - 1) \\ n_E &= -(k_2 - 1) n_c \\ &= -\frac{(k k_1 k_3 - 1)(k_2 - 1)}{k(k_1 - 1)} n_M \end{aligned} \quad (9)$$

この式の中で、変速機の伝達比 k のみはその値が変化するが、変化の範囲を $k_a \sim k_b$ の間とする。そして、 $k = k_a$ のときの機関の回転が零 ($n_{Ea} = 0$) となるように設定すれば、(9)式より、 $k_a k_1 k_3 - 1 = 0$ すなわち、

$$k_3 = \frac{1}{k_a k_1} \quad (10)$$

となる。また、 $k = k_b$ のときの機関の回転速度を n_{Eb} rpm とすれば、これがこの動力計の最高回転速度であるが、仕様としてあらかじめ決めておくべき値である。このときの関係を(9), (10)両式から求めてみると、

$$\frac{k_2 - 1}{k_1 - 1} = -\frac{k_a k_b}{k_b - k_a} \frac{n_{Eb}}{n_M} \quad (11)$$

を得る。一方また、(9)式によれば、 k_b のときのケーシングCの速度は

$$n_{cB} = -\frac{n_{Eb}}{k_2 - 1} \quad (12)$$

となり、このときケーシングも最高速度となるが、前述のとおり、これが過大にならぬように k_2 の値を決めなければならない。 k_2 が決まれば、(11)式により k_1 が決まり、さらに(10)式によって k_3 が決定される。

次に、トルク計算に移るが、トルクの発生源は機関Eの方であるから、回転計算の場合とは逆に機関発生トルクを T_E とし、これを基準に計算を進める。(3)または(3')式と図6を参照して、回路図より次の諸計算式を得る。

$$T_{c2} = (k_2 - 1) T_{a2} = (k_2 - 1) T_E = -T_{c1} \quad (13)$$

$$T_b = -T_{a1} = -\frac{T_{c1}}{k_1 - 1} = -\frac{k_2 - 1}{k_1 - 1} T_E$$

$$T_a = -\frac{T_b}{k} = -\frac{k_2 - 1}{k(k_1 - 1)} T_E \quad (14)$$

(13), (14)両式は無段変速機の入、出力軸にかかるトルク値を示す。

ところで、無段変速機を通過する動力を P_a とすれば、これは $T_a n_M$ に比例し、また機関発生動力を P_E であらわせば、これは $T_E n_E$ に比例する。したがって(14)式と(9)式とより、

$$\frac{P_E}{P_a} = \frac{T_E n_E}{T_a n_M} = k k_1 k_3 - 1 \quad (15)$$

という関係が求まる。更に上記の関係も利用して、

$$\begin{aligned} T_{b1} &= -k_1 T_{c1} / (k_1 - 1) \\ &= k_1 (k_2 - 1) T_E / (k_1 - 1) = -T_{a3} \end{aligned}$$

$$T_{b3} = -k_3 T_{a3} = k_1 (k_2 - 1) k_3 T_E / (k_1 - 1)$$

したがって、電動機に加わる逆負荷トルクは、この式と(14)式とより、

$$T_M = T_a + T_{b3} = \frac{(k k_1 k_3 - 1)(k_2 - 1)}{k(k_1 - 1)} T_E \quad (16)$$

が求まる。更に、この式と(9)式とより、

$$T_M n_M = -T_E n_E \quad (17)$$

となる。これは機関軸からこの系に入る動力と、この系から流出して、電動機に吸収される動力とが、相等しいことを示しているが、系の機械損失を無視すれば、当然のことであろう。

5.3 構造設計値

以上の計算式を基礎にして、具体的なデータを下記の順序で決める。

最初に、この動力計のおおまかな仕様を

計測回転速度範囲：0～4000 rpm

最大測定馬力：5 PS

と決定した。

つぎに、本試作に用いる無段変速機であるが、これは、われわれの実験室で以前から所有していたものをそのまま流用した。かなり旧型に属する2段のVベルト装置を有するタイプで、三相誘導電動機と組になったものである。電動機の仕様が、4極、60Hz、200V、定格3.7 KW (5PS) であるから、無段変速機も5PSの能力がある。変速関係の仕様は、変速機の入力軸aに与えられる $n_a = n_M = 1800 \text{ rpm}$ という同期速度に対して、出力軸bの回転速度は、 $n_b = 2400 \sim 600 \text{ rpm}$ の範囲が設定されているので、これの伝達比は、

$k = n_a / n_b = 1800 / 2400 \sim 1800 / 600 = 0.75 \sim 3.0$ である。

ところで、機関の回転方向は、電動機回転に対し、同方向でもよいし、逆方向でもさしつかえないので、電動機回転を基準にして一応、 $n_E = 0 \sim \pm 4000 \text{ rpm}$ として、正負の符号は、つごうのよい方に、後で決めることにした。そしてこの範囲に対応する無段変速機伝達比の上下限を上記の変速範囲をそのまま採用して、

$$k_a = 0.75 (n_{Ea} = 0), \quad k_\beta = 3.0 (n_{E\beta} = \pm 4000 \text{ rpm})$$

とした。これによって、図10に示す遊星歯車装置および関連装置の諸元を次のように決定した。

歯車はすべて 20° の標準歯形を用い、転位歯車は使わないことにし、また、太陽歯車と遊星歯車の歯数の和を50枚とし、モジュールはみな同じ値にすることにした。

キャリアCのケーシングの最高回転速度は、機関回転

n_E の最高速 $n_{E\beta}$ に対応して生ずるが、前記の理由から、それが 1500 rpm を超えないことを前提とした。z を各歯車の歯数をあらわすものとし、

$$z_{a2} = z_{e2} = 17, \quad z_{b2} = z_{d2} = 33$$

とすれば、

$$k_2 = z_{b2} z_{d2} / z_{a2} z_{e2} = (33/17)^2 = 3.77$$

これより、(12)式によってキャリアCの最高速 $n_{c\beta}$ が算出される。すなわち、

$$\begin{aligned} n_{c\beta} &= n_{E\beta} / (k_2 - 1) = \mp 4000 / 2.77 \\ &= \mp 1440 \text{ rpm} \end{aligned}$$

つぎに、(11)式を変形して k_1 を計算すると、

$$\begin{aligned} k_1 &= -\frac{(k_2 - 1)(k_\beta - k_a) n_M}{k_a k_\beta n_{E\beta}} + 1 \\ &= -\frac{2.77(3.0 - 0.75) \times 1800}{0.75 \times (\pm 4000)} + 1 \\ &= -0.247 \text{ 又は } 2.247 \end{aligned}$$

ところで、この歯車装置の構造によれば、 k_1 は負の値にはならないので、 $k_1 = 2.247$ の方を採用しなければならない。このときは、 $n_{E\beta}$ は負の値となり、また $n_{c\beta}$ は正值となる。すなわち、 $n_{E\beta} = -4000 \text{ rpm}$ 、 $n_{c\beta} = 1440 \text{ rpm}$ となるが、 k_1 ができるだけ上記の値に近づくように歯数を決めて、

$$z_{a1} = 21, \quad z_{b1} = 31, \quad z_{d1} = 29, \quad z_{e1} = 19$$

とする。これによって実伝達比を計算すると、

$$k_1 = \frac{z_{b1} z_{d1}}{z_{a1} z_{e1}} = \frac{31 \times 29}{21 \times 19} = 2.25$$

となる。また(10)式より k_3 が計算される。すなわち、

$$k_3 = \frac{1}{k_a k_1} = \frac{1}{0.75 \times 2.25} = 0.594$$

この伝達比は、電動機軸と、 b_1 とに取付けられた二つのVプーリーのピッチ円径比によって得られる。またはチェーン伝導装置によってもよいが、その際のスプロケットの歯数比は、 $k_3 = 22/37 = 0.595$ としてよからう。

以上のデータをチェックするために、回転計算を行なってみると、 $k_2 = 0.75$ の場合は(9)式において、

$$k_a k_1 k_3 - 1 = 0.75 \times 2.25 \times 0.594 - 1 \approx 0$$

したがって、 $n_{Ea} = 0$ となる。また $k_\beta = 3.0$ の場合は、やはり(9)式より

$$\begin{aligned} n_{E\beta} &= -\frac{(3.0 \times 2.25 \times 0.594 - 1) \times 2.77}{3.0 \times 1.25} \times 1800 \\ &= -4000 \text{ rpm} \end{aligned}$$

となり、誤りのないことが確かめられ、また、 $n_{E\beta}$ が負の値であるので、機関が電動機に対して逆転することがわかる。

つぎに、(15)式により、無段変速機を通過する動力を、機関発生動力に比較して計算すると、最高回転速度では、

$$P_{a\beta} = \frac{P_{E\beta}}{(k_{\beta} k_1 k_3 - 1)}$$

$$= \frac{P_{E\beta}}{3.0 \times 2.25 \times 0.954 - 1} = \frac{P_{E\beta}}{3.01}$$

すなわち、発生動力の三分の一を変速機が負担すればよいことになる。また機関回転速度零においては、 $k_{\alpha} k_1 k_3 - 1 = 0.75 \times 2.25 \times 0.954 - 1 \div 0$ となるため、(5)式から $P_{a\alpha}$ が無限大となるように考えられるが、内燃機関の全開性能は、高速から低速に移行するにしたがい、その発生動力も低下して、回転速度が零になるまでに P_E が零になるので、問題はない。

この動力計の最大測定馬力を、前記のとおり 5 PS としたが、これは誘導電動機の能力が 3.7 KW であるため、各部の力学的な計算もこれを基準にして行なわれ、強度が確かめられる。遊星歯車装置関係もその容量で設計されたものであるが、 k_1 、 k_2 両歯車装置の遊星歯車は、対称位置にそれぞれ 2 組あて用いた。しかしこれは、しろうとに近い学生の製作であるため、精度が十分確保できぬものと考え、1 組の遊星歯車しか動力伝達にたずさわれぬものとして、歯車のモジュールは 2.5 mm を採用したが、製造工場製作の場合は、この容量のものなら、2、3 組の遊星歯車を用いる設計として、モジュールが 2 mm で強度は十分とれ、したがって、この歯車装置は、かなりコンパクト化できるであろう。なお上のような計算のやり方をすれば、機構の中の細部にいたるまで、それぞれのメンバーの回転速度とトルクの大きさを見出すことができる。

図 11、12 に示されるのは、以上の設計によって試作された機構と、試験機器を含めた配列の外観図である。図中の符号によって、各装置名を再度あげれば、

M：三相誘導電動機、 k ：無段変速機、 k_1 ：遊星式差動歯車装置、 k_2 ：遊星歯車式トルクメータ、 k_3 ：V ベルト式伝導装置、E：試験用内燃機関、 W_1 、 W_2 ：トルク指示用圧力計、P：抵抗線歪計式トルクメータ用ピックアップ

この中で W_1 、 W_2 は後述のように b_2 に加わるモーメントを油圧に変換して計測するためのもので、P は k_2 と W_1 、 W_2 による計測値を校正するためのスリッピング式のピックアップである。

3.3 トルクメータと試験結果

前記のとおり、 k_2 歯車装置は、試験機関の減速装置としての働きと、機関発生トルクを計るトルクメータの働きと二つの役目をもつ。遊星歯車装置の 3 軸のうち、2 軸を入、出力軸とすれば、残る 1 軸には入力トルクに比例するモーメントが生ずるのは、(3) または (3') 式より明らかであるが、この性質を利用した遊星歯車式トルク

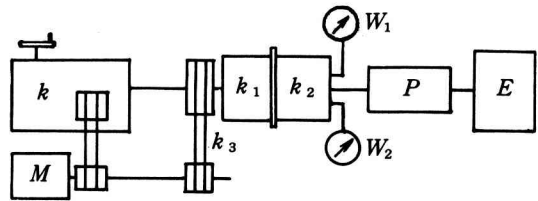


図 11 動力計配列図

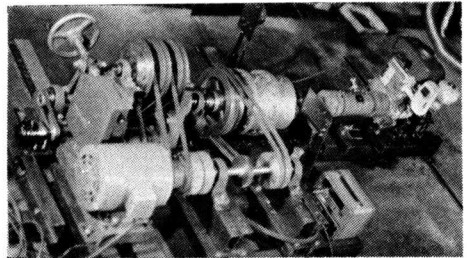


図 12 試作動力計外観

メータはたとえば、航空機用原動機にも、クランク軸とプロペラ軸の間の減速機を兼用した形で以前から実用されているが、高橋ら¹⁰⁾によって試作されたものの文献もある。

この動力計では、 k_2 より後部の電動機側における機構内で生ずる機械損失は、測定値には何等の影響もないが、 k_2 内部および秤の部分におけるトルク値取出し機構の効率は計測値に関係を及ぼす。そのため、図 11 に示すように P の抵抗線歪計式のピックアップとその指示計を組込んで、これを標準メータとし、同時測定することにより、遊星歯車式トルクメータの校正値を作成しておくことにした。

遊星歯車式トルクメータからのモーメントの取出しは、前記のとおり b_2 軸に付けたトルクアームによる。本試作の場合は、重量秤は用いないで、このモーメントを油圧に変換して、 W_1 、 W_2 で示される圧力計で計測する方法を用いた。このトルクアームには、始動時および始動しない状態のまま、機関を電動機の方からモータリングして機関内部の機械損失を測定する場合と、機関が自力で運転している場合とでは、互いに逆向きのモーメントが加わるので、図 13 に示すような自動車用マスターシ

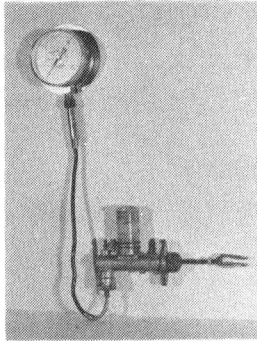


図13 トルク計測部

ンダーを2組、トルクアームをはさんで対向して設置し、双方の作動部の先端をアーム上の一つの位置に接触させて、正負両方のモーメントが、どちらかのシリンダーに加わるようにした。それぞれのマスターシリンダーの油吐出口は、銅管によって圧力計につながれる。

トルクアームに加わるモーメントは、理論上機関発生トルクの k_2

倍となり、またトルクアーム上の、マスターシリンダー作動部との接点の、中心からの距離およびシリンダー内径が、ともに圧力計指示値と機関トルク値とを関係づける要素となる。校正線図は、圧力計の読み (kgf/cm^2) とトルク値 ($kgf \cdot m$) との直角座標であらわせれば、途中の損失が大きくないので、ほとんど直線的な関係であらわれる。

本試作機によって、たとえば最大出力 4.5 P S / 3800 rpm 程度 of ガソリン機関をテストした結果、メーカーから出されている仕様にほぼ一致したデータが得られたので、このような変った動力計も実用になることが確認されている。ただ、前記したように、機関速度の制御は、もっぱら無段変速機の変速機構によってなされるため、絞り弁によるコントロールは不可能であるが、絞り弁開度を一定にしていろいろな回転速度で計測する場合や、速度一定で絞り弁開度を变化させて計測する場合には、大変便利である。さらに、この動力計のもう一つの特徴は、どんな運転状態においても、非常に安定した回転が得られることである。これは誘導電機機の安定性に起因するのであるから、速度変動がほとんど見られないのは、当然であろう。なお、機構の中の遊星歯車装置の働きにより、無段変速機の有する変速範囲を大きくひろげ、機関の回転を、停止から徐々に上昇できるようにしたため、始動が大変円滑で楽であることも、長所のひとつに数えてよからう。

6. む す び

以上、遊星歯車装置の基本式、記号表示、複合機構の回路表示と計算、およびその応用の例について記述した

が、この手法は、複雑な変速機能を有する機構を新しく創製する場合に、先ず回路図で考え、それを計算して、理論上のその働きを確かめ、そのあとで、回路に適合する構造を考案するような順序を踏むことに利用すれば、かなり便利だと考えられる。筆者は上記の動力計のほか、数種の複合機構を試作したことがあるが、運動機能としては、すべて計算どおりに働くことを確認している。

なお、遊星歯車装置に関しては、機械効率を論ずることも重要であるが、後の機会に譲るつもりである。

文 献

- (1) 仙波正荘, 歯車10巻 日刊工業新聞社, P 3777~3782 (昭42)
- (2) 矢田恒二, 遊星歯車機構の伝達比と能率の計算, 日本機械学会誌 Vol. 71, No.590 p. 72 (1968)
- (3) 例えば, 野口尚一, 機構学, 山海堂, P .426(昭12)
- (4) 例えば, 両角宗晴, 遊星歯車機構の効率評価方法, 機械の研究, Vol. 27, No.6, p. 42 ~44 (1975)
- (5) 矢田恒二, 開路式遊星歯車装置, 機械の研究, Vol. 21, No.7, P .969 (1969)
- (6) J. H. GLOVER, "Efficiency and Speed-ratio formulas for Planetary gear systems." Prod. Engng., Sept. 27, p.72 ~79 (1965)
- (7) W. BROWN, "Compound Epicyclic Gearing," Engng. Mater. & Des., June p. 438 ~440 (1963)
- (8) 毛利, 深沢, 自動変速機用遊星歯車配列, 自動車技術, Vol. 22 No.1, p. 33 ~37 (1968)
- (9) 同上, p. 38 ~41
- (10) 高橋, 佐伯, 森山, 遊星機構を使ったトルクメータ, 機械の研究, Vol. 17, No.8, p. 978 ~982 (1965)

Al-Zn-Mg系合金のX線応力測定に関する研究

有 間 淳 一 ・ 岩 井 保 善

X-ray Investigation of Stress Measurement on Age Hardening Type of Aluminium.

Jyunichi ARIMA and Yasuyoshi IWAI

Recently, in the experimental procedure of X-ray stress measurement, the equipment for use as well as the revision of theoretical background has been notably improved. And the X-ray stress measurement has been noted as a unique method of nondestructive of local stress, is applied in very wide fields of material engineering studies. However, there are few problems that want further investigations. One of them is the question whether the stress values obtained from the state of stress by using different lattice planes coincide or not. This problem of diffraction plane dependence has been discussed to some extent up to date, but real feature is still in the vague.

In this connection, the authors have carried out a series of experiment using several kinds of alloys for industrial use in order to clarify the essentials of the above-mentioned behaviour of deformation.

In this paper, the results of following experiments are reported. The elastic constants of age hardening type aluminium alloys were measured by using several kinds of X-rays, and they were compared with the analytical results on the diffraction dependency of planes in single crystal.

1. 結 言

筆者らはこれまでX線応力測定法の実用化に関する技術的問題について実験的検討を加えるとともに、他方広範な材料強度研究にX線回折技術を応用するための一連の研究を推進してきた⁽¹⁾。なかでも、X線応力測定法が、機械的ならびに物理物諸性質を異にする個々の結晶粒の集合体としての多結晶金属材料に特性X線を照射し、 B_r 、 agg の回折条件式を満足する特定の格子面よりの反射線より応力値を算出する方法であるため、求める応力値が測定する格子面の面指数の相違により異なる現象、すなわち、求める応力値の回折面依存性について、解析的、実験的な検討を行ない、単結晶の弾性定数の面依存性、多結晶金属材料の弾性変形挙動と密接に関係していることを指摘してきた^{(2)~(7)}。

一方、航空機構造部材として重用せられるAl-Zn-Mg系の析出硬化型アルミニウム合金では、実用に際して析出化合物が環境強度におよぼす影響がしばしば問題となっている。すなわち、この合金の析出硬化に関与する析出化合物は、僅かな $CuAl_2$ と大部分は $MgZn_2$ であるが、 $MgZn_2$ が応力腐食に多大の影響を与えることが知られている。したがって、防止法として C_r あるいは C_u の添加など組織学的改良が行なわれているが、一方では、析出硬化処理にともない、表面に発生する残留応力も、この種の合金の強度に重要な影響をおよぼしていることが考えられる。残留応力の状態を把握するためには、前述のX線応力測定法が有効に適用されるものと考えられる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

したがって本研究では、Al-Zn-Mg系合金にX線応力測定法を用いて、弾性定数を求め、機械的弾性定数

および変形挙動との相関性、⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁹⁾⁽¹¹⁾ および析出硬化過程における残留応力の挙動、析出化合物の量的割合との相関性について実験的検討を行なうことにした。

本報告では、*Al-Zn-Mg* 系高力合金の1種 (7075材) について、各種特性X線を用いてX線の弾性定数を求め、前述の回折面依存性を確認し、純アルミニウムの場合と比較したので主としてこれらの実験結果について述べることにする。

2. X線の弾性定数⁽¹²⁾

X線応力測定法の基礎式は、被測定物表面で求めようとする応力の方向と表面法線を含む面内における応力とひずみの関係より次式であらわされる。

$$\varepsilon_{\phi\phi} = (1+\nu)/E \cdot \sigma_x \cdot \sin^2 \phi - \nu/E \cdot (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (1)$$

ここで、

$\varepsilon_{\phi\phi}$	測定される回折面法線方向のひずみ
E	縦弾性係数
ν	ポアソン比
ϕ	X線の入射角
σ_x	ϕ 方向の応力成分
σ_1, σ_2	ともに主応力

である。

X線の弾性定数を求める場合、一軸引張変形状態を考えると、(1)式において $\sigma_x = \sigma_1, \sigma_2 = 0$ となり、 $\varepsilon_{\phi\phi}$ は σ_1 と ϕ だけの関数となるからこれを ε_{ϕ} と書き直して、

$$\varepsilon_{\phi} = (1+\nu)/E \cdot \sigma_1 \sin^2 \phi - \nu/E \cdot \sigma_1 \quad (2)$$

が得られる。(2)式をまず $\sin^2 \phi$ について、さらに σ_1 について偏微分すると弾性定数 $S_2/2$ が求まる。

$$\frac{S_2}{2} = \frac{1+\nu}{E} = \frac{\partial}{\partial \sigma_1} \left(\frac{\partial \varepsilon_{\phi}}{\partial \sin^2 \phi} \right) = \frac{\partial M}{\partial \sigma_1} \quad (3)$$

ただし、 $M = \partial \varepsilon_{\phi} / \partial \sin^2 \phi$ である。また、(2)式において $\phi = 0$ とおき、そのときの ε を $\varepsilon_{\phi=0}$ として σ_1 で偏微分すると、弾性定数 S_1 が求まる。

$$S_1 = -\frac{\nu}{E} = \frac{\partial \varepsilon_{\phi=0}}{\partial \sigma_1} \quad (4)$$

実際にX線回折装置または、X線応力測定装置を用いる場合は、格子面間隔(d)の値に対応するものとして回折角(θ)が直接測定されることになるから、上述の(3)および(4)式を測定値(θ)に適用できるように変形すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{S_2}{2} &= \frac{1+\nu}{2} = -\frac{1}{2} \cot \theta_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma_1} \left(\frac{\partial 2\theta_{\phi}}{\partial \sin^2 \phi} \right) \\ &= K_1 \frac{\partial M_1}{\partial \sigma_1} = -K_1 m_1 \quad (5) \end{aligned}$$

$$S_1 = -\frac{1}{2} \cot \theta_0 \cdot \frac{\partial 2\theta_{\phi=0}}{\partial \sigma_1} = K_1 m'_1 \quad (6)$$

ここで、 θ_0 は無ひずみ状態における回折角である。

また、係数、 K_1, m_1, m'_1 は

$$K_1 = -1/2 \cdot \cot \theta_0 \quad (7)$$

$$M_1 = \partial 2\theta / \partial \sin^2 \phi \quad (8)$$

$$m_1 = \partial M_1 / \partial \sigma_1 \quad (9)$$

$$m'_1 = \partial 2\theta_{\phi=0} / \partial \sigma_1 \quad (10)$$

である。

また、(1)式を基礎にして、単結晶の弾性定数を用い、結晶幾何学的ひずみ解析を行なうと、(2)式に対応する値から次式が得られる。ここでは多結晶体の変形機構に関するモデルのなかで応力一定説を採用した場合を示す。^{(1), (5), (9)}

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\phi}/\sigma &= \left(S_{11} - S_{12} - \frac{S_{44}}{2} \right) \overline{(M_{11})} + S_{12} \\ &\quad + \frac{1}{2} S_{44} \sin^2 \phi \quad (11) \end{aligned}$$

ここで

S_{11}, S_{12}, S_{44} 弾性コンプライアンス定数

M_{11} 方位係数であって、格子面の面指数およびひずみの測定方向をあらわす角度より求まる。

本研究では、(5)式より求められるX線弾性定数($S_2/2$)と(11)式により計算で求められる各格子面の弾性定数の値を比較検討した。

3. 実験方法

3.1 材料および試験片

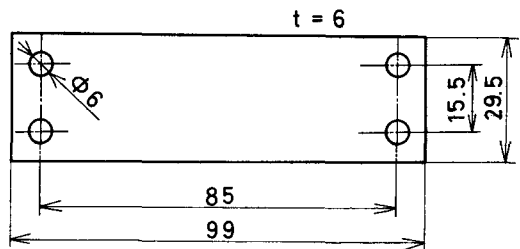


Fig. 1. Specimen.

本研究に用いた材料は、AA7075相当の*Al-Zn-Mg*合金である。直径250mmの押出材よりFig. 1に示すような板状試験片に加工したものを試験片として採用した。

機械加工をしたのち、名々の試験片の表面をエメリー紙およびバフで仕上げた。

Table I. Chemical Composition of Specimen.

Material	Zn	Mg	Cu	Cr	Al
7075	5.60	2.50	1.60	1.60	90.00

焼なまし材については、300℃にて 2 時間保持したのち炉冷し、時効硬化処理材については、465℃にて溶体化処理を行なったのち急冷し、さらに、120℃にて 25 時間保持したのち、空中放冷を行なった。供試材の化学成分を Table I に、機械的性質を Table II に示す。

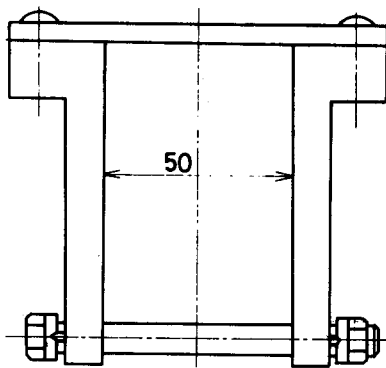
Table II. Mechanical Properties of Specimen.

	Yield Point (kg/mm ²)	Tensile Strength (kg/mm ²)	Elongation (%)	Hardness (Hv)
annealed	6.0	19.4	32	18.5
after age hardening	20.0	39.5	19	47.5

3.2 実験装置および X 線による測定方法

本研究に使用した X 線装置は、X 線分析装置 (VD-I 島津製作所) であって、回折角の測定には、0.35° の発散角を有する平行 X 線スリットをとりつけ、平行ビーム法によるひずみ測定が行なえるよう改良して用いた。また、応力負荷装置は、ゴニオメーターに直接とりつける必要があるため、Fig. 2 に示すような小型曲げ負荷装置を用いた。

すなわち、Fig. 1 に示した試験片をビスで固定し、下部のボルトを締めつけることにより、試験片に均一な曲げ荷重を任意に負荷することができる。負荷ひずみは

Fig. 2. Loading Device.
(for bending)

試験片の裏面にストレインゲージを貼りつけ、ストレインメーター (TS-IB, 東京測器) を用いて測定した。

X 線によるひずみの測定はつぎのようにして行なった。すなわち、前述の曲げ装置を用いて、試験片に弾性範囲内の曲げ荷重を加えた。任意の各応力段階で、試験片表面中央部へ特性 X 線を照射した。得られる特定の格子

Table III. X-ray Diffraction Conditions.

Characteristic X-ray	CuK α	CoK α	CrK α	FeK α
Filter	Ni	Fe	V	Mn
Divergent angle deg.	0.35	0.35	0.35	0.35
Radiation area mm	2 × 10	2 × 10	2 × 10	2 × 10
Tube Voltage kV	30	30	30	30
Tube current mA	10	10	10	8
Full scale c.p.s.	500	500	500	500
Time constant sec	10	10	10	10
Gonio. speed (deg./min.)	1	1	1	1
Chart speed (mm/min.)	20	20	20	20

Table IV. Relation between Diffraction Angle and Diffraction Plane.

Lattice plane (hkl)	Diffraction angle θ (degree)
CuK α (333)	81° 03'
(422)	68° 41'
CoK α (420)	80° 52'
(331)	74° 18'
CrK α (222)	78° 16'

面の回折強度分布曲線より半価巾法にて回折角の値を求めた。X 線の入射角は、0°、15°、30° および 45° とし各々の X 線入射角の場合に得られる回折角 (θ) の値より $2\theta - \sin^2\psi$ の直線関係を求めた。本実験では、多くの格子面について測定を行なう必要があるため、4 種類の X 線管球を使用した。Table III に X 線使用条件を一括して示した。また、Table IV に格子面と回折角の関係を示した。すなわち、上述の X 線条件により、適当な特性 X 線を使用すると、アルミニウムおよび合金の場合、各々、測定感度の高い回折角の範囲で、格子面からの回折が得られる。また、(S/N 比)、バックグラウンドと X 線回折強度の比の値も充分大きいので、測定精度の向上も期待できる。

4. 実験結果および考察

4.1 X 線弾性定数について

Fig. 3 は、格子ひずみの測定結果の 1 例を示したものである。すなわち弾性範囲内の荷重を順次加え、各応力

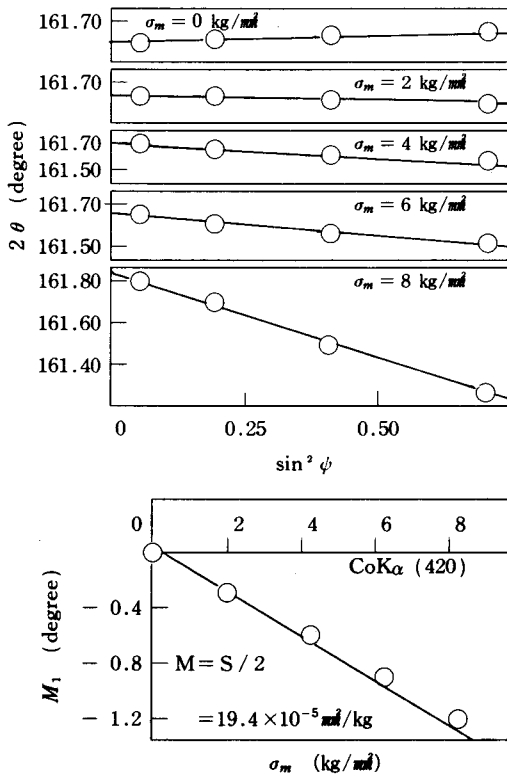


Fig. 3. Plot of $2\theta - \sin^2\psi$ for an annealed 7075 alloy, and relation between M_1 and mechanical stress.

段階で $\text{CoK}\alpha$ 線を用いて得られる (420) 面の回折線プロファイルより回折角 2θ の変化を求め、X線入射角 $\sin^2\psi$ との直線関係を求めた。各応力段階における、 $2\theta - \sin^2\psi$ の傾き (M_1) を負荷応力 (σ_m) に対してプロットすると、さらに直線関係が得られ、 M_1 と σ_m の傾きから前記(5)式によるX線弾性定数 $S_2/2$ が得られる。(420) 面の場合、図中に示す値が得られた。

Fig. 4 には、時効硬化処理を行なった。試験片に対し、 $\text{CoK}\alpha$ 線による (420) 面について上述と同様の実験を行なった結果を示したものである。

Fig. 3, および, Fig. 4. を比較するとわかるように、各々の場合、 $2\theta - \sin^2\psi$ の直線関係はきわめて良好である。また $2\theta - \sin^2\psi$ の関係より、時効硬化処理をほどこした場合、格子定数 (a) の値が大きくなっていることがわかる。同時に回折強度分布曲線の広がりが大きくなっていることが認められる。また、時効硬化処理を行なうと、表面には圧縮の残留応力の存在をあらわす直線の傾きが得られ、機械的な曲げ引張応力の増加とともに、傾きが変化しているのが認められる。

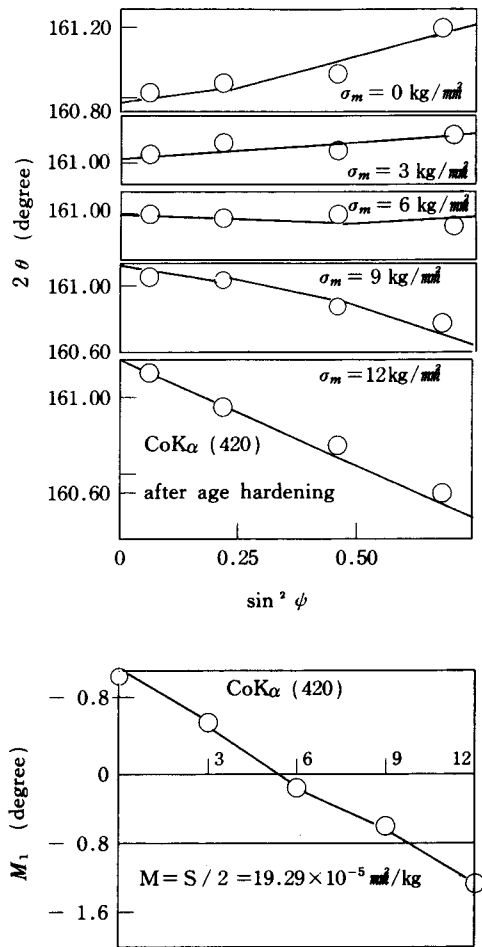


Fig. 4. Plot of $2\theta - \sin^2\psi$ for an age hardening 7075 alloy, and relation between M_1 and mechanical stress.

Table V. Analytical and Experimental Results.

Materials	Lattice plane (nkl)	Calculated $(1 + \nu)/E \cdot \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg}$	Measured $(1 + \nu)/E \cdot \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg}$
annealed 7075.	(333)	19.45	19.80
	(422)	18.45	18.30
	(420)	19.50	19.40
	(331)	18.95	19.05
after age hardening 7075.	(333)	19.45	19.00
	(422)	18.45	18.30
	(420)	19.50	19.29
	(331)	18.95	18.50

Table. V は測定結果をまとめて示したものである。すなわち、(333), (422)面については $\text{CuK}\alpha$, (420), (331) 面については $\text{CoK}\alpha$ 線を用いて求められたX線弾性定数の値を焼なまし材, 時効硬化処理材の各々について示したものである。表中, 計算値は, 前記 (11) 式を用い, アルミニウム単結晶の弾性定数より, 多結晶体の場合の平均値を求めたものである。計算結果と実験結果を比較すると測定した格子面による差異も少なく, また, 計算値と実測値の差異も少ないようである。また, 焼なまし材と時効硬化処理材では, 各々の格子面で, 焼なまし材の実測値がやや大きい傾向を示していることが認められる。本実験のごとく, 試験片に曲げ荷重を加えるような場合, ポアソン比 ν の変化は 縦弾性係数 E の変化に対してきわめて小さいと考え, 時効硬化処理材の場合, 焼なまし材より E の値が高い傾向を示すものと考えられる。

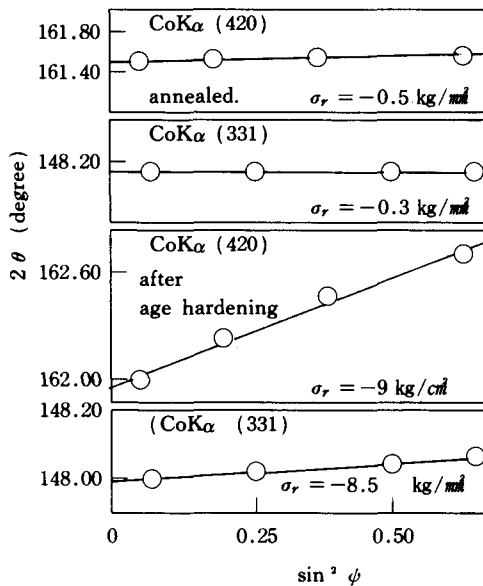


Fig. 5 Residual Stress Change of Specimen Surface.

Fig. 5 は, 焼なまし材および時効硬化処理材表面の残留応力変化を示したものである。焼なまし材の場合, および溶体化処理直後の試験片表面には, 僅かに圧縮の残留応力が生じているが, 時効硬化処理をほどこした場合, 表面には図中に示すような残留応力の存在が認められる。Fig. 5では (420), (331) の2つの格子面の場合を示したが, 他の格子面でも同様である。回折強度分布曲線の広がりが大であるところから, 析出硬化に伴う内部ひずみの増加に基づき, 圧縮残留応力を生じているものと考えられる。

4.2 多結晶体の弾性変形挙動とX線的弾性定数

異方性結晶粒の集合体である多結晶の変形に関しては古くから理論的に検討されてきており, この問題に直接関与するものとして, 多結晶体の弾性定数を単結晶の弾性定数から求めようとする試みも古くから行われてきている。この点において, X線回折法は, その回折条件に従って, 特定の方位関係にある結晶からの情報を得ることができるために, 上述の問題を実験的に取り扱う有効な手段であると共に, 多結晶の弾性変形を単結晶の異方性と関連づける可能性を有している。単結晶の弾性定数から多結晶体の弾性定数を理論的に求める考え方の基本的例としては, W. Voigt および A. Reuß により示されている。

すなわち, W. Voigt⁽³⁾ は多結晶体に含まれる各結晶粒のひずみが全て等しく, 全体として多結晶体の弾性法則に従うと仮定しており, 弾性定数を次式であらわした。

$$\left(\frac{S_2}{2}\right)_x = \left(\frac{1+\nu}{E}\right)_x = \frac{5(S_{11}-S_{12})S_{44}}{6S_0+5S_{44}} \quad (12)$$

$$(S_1)_x = \left(-\frac{\nu}{E}\right)_x = \frac{2S_0(S_{11}+2S_{12})+5S_{12}S_{44}}{6S_0+5S_{44}}$$

ここで, S_{11} , S_{12} , S_{44} は前述した結晶の弾性コンプライアンス定数であって, S_0 は次式であらわされる。

$$S_0 = S_{11} - S_{12} - S_{44}/2$$

一方, A. Reuß⁽⁴⁾ は, 各結晶において, 応力が等しいと仮定しており, この考え方では次式であらわされる。

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{S_2}{Z}\right)_x &= \left(\frac{1+\nu}{E}\right)_x = S_{11} - S_{12} - 3\Gamma S_0 \\ (S_1)_x &= \left(-\frac{\nu}{E}\right)_x = S_{12} - 3\Gamma S_0 \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

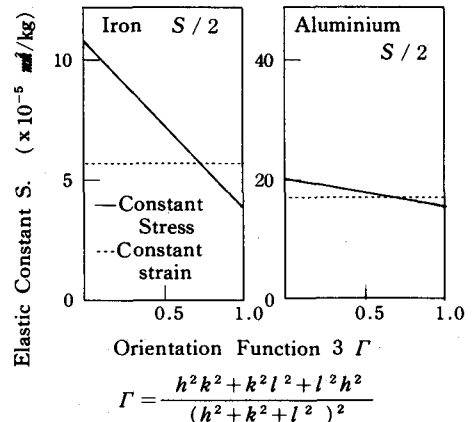


Fig. 6. Analytical Relation between S and 3Γ.

ここで Γ は方位関数であって次式であらわされる。

$$\Gamma = (h^2k^2 + k^2\ell^2 + \ell^2h^2) / (h^2 + k^2 + \ell^2)^2$$

Fig. 6. には上述の関係を図示した。

W. voigt. のモデルでは、(12)式に示すように、測定に関する格子面、換言すると結晶の方位に関係なくひずみが一定であると考えられるため、ひずみ一定モデルと称する。一方、A. Reuss のモデルでは、X線弾性定数では、方位により異なった値を示すことになる。Fig. 6. において、弾性定数らの値は方位関数 3Γ に対して、ひずみ一定モデルでは、横軸に平行となり、Reuss のモデル、すなわち応力一定モデルでは、一定の傾きをもつ直線関係で示される。¹³⁾¹⁴⁾¹⁵⁾

Table V, およびFig. 6 のアルミニウムの場合を比較すると、両モデルによるX線弾性定数の差異が小さいため、実測値と計算値との差異もきわめて小さくあらわれる。したがってアルミニウムおよびこの合金の場合には、機械的弾性定数との相異もほとんどないと考えてよい。しかしながら、鉄あるいは銅などの場合には、両モデルでの相異が大きく、このため、選定する格子面によりX線弾性定数の差異、すなわち回折面依存性が大きくなるものと考えられる。

なお、上述の二つのモデルは、変形に対する考え方の上界と下界を示すものであるが、実際の多結晶体では、結晶粒界の拘束、個々の結晶粒の強度の影響を伴ない、モデルの中間に位置する値が一般には得られているようであり、^{13)~17)}この種の変形挙動に関しては、更に詳細な検討を行なうべきものである。

5. 結 言

以上のべてきたように、本研究では時効硬化型アルミニウム合金の強度に関する研究を行なっているが、本報告では、主としてX線的に測定される弾性定数と弾性変形挙動についてまとめた。以上の実験結果から次のように結論される。

1), 時効硬化型アルミニウム合金のX線的弾性定数を測定したが、工業用純アルミニウム合金の値と顕著な差異は認められない。ただし、時効硬化処理をほどこした場合は、縦弾性係数の値がやや大きい値を示す傾向が認められる。

2), 時効硬化処理をほどこした試料表面では、圧縮残留応力の存在が認められる。析出硬化に伴う内部ひずみの増加に基づくものと考えられる。

3), 種々の格子面について測定したX線的弾性定数の値と、多結晶体の弾性変形挙動に関するモデルとの相関

性について検討を行なった。アルミニウムの場合には、応力一定モデルおよびひずみ一定モデルにおける弾性定数の値の差異がきわめて小さいため、明確に示すことは困難であるが、実測値と計算値の関係から応力一定モデルに近い変形挙動を示すものであると解釈される。

文 献

- 1). 本田, 細川, 有間, 材料, 18, 195, 1053 (1969)
- 2). 有間, 細川, 本田, 材料, 19, 207, 1042 (1970)
- 3). W. Voigt., Lehrbuch der Kristallphysik., 962 (1928)
- 4). A. Reuss., Z. Angew. Math. Mech., 9, 49 (1929)
- 5). 有間, 細川, 本田, 材料, 18, 195, 1060 (1969)
- 6). 本田, 有間, 材料, 13, 135, 930 (1964)
- 7). 細川, 信長, 材料, 18, 24 (1969)
- 8). 長島, 武智, 加藤, 第6回X線材料強度シンポジウム (1967)
- 9). K. Honda, N. Hosokawa, J. Arima., 14 th Proceedings of J. S. M. S., 149 (1971)
- 10). 応力測定と弾性, 分科会報告 材料, 20, 1257 (1971)
- 11). V. Hauk., Z. Metallkde., 55, 10, 626, (1964)
- 12). 日本材料学会編, X線材料強度学, 275 (1973)
- 13). 平, 材料, 14, 924 (1965)
- 14). 平, 林, 浦川, 日本金属学会編., 35, 189 (1971)
- 15). 英, 福良, 藤原., 日本機械学会論文集 237 (1969)
- 16). K. Kolb, E. Macherauch., Phyl. Mag., 7, (1962)
- 17). K. Kolb, E. Macherauch., Z. Metallkde., 238, (1967)

定角位置切換方式パルスモータの 停止時挙動

大 橋 和 正
*相 羽 三 良

Stopping State Behavior of Pulse Motor Driven by Constant - Angular - Positional Excitation

Kazumasa OHASHI
Saburo AIBA

In a previous paper, the authors analyzed the movement of the pulse motor driven by constant - angular - positional excitation, and applied a method of delayed pulse from the steady state in order to stop at the specified position without over run.

As a continued study, the authors propose two new methods that the rotor can correctly stop at the specified position with Coulomb friction brake.

These methods are as follows:

- 1) Putting on the brake until $\dot{\theta}=0$, and then applying free oscillation in the following stage,
- 2) Putting on the brake out of the rectangular region on the phase plane, and adopting free oscillation in the region.

These methods may also be applied to other positioning systems.

1. 結 言

定角位置切換方式パルスモータの挙動のうち、遅延パルスを用いた停止時の挙動については前に報告した。⁽³⁾今回は、クーロン摩擦ブレーキを用いた停止時の挙動について述べる。

解析は、定角位置切換方式2相励磁3相パルスモータを用いて、定常回転状態から安定に停止させるために、

クーロン摩擦ブレーキを停止状態まで加える方法と、そのとき発生する渦状点帯域を除去するために切換境界を新たに設定したときの方法との場合について行なった。

その結果、切換境界なる概念を導入することによって停止時における安定性は保障された。

以下、この結果について報告する。

* 山梨大学工学部精密工学科教授

2. 運動方程式

非線形要素である磁気飽和現象を考慮すると、トルク T は電流 i とロータの回転角 θ の関数となり、励磁コイルのインダクタンス L も同様に i と θ の関数となる。ここでは、インダクタンス L のかわりに、磁束 Φ の方に注目し運動方程式を考える。

そこで、トルク、磁束をそれぞれ $T(\theta, i)$ 、 $\Phi(\theta, i)$ とすればロータの運動および電流、磁束の変化は次の方程式により記述される。

$$\begin{aligned} J \frac{d^2 \theta}{dt^2} + C \frac{d\theta}{dt} + T(\theta - \theta_p / 2, i_1) \\ + T(\theta + \theta_p / 2, i_2) \\ + T(\theta + 3\theta_p / 2, i_3) \\ + M \operatorname{sgn}\left(\frac{d\theta}{dt}\right) = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi(\theta - \theta_p / 2, i_1)}{dt} + R i_1 = E \quad (2)$$

$$\frac{d\Phi(\theta + \theta_p / 2, i_2)}{dt} + R i_2 = E \quad (3)$$

$$\frac{d\Phi(\theta + 3\theta_p / 2, i_3)}{dt} + R i_3 = 0 \quad (4)$$

ここに、 i_1 はパルスが新たに印加された相の立上り電流、 i_2 はパルス電圧が継続印加されている相の電流、 i_3 はパルスがしゃ断された相の立下り電流、 J はロータの慣性モーメント、 C は粘性係数、 R は励磁回路の抵抗、 E は入力電圧、 M はクーロン摩擦トルクとする。

ここで、

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\partial \Phi}{\partial i} \frac{di}{dt}$$

を考慮し、 T と i とは近似的に比例していると仮定すれば⁽³⁾、無次元化方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \bar{\varphi}}{dt^2} + 2\zeta \frac{d\bar{\varphi}}{dt} + \left\{ \bar{i}_1 \cdot \bar{T}(\bar{\varphi} - \pi/3) \right. \\ \left. + \bar{i}_2 \cdot \bar{T}(\bar{\varphi} + \pi/3) + \bar{i}_3 \cdot \bar{T}(\bar{\varphi} + \pi) \right\} \\ + \bar{M} \operatorname{sgn}\left(\frac{d\bar{\varphi}}{dt}\right) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{i}_1}{dt} + \frac{\frac{R \cdot i_{max}}{\omega_n \cdot \Phi_{max}}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_1}} \bar{i}_1 \\ = \frac{\frac{E}{\omega_n \cdot \Phi_{max}} \cdot \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{\varphi}} \cdot \frac{d\bar{\varphi}}{dt}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_1}} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{i}_2}{dt} + \frac{\frac{R \cdot i_{max}}{\omega_n \cdot \Phi_{max}}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_2}} \bar{i}_2 \\ = \frac{\frac{E}{\omega_n \cdot \Phi_{max}} \cdot \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{\varphi}} \cdot \frac{d\bar{\varphi}}{dt}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_2}} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{i}_3}{dt} + \frac{\frac{R \cdot i_{max}}{\omega_n \cdot \Phi_{max}}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_3}} \bar{i}_3 = \frac{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{\varphi}} \cdot \frac{d\bar{\varphi}}{dt}}{\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \bar{i}_3}} \end{aligned} \quad (8)$$

となる。

ここに,

$$\frac{2\pi\theta}{3\theta_p} = \bar{\varphi}, \quad \frac{T}{T_{max}} = \bar{T}, \quad \frac{i_j}{i_{max}} = \bar{i}_j,$$

$$\frac{\Phi}{\Phi_{max}} = \bar{\Phi},$$

$$\omega_n = \sqrt{2\pi \cdot T_{max} \cdot i_{max} / 3\theta_p J},$$

$$\omega_n t = \bar{t}, \quad \frac{C}{J\omega_n} = 2\zeta, \quad \frac{M}{T_{max} \cdot i_{max}} = \bar{M}$$

である。また $\partial\Phi/\partial\bar{i}$, $\partial\Phi/\partial\bar{\varphi}$ は、前回同様 $\theta - \Phi - i$ なる3次元曲面を局部的平面近似することにより求める(3)

3. 挙動解析

Fig. 1 において、角速度 V を最大ならしめる θ を θ_{opt} とし、その定常回転状態 ($\theta = \theta_{opt}$) から安定に停止させる方法として、クーロン摩擦ブレーキを用いることを考え、その解析を行なう。

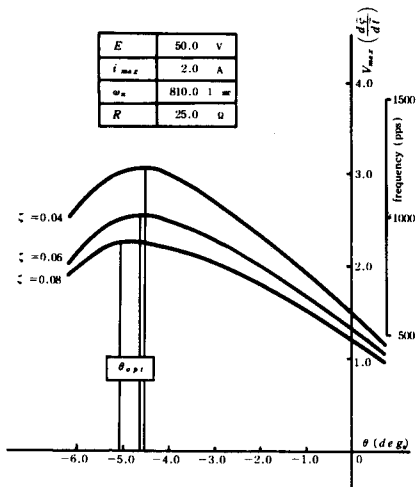


Fig. 1 simulated result for steady state behavior

3.1 クーロン摩擦ブレーキを停止状態まで加えた場合

方程式(5)~(8)において ζ を一定に保ち、 \bar{M} をパラメータとしたときのシミュレーション結果を Fig. 2 に示す。これよりクーロン摩擦の存在する場合には、

目標値で渦状点帯域をもち、それゆえ、定常位置偏差を生ずることになる。

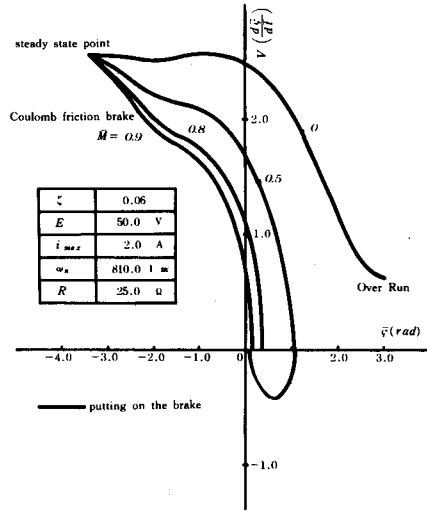


Fig. 2 simulated result for stopping state behavior (1)

3.2 渦状点帯域の除去方法

[1] 切替境界を $\dot{\theta} = 0$ とした場合

この方法は、クーロン摩擦ブレーキを $\dot{\theta} = 0$ となるまで用いロータを減速させ、それ以後は、自由振動とし

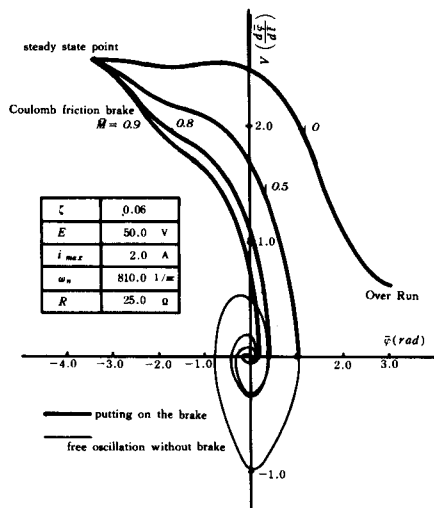


Fig. 3 simulated result for stopping state behavior (2)

目標値で安定に停止させる方法である。シミュレーション結果を Fig. 3 に示す。

〔2〕 切換境界を矩形とした場合

この方法は、矩形領域内を自由振動域と考え、そこではクーロン摩擦ブレーキを解除し、自由振動させ安定に停止させる。シミュレーション結果を Fig. 4 に示す。

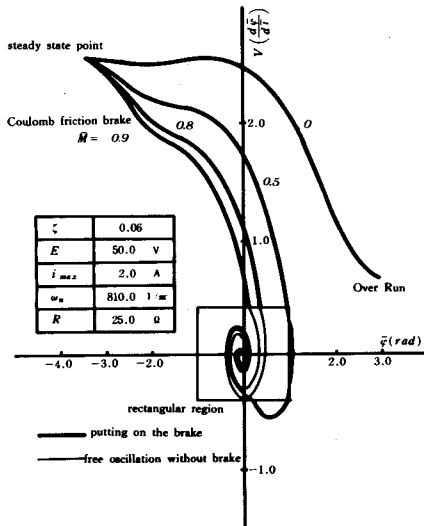


Fig. 4 simulated result for stopping state behavior (3)

以上より、渦状点帯域を除去することが可能になった。また、それぞれの方法の特徴として、〔1〕は、まず制御が容易である点が上げられる。そしてクーロン摩擦トルクが比較的大きい場合に適している。

〔2〕は、クーロン摩擦トルクが比較的小さい場合、矩形領域を適当に変化させることにより、整定時間の短縮につながる。しかし、制御が複雑になるという欠点もある。

4. 結 論

定角位置切換方式の問題点は停止時における安定性の確保である。本研究ではクーロン摩擦ブレーキを用いての停止時の挙動解析を行なったわけであるが、クーロン摩擦ブレーキの欠点でもある目標値での渦状点帯域を除去するために切換境界なる概念を導入した結果、停止時における安定性が確かめられた。

文 献

- (1) 相羽・大橋：定角位置切換方式を用いたパルスモータの安定性，第14回SICE学術講演会論文集，P. 409—410 (1975)
- (2) 相羽・大橋：定角位置切換方式を用いたパルスモータの動特性，第18回自動制御連合講演会論文集，P. 299—300 (1975)
- (3) 大橋・相羽：負荷トルクを考慮した定角位置切換方式パルスモータの動特性，奈良高専研究紀要，P. 9—14 (昭51)
- (4) 大石，島，浅原：パルスモータの始動時の挙動，システムと制御，15巻，10号，P. 885—892 (1971)
- (5) 大石，島，山崎：パルスモータの定常挙動，制御工学，14巻，8号，P. 609—616 (1970)
- (6) 相羽：電気パルスモータの安定性，精機学会山梨地方講演会論文集，P. 59—66 (昭47)

Study on Behavior of Carriage with Interlocking Constant - Speed Return Method

Katsuya KAGA, Kazumasa ÔHASHI,
ICSR Research Group *
and
Keiji OKUSHIMA**

It takes time to thread a workpiece by a cutting tool, making it necessary to shorten the time. An interlocking constant-speed quick return method was proposed for shortening the time required for returning a carriage.

While this method has a problem yet to be solved, we tried to confirm that this excellent method could be put to practical use and inquired into some factors which may prove to be effective for shortening the time for returning a carriage by investigating the behavior of a carriage.

1. Introduction

Though the interlocking constant-speed quick return method has a problem yet to be solved regarding how to absorb the kinetic energy of a carriage when it is returned to its original position, this method should prove to be excellent if this problem is solved, as already reported⁽¹⁾. The present study aims at putting this method to practical use, investigating the behavior of a carriage and inquiring into factors which may prove to be effective for shortening the time required for returning a carriage.

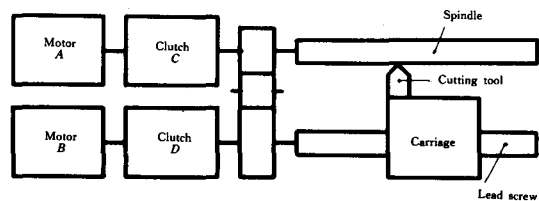


Fig. 1 Principle of interlocking constant-speed quick return mechanism.

2. Principle

2.1 Principle of interlocking constant-speed quick return mechanism

* : Kazuo MASUDA, Yoshiya SHIMOMURA, Masanori ISHIBASHI
Kazumi SHIGEYAMA, Yûji HAGIMURA, and Yoshinori KAJIMOTO.

** : Emeritus Professor (Faculty of Engineering, Kyoto University)

When a workpiece is turned on a lathe, the clutch C is operated to transmit the rotation of the motor A to the lead screw, and when a cutting tool is returned, the clutch D is operated to transmit the rotation of the motor B to the lead screw. It is intended to return a cutting tool at a desirable constant speed independently of the speed at which the cutting tool is fed when a workpiece is turned. (Fig. 1)

2. 2 Locus plotted on phase surface by a point on carriage

Fig. 2 shows a locus plotted on the phase surface by a point on the carriage while the carriage completes one stroke. \overline{ABCD} represents a locus plotted when a workpiece is turned and \overline{DEFA} a locus plotted when the carriage is returned to its original position. \overline{GA} represents the distance covered by the carriage from the time when power is cut off till the carriage comes to a stop.

3. Method of experiment

3. 1 Experimental arrangements

Fig. 3 shows experimental arrangements used for proving the interlocking constant-speed quick return method. K_1 and K_2 are clutches, and by operating them, rotation is transmitted when a workpiece is turned and when the carriage is returned as shown in (a) and (b) respectively. The number of rotations of the spindle is varied at A and the relation between the pitch of the screw of a workpiece and that of the lead screw is varied by changing a combination of gears at B.

3. 2 Method of recording

Fig. 4 shows arrangements for detecting and recording the behavior of the carriage. A rectilinear motion can be converted into a rotatory motion by fixing a rack to the carriage and engaging two pinions A and B with the rack. The behavior of the carriage can be plotted into a locus as shown in Fig. 2 by attaching a potentiometer to the pinion A coaxially, attaching a generator to the pinion B coaxially and connecting them to an X-Y recorder by electric wires. Since the present study aims at investigating the behavior of the carriage only when

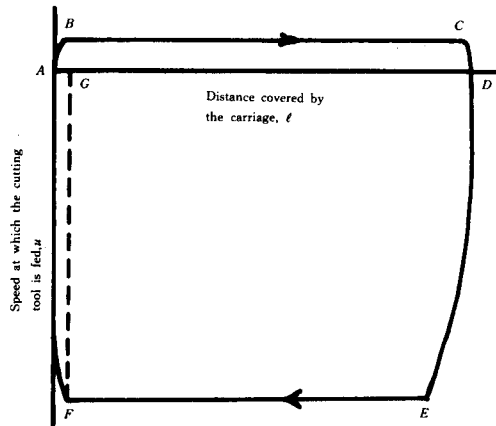
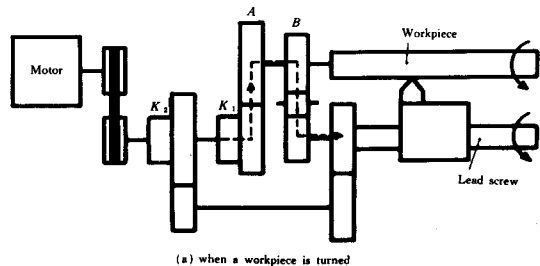
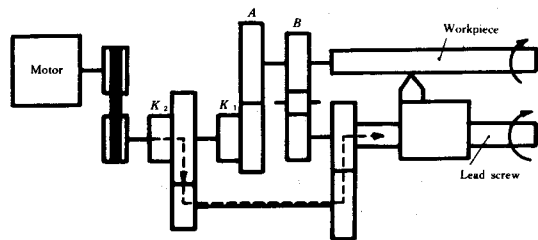


Fig. 2 Locus plotted by a point on carriage.



(a) when a workpiece is turned



(b) when the carriage is returned
Fig. 3 Experimental arrangements.

it is returned to its original position, only the lower half of the locus in Fig. 2 is plotted.

3.3 Items of experiment

(1) Effect of change in quick return speed of carriage

The same motor is used and the speed at which the carriage is moved is shifted from low to high by changing the number of rotations of the lead screw to investigate its effect on the behavior of the carriage.

(2) Effect of change in power

The number of rotations of a motor which drives the carriage is kept constant, but the motor is varied in the magnitude of power to investigate the effect of the variation of the magnitude of power on the behavior of the carriage.

(3) Effect of inertia load mounted on carriage

A tool post and a cutting tool are mounted on the carriage and various parts such as toothed wheel gearing, a crossfeed, a traversing feed handle and a half nut for thread cutting are housed in the apron, making it necessary to investigate the effect of these loads on the behavior of the carriage. Therefore, various weights are mounted on the carriage to investigate the effect of the variation of weights on the behavior of the carriage.

(4) Effect of inertia load attached to spindle

In cutting operation, a chuck and a workpiece are attached to the spindle. These inertia loads are expected to have some effect on the behavior of the

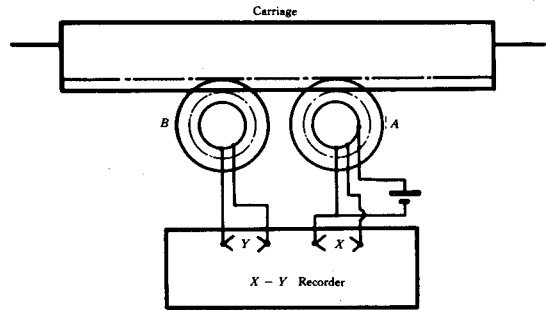


Fig. 4 Arrangements for detecting and recording the behavior of the carriage.

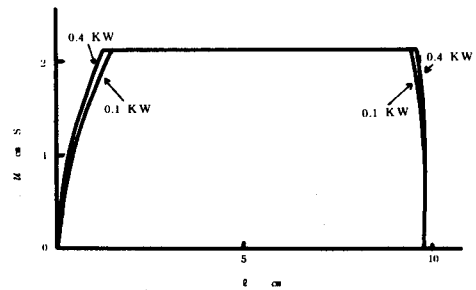
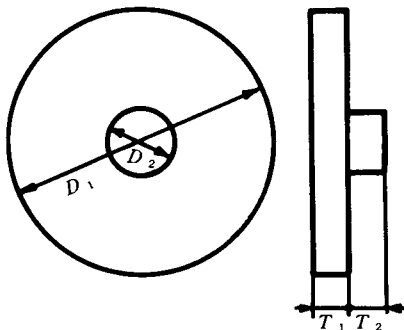


Fig. 5 Effect of variation of magnitude of power on behavior of carriage.



Size Test Piece	D_1 (mm)	D_2 (mm)	T_1 (mm)	T_2 (mm)	Weight (kg)	Inertia ($\text{kgm} \cdot \text{S}^2$)
1.	139.8	32.3	21.3	18.6	2.5	5.95×10^{-4}
2.	169.0	32.0	27.0	17.5	5.0	16.73×10^{-4}

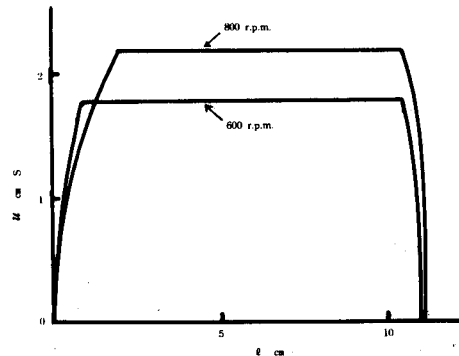


Fig. 6 Effect of variation of number of rotations of spindle on behavior of carriage.

carriage because they are interlocked with the carriage through toothed wheel gearing. Various inertia loads are attached to the spindle to investigate the effect of the variation of inertia loads on the behavior of the carriage.

4. Experimental results and examination

4.1 Effect of variation of magnitude of power on behavior of carriage

The speed at which the carriage gets started increases with an increase in power. Therefore, improvement in power is an important factor for shortening the indirect time.

4.2 Effect of variation of number rotations of spindle on behavior of carriage

When the number of rotations of the spindle is small, the carriage gets started fast, but a cutting tool is returned at low speed, while, when the number of rotations of the spindle is large, the carriage gets started slowly but a cutting tool is returned at high speed. The time required for completing one stroke in the two cases is measured, resulting in 80 seconds at 600 r.p.m. and 60 seconds at 800 r.p.m. respectively. Thus a larger number of rotations of the spindle is more advantageous on the whole.

4.3 Effect of variation of frictional force and inertia force on behavior of carriage

Fig. 7 shows the behavior of the carriage with the tool post loaded with no weight, a weight of 25kg, and a weight of 50kg, and lubrication applied to the guide face of the carriage. Both inertia force and frictional force act in the same direction when the carriage gets started, favoring a lighter weight, while not only inertia force acts in the reverse direction to frictional force but also frictional force acts more strongly when the carriage comes to a stop, favoring a heavier weight.

Fig. 8 shows a comparison of the behavior of the carriage with lubricating oil wiped off from the surface of the bed and the underside of the carriage with that with lubricating oil applied to them, indicating that lubricating oil has little effect on the behavior of the carriage.

4.4 Effect of variation of inertia load on behavior of carriage

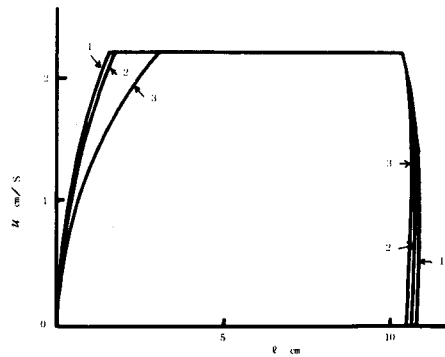


Fig. 7 Effect of variation of frictional force and inertia force on behavior of carriage.

(1. 0kg 2. 25kg 3. 50kg)

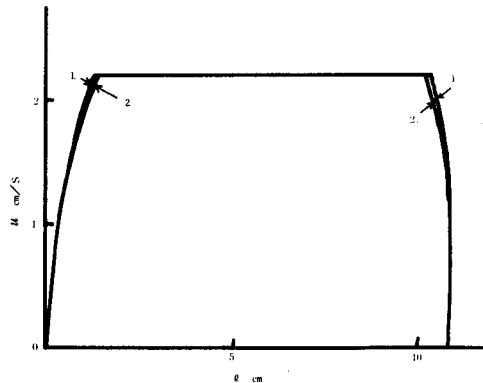


Fig. 8 Comparison of the behavior of the carriage with lubricating oil applied and with no lubricating oil applied.

(1. lubricating oil applied
2. no lubricating oil applied)

Fig. 9 shows that the carriage gets started in a better condition with a decrease in the moment of inertia.

5. Conclusion

It has been made possible by the present experiment to confirm that the interlocking constant-speed quick return method can be put to practical use.

It has also been revealed with regard to the behavior of the carriage that :

- (1) The carriage gets started faster with an increase in power.
- (2) A larger number of rotations of the spindle is more advantageous in terms of time.
- (3) The carriage gets started faster when it is loaded with lighter weight.

It has little effect on the behavior of the carriage whether there is lubricating oil on the bed surface or not.

- (4) The carriage gets started more slowly with an increase in inertia load.

An increase in power has a greater effect on the behavior of the carriage than variation of any other condition. It must be noted that a longer time is required for the carriage to reach a desirable speed if power falls short.

Reference literature

- (1) Okushima, kaga : Nara Technical College Research Bulletin, No. 10 (1974)

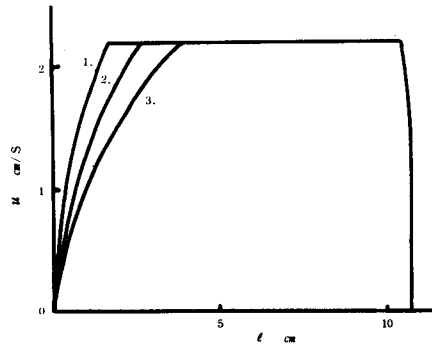


Fig. 9 Effect of variation of inertia load on behavior of carriage.

- | |
|-----------------|
| 1. no load |
| 2. test piece 1 |
| 3. test piece 2 |

衝撃波管の性能試験

岸下晴亮・松岡一起

Performance Tests of the Shock Tube

Haruaki KISHIGE and Kazuoki MATSUOKA

Shock tube was new-built on March in 1977, for the purpose of investigation with respect chemical reaction.

In this paper, its mechanism and performances are discussed. The peculiar mechanisms are adopted as follows; 1) Cap nut system, 2) Needle gun equipment of piston type. The experimental results of the performances give the followings; 1) Arrival vacuum degree of 10^{-5} torr, 2) Shock mach number of 1.0 ~ 8.0, 3) Arrival temperature of 13000 ° K and so on.

1. ま え が き

衝撃波管に関する研究は、元来航空工学における高速気体力学の研究を中心として発展し、最近では機械工学においてもこれを用いた応用研究は勿論のこと、気体物性などに関する基礎研究も盛んに行なわれているのが現状である。衝撃波管を用いた研究は大別すると次のように区分することができる。(1) 高速気体力学⁽¹⁾(2) 火炎伝播⁽²⁾(3) キャピテーションの発生機構⁽³⁾(4) 化学反応機構(素反応過程を含む)⁽⁴⁾、⁽⁵⁾昭和52年3月本校流体実験室に設置された衝撃波管は上記のうち(4)の化学反応機構の研究を目的として設計されたものである。本報告では衝撃波管が上記の研究に十分利用されうる性能をもち合わせているかどうかを低圧部のもれテスト、境界層の発達による減衰効果、入射ならびに反射衝撃波の速度、上昇温度等の基礎的な資料をうるために性能試験を行ったものである。

2. 記 号

本報告に用いるおもな記号はつぎのとおりである。なお、添字は図3における各領域を示している。

a : 音速

h : 単位質量あたりのエンタルピ

M : マッハ数

p : 圧力

T : 温度

U : 入射衝撃波の速度

v : 移動座標系での速度

γ : 比熱比

3. 衝撃波管装置

3.1 衝撃波管本体

衝撃波管本体の概略図を図1に示す。主要部は高圧室、低圧室(測定部を含む)、隔膜装置に大別できる。全長は5.5mで、そのうち低圧室は4.5mである。内径は81mmで高圧側は圧力配管用炭素鋼、低圧側は気体の化学反応等を考慮してステンレス鋼を用いた。低圧室の後端にはピエゾ圧力素子を取りつけられるようになっている。また、赤外発光強度測定用窓(CaF_2)が設けられている。

3.2 破膜装置

破膜装置は高圧室の隔膜近くの管の内部に取りつけられている。図2に概略を示す。先端が針状になった破膜ピストンは数気圧の気体(高圧室内部の気体と同種の気体)の圧力によって押し出されるようになっている。破膜ピストン先端と隔膜間の距離は10mmにしてある。破膜

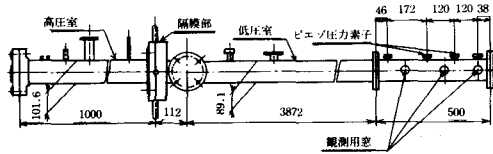


図1 衝撃波管概略図

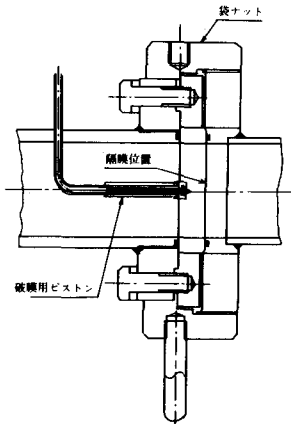


図2 破膜装置

ピストンは高、低圧室の圧力差によって隔膜が低圧室側にふくらむことを考慮して55mm飛び出すようになっている。隔膜の材質は物理化学の実験に適しているマイラー（ポリエチレンテレフタレートの商品名）である。高圧側と低圧側の圧力比を常に一定にして膜を破り衝撃波の進行速度をカウンターで測定した結果は略一定の値を示している。このことから十分再現性のある破膜装置であるといえる。

3.3 排気装置

排気系は衝撃波管で実験を行う場合非常に重要な要素である。高圧室は高真空に排気する必要がないので、高圧室排気には油回転真空ポンプ（到達圧力 10^{-4} torr, 排気速度50 l/min）を用いている。低圧室は試料気体の純度を上げるため、かなり高真空にする必要がある。したがって、その排気には高真空排気装置を用いる。高真空排気装置は、油回転ポンプ（到達圧力 2×10^{-4} torr, 排気速度320 l/min）と油拡散ポンプ（到達圧力 10^{-7} torr, 排気速度600 l/s）より成り立っている。低圧室内の真空度を測定するためにピラニ、ペニングおよびマクロウド真空計を用いている。

3.4 圧力検出装置

衝撃波管は極めて短い時間内に均一な温度上昇をもたらす装置であるといえる。したがって、温度測定が非常に重要なことであるが ns オーダの立ち上りをもつ温度計が今のところみあたらない。そこで衝撃波管内に発生した衝撃波の速度を測定して衝撃波前後の関係式を用いて温度を求める方法が一般に用いられている。ピエゾ圧力素子を介して2点間を通過した時間をカウンターおよびストレージオシロスコープにより測る。測定に使用するカウンターは、周波数測定、周期測定、周波数比測定、時間間隔測定および高速積算計数ができるもので、周波数測定範囲はDC~60MHz、周期測定範囲は $1 \mu s \sim 10^3 s$ 、時間間隔測定は $1 \mu s \sim 10^3 s$ である。マルチモードのストレージオシロスコープはライティングスピードが $135 cm / \mu s$ でDC~100 MHzの周波数帯域をもっている。

4. 衝撃波管の性能試験

4.1 衝撃波管の原理

衝撃波管は図3に示すように、1枚の膜で仕切られた高圧室と低圧室とからなる1本の管である。これらの管の中には異なる気体か、同種の気体が入っている。仕切りの膜を急に取り去れば、高圧室の気体は低圧室の方に動き出す。この場合高圧室の圧力が高い程、その動きが速く、高圧室の空気は低圧室内の気体を、あたかもピストンで圧縮するように圧縮する。このピストンのような

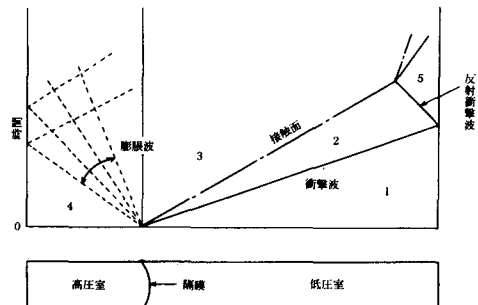


図3 衝撃波管内圧力線図

働きをする高圧ガスと低圧ガスとの境目の面を接触面という。いま左右の室の気体の圧力比 p_4/p_1 が大きいと、この接触面の速さは音速より著しく大きくなり、発生する衝撃波も強くなる。完全気体としてとりあつかうと衝撃波前後の圧力比 p_2/p_1 と衝撃波マッハ数 M_1 との間に次の関係がある。

$$\frac{p_2}{p_1} = \left\{ 2 \gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1) \right\} / (\gamma_1 + 1) \quad (1)$$

また衝撃波前後の温度比 T_2/T_1 についても

$$\begin{aligned} T_2/T_1 = & \left\{ \gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1) / 2 \right\} \\ & \cdot \left\{ (\gamma_1 - 1) M_1^2 / 2 + 1 \right\} \\ & \cdot \left\{ (r_1 + 1) / 2 \right\}^2 M_1^2 \end{aligned} \quad (2)$$

が成り立つ。衝撃波管の破膜前の初期圧力比 p_4/p_1 と得られる衝撃マッハ数 M_1 との関係は次のように求められる。

$$\begin{aligned} \frac{p_4}{p_1} = & \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma_1 + 1} \\ & \cdot \left\{ 1 - \frac{\gamma^4 - 1}{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{a_1}{a_4} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right\} \\ & \left. \right\}^{-(2r^4/r^4 - 1)} \end{aligned} \quad (3)$$

上式の M_1 は別名入射衝撃マッハ数とも言われている。一方、この入射衝撃波が端面で反射した衝撃波を反射衝撃波といい、この背後の圧力、温度は次の如く与えられる。

$$\frac{p_5}{p_2} = \frac{p_2/p_1 \cdot (\alpha_1 + 2) + 1}{\alpha_1 + p_2/p_1} \quad (4)$$

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} \cdot \frac{\alpha_1 + p_5/p_2}{1 + \alpha_1 p_5/p_2} \quad (5)$$

ここで、 α は $(\gamma + 1) / (\gamma - 1)$ である。

以上の理論は気体が完全気体としての計算であるが、低圧室に2原子気体(たとえばCO)などが入ると回転励起等の現象がおこるため上述の式は使えなくなる。よって実在気体としての気体の物性を考慮した理論を導か

ねばならない。衝撃波前後のエネルギー式

$$h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \quad (6)$$

のエンタルピーの頂 h は完全気体の場合は並進エネルギーのみであるが、実在気体の場合は回転エネルギー、振動エネルギーの頂を含めて、仮定した温度と計算した温度が一致するまで繰り返し計算を行なえばよい。

4.2 衝撃波速度

図4はピエゾ圧力素子による測定結果を示す。横軸の1目盛は $50\mu s$ である。高圧側気体は H_e 、低圧側気体は空気で初期圧力比 $p_4/p_1 = 160$ の場合である。

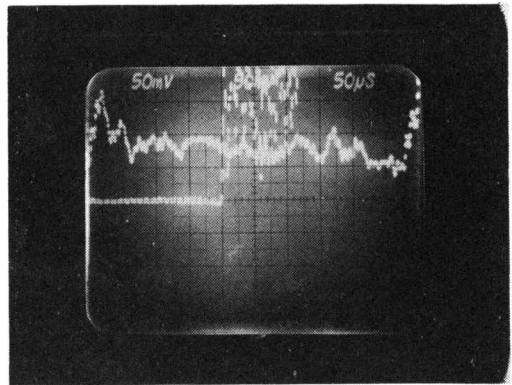


図4 入射ならびに反射衝撃波の圧力変化

この写真から、入射衝撃波速度 U ならびに反射衝撃波速度が容易に求まる。初期圧力比を種々変えて測定した結果を図5に示す。この図から実験値は理論値よりかなりの速度の減衰がみられる⁶⁾。しかし測定した入射衝撃波速度より反射衝撃波速度を計算した値と、反射衝撃波速度の測定値は精度よく一致することから、入射衝撃波の速度を測定して、この値を基礎にして入射ならびに反射衝撃波前後の物理量(たとえば圧力、温度)を求めることは意味のあることである。初期圧力比を十分上げると入射衝撃波マッハ数が8前後に達することもわかった。

4.3 温度上昇

衝撃波管で化学反応の実験を行う場合、一番重要な要素は温度である。図6,7に入射ならびに反射衝撃波背後の温度分布を示している。高圧側気体は H_2 で低圧側は $10\% CO + A_r$ 系である。いづれも入射衝撃波の実験値を

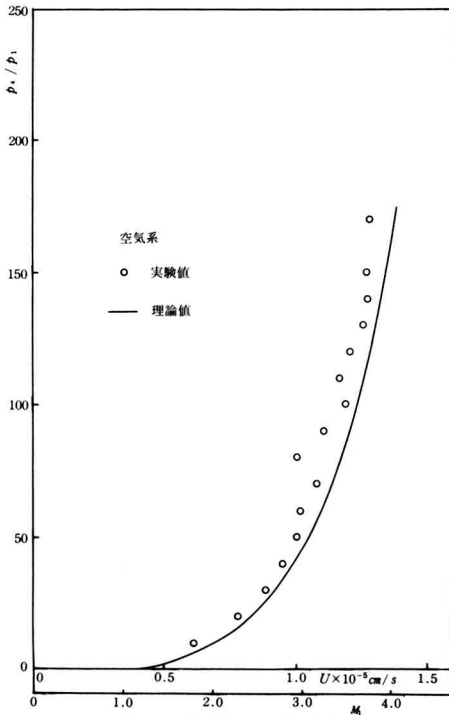


図5 入射衝撃波速度と初期圧力比

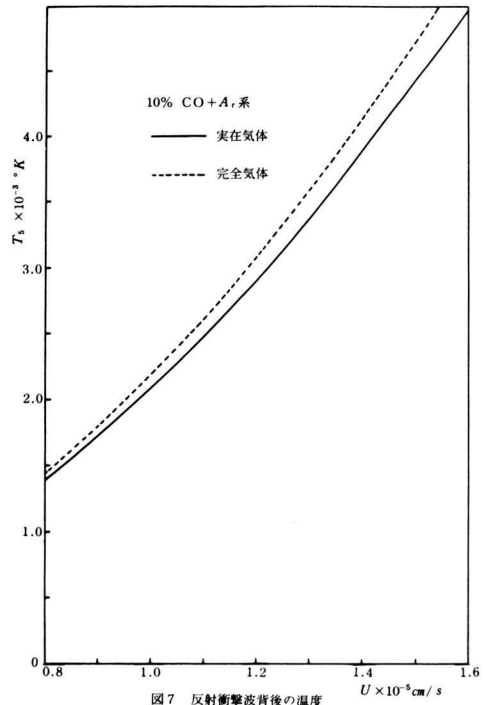


図7 反射衝撃波背後の温度

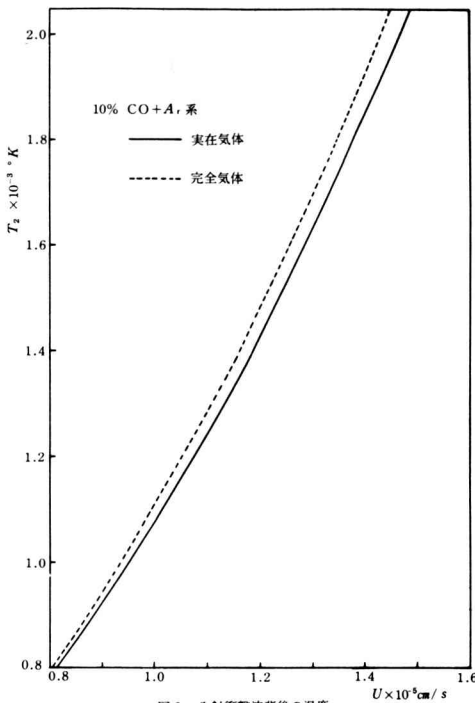
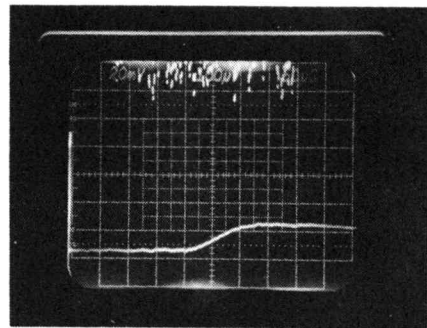


図6 入射衝撃波背後の温度

もとにして上昇温度を計算したものである。実在気体効果を考慮した計算値はいつも完全気体を仮定したものより低い温度を示している。これは回転、振動の励起にエネルギーを取られることを示している。この図を準備しておけば、測定入射衝撃波速度より直ちに反射衝撃波背後の温度が読み取れる。図8に反射衝撃波背後でのCOの振動エネルギー移動による赤外発光強度の測定結果を示す。



0% CO + Ar 気体のCO基本振動帯の発光測定

このような発光現象を示すのは約3000°Kで図7の計算結果の妥当性を示している。

5. あ と が き

試作した衝撃波管を用いて種々の性能試験を行った結果、初期の目的通りの測定値を得ることができた。3000°K附近の高温が簡単に実現することができることより、化学反応機構の研究に十分利用できることが判った。また一回の分光測定に要する時間は袋ナット方式を採用することにより約30分と能率よくできるようになった。なお、入射衝撃マッハ数が8ぐらいまで得られるので分子の解離ならびに電離の研究にも利用できる。最後に、衝撃波管の設計にあたって助言を頂いた京都大学名誉教授神元五郎先生ならびに東京大学助教授松爲宏幸先生に対し深く感謝の意を表する次第である。

文 献

- (1) D. R. White, *J. Fl. Mech.*, 4, 585 (1958).
- (2) H. Kawada, et al., 10 th Symp. Shock Tube. 422 (1975).
- (3) T. Akamatsu, et al., 10th Symp. Shock Tube. 174 (1975).
- (4) S. Tsuchiya, *Bull. Chem. Soc. Japan*, 37, 828 (1964).
- (5) W. Tsang, S.H. Bauer and M. Cowperthwaite, *J. Chem. Phys.*, 36, 1768 (1962).
- (6) H. Mirels, *Phys. Fluids*, 6, 1201 (1963).

Kármán 渦列の安定性に関する数値解

岸下晴亮・舟田敏雄*

Numerical Solutions on the Stability of Karman Vortex Street.

Haruaki KISHIGE and Toshio FUNADA

This report is concerned with the stability of Karman vortex street, remarking at a vortex filament. It is indicated in the previous work that the vortex street becomes unstable in consideration of the second order term of infinitesimal disturbance.

Numerical solutions of the finite disturbance are calculated. It is found that the path swept out by disturbed vortex filament is described as periodic curve.

1. ま え が き

Kármán 渦列の安定問題については、Kármán 自身による線型安定理論^{(1), (2)}を初めとして数多くの研究がなされてきた⁽³⁾この微小変位に基づく安定理論によれば、変位の一次の項については安定^{(1), (2)}であっても、二次以上の項を考慮すると、渦列は不安定になることが示されている⁽⁴⁾。しかしながら高次項による不安定は実験結果(例えば文献⁽⁵⁾)とは異っている。本報告は、渦列中の一個の渦糸に注目し、二次の項まで考慮した不安定解と、有限変位による数値解との構造を比較、検討し、安定性問題への一寄与を試みたものである。

2. 攪乱の方程式

理想流体の二次元渦無し流れにおける二つの平行な無限渦列を考える(図1)。時計まわりの渦の強さを $-\Gamma$ 、反時計まわりを Γ とし、渦列の間隔を h 、上下の渦列のずれを a 、各列における渦糸の間隔を ℓ とする。この時各渦糸の位置は複素変数 $z (=x + iy)$ を用いて次のように表わせる。

上の渦列 $z = z_0 + n\ell$ ($z_0 = a + ih$)

下の渦列 $z = n\ell$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$)

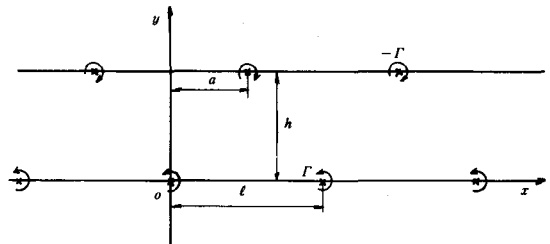


図1 Kármán 渦列

この渦列の複素速度ポテンシャルは、

$$f(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \left\{ \frac{\sin(\frac{\pi}{\ell} z)}{\sin \frac{\pi}{\ell} (z - z_0)} \right\} \quad (1)$$

と表わされる⁽⁶⁾。そして、例えば下の列の m 番目の渦糸が動く速度は

$$\left(\frac{dz^*}{dt} \right)_{z=z_m} = \left\{ \frac{df}{dz} - \frac{\Gamma}{2\pi i} \frac{1}{z - z_m} \right\}_{z=z_m}$$

* 和歌山工業高等専門学校

$$= u - i v, \quad (z_m = m\ell) \quad (2)$$

となる。ただし、 t は時間、 $*$ は複素共役を示し、 u 、 v はそれぞれ x, y 方向の速度成分である。また、この速度は下の渦列の速度をも意味している。同様に、上の渦列の速度も求められ、二つの渦列が互いに平行に動く条件($v=0$) によって、 $a/\ell=0$ 、 $1/2$ を得る。

ここで、 $z=z_m$ にある渦糸が、 $\zeta (= \xi + i\eta)$ だけ変位を受けたとすると、この渦糸は新たに

$$\frac{d\zeta^*}{dt} = \left\{ \frac{df}{dz} - \frac{\Gamma}{2\pi i} \frac{1}{z-z_m} \right\}_{z=z_m+\zeta} - \left(\frac{dz^*}{dt} \right)_{z=z_m} \quad (3)$$

の速度変化を生ずる。微小な ζ ($|\xi| \ll a, |\eta| \ll h$) について、式 (3) の右辺を級数に展開すると、

$$\frac{d\zeta^*}{dt} = i A_1 \zeta + i A_2 \zeta^2 + i A_3 \zeta^3 + O(\zeta^4) \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{\pi\Gamma}{2\ell^2} \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{\sin^2(\pi z_0/\ell)} \right) \\ A_2 &= -\frac{\pi^2\Gamma}{2\ell^3} \cot\left(\frac{\pi z_0}{\ell}\right) / \sin^2\left(\frac{\pi z_0}{\ell}\right) \\ A_3 &= -\frac{\pi^3\Gamma}{6\ell^4} \left\{ \frac{1}{15} - \cos\left(\frac{2\pi z_0}{\ell}\right) / \sin^4\left(\frac{\pi z_0}{\ell}\right) \right\} \end{aligned} \right\} (5)$$

を得る。式 (5) から明らかなように、式 (4) の右辺で ζ の奇数べき項には上下両方の渦列の影響が含まれているが、二次の項には他の (上の) 列の影響しか現れない。式 (5) の A_1 を求めると

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= a/\ell = 1/2 \\ \beta &= h/\ell = 0.36485, \quad (\cosh(\pi h/\ell) = \sqrt{3}) \end{aligned} \right\} (6)$$

の時だけ $A_1 = 0$ となる。したがって一次近似の範囲で式 (6) の場合のみ安定、他の場合は不安定である。この結果は Kármán の値⁽¹⁾ と一致している。

以下式 (6) を満たす渦列について考えることにする。

3. 二次近似の解

式 (6) を用いて式 (5) を整理すると

$$A_2 = \frac{i\Gamma}{\ell^3} a_2, \quad A_3 = \frac{\Gamma}{\ell^4} a_3 \quad (7)$$

$$a_2 = \frac{\pi^2}{3\sqrt{6}}, \quad a_3 = \frac{\pi^3}{15}, \quad \left(\frac{a_3}{a_2} = 1.539 \right) \quad (8)$$

となり、式 (4) の各成分は、無次元変数を用いて次のように表わされる。

$$x' = \xi/\ell, \quad y' = \eta/\ell, \quad t' = \Gamma t/\ell^2 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{dt'} &= -a_2(x'^2 - y'^2) \\ &\quad - a_3 y'(3x'^2 - y'^2) \end{aligned} \quad (10-1)$$

$$\frac{dy'}{dt'} = 2a_2 x' y' - a_3 x'(x'^2 - 3y'^2) \quad (10-2)$$

(以下、無次元量を示す “ t' ” を省略して表わす。)

今、三次の項が無視できるとし、変数変換して積分すると、式 (10) の解およびその性質は

$$\frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dt} / \frac{dx}{dt} = \frac{-2xy}{x^2 - y^2} \quad \text{より}$$

$$y(3x^2 - y^2) = C(x, y) = \text{const} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} C(x, y) &= C(-x, y) \\ &= -C(x, -y) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。さらに、 $x \geq 0$ の領域で、 $0 \leq y \leq \sqrt{3x}$ 、 $y \leq -\sqrt{3x}$ の時 $C \geq 0$ 、その他の y については、 $C < 0$ である。式 (11) を用いれば、式 (10-2) の右辺第一項は、 y のみを含むので、若干の変数変換の後、楕円積分を用いて $y(t)$ を表現できるが、その詳細は省略する。(ここでは、Runge-Kutta-Gill 法により数値計

算した。)

また、式 (12) の性質によって、第一象限における変位のみを考えておけば良いことがわかる。さらに式 (10) から渦糸の変位ベクトルの大きさ r の変化は、

$$\frac{dr^2}{dt} = -a_2 x (x^2 - 3y^2), \quad (r^2 = x^2 + y^2) \quad (13)$$

となり、 $x=0$ および、 $y = \pm x/\sqrt{3}$ 上で $dr^2/dt = 0$ であるから渦糸の慣性モーメントは不変である。以上の点を考慮して、解曲線 (11) を図2に示す。また、図2上のいくつかの代表的な点を初期値として $r(t)$ で整理した結果を図3に示す。

次に渦糸の運動について質点の力学に対応する性質を調べておくことにする。式 (10) を t で微分して

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 2 a_2 x r^2, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = 2 a_2 y r^2 \quad (14)$$

を得る。これよりラグランジュ関数 L 、およびハミルトニアン H_s は、

$$\left. \begin{aligned} L &= T - U, \quad H_s = T + U = \frac{1}{3} a_2 |C| \\ T &= \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right\}, \\ &\quad \text{(運動エネルギー)} \\ U &= -\frac{1}{2} a_2^2 r^4 + \frac{1}{3} a_2 |C|, \\ &\quad \text{(ポテンシャル)} \end{aligned} \right\} (15)$$

とおけば良いことがわかる。式 (15) の U を図示すると図4となり、ポテンシャルの形から明らかなようにこの

渦糸は不安定である。なお、図3に対応した運動エネルギー T の時間変化は図5となる。

以上の結果、一次近似で安定であった渦糸は二次近似では不安定となり、Dommの結果⁽⁴⁾と一致する。

しかしながら、式 (10) から容易に示されるように、 $|x| \ll \alpha$ 、 $|y| \ll \beta$ に基づく展開に対して解曲線 (11) の上で収束の必要条件〔第三項と第二項との比の絶対値〕 $\ll 1$ を調べると、式 (10-2) からは、

$$\left| \frac{a_3 (x^2 - 3y^2)}{2 a_2 y} \right| = \frac{a_3}{6 a_2} \left| \frac{C}{y^2} - 8y \right| \approx \left| \frac{C}{y^2} - 8y \right| \quad (16)$$

となって $y \sim 0$ の近傍では条件が成り立たない。したがって、ふたたび式 (3) にもどって考察する必要がある。

なお、図2, 3, 5で曲線につけた番号 n は、

$$\begin{aligned} 1 \leq n \leq 10 \text{ の時} & \quad C = (1.1 - 0.1 n)^3 \\ 13 \leq n \leq 22 \text{ の時} & \quad C = (1.2 - 0.1 n)^3 \\ n = 11, 12 \text{ の時} & \quad C = (1.15 - 0.1 n)^3 \end{aligned}$$

を意味している。また、図3, 5では初期値を $C > 0$ で $x_0 = 0.5$ 、 $C < 0$ で $x_0 = 0.0$ として求めた結果である。

4. 数 値 解

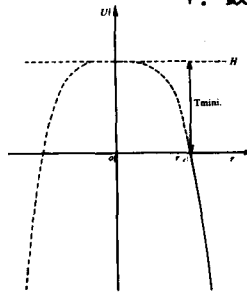


図4 ポテンシャル曲線 ($r_0 = C^{1/2}$)

式 (6) の値を用いて、式 (3) の各成分を計算した結果を付録に示す。式 (A-4) のハミルトニアンにより式 (3) はあらためてハミルトンの正準方程式

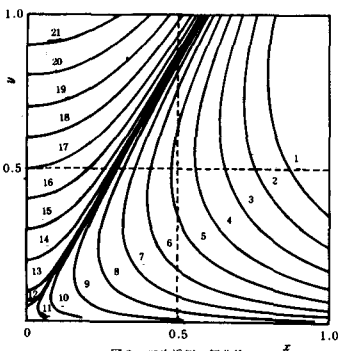


図2 二次近似の解曲線

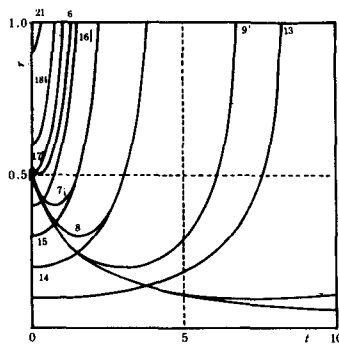


図3 二次近似による r の時間変化

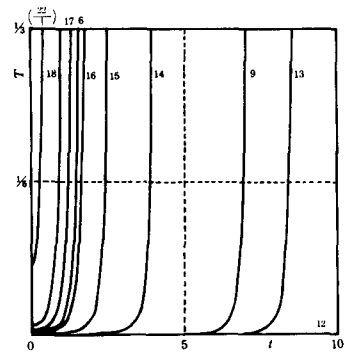


図5 二次近似による T の時間変化

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial H}{\partial y}, \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad (17)$$

で表現される⁶⁾。式(17)により、 $dH/dt = 0$ であるから、渦糸の軌跡は、初期変位 (x_0, y_0) について式(A-5)より超越方程式

$$F(x, y) = F(x_0, y_0) \quad (18)$$

の根として与えられる。また F の漸近形、および x 軸付近の表式は

$$F \left\{ \begin{array}{l} \sim r^2 (5 - 2\sqrt{6}) \\ \cdot \exp(2\pi\sqrt{2/3}y), \\ (y \rightarrow \infty) \\ \sim r^2 (5 + 2\sqrt{6}) \\ \cdot \exp(2\pi\sqrt{2/3}y), \\ (y \rightarrow -\infty) \end{array} \right\} \quad (19)$$

$$F \sim \{x \cot(\pi x)\}^2, (y \rightarrow 0) \quad (20)$$

となる。式(19),(20)による H の性質から明らかなように、二次近似の対称性、 $H_s(x, y) = H_s(x, -y)$ (式(12)参照)はここでは成り立たず、 $y \leq 0$ では下の渦列の影響が顕著となる。実際、式(18)の解は図6となる(なお、解は他の諸量を求める関係式(A-1),(A-2)をRunge-Kutta-Gill法により数値計算して求めた)。図2と比較すると、 $0 < y \leq \beta, |x| < \alpha$ では二次近似はかなり良く一致するが、 $y \leq 0$ では近似の精度が著しく制約されてしまうことがわかる。さらに図6で興味深いのは、変位を受けた渦糸が、他の渦糸と対になり回帰的な軌跡を描くことである。 (α, β) の渦糸を回る場合に注目し、座標変換をして微小変位 (γ, λ) 、 $(|\gamma| < \alpha, |\lambda| < \beta)$ について二次の項まで求めると、

$$\gamma^2 + \frac{(\lambda + \sqrt{6}/\pi(4-\delta))^2}{b^2} = R^2 \quad (21)$$

$$\gamma = x - \alpha, \quad \lambda = y - \beta \quad (22)$$

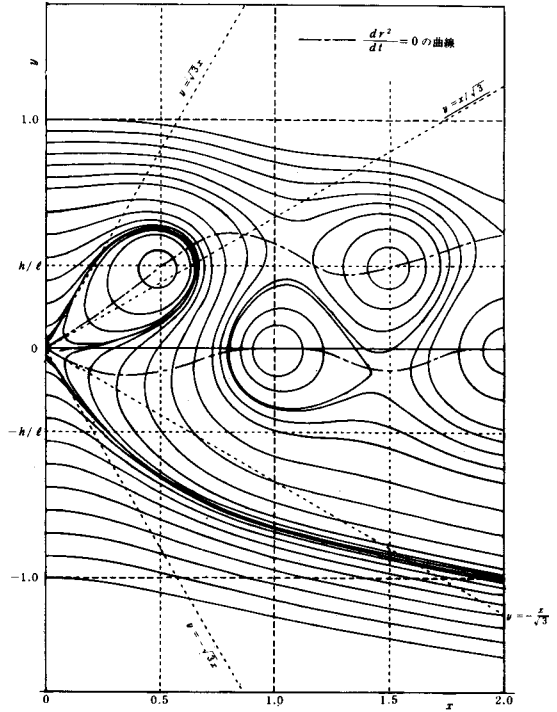


図6 擾乱方程式の数値解

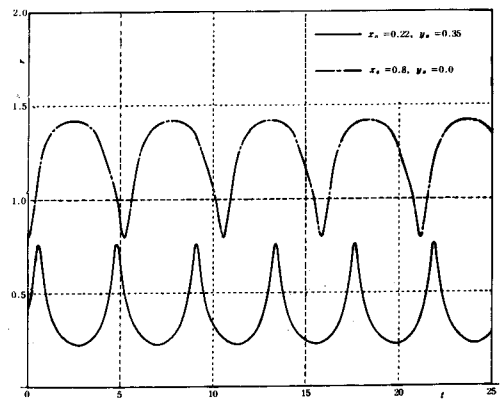


図7 数値解による t の時間変化

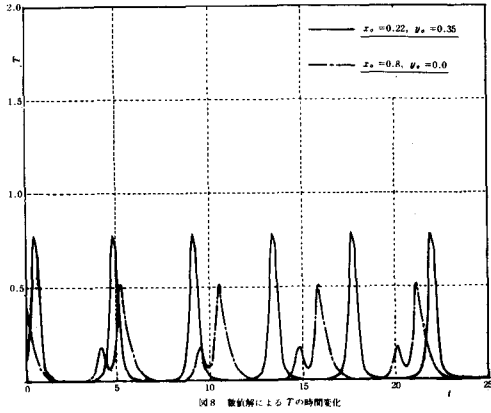


図8 数値解による ζ の時間変化

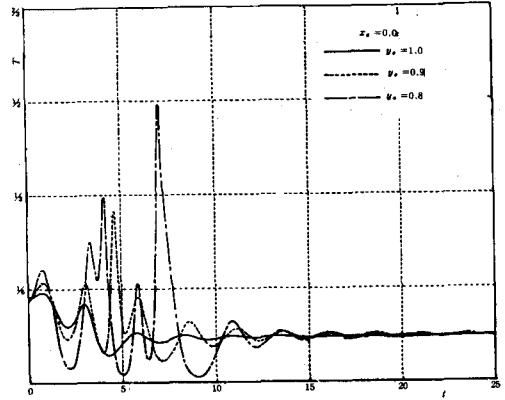


図10-1 数値解による T の時間変化

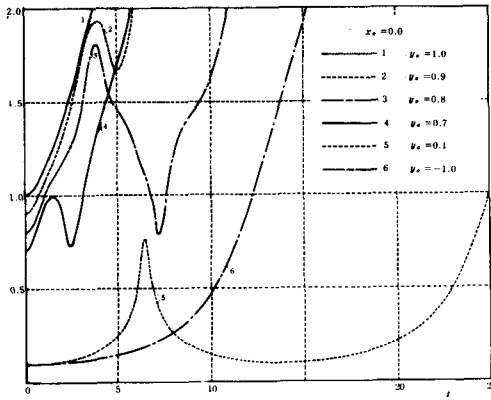


図9 数値解による r の時間変化

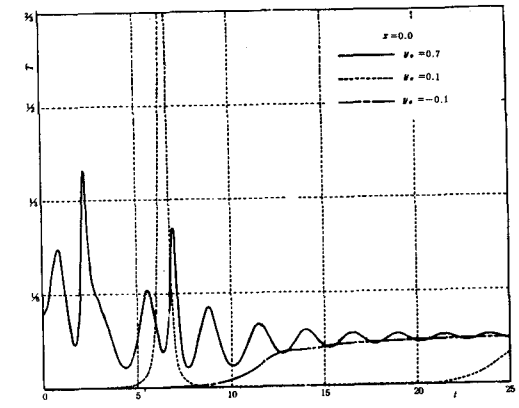


図10-2 数値解による T の時間変化

$$\left. \begin{aligned}
 b^2 &= (1 - \delta) / (4 - \delta) \\
 R^2 &= (6 - 3(4 - \delta)) \\
 &\quad / (1 - \delta)(4 - \delta) \pi^2 \\
 \delta &= (\alpha^2 + \beta^2) \exp(2\pi\sqrt{2/3}(\lambda + \beta))
 \end{aligned} \right\} (23)$$

となるので帰帰解を持つことが示される。また式 (19) の第二式について $H(o, o) \sim H(x, y)$ を解くと、

$$r^2 = \frac{3}{\pi(5 + 2\sqrt{6})} \exp(-2\pi\sqrt{2/3}y) \quad (24)$$

を得、 $y \ll -0.3$ では図 6 に示された軌跡と一致する。なお、図 6 の各軌跡の原点からの距離 r 、および運動エネルギー T の時間変化の代表的な例を図 7, 8, 9, 10 に示す。これらを二次近似の結果 (図 3, 5) と較べると、軌跡が比較的良く一致する場合でも、時間変化を追

跡すると必ずしも良い結果を示さない。また図10で運動エネルギー T は、式(A-1), (A-2) から示されるように $y \rightarrow \infty$ の時、 $T \rightarrow 1/12$ に漸近する。

5. あとがき

以上の結果、一個の渦糸に注目した解析では、攪乱方程式の三次項以上の打ち切り近似による軌跡は、 $|x| < \alpha, 0 < y < \beta, -\beta \ll y < 0$ では数値解に一致するが、時間的変化をみると、三次以上を打ち切り近似した方が不安定性が大きいたことが明らかになった。また、ハミルトニアン H は、 x 軸について二次の場合は対称、数値解では非対称であるため、 $y \leq 0$ の領域の近似解の成立条件は大きく制約される。一方、数値解は初期変位によって回帰的な軌跡を描くことが示された。この解は、さらに実験的検証を経る必要があるが興味深いものと言えよう。

おわりに、本研究を進めるに当って、Kármán 渦列の研究概要、論文等を御紹介下さり、有効かつ有益な御助言と御指摘を頂いた、信州大学工学部高田治彦助教授、ならびに本校松岡一起教授に感謝致します。

文 献

- (1) Th. von Kármán, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, 509 (1911).
- (2) Th. von Kármán, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, 547 (1912).
- (3) R. Will, z. Flugwiss., 9. 150 (1961).
- (4) U. Domm, z. angew. Math. Mech., 36. 367 (1956).
- (5) S. Taneda, J. Phys. Soc. Japan, 20. 1714 (1965).
- (6) 今井功, 流体力学 (前編), (1973), 6章, 裳華房.

付 録

式(9)の無次元変数を用いて式(3)を表現する。

$$\frac{dx}{dt} = \left\{ -\frac{1}{B_1} \sinh(2\pi y) + \frac{1}{B_2} \sinh 2\pi(y - \beta) + \frac{1}{B_3} \sinh(2\pi\beta) + \frac{2y}{\pi r^2} \right\} / 4 \tag{A-1}$$

$$\frac{dy}{dt} = \left\{ \frac{1}{B_1} \sin(2\pi x) - \frac{1}{B_2} \sin 2\pi(x - \alpha) - \frac{1}{B_3} \sin(2\pi\alpha) - \frac{2x}{\pi r^2} \right\} / 4 \tag{A-2}$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \sin^2(\pi x) + \sinh^2(\pi y) \\ B_2 &= \sin^2 \pi(x - \alpha) + \sinh^2(y - \beta) \\ B_3 &= \sin^2(\pi\alpha) + \sinh^2(\pi\beta) \end{aligned} \right\} \tag{A-3}$$

式(A-1), (A-2)よりハミルトニアンを構成する。

$$H = \frac{1}{4\pi} \ell_n \left(r^2 \frac{B_2}{B_1} \right) + \frac{1}{4B_3} \cdot \{ y \sinh(2\pi\beta) + x \sin(2\pi\alpha) \} \tag{A-4}$$

α, β に式(6)の値を代入すると、式(A-4)は次のようになる。

$$H = \frac{1}{4\pi} \ell_n F$$

$$F = r^2 \exp \left(2\pi \sqrt{\frac{2}{3}} y \right) \cdot \frac{\cos^2(\pi x) + \{\sqrt{3} \sinh(\pi y) - \sqrt{2} \cosh(\pi y)\}^2}{\sin^2(\pi x) + \sinh^2(\pi y)} \tag{A-5}$$

また、渦糸の角運動量 G はハミルトニアンを用いて

$$G = x \frac{dy}{dt} - \frac{dx}{dt} = - \left\{ x \frac{\partial H}{\partial x} + y \frac{\partial H}{\partial y} \right\} \tag{A-6}$$

と表わせる。二次近似の角運動量 G_s は式(15)の H_s から

$$G_s = \mp a_2 (3x^2 - y^2) y \tag{A-7}$$

となり、(複号は $c > 0, c < 0$ に対応する) $G_s / H_s = \mp 1/3$ を得る。つまり二次近似では $H_s \propto G_s$ の関係にあることがわかる。次に式(A-5)を用いて求めた角運動量の表式は

$$\begin{aligned} G(x, y) &= \frac{1}{4B_1} (x \sin 2\pi x + y \sinh 2\pi y) \\ &\quad - \frac{1}{4B_2} \left\{ -x \sin 2\pi x + y \sinh 2\pi \right. \\ &\quad \quad \left. \cdot (y - \beta) \right\} - \frac{1}{\sqrt{6}} y - \frac{1}{2\pi} \end{aligned}$$

(A-8)

となる。

レーザー ドップラ流速測定に関する研究

阪部俊也・若林敏夫・中谷 登*・山田朝治*

Measurement of Flow Velocity by Laser Doppler Velocimeter

Toshiya SAKABE, Toshio WAKABAYASHI

Noboru NAKATANI *, Tomoharu, YAMADA *

The laser doppler velocimeter (L. D. V.) is recently utilized in a several fields. This paper is continued investigating the applicability of the L. D. V. in water, flow and air flow.

The scattering particles are used milk which is soluble in water, are used smoke of an antimosquito incense stick which is mixed in air.

The obtained results can be summarized as follows;

- 1) The velocity profile, in the circular cube that are measured laminar flow in water by the L.D. V. agree well with theoretical curve.
- 2) The velocity of a free jet edge in air is measured by the L. D. V. , setting a box to accumulate smoke in circumference of a free jet.

1. 結 言

流体の計測は近年ますます重要になり、各種の計測法が試みられている。なかでも流速測定は多方面で検討されている。レーザーが開発され、この光を利用した計測が数多く実験されてきた。それらはすべて、レーザー光でしか得られないコヒーレンシー（可干渉性）、単色性、単一指向性を利用したもので、レーザー流速計はレーザー光のこれらの性質を利用し、流体中において流体と同速度で移動している粒子からの散乱光を検出することによって流体の速度を測定しようとするものである。その特徴としては⁽¹⁾、ドップラ効果を用いるため(1)無接触測定ができ流れの中にプローブを挿入する必要がなく、流れの状態を乱すことなく測定できる。(2)応答が早く流速の瞬間値を測定できる。(3)レーザー光を用いているため、空間的分解能が径、数十 μm 、奥行き100 μm 程度というかなり小さな部分の流速の測定ができる。(4)流速範囲が、 $10^{-4} cm \sim 100m/s$ という広い範囲が可能である。特に低速域に有効である。(5)流体は光を通しさえすれば、また適当

な散乱粒子を含ませれば、どんな流体であっても可能であるなど従来の流速計にない長所をもっているためいろんな分野で使用されつつある⁽²⁾⁽³⁾しかしながら、問題も多くあり、光学系の調整が非常に面倒で、設定条件なども十分に明らかにされていない。また、試料によっては散乱光強度が弱く、 S/N 比が小さく測定が出来ない、特に空気流の測定に関しては、高出力のレーザーを用いての研究が多く、簡単に測定出来ない。そこで本研究では光学系による測定体積の問題ならびに散乱光強度が弱く測定が困難である空気流について、散乱粒子として蚊取線香の煙を混入する比較的簡単な方法により流速測定を行なったので報告する。

2. 測定原理

レーザー流速計は、流体中において流体と同速度で移動している粒子からの散乱光を検出することによって流体の速度を測定しようとするもので、いわゆるドップラ効果による周波数変化を測ることで、従来から知られている電波、超音波によるドップラ速度計と同じ原理であるが光波領域で平行性が良く、単色性のよいレーザー光を用

* 大阪大学工学部精密工学科

いている点で異なる。光の周波数は非常に高く ($10^4 H_z$ オーダ) 直接その変化は測定できない。このため、光を2分し、一方を測定対象にあて、他方を参照光として、光学的に重ね合わせをしてビート信号の測定を行なう。

光のビートの取り方によって、干渉縞法(TWO beam mode)、参照光と散乱光との干渉による方法(Reference mode)がおもな方法である。ここでは Reference mode について説明する。光学系を図1に示す。

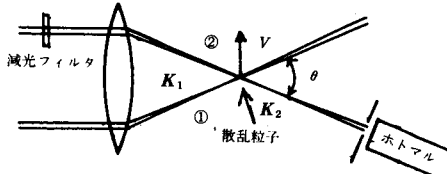


図1. ドップラ原理図

二つに分けられたレーザービームのうち、減光されたビーム①を参照光とし、ビーム②の強い光でビーム交差点で散乱された光と参照光をフォトマル上に重ね合わせるもので、いま速度 V で運動している散乱粒子に波数ベクトル K_1 をもつ光が入射し、散乱光の観測方向の波数ベクトル K_2 とすると、 K_2 方向に対する散乱光の電場 E_s 、参照光の電場 E_r とすると、 E_s 、 E_r は、次式で表わされる。

$$E_s = A_s \exp -i \{ \omega t + (K_2 - K_1) V t - K_2 r \} \quad (1)$$

$$E_r = A_r \exp -i \{ \omega t - K_2 r + \phi \} \quad (2)$$

A_s : 散乱光の振幅, A_r : 参照光の振幅
 ω : もとのレーザー光の角振動数
 ϕ : E_s と E_r の位相差
 r : 任意の点を原点とする位置ベクトル

フォトマルで観測される光の強度 I は

$$I = (E_s + E_r) (E_s^* + E_r^*) \\ = A_s^2 + A_r^2 + 2 A_s A_r \cos \{ (K_2 - K_1) V t + \phi \} \quad (3)$$

$A_s^2 + A_r^2$ は直流成分で、最後の項の交流成分からドップラ周波数変化が測定できる。

波数ベクトル $K = 2\pi/\lambda$ で示され、レーザー光の波長 λ 流体場の屈折率 n 、レーザービームの交叉角 θ であるから周波数変化 f_d は次式になる。

$$f_d = \frac{(K_2 - K_1) V}{2\pi} \\ = \frac{2n |V| \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda} \quad (4)$$

ゆえに、周波数 f_d を測定することにより流速 V が求められる。

3. 実験内容

3.1 実験装置

本実験の構成を図2に示す。

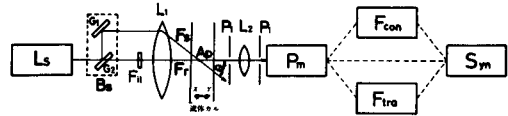


図2 実験装置の概略

- L_s : レーザ, $H_e - N_e$, 出力60m W, 波長 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$
- B_s : ビームスプリッタ
- F_{it} : 減光フィルタ, 1%通過
- L_1 : 集光レンズ, 焦点距離 100mm
- P_1 : ピンホール, $\phi 0.3$
- L_2 : 投影レンズ, 焦点距離 100~600mm
- P_2 : ピンホール, $\phi 0.5$
- P_m : 光電子増倍管
- F_{con} : 周波数コンパタ
- F_{tr} : 周波数トラッカ
- S_m : シンクロスコープ

レーザー光源 L_s から出たレーザー光は、ビームスプリッタ B_s で間隔 θ の平行ビームに分けられる。このビームスプリッタには種々の方法があるが、本実験のものは、半透明膜のプリズム G_2 を光軸方向に移動することにより、

ビーム間隔が可変であり、光軸まわりに 360 度回転のできる機構にしている点に特長がある。さて分けられたビームは、レンズ L_1 の中心を通るビームを減光フィルタ $Fi\ell$ により減光し参照光 F_r とし、減光されていないビーム F_s とを集光レンズ L_1 で測定目標点 A_p に交差角 θ で交差する。 F_s による散乱光と参照光はピンホール P_1 で適当に絞られ投影レンズ L_2 により光電子増倍管 P_m の前のピンホール P_2 に結ばれる。ここで光の重さね合わせを行ない。その後は電気信号として信号処理する。信号処理としては、周波数分析器である周波数コンバータ、または周波数に比例した電圧を出力する周波数トラックによる。

3.2 実験内容

3.2.1 管内水流の流速分布の測定

管内水流の速度分布測定は比較的容易に出来るが、ここでは本装置の検定ならびに、管壁近くの測定限界について、測定体積との関係について検討する。散乱粒子としては、脱脂粉乳を体積濃度で 10^{-2} Vol % 水に溶かして使用した。測定点の移動は円管を図 2 において X-Y 方向に移動し、トラバース量はダイヤルゲージで測定した。ここで測定点の寸法は、図 3 に示されるビーム交叉部の寸法である。

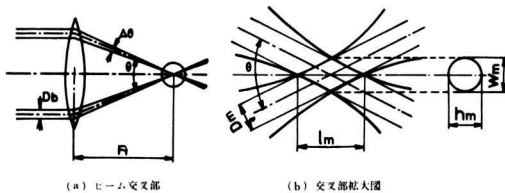


図 3 ビーム交叉部

ビームの最大径 D_m は、 $D_m = 4\lambda / \pi \Delta\theta$ で表わされ⁽⁴⁾ $\Delta\theta \cong D_b / f$ であるため

$$D_m = \frac{4f\lambda}{\pi D_b} \quad (5) \quad \begin{array}{l} D_b : \text{レーザービーム径} \\ f : \text{レンズの焦点距離} \end{array}$$

となる。したがって、測定部の長さ l_m 、幅 w_m 、高さ h_m は次式で表われる。

$$l_m = D_m / \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\lambda f}{\pi D_b \sin \frac{\theta}{2}} \quad (6)$$

$$w_m = D_m / \cos \frac{\theta}{2} = \frac{4\lambda f}{\pi D_b \cos \frac{\theta}{2}} \quad (7)$$

$$h_m = D_m = \frac{4f\lambda}{\pi D_b} \quad (8)$$

ところでレーザービームはガウス性の強度分布をしているため、等強度面で囲まれ、実際に信号に関与する測定寸法は次式のようにになると考えられる。

$$l'_m = D_m / \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2}, \quad w'_m = D_m / \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2}, \quad h'_m = D_m / \sqrt{2} \quad (9)$$

3.2.2 空気流の流速測定

空気流の測定は、空気中に散乱粒子が少なく、また散乱強度が弱く測定が面倒である。本研究では、散乱粒子に蚊取線香の煙を混入する、比較的簡単な方法により、管内空気流、自由噴流の流速分布測定を試みた。

4. 実験結果

4.1 円管内水流の流速分布

円管内の流速を流れが層流の場合について、管中心におけるドップラ周波数を周波数コンバータの出力で見たものが図 4 である。横軸が周波数で、ドップラ周波数 f_d は 100 KHz である。この図において 0 Hz 附近に、ス

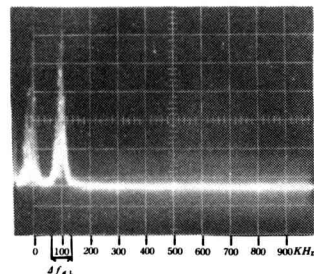


図 4 周波数スペクトル (層流)

ペクトル強度の信号が見られるが、これはレーザービームがガウス性の強度分布をしているためにドップラ信号が変調され、このために出るペダスタルと呼ばれるノイズである。この場合、 $Re = 1363$ の層流であるから、流速の変動分はないから、ある周波数に一本のスペクトルが現われるはずであるが、図のように周波数成分に広がりがある。これはレーザー光が角度幅をもって測定体積に入射しているため、ならびに測定体積内での速度勾配によって生じるものである。周波数スペクトルより乱れを測

定する場合、この量をあらかじめ測定しておく必要がある。

同じ流れの状態を周波数トラッカの出力で見たものが図5である。この時の周波数トラッカの読みが $f_a = 105 \text{ KHz}$ であり、この周波数が電圧に対応する。この図より電圧の変動がほとんどなく、層流状態であることがわかる。このようにドップラ周波数やその変動は周波数

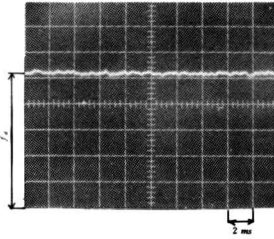


図5 周波数トラッカ出力 (層流)

トラッカの方が精密に測定できる。周波数領域で様子を見るには周波数コンバータが便利である。実際には併用が望ましい。円管を移動させ、管内の流速分布を測定したものが図6である。

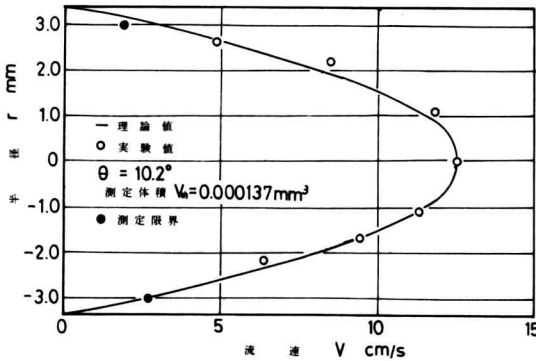


図6 流速分布

ここで図中の理論値は円管の粘性流体の層流の式を用いた。

$$U = \frac{-dp}{4\mu d\ell} (R_o^2 - r^2) \quad (10)$$

U : 測定点の理論流速

μ : 15°Cの水の粘性係数 $118.3 \times 10^{-6} [\text{kg s} / \text{m}^2]$

R_o : 円管の半径, r : 測定点半径

$dp/d\ell$: 圧力勾配

圧力勾配は (10) 式において、最大流速に測定値を用

い $r=0$ の条件より求めた。

また、ドップラ周波数 f_a とビーム交叉角 θ から、(4)式より測定値を求めるが、 θ は流体場での交叉角であるが空気と液体の境界で屈折をするため、図7において、入射角を空気中にとると、屈折作用で $\sin \theta / 2 = (\sin \theta_o / 2) / n$ となり、(4)式において周波数変化 $f_a = 2n |V| (\sin \theta / 2) / \lambda$ において屈折の効果を考慮すると $f_a = 2 |V| (\sin \theta_o / 2) / \lambda$ となる。つまり空気中での入射角 θ_o を用いれば良いことになる。

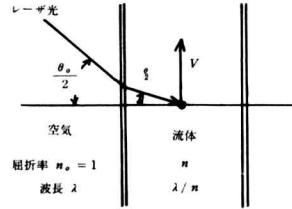


図7 流体壁での屈折効果

ただし、測定体積を検討する場合には、流体場での θ を用いる必要がある点に注意しなければならない。また θ_o の測定精度は流速値に重要な影響があり、正確に測定する必要がある。本実験では空気中でのビーム交叉点より 1 m 後方における2ビームの間隔を測定することにより決定した。さて図6において、理論曲線と測定値はほぼ良い一致を示し、正確に測定できている事が判る。ここで図中の●印は、管壁よりの測定限界位置を示しており、管壁から 500μ 程度は測定不可能である。測定体積との関係を見ると、 $\theta_o = 10.2$ 度より水の屈折率 $n = 1.33$ とすると、 $\theta = 7.65$ 度となり、(9)式より測定部の長さが求められ、本実験では、 $D_o = 2 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu$, $f = 100 \text{ mm}$ である

$$D_m = \frac{4 f \lambda}{\pi D_o} = 0.040 \text{ mm},$$

$$W'_m = \frac{D_m}{\sqrt{2 \cos \frac{\theta}{2}}} = 0.0285 \text{ mm}$$

$$h'_m = \frac{D_m}{\sqrt{2}} = 0.0285 \text{ mm},$$

$$\ell'_m = \frac{D_m}{\sqrt{2 \sin \frac{\theta}{2}}} = 0.427 \text{ mm}$$

となる。本測定では、 ℓ'_m 方向に管を移動しているため ℓ'_m の長さが測定限界となると考えられ、測定部が管壁に当たる所で測定不可能になると思われ実験結果とほぼ一致する。二次元流などの場合は h'_m 方向に測定すれば

相当壁附近まで測定可能と考えられる。

次に円管内水流の乱流の場合の一例を図8に周波数スペクトルを示す。 $Re = 10272$ の状態であるが、周波数の広がりが大きく、流れが変動している事が判る。これより、流れ方向についての流速変動分は、 Δf_{at} より、さきの層流の場合の広がり Δf_{aL} を引いた値より求めることができる。また、流れ方向に垂直な成分についてはビームスプリッタを90度回転さすことにより同様に求められる。この流れを周波数トラック出力で見たものが図9である。変動電圧の平均値が流速の平均値であり、変動分が流速の乱れに対応し周期は、変動周期を表わし、周期も測定できるが、あまり早い変動 $100Hz$ 以上になると、トラックが追従しなくなる様である。

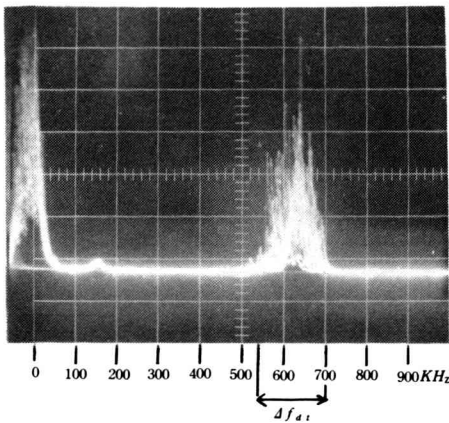


図8 周波数スペクトル (乱流)

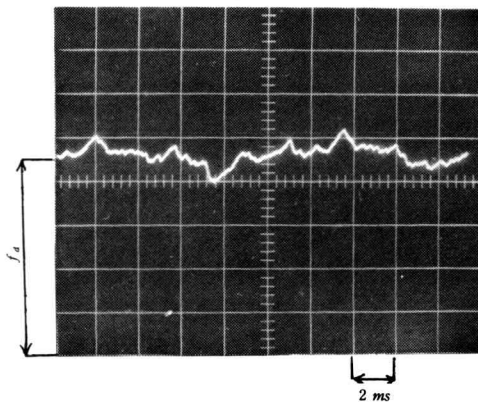


図9 周波数トラック出力 (乱流)

4.2 空気流速の測定

管内空気流の流速分布の測定例を図10に示す。理論曲線は水の場合と同様 (10) 式を用い、粘性係数 μ は $20^{\circ}C$

における空気の値 1.858×10^{-6} [$kg \ s / m^2$] とした。

また dp/dl の決定において、最大流速 U_{max} は流量より平均流速 \bar{U} を求め、 $U_{max} = 2\bar{U}$ として求めた。理論曲線と実験値とはほぼ一致するが水流の場合に比べてばらつきが大きい、これは流れの状態自身が多少不安定であったと思われることや、流速が水流に比して速くなるためドップラ周波数が高くなり、この事による読み取り誤差が含まれると考えられる。次に円管よりの自由噴流の測定例を図11(a)に示す。図に示すとおり噴流端になると散乱粒子が少なくなり、測定が不可能であった。

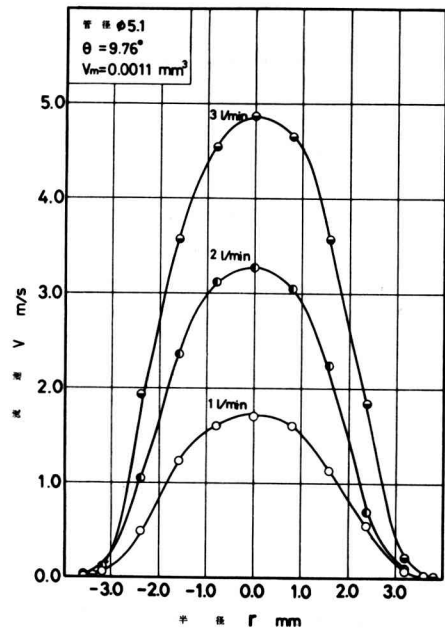


図10 管内空気流流速分布

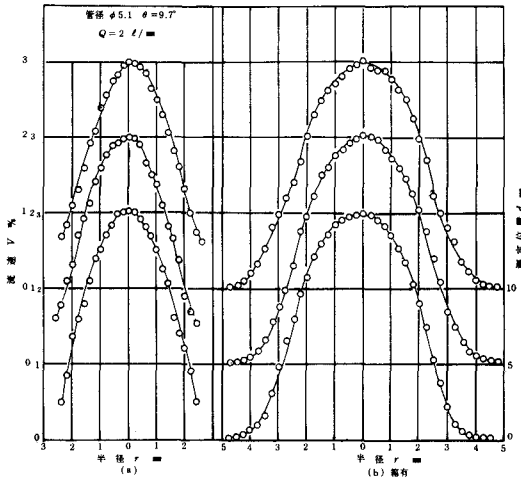


図11 自由噴流

この時を解決するために噴流の周りにも煙がたまる様に煙箱を用いた。この結果が 図11(b) であり、噴流端の端まで正確に測定ができ、一般に測定が不可能である噴流端の測定にレーザドップラ流速計が有効である。ただし高速流になると散乱強度が弱いためか測定が不可能になり、最高流速10m/s 程度までであり今後の検討が必要である。

5. 結 論

以上の結果を衆約すると

- (1) 水流の流速測定は精度良く容易にできる。
- (2) 測定体積を検討する場合流体場の屈折率を考慮する必要がある。
- (3) 空気流測定において低速度の場合、煙の混入により測定が可能であり、自由噴流の噴流端まで煙箱を用いれば測定可能である。

文 献

- (1) 中谷, 山田, システムと制御, 第18巻, 第8号, (1974), 453
- (2) P. Buchhave, DISA Information No.12, (1971), 25
- (3) D. Durao, 他2名, Trans. ASME, C.J. Heat Transfer, Vol 95, No.2, (1973) 277
- (4) W.M. Farmer, Appl. Optics, Vol, 11, No.4 (1972) 770.

AN ANALYSIS OF TEMPERATURE DISTRIBUTION IN CONTINUOUS DIELESS DRAWING

Hideo SEKIGUCHI and Koji KOBATAKE

SUMMARY

A continuous dieless drawing machine of the drawing velocity up to 6.0 m/min has been constructed. The mechanism of the machine and some experimental results are demonstrated. The maximum velocity in the successful drawing is 4.0 m/min for spring steel and stainless steel of 2 mm diameter.

The variation of temperature in the longitudinal and the radial directions of the material is calculated using the finite element method, and the calculated value shows a good agreement with the experimental one.

The temperature distribution at a velocity of 10 m/min, which will be employed industrially in certain kinds of stainless steel, is also calculated to obtain information in a high-speed dieless drawing machine.

INTRODUCTION

Dieless drawing is a new technique of metal forming which does not use dies. The drawing bar is locally heated to a high temperature using an induction heating coil or other heat-sources, whilst applying the axial tensile force to it. Since the heated zone has a low flow stress, necking occurs only in this region. Necking, however, is diffused out by the continuous motion of the heated zone, yielding a straight uniform bar reduced to a certain diameter.

The principal results of dieless drawing have been reported by Professor Alexander et al. [1] and by the authors [2, 3], and the main advantages of this process can be summarized as follows:

- (1) the absence of a die makes the process less expensive as compared to conventional processes
- (2) the process is suitable for a material which

has a high strength and/or a high frictional resistance

- (3) a large reduction of area can be obtained in a single pass
- (4) the reduction of area is determined solely by the ratio of the drawing velocity and the transferring velocity of the heat-source
- (5) the process can be applied to produce a tapered bar, a varied cross-section bar and others
- (6) it is possible to give some kinds of heat treatment to the materials during and after drawing.

A continuous dieless drawing machine of the drawing velocity up to 6 m/min has been constructed. The mechanism of the machine and some experimental results are demonstrated.

It is found that the heating rate and the cooling rate are of critical importance for the successful drawing, and that the working limit is strongly affected by the temperature distribution. The variation

of temperature in the longitudinal and the radial directions of the material is calculated using the finite element method. The calculated result is compared with that obtained from the experiment, and the calculated value shows a good agreement with the experimental one.

The temperature distribution at a velocity of 10m/min, which will be employed industrially in certain kinds of stainless steel, is also calculated to obtain information in a high-speed dieless drawing machine.

TRIAL MANUFACTURE OF A CONTINUOUS DIELESS DRAWING MACHINE

Fundamentals of Dieless Drawing

In the previous working method using an Instron testing machine [2], a drawing bar is fixed at one end and is locally heated by an induction heating coil (see Fig. 1 (a)). It is then pulled at the other end with a constant axial velocity V'_1 , while the heating coil is moved in the opposite direction at a constant velocity V'_2 . The reduction of area, r , is given by

$$r = V'_1 / (V'_1 + V'_2) \tag{1}$$

and all the experimental results are in good agreement with the values calculated from Eq. (1).

In a continuous dieless drawing machine, a rod being pulled is moved past a heating source, by

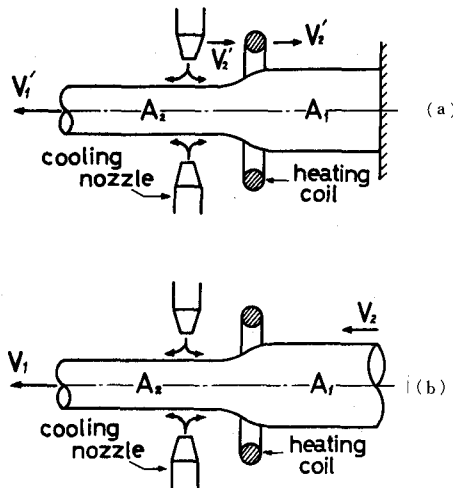


Fig. 1 Two typical arrangements

uncoiling from one reel and taking up on another (Fig. 1 (b)). Both the heating and the cooling devices in the arrangement are stationary. When the drawing velocity is V_1 and the transferring velocity of the material to the heat-source is V_2 , the relative neck motion comes about at the velocity of $(V_1 - V_2)$. A_1 and A_2 are, respectively, the areas before and after drawing. From the law of the constant volume, the relation,

$$A_1 V_2 = A_2 V_1 \tag{2}$$

holds, when a steady state is reached.

The reduction of area is defined as

$$r = 1 - A_2 / A_1 \tag{3}$$

$$= 1 - V_2 / V_1 \tag{4}$$

Outline of the Machine

The layout of a continuous dieless drawing machine built as a trial is illustrated in Fig. 2. A hydraulic motor of 5.5 kW, which is employed for the power source, is rotated at a desired speed up to 137 r.p.m by adjusting the flow valve in hydraulic pressure system. A pair of rollers for uncoiling the material and a drum for taking it up are driven through a worm gear and spur gears by the motor. The reduction ratio of the worm gear is 1/30. As the reduction of area is determined by the ratio of the revolution rates of the roller and the drum, we can get optional values with replacing

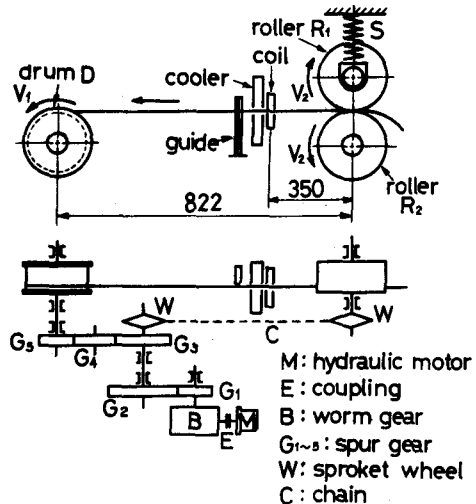


Fig. 2 Continuous dieless drawing

the spur gear G_s on the drum shaft. A variation of the revolution in the motor has no effect on the reduction of area, because the revolution ratio is not always changed owing to a gearing chain between two sprocket wheels. The revolution rates of the roller and the drum are known by photo-transistor tachometers.

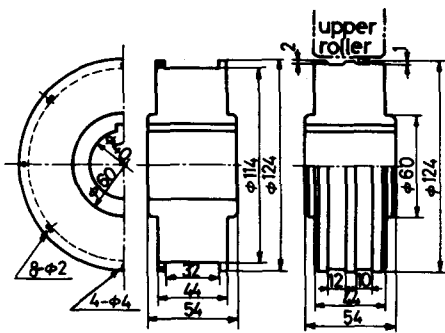


Fig. 3 Shapes of roller and drum

Fig. 3 shows the shapes of the lower roller and the drum. A long wire as a raw material is wound one or two turns on the lower roller R_2 and is held down lightly by the upper roller R_1 , where the compressive force is controlled by the displacement of the helical spring S . The rollers have flat surfaces and, on the surface of the lower roller, annular turned grooves with different dimensions are made for winding the materials. The drawn wire is wound on the drum D . The drum has two brims on each side and the wire is thrown to a

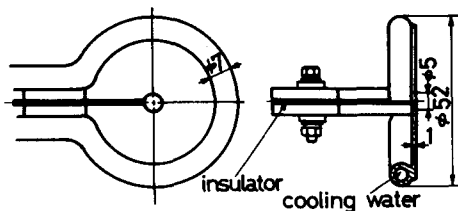


Fig. 4 Shape of induction coil

hole on the brim.

It is very important point in this process how to get a quite difference in flow stresses between the heated zone and the cooled region of the material; a sufficient heat and an enough coolant are both necessary. Especially, for a high-speed drawing or a large reduction of area in a single pass, the devices which have plentiful heating and cooling rates are required.

Induction heating is superior to any other heat-source in view of the requirement for local heating, the ability to produce high heating rates, and the controlling temperature. A high frequency induction heating device, used in this machine, has a maximum power of 3 kW and a frequency of 2 MHz. The temperature of the material depends on factors such as the power of the induction heating source, the heating time, the shape of the induction coil, the distance between the coil and the material, and the material's physical constants (specific heat, density, thermal conductivity, permeability). The shape of the induction heating coil used here is shown in Fig. 4.

A cooling apparatus, shown in Fig. 5, is attached behind the induction coil. The distance between the coil and the nozzles of the cooler is kept at 20 mm and the nozzles are located at points of 30 mm from the surface of the material. The apparatus has three nozzles, from each of which water and compressed air is ejected, and it is possible to send out either water or air when necessary.

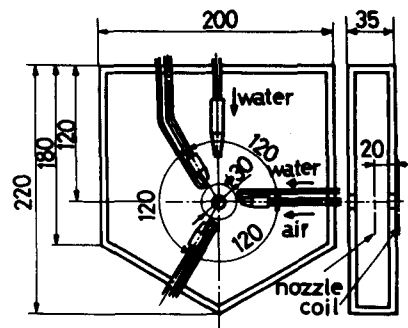


Fig. 5 Cooling apparatus

EXPERIMENTS

The materials used in the experiments are 0.6% carbon spring steel and 18 %Cr — 8 %Ni stainless steel. Each drawing specimen is 2 mm in diameter and has no preliminary heat-treatment.

There are many factors that determine the success of the drawing: the temperature, the cooling rate, the reduction of area, the drawing velocity and the material properties. The suitable operational parameters have been found experimentally, and the variation of temperature along the length of the wire is obtained during drawing, using chromel-alumel thermocouples of 0.1 mm diameter. These thermocouples are fixed to the surface of the materials by percussion welding, and the measured temperature is recorded on an oscillograph through a low pass filter, to eliminate induction noise.

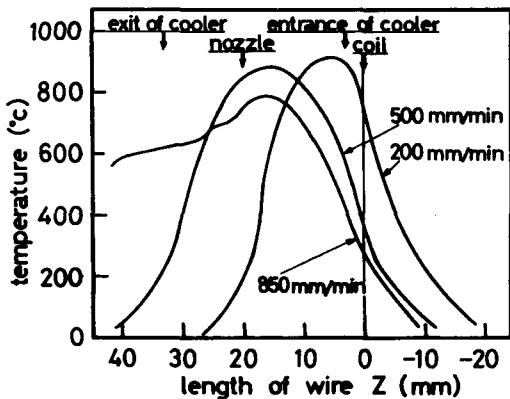


Fig. 6 Temperature distribution

Fig. 6 shows the temperature distribution in the longitudinal direction of the spring steel wires, which were given no deformation in order to examine the cooling against the drawing velocities, when the air pressure is 0.25 kg/cm². There are little differences in the maximum temperatures among the different drawing velocities, but the positions at the peak values tend to shift from the entrance to the exit of the cooling apparatus with the increasing of the velocity. In the case of

850 mm/min, the material has a considerable high-temperature outside of the cooler.

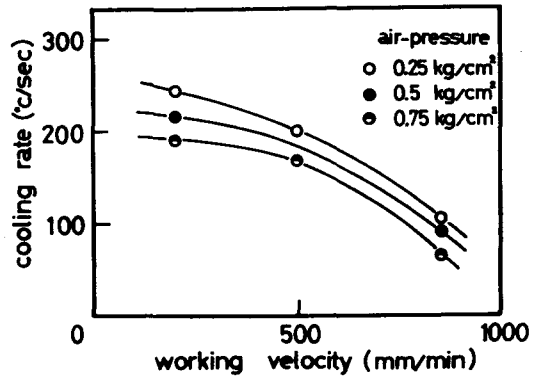


Fig. 7 Cooling rate vs. drawing velocities

Fig. 7 shows the variation of the average cooling rates with the drawing velocities in spring steel. The cooling rate decreases remarkably with the increase of the working velocity. The relationships between the heat quantity supplied to the spring steel wires and the drawing velocity are shown in Fig. 8.

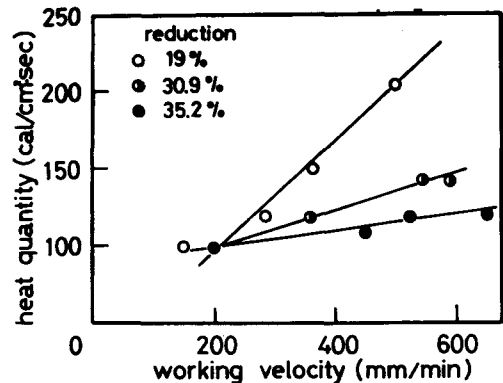


Fig. 8 Heat quantity vs. drawing velocities

Up to now, the maximum velocities in the successful drawing are 4.0 m/min with the reduction of 35.2 % for spring steel, and 4.0 m/min with the reduction of 19 % for stainless steel. On the other hand, the maximum values of the reduction in a single pass are 70 % and 61 %, respectively, for spring steel and for stainless steel, under the considerably low working velocities.

DISCUSSION

The finite element method is applied to the variational method to calculate the temperature distribution in the materials during dieless drawing [4,5]. The calculated results are compared with the experimental ones in the case of the reduction of 18.1 % in spring steel. The following values are necessary for the mathematical equations, and they were obtained from the experiments;

- thermal conductivity: 0.074 cal/cm sec °C
- density: 7.85 g / cm³
- specific heat: 0.255 cal/g °C (700°C)
- heat transfer coefficient: 0.264 cal/cm² sec °C
- temperature of coolant: 20 °C
- boundary condition: 20 °C.

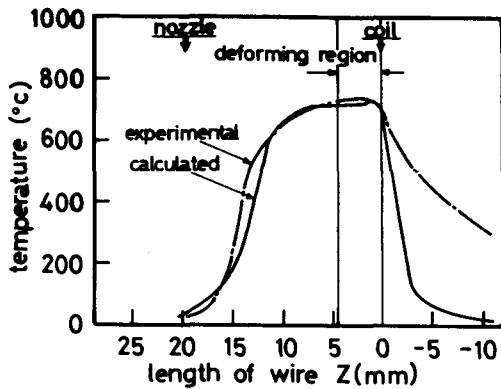


Fig. 9 Temperatures at surface

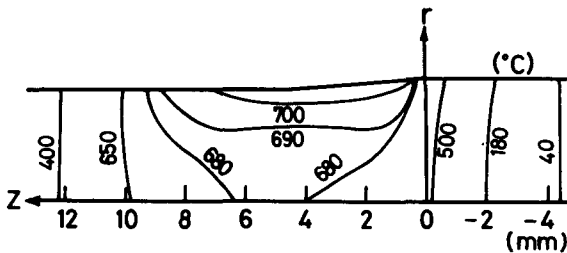


Fig. 10 Inner temperatures

Fig. 9 shows the comparison of the calculated result with the experimental one at the drawing velocity of 200 mm/min. The calculated values closely agree with the experimental values outside of the undeformed region. In the numerical treatments, the supplied heat quantity (92.5 cal/cm²sec)

is given only in the region from $z = 1$ mm to -1 mm, and the range from $z = 12$ mm to 26 mm is only allowed to be cooled.

Fig. 10 represents the inner temperatures in calculation under the same conditions mentioned above. The difference between the surface temperature and the temperature at the core of the material is about 300 °C at the most.

Fig. 11 shows the temperature distribution at the surface at the velocity of 950 mm/min, assuming that the heat quantity is 405 cal/cm²sec. The close correspondence between the calculated and the observed values was obtained in the deformed region, but a certain distinction at the point of $z = 1$ mm may be due to the assumption that the supplied heat was given to a small region uniformly. The calculated temperatures inside of the material is shown in Fig. 12. The temperature gradients in the radial direction at the deformed region become larger with the increasing of the drawing velocity.

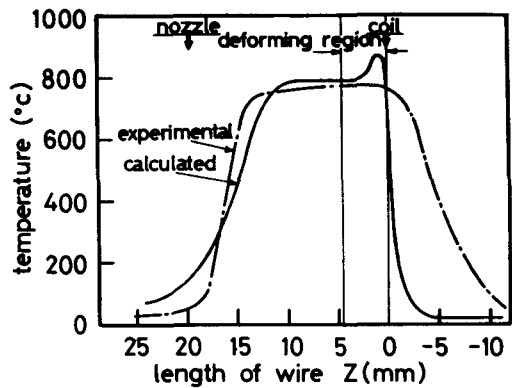


Fig. 11 Surface temperature

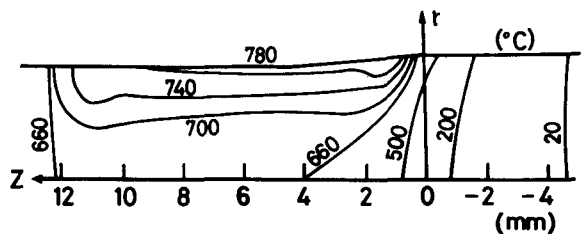
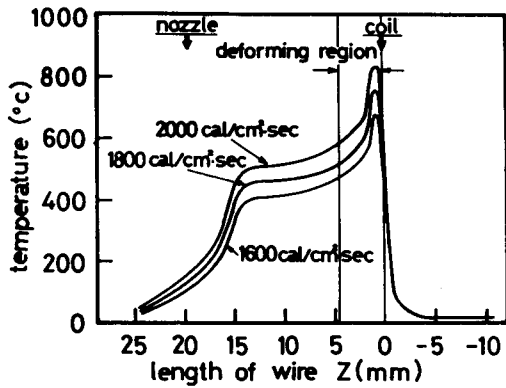


Fig. 12 Inner temperature



of 10 m/min.

As the veridity of this calculation method has been verified experimentally, the temperature analysis in a high-speed drawing is conducted in much the same way.

Fig. 13 shows the calculated results at the velocity of 10 m/min, where the supplied heat quantity is

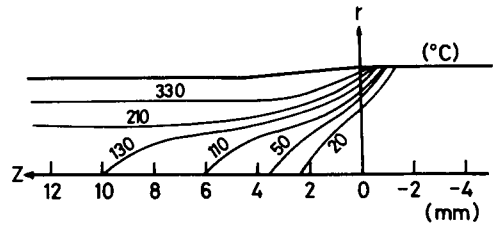


Fig. 14 Inner temperature

assumed as 1600, 1800 or 2000 cal/cm² sec and thermal conductivity is 0.264 cal/cm sec °C. Since the maximum surface temperature reaches 850 °C in the case of 2000 cal/cm² sec and a sufficient cooling seems to be accomplished at a point of z = 24 mm, a high-speed drawing at 10 m/min appears to be possible under such conditions.

The inner temperature, however, remains less than a few hundred degrees, and the temperature differences become larger in the radial direction, as shown in Fig. 14. The instance may be caused

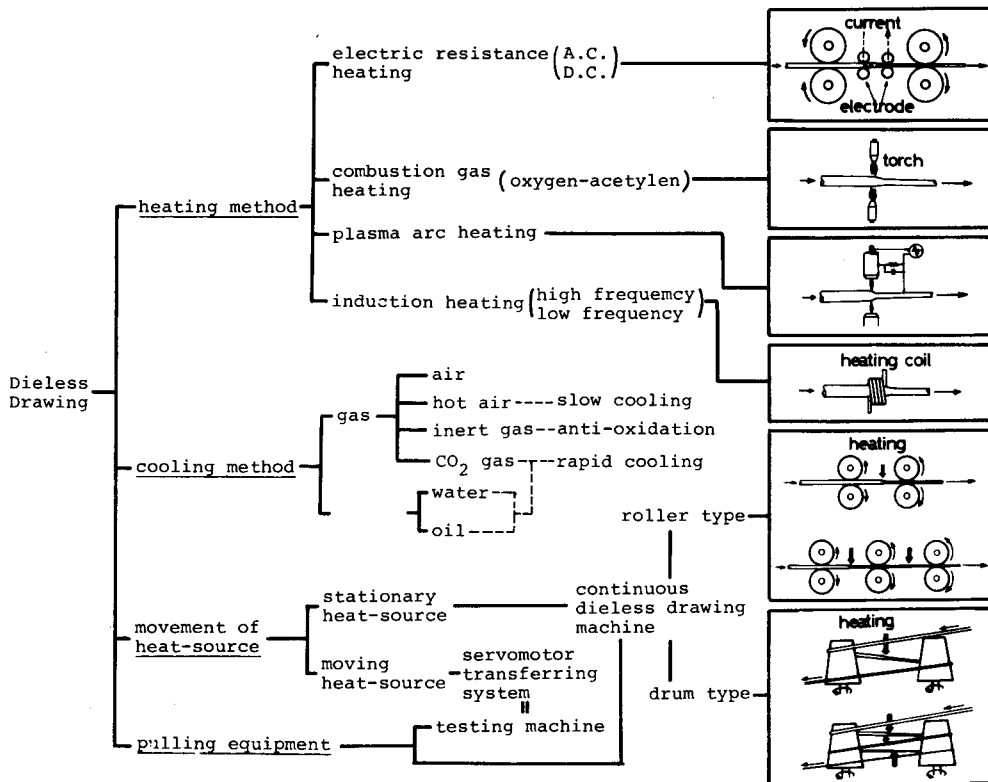


Fig. 15 Heating, cooling and drawing methods.

by a small thermal conduction as a result of too short heating period.

These results seem to suggest that the present heating method is not so suitable for a high-speed dieless drawing, and more effective heating devices should be extensively developed. Fig. 15 illustrates some ideas about the future dieless drawing from the viewpoint of heating, cooling and drawing systems.

CONCLUSION

A continuous dieless drawing machine of the drawing speed up to 6 m/min has been constructed as a trial, and some experiments have been conducted using this machine. The maximum working velocity in the successful drawing is 4.0 m/min for spring steel and stainless steel of 2 mm diameter.

The temperature analyses of the drawing materials have been done experimentally and theoretically, and the calculated results show good agreements with the experimental ones.

Based on these results, a high-speed dieless drawing at 10 m/min is considered, and some

ideas are demonstrated from the point of view of heating, cooling and drawing. Further investigations concerning the temperature analyses in several conditions and the mechanical properties of the drawn materials would contribute to a rational design of a practical dieless drawing machine.

REFERENCES

1. J.M.Alexander et al.. A preliminary investigation of the dieless drawing of titanium and some steels. Proc.15th M.T.D.R. Confr., (1975) 525.
2. H.Sekiguchi et al.. A fundamental study on dieless drawing. *ibid.*, 539.
3. H.Sekiguchi et al.. Dieless drawing. Jr. Japan Soc. Tech. Plasticity, Vol. 17, No. 180 (1976) 67.
4. K.Kobatake and H. Sekiguchi. An analysis of temperature distribution in dieless drawing by finite element method. Research Reports of Nara Technical College, No. 12 (1976) 21.
5. K.Kobatake et al.. An analysis of temperature distribution in continuous dieless drawing. 18th Int. M.T.D.R. Confr., (1977), London.

連続鋳造による共晶黒鉛鋳鉄 の被削性についての研究

田 中 義 雄

Studies of machinability of eutectic graphite
cast iron made by continuous casting process.

Yoshio TANAKA

The aim of the paper is to investigate the machinability of eutectic graphite cast iron from the viewpoints of built-up edge of the cutting tool, affinity between the tools and works, and surface finish. The experiment is carried out under the dry cutting condition with the tool materials of six kinds containing cemented-carbides of three kinds, ceramics of two kinds and cermet.

The main results obtained are as follows.

- (1) The built-up edge of the cutting tool in machining eutectic graphite cast iron is smaller than the one in machining nodular cast iron.
- (2) The affinity between the carbide tool (having TiC) and eutectic graphite cast iron is stronger than the affinity between the same tool and nodular cast iron, because the eutectic graphite cast iron contains a trace of Titanium. Therefore the eutectic graphite cast iron forms the crater at the lower cutting speed than in machining nodular cast iron.

1. 結 言

共晶黒鉛鋳鉄は炭素含有量からいえば、ねずみ鋳鉄の部類に属するが、その製造過程をみると、原材料としては鋼くずが10~30%程度配合され、またその熔解法も低周波電気炉にて1400℃内外にまで過熱させることから、この材料は高級鋳鉄もしくは鋼性鋳物 (Semi-steel) といえるのではなからうか。

次に、連続鋳造による共晶黒鉛鋳鉄の凝固過程を調べると、その組織は過冷状態において生ずるから、少なくともその外周はレデブライト (ledeburite) 組織が現われかなり硬いことが予測される。しかし黒鉛ダイスから押し出された丸棒は、その内部が熔融状態にあってその溶湯から再加熱され、いわゆる自己焼鈍が行われるから、急冷のため生じやすいセメントタイト (Cementite) の発生は極力抑制されるわけである。

また共晶黒鉛鋳鉄はきわめて微細な片状黒鉛組織をうるためにその溶解に際し、0.2~0.3% のチタン (Ti) が添加される。⁽¹⁾したがって切削加工に当り、この被削材

中の Ti が切削工具である超硬合金バイト中の TiC もしくはサーメット工具の主成分である TiC との親和性のためにバイトの寿命に何等かの影響を及ぼすであろうことが推測される。

そこで本研究では、工具と被削物との親和性を確認する目的で、被削材としては共晶黒鉛鋳鉄のほかにノジュラー鋳鉄を用いて、セラミック、サーメットおよび超硬合金バイト等合計6種類の工具によって構成刃先およびクレーター摩耗の発生状況、仕上面あらさなどを調べたその結果を報告することにする。

2. 実 験 方 法

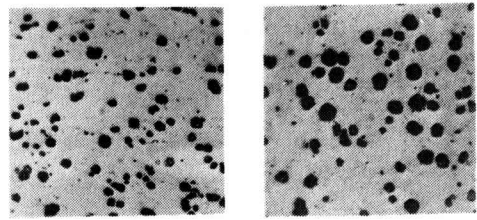
2.1 使用機械および工具

本実験に使用した旋盤は三菱精密高速旋盤 (5 KW) でまた使用した工具は、スローアウェイ形クランプ式のものでいずれもチップブレイカーは設けていない。なお、それらの化学成分および主な物理的性質を表1に示す。

表1 化学成分および物理的性質

種 類	化 学 成 分	硬 度 (HRA)	抗折力 (kg/ml)	熱伝導率 (cal cm ² /S ² C)
C,W(セラミック)	主成分は Al_2O_3	94.0	40/50	0.04
C,B(セラミック)	主成分(Al_2O_3, Ti, C)	94.5	70/80	0.05
TC (サーメット)	Ti, Ni, Mo	92/93	100/120	—
X4 (超 硬)	WCとTiをベースとする。	91/92	140/160	—
P10 (")	WC, Co, Ti, C+T ₂ C	1600*	130	0.07
K10 (")	WC, Co, Ti, C+T ₂ C	1650*	150	0.19

*印は Hv(30)硬度表示による。



(c) ×100 (d) ×100

図 2 ノジュラー鑄鉄の顕微鏡写真

2.2 使用材料

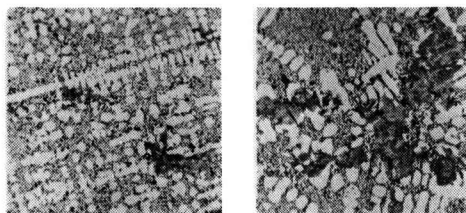
被削材として用いた共晶黒鉛鑄鉄 (E-2) およびノジュラー鑄鉄 (D-4) は長さ30cm, 直径7cmの丸棒であって, その化学成分を表2に, またその主な機械的性質を表3に示す。なおそれぞれの顕微鏡写真を図1および図2に示す。

表2 化 学 成 分

材 料 区 分	化 学 成 分						
	C	S _i	M _n	P	S	M _g	T _i
E-2	3.3/3.7	2.4/3.2	0.3/0.6	≤ 0.2	≤ 0.08	—	0.15/0.2
D-4	3.4/3.8	2.7/3.4	0.4	≤ 0.15	≤ 0.02	0.04/0.10	—

表3 機 械 的 性 質

材料区分	引張強さ (kg/ml)	伸 び (%)	硬 度 (HRB)	衝 撃 値 (kg-m)
E-2	20~25	—	75~95	0.23~0.25
D-4	40~50	15~20	65~92	0.25~0.28



(a) ×100 (b) ×100

図 1 共晶黒鉛鑄鉄の顕微鏡写真

(a) は表面より5mm内側, (b) は 表面より20mm内側の組織を示す。

図2の(c)は上と同様, 表面より5mm内側のものを, また(d)は表面より20mm内側の組織を示す。

2.3 実験要領

実験に使用した切削工具のノーズ半径はいずれも0.4mmで, 軽くホーニングが施こされている。

切削条件としては, 送りが0.24mm/revで切込み 0.5mmと, 送りが0.12mm/revで切込みが1.0mmの2種類とし切削速度はセラミック系バイトに対しては 150m/minから 250m/minの範囲で, サーメット(TC) および超硬合金バイト(X4, P10, K10)に対しては 100m/minから 170m/minの範囲内で変化させた。

なお切削時間ならびに切削長さは, 送り0.24mm/rev, 切込み 0.5mmに対しては, 最小 400mから最大 720mの範囲, 時間では3分ないし4分の範囲で切削を行い, 送り0.12mm/rev, 切込み 1.0mmに対しては, 切削長さは560mから960mの範囲で, 時間は4分ないし5.5分の範囲で切削を行い, すべて乾式切削で行う。

切削実験後, 工具すくい面上における構成刃先もしくは圧着物の発生状況ならびにクレーター摩耗の状態を観察した。なお各作業条件で切削したあと, 毎回表面あらさ計にて最大あらさ(Rmax)を測定した。測定器としては東京精密製触針式連続指示型(サーフコム10A)を使用した。

3. 実験結果および考察

3.1 構成刃先ならびに圧着物の発生

構成刃先(Built-up Edge)は被削物の一部が切削抵抗のために急激な加工硬化を受けて被削物よりも著しく硬度の高い物質となり工具のすくい面と一部逃げ面にまたがり発生し, 工具刃先にかわって切削作用をするものであるが, しかし, また工具すくい面に堆積物の状態で付着する場合もあってどこまでが構成刃先とみなすか, あいまいな面がないわけではない。

しかし従来から軟鋼やAl等の粘り材料には構成刃先は発生しやすく, また普通鑄鉄やベークライトあるいは大理石等の脆性材料には発生しないといわれている。

しかしながら普通鋳鉄の場合には鋼材ほど著しくはないが低速域の切削においては構成刃先の発生がみられ、切削面の表面あらさにかなりの悪影響を及ぼしており、また仕上面あらさにさほどの影響を与えないまでも、工具のすくい面に付着物の堆積がみられることも発表されている⁽²⁾。また鋼材の切削においては、作業条件により一概にいえないまでも大体切削速度が $100\text{m}/\text{min}$ 前後になれば構成刃先が消失するといわれている⁽³⁾。

ところで本実験において共晶黒鉛鋳鉄ならびにノジュラー鋳鉄を上記の6種類の切削工具を用いて切削したところ、工具の種類により多少の差異があり、確然たる区別はつけがたいが構成刃先の消失する切削速度は図3の通りである。

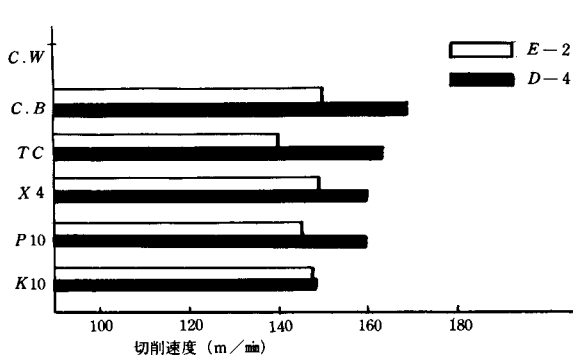


図3 構成刃先と切削速度との関係

図3からいえることは、まずノジュラー鋳鉄は共晶黒鉛鋳鉄よりも構成刃先の発生する範囲が広いこと、すなわち高速側にずれているわけである。これはノジュラー鋳鉄が共晶黒鉛鋳鉄よりも伸びが大きく靱性に富んでおり、前者が後者よりも鋼の性質に近いためと思われる。

次にノジュラー鋳鉄および共晶黒鉛鋳鉄ともに構成刃先の消失する切削速度が鋼材に比べて高速側にかたよっていることである。

その理由として考えられることは、一般に鋳鉄切削と鋼材切削を比較するとき切削抵抗は前者より後者の方が高いのが普通である。前者の方が後者より温度上昇する程度が少なく、温度上昇が少ない程その材料の再結晶温度に達するのが遅いわけで、それだけ構成刃先の発生する範囲が広いことになる。また鋳鉄の場合、鋼材に比べて炭素含有量が多く、切削にあたり黒鉛が潤滑材の役目を果し、摩擦抵抗を減じ、温度上昇を抑制しているためと考えられる。

3.2 クレーター摩耗の発生と工具と切くず間の親和性について

本実験において共晶黒鉛鋳鉄およびノジュラー鋳鉄を切削して切削速度とクレーター摩耗の発生状況を工具の材質別にまとめると概略図4のようになる。

図4から次のようなことが推定できる。すなわち、C.WとK10のバイトを除き、その他のバイトで共晶黒鉛鋳鉄を切削した場合には、ノジュラー鋳鉄を切削した場合に比べ、かなり低い温度からクレーター摩耗を生じていることである。E-2とD-4の機械的性質を比較すると、前者は後者より幾分硬度は高いがさほど差異はなく、引張強さは後者の方が前者の約2倍であって常識的に考えて後者の方が切削抵抗は大きい。したがってD-4の方がバイト先端の温度上昇が甚しく、クレーター摩耗はより低い切削速度で生ずるものと考えられる。

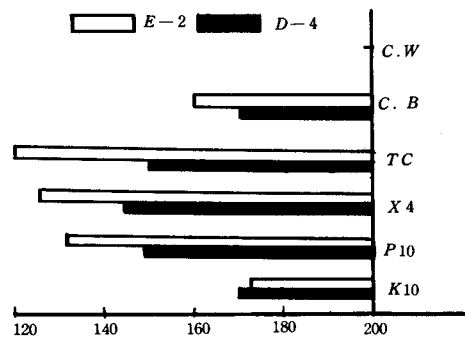


図4 クレーター摩耗と切削速度の関係

しかし図4によれば逆にE-2の方が低い切削速度でクレーター摩耗が生じている。クレーター摩耗が著しいTC, X4, P10には多量の T_iC が含まれており、しかもクレーター摩耗の発生順序もバイトに含有される T_iC 量に関連していることが認められる。

そこで工具と被削物間の親和性について文献を調べると、一般にクレーター摩耗の主原因は拡散であるといわれ、高速切削においては超硬工具と切くず間で元素の拡散が活発となり、工具中の炭化物が切くずによって持ち去られやすくなる⁽⁴⁾。また鋼材切削の場合、被削材中の微量成分が工具面上に析出して、その生成膜が拡散を防止し、工具摩耗を著しく減少せしめるという報告もある⁽⁵⁾。しかしTrentの拡散説によれば、工具材と被削物との組合せが大いに問題になるところであって、たとえば、 T_iC 材料を切削する場合、超硬工具中に T_iC (T_aC) が含有することによって工具と切くず間の親和力が増し、工具摩耗の進行が促進するものであるという報告がなされている⁽⁶⁾。

工具と被削物間の親和性の問題はかなり複雑な現象で

あって断定はできないが、 T_i は化学的に活性であり摩擦することにより著しく凝着しやすい特性からいって今回の実験においても被削材中の T_i が工具中の T_i Cと作用しクレータ摩耗の原因をなしているものと推定される。

次に図5は、工具刃先に生じたクレータ摩耗および構成刃先の写真を示す。

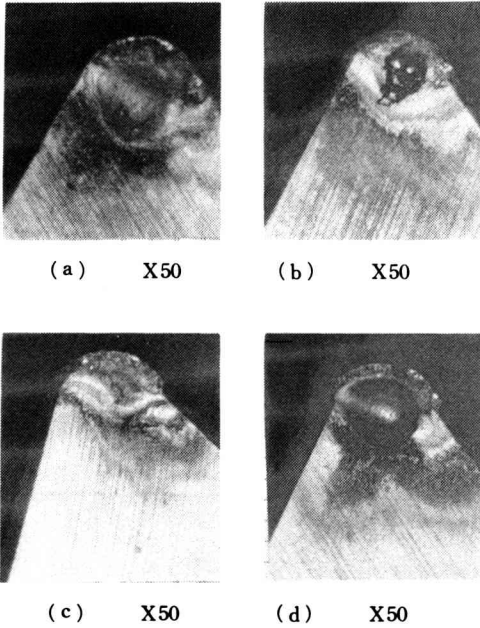


図5 工具刃先に生じたクレータ摩耗 (E-2 切削)
 (a) はTC工具に生じたクレータ摩耗 (")
 (b) はX4工具に生じたクレータ摩耗 (")
 (c) はP10工具に生じたクレータ摩耗 (")
 (d) はX4工具でD-4を削った場合

3.3 表面あらさについて

鋳鉄切削において仕上面あらさ生成の原因となる因子としては、大体次の5項目があげられる。

- (1) 鋳鉄の組織に基づく固有のあらさ。
 - (2) 幾何学的あらさ。 (3) 刃先の欠け。
 - (4) 構成刃先。 (5) 機械の振動その他。
- (1) については、この実験で取りあげた被削材はいずれも連続鋳造によるものである故、切削面にはピンホールなどは全く見あたらず鋼材とほとんど変化はない。
- (2) の幾何学的あらは、バイトのノーズ半径と送りによって表われ、その関係を次式に示す。

$$R_{max} \doteq \frac{f^2}{8r}$$

ただし R_{max} : 仕上面あらさ (μ)
 r : ノーズ半径 (mm)
 f : 送り (mm/rev)

そこで式により幾何学的あらさを求めると、送りが0.24mm/revの場合には R_{max} は18 μ 送り0.12mm/revの場合には R_{max} は4.5 μ となる。

すなわち、理論的には前者の値は後者の4倍になるはずであるが、実際には前者は後者の2倍もしくは2.5倍の範囲内である。その理由としては次の(3)の刃先の欠けが関連するものと思われる。

(3) バイトの切れ刃の形状は切削時間の経過と共に変化するものである。下の図6は普通鋳鉄をK10でノーズ半径0.4mmの工具で、送り0.12mm/revで切削速度135m/minで切削し、切削長さ約400mのところで表面あらさは最小となり、また送り0.24mm/revで切削したところ切削長さ約200mのところで最小値を示す。これは刃先の欠けによりノーズ半径が大きくなったことに基因するものと思われる。

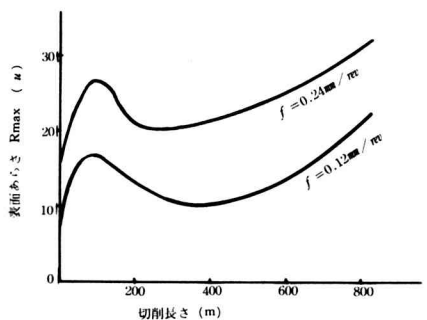


図6 切削距離と表面あらさとの関係

次に、各バイトごとに共晶黒鉛鋳鉄 (E-2) およびノジュラー鋳鉄 (D-4) を前記の作業条件で切削した場合の表面あらさの結果を図7より図12に示す。

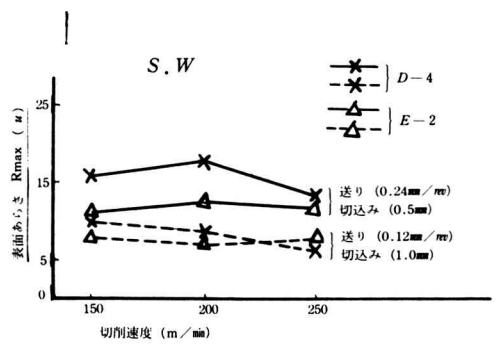


図7 切削速度と表面あらさの関係

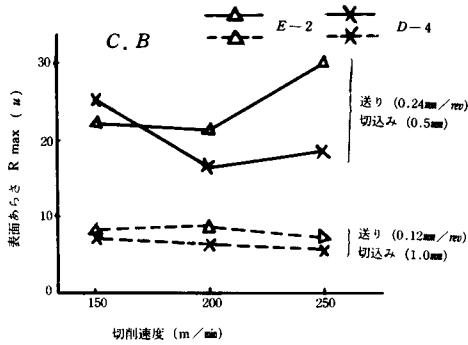


図8 切削速度と表面あらさの関係

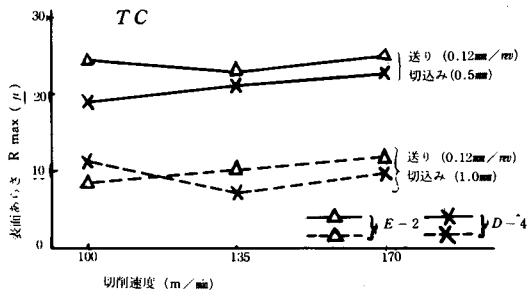


図9 切削速度と表面あらさとの関係

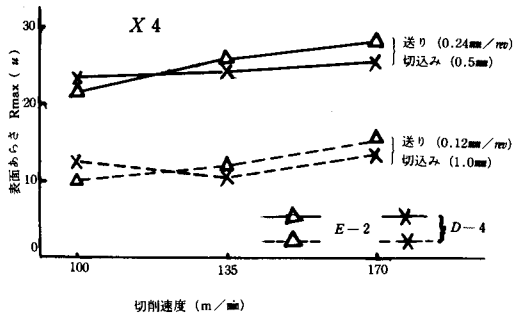


図10 切削速度と表面あらさとの関係

次に、切削工具の種類ごとにその主な特色をあげると

(1) セラミックバイト (C.W)

切削ごとに微小クラックが発生し、他のバイトのように構成刃先、圧着物、クレーター摩耗や溶着現象等はほとんど見当らず、また E-2 と D-4 の工作物別の相違

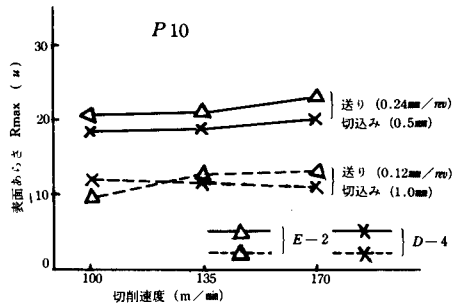


図11 切削速度と表面あらさとの関係

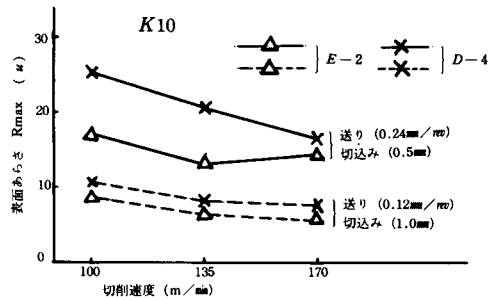


図12 切削速度と表面あらさとの関係

点もほとんどなかった。ただ全体としてこのバイトは使用上安定性に欠点があった。

(2) セラミックバイト (C.B)

切削速度が200~250m/minで、送りが0.24mm/revの場合バイトの先端が高温となり、刃先は塑性変形をおこし、また共晶黒鉛鋳鉄を切削した場合、工具と被削物の親和性のため、バイトの寿命に影響を及ぼす結果、表面あらさがかなり高い値を示した。

(3) サーマット(TC)および超硬バイト(X4, P10)

この三者はいずれも相当量の T_iC を含有しており、ほぼ類似の傾向を示した。三者とも E-2 の材料を大きい送り (0.24mm/rev) で切削した場合、クレーター摩耗の生ずる程度は、D-4 の場合よりかなり大きいため、表面あらさはよくなかった。次に小さい送り (0.12mm/rev) で切削した場合、切削長さもあまり長くない、E-2 材と D-4 材との間には大差はなく、大体同程度の表面あらさを示した。

(4) 超硬バイト (K10)

このバイトには T_iC があまり多く含まれていないため、E-2 の材料を切削してもクレーター摩耗の発生は少く、D-4 の材料を切削した場合に比べ、表面あらさは

幾分よい結果を示した。

3.4 切くず形状について

切くず形状の分類の仕方にはいろいろあるが、普通鉄の切くず形状は、低速ではパウダチップ (Powder chip) であり、速度が増加するにつれてフラグメンタルチップ (Fragmental chip) に変化する。

次にノジュラー鉄では低速でフラグメンタルチップであるが、速度が増すにつれて2ないし3巻き程度のスパイラルチップ (Spiral chip) となる。また共晶黒鉛鉄では、送り0.24 mm/revの切込み0.5mmの場合にはパウダチップとフラグメンタルチップの混合のものが多くが送りが0.12 mm/revで切込み1.0mmの場合にはフラグメンタルチップ状となる。なお切削速度をますと2~3cmに長く連続する傾向を示す。

下の図13と図14はその一例を示す。

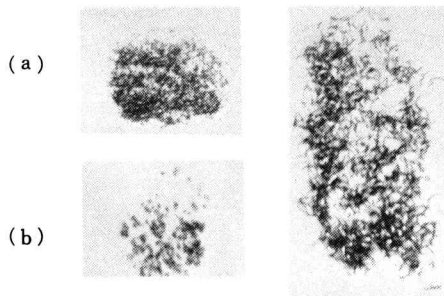


図13 共晶黒鉛鉄の切くず (c)

- (a) はパウダチップとフラグメンタルチップ
 (b) はフラグメンタルチップ
 (c) はフラグメンタルチップの長く連続したもの

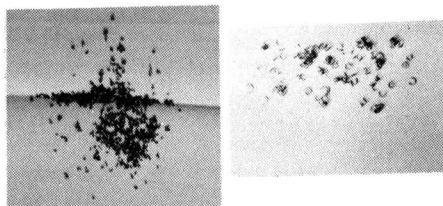


図14 ノジュラー鉄の切くず

- (a) はフラグメンタルチップ
 (b) はスパイラルチップ

4. 結 言

以上の実験結果を通して得られた主な結論をあげれば大体次の通りである。

(1) 共晶黒鉛鉄をサーメットおよび超合金バイトで、切削速度 100~170 m/minの範囲で切削したところ、構成刃先もしくは圧着物の存在が認められたが、その程度はノジュラー鉄の場合よりも少く、また構成刃先の消失する切削速度は同じ切込み、送りのもとではノジュラー鉄の場合よりも低い。

(2) 共晶黒鉛鉄を6種類のバイトで切削して得られた結果は次の通りである。

① セラミックバイト (C.W) では 微少クラックはよく生じたが、クレーター摩耗、溶着現象や構成刃先などは全く見られなかった。

② セラミックバイト (C.B) では切削速度 200m/min以上において溶着現象もしくは塑性変形が見られた。

③ サーメット (T.C), 超合金バイト (X4, P10) これらは $T_i C$ を多量に含有する工具であって被削材との親和力が強く、他の工具材より低い切削速度(約120 m/min) でクレーター摩耗の発生がみられた。

④ 超合金バイト (K10) では共晶黒鉛鉄、ノジュラー鉄とも切削速度 170m/min位になるまでクレーター摩耗の発生は見られなかった。

(3) サーメット工具は鋼材切削では超合金バイトに比しかなり良い成績を示すが、鉄切削では特筆する程の成績は得られなかった。

終りに、この研究を進めるに当り、終始ご指導をいただきました大阪大学工学部、長谷川嘉雄教授に厚く感謝いたしますとともに、試料の提供にご協力下さいました神戸鉄所LLの佐野氏他一同様に深謝いたします。

文 献

- (1) 日本金属学会編, 球状黒鉛鉄の理論と実際, 丸善株式会社, (昭和44-2), 58.
- (2) 田口三生, 精機学会誌, Vol. 32, No. 9 (1966)
- (3) 星光一・星鉄太郎, 金属切削技術, 工業調査会, (昭和44-6), 13.
- (4) 荒木透・山本重男, 精機学会誌, Vol 42, No. 2 (1976)
- (5) 荒木透・山本重男, 精機学会誌, Vol. 42, No. 2 (1976)
- (6) 竹山秀彦, 精機学会誌, Vol. 32, No. 1 (1966)

ディーゼル機関から排出される黒煙の除去 に関する研究

(第2報 衝突板の効果)

中田 敏夫 ・ 島内 一郎

Researches on Elimination of Black Smoke Exhausted from Diesel Engine

(2nd Report, Effect of Collision Plate)

Toshio NAKATA and Ichiro SHIMAUCHI

The experimental study of an elimination of black smoke is described in this paper. The collision plates are attached to an exhaust pipe in a water tank. The black smoke contained in an exhaust gas can be effectively filtered by passing through them. Using the fact, it was found that the amount of black smoke was considerably influenced by the distance between an exhaust gas hole and a collision plate.

1. ま え が き

近年、小型ディーゼル機関はガソリン機関に比べて燃料消費率が少なく、使用する燃料自体も安価であり、また機関がじょうぶで故障が少なく長持ちすることなどから、これからの省資源時代に適合するため見直されてきている。また最近では、省資源と共に公害問題にも社会的関心が高まっており、その中でも内燃機関から排出される排気ガスが大きな社会問題として取り上げられている。この機関の排気ガスで問題となるのは NO_x と黒煙である。後者はこの機関特有のものであり、この黒煙についてはすすの生成機構⁽¹⁾等についての研究が見られる。また燃料に金属、特に B_2 系統の物を添加することにより黒煙濃度を低下させる研究⁽²⁾があるが、添加剤として用いた金属がイオウ化合物、炭酸化合物として排出され、二次公害を起こす可能性がある。そこで、本研究は排気

ガスを水中に放出し、排気ガス中より黒煙を効果的に除去すればよいかを明らかにしようとするものであり、排気孔に垂直に衝突板を設け、排気孔と衝突板との間隔を変化させることにより、黒煙除去により効果的であることが明らかになったので、このことについて述べる。

2. 実 験 装 置

図1は実験装置の概略を示している。この図に示すように、実験装置はディーゼル機関、動力計、空気の供給部、燃料の供給部、背圧測定部、黒煙除去部により構成されている。使用したディーゼル機関は、単シリンダ4サイクルのもので、排気量 375cc、定格出力 5.5 ps / 2400rpm、球形燃焼室のものであり、この機関の性能曲線を図2に示す。動力計は電気渦流式のものを用いた。

黒煙除去部は水槽、排気管および衝突板とよりなっており、水槽の主要寸法を図3に示す。水槽の材質は強度

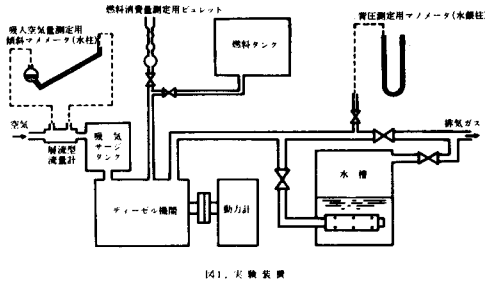


図1. 実験装置

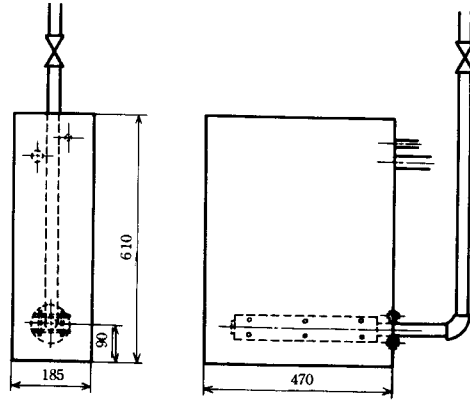


図3. 水槽

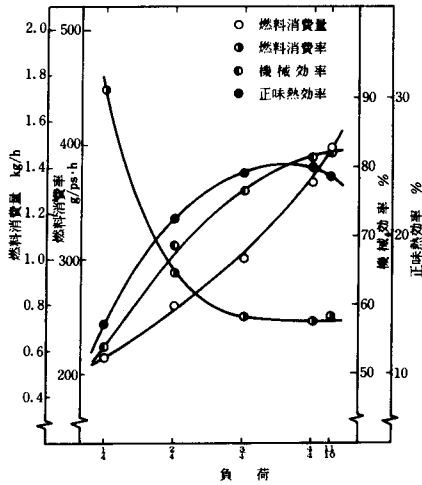


図2. 供試機関性能曲線

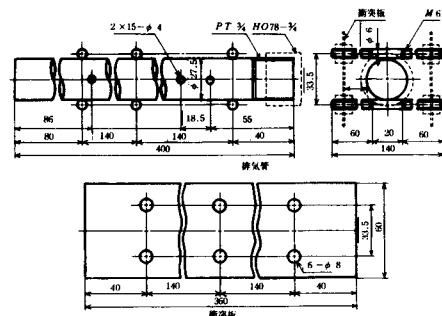


図4. 排気管および衝突板

と耐蝕性のために、底と背面にステンレス板を用い、他の面は排気ガスの放出状態が観察できるように、透明の亚克力板を使用している。図4は排気管と衝突板の寸法および構造を示している。排気管には、直径4mmの排気孔が左右対称に15個づつ2列にあげられている。その合計面積は排気管断面積と同じようにしてある。衝突板は厚さ1mmのアルミニウム板を用い、排気孔と直角になるように排気管に取り付けられている6本のステーで支えられており、左右からナットではさまれ固定されている。排気孔と衝突板との間隔Lはノギスで測定し、ナットにより調整される。これらは図3のようにフランジにより水槽に取り付けられている。

その他のものとしては、水槽内のカーボンを探集するための吸引ろ過器および定量用NO-6のろ紙、ろ紙および採集したカーボンを乾燥させる乾燥器、それらの重

量を測定するための直示天秤（感量0.1mg）、機関の回転数測定のためのデジタル表示式回転計および燃料消費量測定のためのストップウォッチを用いた。

3. 実験方法

きれいに清掃された水槽内に排気孔から高さ100mmまで水を入れる。次に、機関を20分間暖機運転し、所定の回転数、負荷に調節し、この時の吸入空気量、背圧および燃料消費量の測定を行なう。その後、排気ガスを水中に10分間放出させて、この状態での吸入空気量、背圧お

よび燃料消費量の測定を行なう。ここで、衝突板の効果を見るため、排気孔と衝突板の距離 L は、5, 10, 15, 20 および25mmについて、回転数は定格回転数の2400rpm、負荷は定格出力の $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{10}$ について行った。機関停止後、カーボンを含んでいる水槽の水を全量ろ過し、カーボンをろ紙に採集した。このままの状態では、カーボンに排気ガス中の油分が付着していると考えられるので、脱脂剤として一般によく用いられているメチルアルコールおよびトリクロロールエチレンによりこれを取り除いた。このように採集されたカーボン量は、ろ過前とろ過後のろ紙重量を直示天秤により測定し、その秤量差とした。なお、ろ紙およびカーボンともに十分水分を含んでいるため乾燥させた。この乾燥条件を得るため、十分水を含ませたろ紙を温度100℃の乾燥器に2時間入れ、直ちに乾燥剤の入れられている直示天秤でその秤量を行った。そのろ紙重量と経過時間の関係を図5に示す。この図より、約40分後にろ紙重量はほぼ一定になることがわかる。実際には、安全のため乾燥後、ろ紙を3時間デシケータ中に入れたのち秤量を行なった。

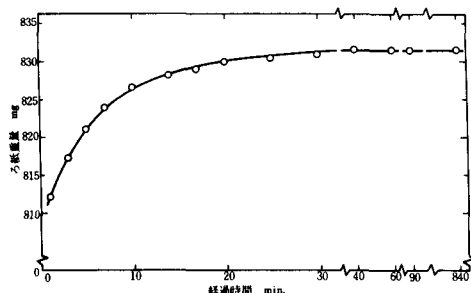


図5. ろ紙の重量による重量変化

4. 実験結果および考察

図6, 図7および図8はそれぞれ排気管に衝突板を設けた場合の負荷 $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{10}$ におけるカーボン採集量, 空燃比, 背圧の関係を示したものである。なお図中 \triangle 印は衝突板を取り付けていない1段放出のもの⁽³⁾である。背圧は測定時の誤差によりわずかにばらついているが、排気孔と衝突板との間隔 L が小さくても、同一負荷であればこの範囲においてはほとんど変化していない。このことは排気管に衝突板を設けても、機関にほとんど影響を及ぼさないことを示している。また黒煙の発生に関係する空燃比についても、間隔 L が変化しても同一負荷であれば、同程度である。これは、黒煙の発生量は、この範囲の衝突板により変化しない。次にカーボン採集量について見ると、間隔 L が15mm位から増加し始めて、間

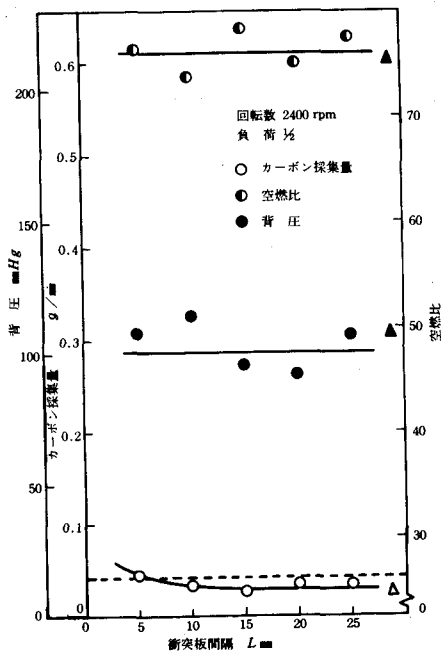


図6. 衝突板間隔とカーボン採集量, 背圧, 空燃比

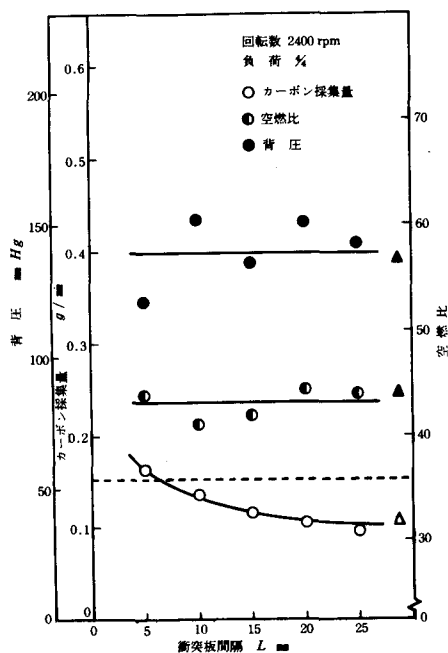


図7. 衝突板間隔とカーボン採集量, 背圧, 空燃比

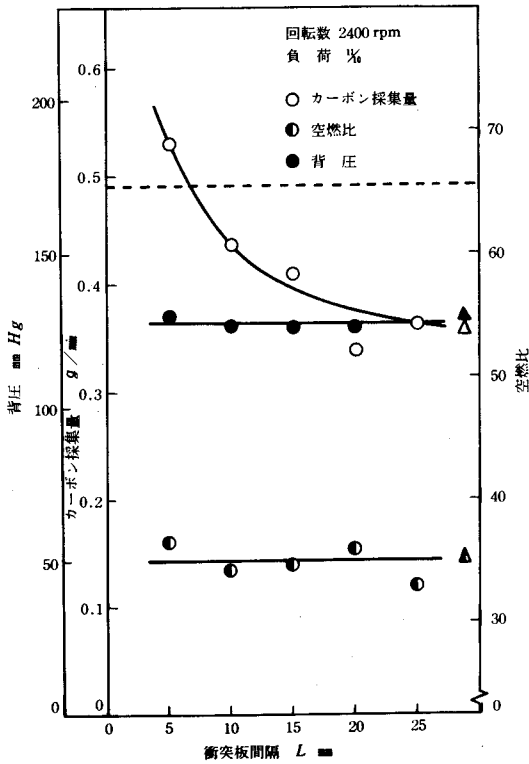


図8. 衝突板間隔とカーボン採集量, 背圧, 空燃比

隔Lが小さくなるにつれて、カーボン採集量は指数関数的に増加している。これは排気管に取り付けた衝突板が集塵装置によく見られる衝突板のような作用をするためである⁽⁴⁾。図9は 排気孔より排気ガスが噴出し、衝突板にあたっている様子を観察により画いたものである。排気ガスが衝突板にあたる時、排気ガスの気泡が衝突板により押しつぶされ、気泡が進行方向を変えるとき、気泡中のカーボン粒子（これが黒煙の原因）は慣性により排気ガスより除去される。間隔Lが小さくなるほど、この慣性による影響が大きくなる。

また、図6、図7および図8中の破線は3段放出の全カーボン採集量を示している⁽³⁾。これと比較すると、間隔L = 5mmの方が3段放出よりもカーボン採集量が多い。このことより、衝突板を用いることにより黒煙除去により効果的である。また、このことより装置を小型化することも可能である。なお、このように大部分のカーボンが除去された排気ガスの中にカーボンがどの程度まだ含まれているのか確かめるため、負荷 1/4, 間隔L = 5mmの条件で、もう一つ水槽を排気ガス出口に直列に設けて、排出ガスを通してこの水槽のカーボン量を調べたところ、天秤で秤量できないほどであった。このことより衝突板を用いることにより、大部分の黒煙が除去されたと考えられる。

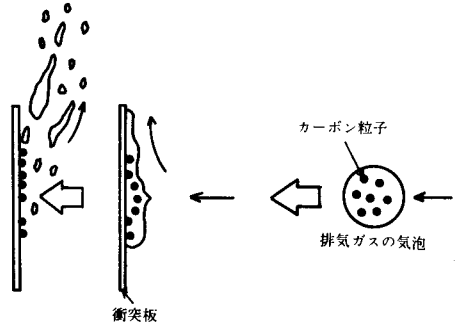


図9. 気泡が衝突板に衝突する様子

5. あとがき

以上の結果より、次のことが明らかになった。

- (1) 排気管に衝突板を設けても、機関にほとんど影響を与えない。
- (2) 衝突板により、黒煙除去装置を小型化することが可能である。
- (3) 排気孔と衝突板との間隔が15mm位から衝突板の効果があられ始め、それより小さくなるにつれて黒煙の除去が増加する。

文 献

- (1) Broome, D. and Khan, I.M., Proc. Inst. Mech. Engr., Pt. C 140 /71 (1971-11), 185
- (2) 齊藤, JARI 研究集会前刷集(第7回),(昭47-10) 125
- (3) 中田・島内, 奈良高専研究紀要, 第12号, (昭51), 39
- (4) 井伊谷, 集塵装置, (昭40), 211, 日刊工業新聞

噴流衝突面の熱伝達特性

(第4報, 2次元複噴流の流動特性)

中谷 洵・矢尾 匡永*

Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impingement of Jet
(4th Report, Characteristic of Flow on Two-Dimensional Multiple Jets)

Makoto NAKATANI and Masanori YAO *

In studying the nature of heat transmitting surface with impingement of two-dimensional multiple jets, first we have clarified the characteristics of the jets flow. Consequently, we found that the jets curve to the atmospheric side (the out side) at the point of about $H \leq 2.5D$ in the double and tripple jets, where D is pitch of the nozzle and H is the distance between the nozzle and the jets' impingement surface. But the jets join each other. And it can be understood that the range of core on the multiple jets is smaller to compare with it on the single jet.

1. は し が き

2次元単噴流が平面壁にあたる場合の熱伝達特性に関する研究結果を第1～3報に報告した。単噴流が平面壁に垂直にあたる場合については著者の他に熊田らの研究⁽⁴⁾などが報告されており、いずれもよく一致した結果が得られている。複噴流についてはGardonらの3次元噴流を用いた研究⁽⁵⁾があるが、この研究の結果は吹き出し口と平面壁との距離の影響が考慮されていない。これまでの単噴流についての研究の結果、この距離が伝熱性能に大きな影響のあることは明らかである。著者らはこれらの点も考慮して、複噴流が平面壁に垂直にあたる場合の熱伝達特性の研究を行なっている。この報文では2次元複噴流の熱伝達特性の研究を行なうにあたり、衝突複噴

流の流動特性を明らかにした。この場合噴流はお互いに干渉しあうので単噴流に比べて複雑な流れになることが考えられるので噴流の速度分布などの測定にあわせて、煙により流れを可視化して流動特性を明らかにしたのでこれらの結果について報告する。

2. 実験装置と実験方法

本実験に用いた装置の概略を図1に示す。空気のためには流れを整流するために32メッシュの金網を3段そう入した。吹き出し口幅A。は10mmとし、吹き出し口の数を1～3に変化できるようにした。また吹き出し口のピッチDは風胴を左右にスライドすることによって50～250mmに、吹き出し口と衝突面の距離Hは衝突面を上下させることによって0～500mmに変化できるようにした。この衝突面は流れを2次元にするために側壁を有している噴流の吹き出し速度は送風機入口の絞り弁を開閉するこ

* 東京農工大学工学部

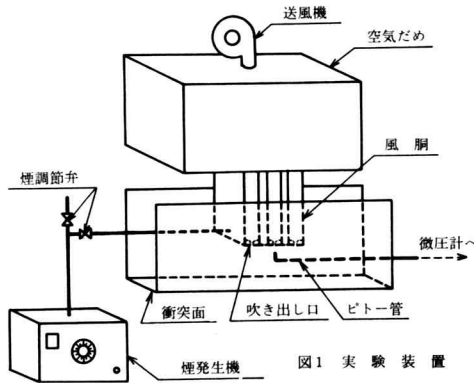


図1 実験装置

とにより $5 \sim 20 \text{ m/s}$ の範囲で変化させた。

噴流の速度分布はピトー管によって測定した。さらに衝突面上に 10 mm 間隔で小孔を明け、衝突面上の圧力分布を測定することにより噴流の衝突点 (岐点) を求めた。

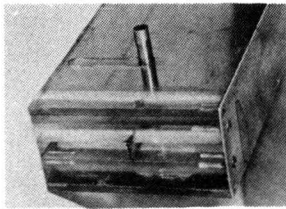


図2 煙吹き出し口

流れの可視化は図2に示すような煙吹き出し口を有する風胴を用い、トレーサーとして煙発生機で発生させた軽油の煙を用いた。煙の量および吹き出し速度は

煙調節弁によって調整し、噴流吹き出し速度とほぼ同じになるようにした。なおこのときの噴流吹き出し速度は写真撮影の関係上 5 m/s とした。また撮影用光源として左右から写真用ストロボを照射したので、シャッター速度は約 $1/1000$ 秒である。さらにストロボ回転計を噴流に照射し肉眼による観察もあわせて行なった。

3. 実験結果とその考察

3.1 2次元単噴流

単噴流の流動特性についてはすでに第1報で報告したのでここでは省略する。2次元単噴流の局所熱伝達率の測定の結果コア領域 ($z/A_0 \leq 5$) においては局所熱伝達率はほぼ一定値を示すが $z/A_0 = 8$ 付近で最大値を示すことを明らかにした。この付近で流れがどのよ

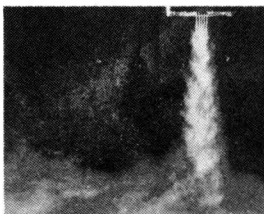
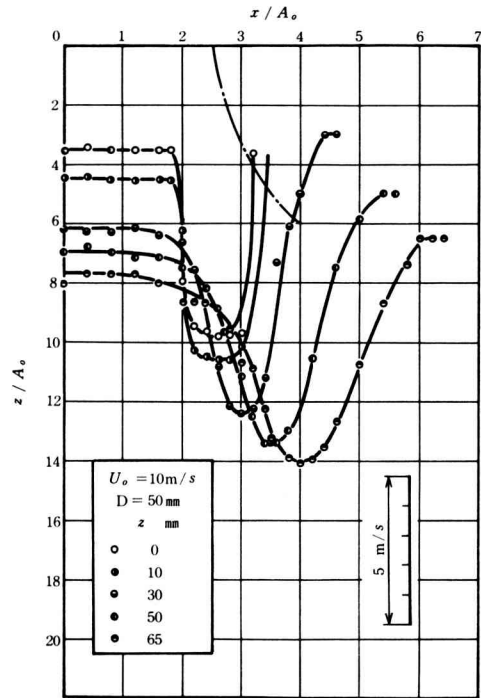
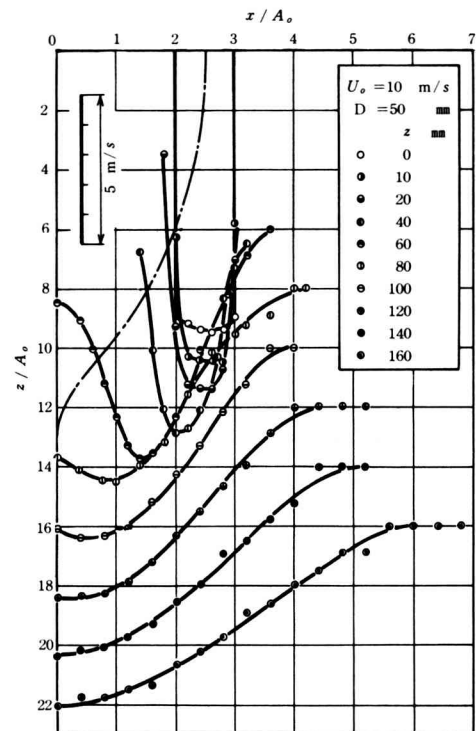


図3 単噴流の可視化



(a) $H=100 \text{ mm}$



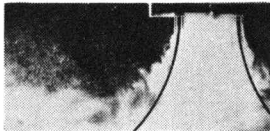
(b) $H=200 \text{ mm}$

図4 2噴流の速度分布

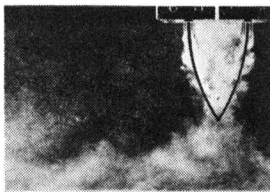
うになっているかを知るために単噴流を可視化したのが図3である。この図で明らかなように噴流の大気まき込みの影響が次第に中心部に及び $z/A_0 = 8$ 付近で中心部に達している。写真撮影では噴流うず列を鮮明にとらえることが出来なかったが、これはシャッター速度が現象の早さに比べて遅かったためと考えられる。しかしストロボ回転計をきわめて高サイクルにセットして噴流に照射して肉眼で観察したところ非常に鮮明にとらえることができ、まき込みの影響が中心部に及ぶ様子がはっきり確認できた。

3.2 2次元2噴流

図4 (a), (b) に2次元平行2噴流の速度分布測定結果の一部を示す。ただし図aは $D/A_0 = 5, H/A_0 = 10, U_0 = 10\text{m/s}$ における測定結果であり、図bは、 $D/A_0 = 5, H/A_0 = 20, U_0 = 10\text{m/s}$ における測定結果である。なお噴流の吹き出し方向を z , 垂直方向を x で表わした。図中の一点鎖線は噴流軸を表わす。噴流の速度分布は左右対称になるので右側半分だけを示している。これらの図を見ると図aと図bとでは流れの様子が全く異なることがわかる。すなわち H/A_0 が小さい間は噴流はお互いに反ばつしあい、大気側にわん曲している。しかし H/A_0 がある値に達すると、2噴流は中央に向かってわん曲し合流する。これら流れを可視化したのが図5(a), (b) である。速度分布から求めた流れの様子がこの図でさらによくわかる。すなわち、 H/A_0 が小さいときは噴流に囲まれた領域において噴流がこの領域の流体をまき込むための圧力降下より平面壁に衝突した噴流がこの領域に逆流しようとするためにおこる圧力上昇の方が大きい。そのためこの領域の圧力が大気圧より高くなり、噴流は大気側に曲げられる。しかし H/A_0 が大きくなると、まき込みによる圧力降下の方が大となるため噴流に囲まれた領域は負圧となり、噴流は中央つ



(a) $H/A_0 = 10$



(b) $H/A_0 = 15$

図5 2噴流の可視化

まり図aとは反対側にわん曲し、2噴流は合流する。この現象は Coanda 効果と同じである⁽⁶⁾。

H/A_0 が比較的小さい場合、つまり噴流が大気側にわん曲するときの岐点の位置(噴流衝突点)を衝突面の圧力分布から求めたのが図6である。

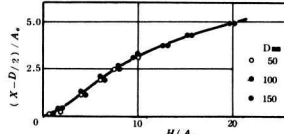


図6 2噴流の岐点の位置

図は噴流が吹き出し位置からどれだけずれるかを知るために縦軸を岐点の相対位置すなわち $(x - D/2)/A_0$ とした。この結果岐点の相対位置は吹き出し口高さ H/A_0 のみによって決まり、吹き出し口ピッチ D および吹き出し速度 U_0 に無関係に一定であることがわかった。しかし噴流が大気側にわん曲するか、合流するかは吹き出し口ピッチによって決まり、吹き出し速度には無関係である。著者らの実験範囲では H/A_0 がほぼ D/A_0 の2.5倍以下で大気側にわん曲し、 H/A_0 がそれ以上になると合流することが明らかになった。

図7に平行2噴流の最大速度の減衰の様子を示す。図中一点鎖線で示したのは2次元単噴流の最大速度の減衰

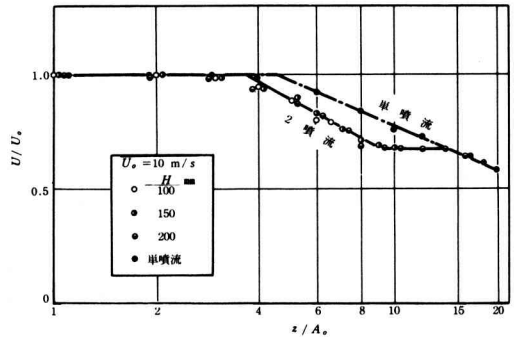


図7 最大速度の減衰

である。図より明らかなように平行2噴流の最大速度が減衰しないコア領域が単噴流より短くなる。これは噴流が曲げられるため周囲流体のまき込みの影響が早く噴流中心部に及ぶためである。噴流が合流を始めると、しばらく速度が変化せず、それ以後は単噴流の線と一致する。

3.3 2次元3噴流

図8(a), (b) に2次元平行3噴流の速度分布の測定結果の一例を示す。図aは $D/A_0 = 5, H/A_0 = 10$,

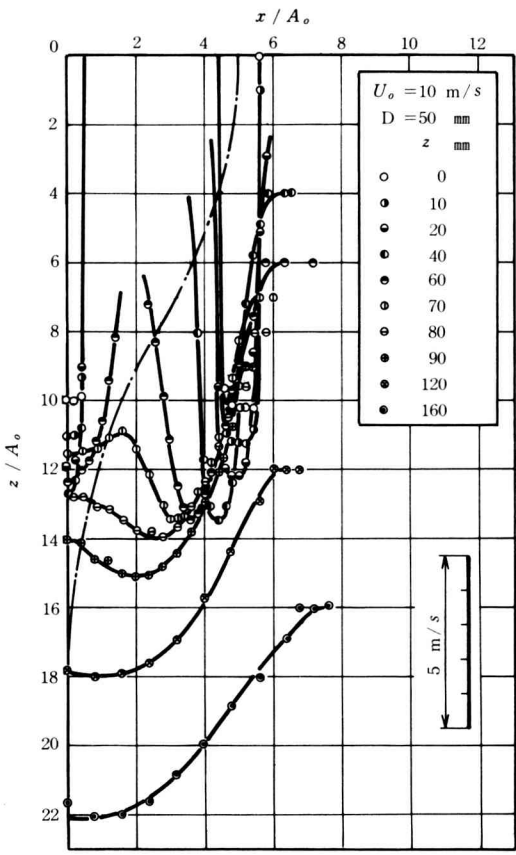
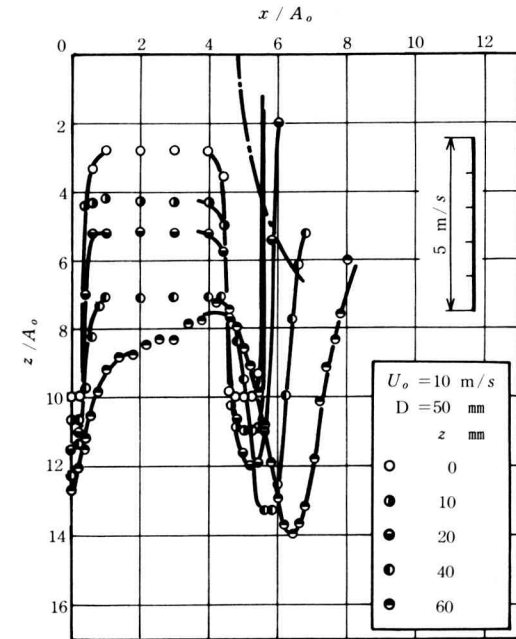


図8 3噴流の速度分布

$U_0 = 10 \text{ m/s}$ の場合で、図bは $D/A_0 = 5$, $H/A_0 = 20$, $U_0 = 10 \text{ m/s}$ の場合である。いずれにしても中央の噴流は常に噴流吹き出し方向つまり衝突面に垂直に流れるが、両側の噴流は2噴流の場合と同様 H/A_0 が小さいときは大気側にわん曲するが、 H/A_0 が大きくなると噴流は中央に曲げられ、合噴流となる。これら現象の起るのは2噴流の場合と同じであるが、 H の増大にともなって大気側に曲げられた流れから急に合噴流となるのではなく、左右いずれか一方のみまず合流し、他の一つは合流しない非常に不安定な領域の存在することが確認された。この左右いずれの噴流が中央噴流と合流するかは外的な条件によって決まる。つまり右側から風などの

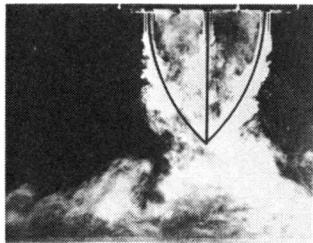
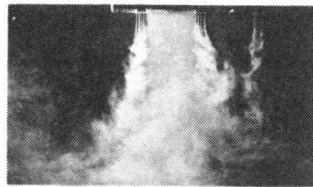
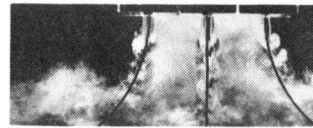


図9 3噴流の可視化

の外乱が加わると右側が合流し、左側に外乱が加われば左側が合流を起こす。これら流れは2噴流の流れと同様吹き出し口ピッチのみに影響され吹き出し速度には無関係である。図9(a), (b), (c)は $D=50$ の場合について流れを可視化したものである。図aは $H/A_0 = 10$ で両側の噴流が大気側にわん曲している場合である。この図より両側の噴流が大気側へ円弧状にわん曲している様子がよくわかる。また噴流に囲まれた領域には逆流した煙が充満しているの

がはっきり認められる。図bは $H/A_0 = 15$ のときで、せん移領域における流れの状態である。すなわち右側の噴流が中央噴流と合流し、左側の噴流が反発流の状態にあるのがよくわかる。合噴流のうず領域は比較的黒く写っているが、反発流側は煙が充満して白く写っているのが観察される。すなわち合流側への噴流の逆流は少なかったが、このうず領域の圧力が低下しているのに対し左側の領域は噴流の逆流が多く、この領域の圧力が上昇

しているが大気圧との差はほとんどないため噴流の曲がり
りが少なくなっている。 H/A_0 がこれよりさらに大きくなると図9に示すように噴流は両方とも合流をおこし、

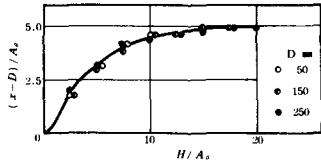


図10 3噴流の駐点の位置

安定な流れとなる。速度分布の測定結果からわかるように合流後の噴流はあたかも単噴流のような流れの様相を示すのは2噴流の場合と同じであ

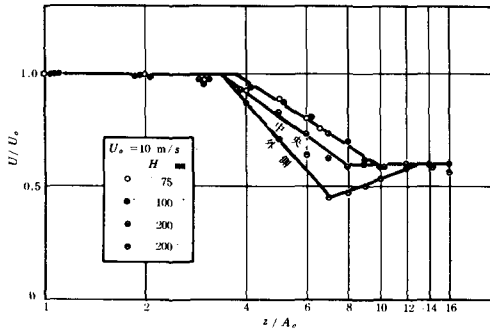


図11 3噴流の最大速度の減衰

る。著者らの測定範囲では噴流がお互いに反発しあい、大気側にわん曲する現象の起こるのは2噴流の場合と同じく、 H/A_0 がほぼ D/A_0 の2.5倍以下の範囲である。2噴の場合この値をこえるとたゞちに合噴流となったが、3噴流の場合は先に述べたようにたゞちには合流せず、不安定な流れの様相を示した後安定した合噴流となる。3噴流が反発し合うときの岐点の相対位置も2噴流のときと同様、吹き出し口高さ H/A_0 のみによって決まり、吹き出し速度や吹き出し口ピッチには無関係である。この様子を図10に示す。図において外側の噴流吹き出し口の位置を基準にするために吹き出し方向に垂直な方向距離として $(x-D)/A_0$ をとった。

図11は3噴流の最大速度減衰の様子を示す。図において○と●印は噴流が合流しない場合であり、2噴流の速度減衰とほぼ同じ傾向を示している。しかし合噴流の場合中央および外側の噴流ともにコア領域はさらに短くなり、中央噴流と外側噴流とは違った傾向を示す。

すなわち中央の噴流は2噴流と同じような傾向を示すが、外側の噴流は曲率が2噴流に比べて小さくなるため急激に減衰した後、再び中央噴流によって増速され、一定速度に達した後、再び減衰するという非常に複雑な流

れとなる。

4. む す び

2次元平行2噴流および3噴流の熱伝達に関する研究の一環として流動特性について実験的な研究を行なった結果次のことが明らかとなった。

- (1) 噴流軸は2噴流および3噴流ともに衝突面高さ H/A_0 がほぼ D/A_0 の2.5倍までは大気側にわん曲する。
- (2) 噴流の曲率は H/A_0 によって決まり U_0 に無関係である。
- (3) 大気側にわん曲する噴流の相対衝突位置は D/A_0 および U_0 には無関係である。
- (4) 単噴流に比べてコア領域が小さくなる。
- (5) 2噴流では $H > 2.5D$ に達すると急に合流を起こすが、3噴流の場合は不安定な流れの状態(せん移領域)を経た後合流する。

複噴流の流動特性について以上述べた通り非常に興味ある結果が得られた。この現象は将来流体素子などに利用できるものと思われる。

文 献

- (1) 中谷：奈良高専研究紀要 第8号(昭47), 23.
- (2) 中谷：奈良高専研究紀要 第10号(昭49), 29.
- (3) 中谷：奈良高専研究紀要 第11号(昭50), 35.
- (4) 熊田・馬淵：日本機械学会論文集, 35—273 (1969), 1053.
- (5) R. Gardon and Cobonpue : Int. Develop. Heat Transfer, (1962) 454, ASME.
- (6) 加藤・中谷：空気調和・衛生工学, 第45巻 第3号, (昭46—3), 129.

噴流衝突面の熱伝達特性

(第5報, 2次元複噴流の熱伝達特性)

中谷 洵・矢尾 匡永*

Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impingement of Jet
(5th Report, Characteristic of Heat Transfer on Two-Dimensional Multiple Jets)

Makoto NAKATANI and Masanori YAO

In a single jet, at the point of $H/A_0 = 8$, where H is the distance between the nozzle and the jets, impingement surface and A_0 is the nozzle width, the heat transfer coefficient of a stagnation point shows the maximum value. In tripple jets, the center jet shows the similar trend to it in single jet, i. e. at the point of $H/A_0 = 8$, the stagnation heat transfer coefficient is maximum. And in the both side of the jets, at the point of $H/A_0 \leq 8$, it shows nearly constant value. But in double jets, it has become clear that stagnation heat transfer coefficient is increase according as H/A_0 is decrease.

1. は し が き

小流量の媒体でより高い伝熱効果を得る手段として衝突噴流が注目されている。著者らはこの衝突噴流を用いより効果的に熱交換をさせるために複噴流の熱伝達特性の研究を行なっている。3次元群噴流については前報でもふれたようにわずかに Gardon らの研究⁽¹⁾があるが、2次元複噴流の熱伝達に関する研究は行なわれていないようである。また3次元群噴流についても Gardon らの研究があるもの、吹き出し口と衝突面との距離の考慮が不十分であるなど不備な点が多いように思われる。そこで著者らはまず2次元複噴流をとりあげ実験的な研究を

行なった。この衝突噴流の熱伝達は流体の流動状態に大きなかわりをもつと考えられる。これらの流動特性については前報⁽²⁾に報告したので、本報文においては主として熱伝達特性について述べる。

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概要は前報に述べた。また伝熱量の測定は第2報⁽³⁾に述べたものと同じものを衝突面に用いたのでここでは省略する。

熱伝達率の測定にあたって、噴流の吹き出し速度 U_0 を10, 15および20%に、噴流吹き出し口ピッチ D を50~250 mmに変化させ、噴流衝突面にはりつけた 30μ のステンレス箔に電流を流して直接加熱し、この面の温度分布を 0.1 mmのC C熱電対で測定することによって局所

* 東京農工大学工学部

熱伝達率を求めた。なお衝突面距離は10~250mm に変化させた。詳細は第2報に述べてあるので参照されたい。

3. 実験結果とその考察

3.1 平行2噴流

図1は衝突面高さH=50mm, 吹き出し口ピッチD=100mm として, 噴流の吹き出し速度 U_0 を10, 15 および20% と変化させたときの局所熱伝達率 α_x の測定結果

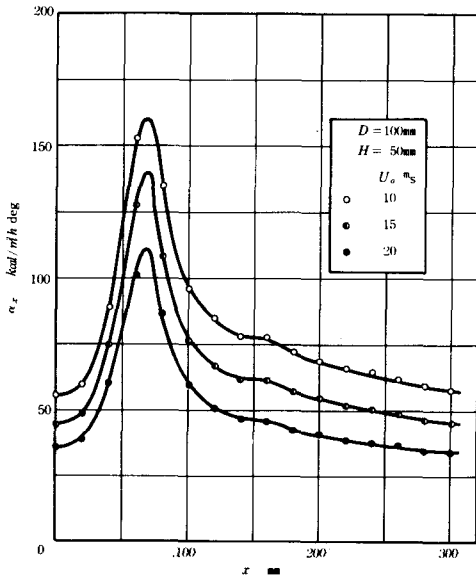


図1 2噴流の α_x に対する U_0 の影響

果である。なお局所熱伝達率の分布は2つの吹き出し口の中央に対して対称となるので右側半分のみを示している。すなわち2噴流の中央に x 座標の原点をとった。図から明らかなように分布曲線は上下にずれているだけでほとんど同じ形をしている。これは吹き出し口ピッチDおよび衝突面高さHが一定なら α_x は噴流吹き出し速度 U_0 に比例して変化することを示す。また岐点の熱伝達率つまり噴流の衝突点に生ずる最大局所熱伝達率 α_0 の位置も各速度とも同一点である。これは前報の流動特性の研究において噴流のわん曲する曲率半径が吹き出し速度に無関係であることと一致する。図において吹き出し口ピッチDが100mm であるのに対し, 最大局所熱伝達率 α_0 のピッチは約136mm となっている。これは噴流がそれぞれ18mm ずつ大気側(外側)にわん曲したことを示している。

図2はD=100mm, $U_0=15\%$ として衝突面高さHを変化させたときの局所熱伝達率 α_x の変化の様子を示す。単噴流の場合Hが10~50mm で α_0 がほぼ一定値を示

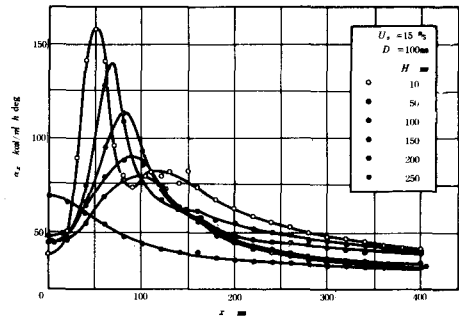


図2 Hの変化による α_x の分布

し, H=80mm 付近で α_0 が最大を示したのに対し, この場合はHが大きくなるにしたがって α_0 が低下している。また単噴流の場合, 噴流が平面壁に衝突した後 α_x が一度増加する現象がH=80mm 付近まで現われたのに対し, 2噴流の場合はH=10mm ではっきり現われるがH=50mm でわずかに認められる程度である。これは噴流がわん曲するために周囲流体のまき込みの影響が早く噴流中心に及ぶためと考えられる。この現象は流れの可視化におい

てははっきり確認された。Hが比較的小さいあいだは局所熱伝達率の最大値は噴流の数(この場合2ヶ所)だけ現われるが, Hが大きくなるとこの最大値の数は $x=0$ に1ヶ所のみ現われる。これは噴流が合流したことを表わす。

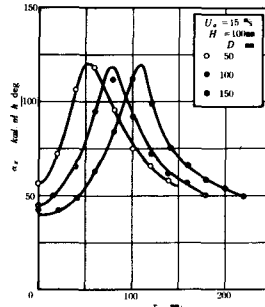


図3 Dの変化による α_x の分布

図3はH=100mm, $U_0=15\%$ として吹き出し口ピッチDを変化させたときの局所熱伝達率 α_x の分布を示したものである。この図より明らかなように, Hおよび U_0 が一定なら

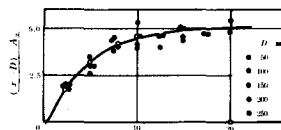


図4 2噴流の α_0 の変化の様子

Dが変化しても最大局所熱伝達率 α_o の値はほとんど変化しないことがわかる。

次に噴流が大気側にわん曲するときの岐点の位置を求めると図4のようなになる。図において吹き出し口位置から岐点がどれだけずれるかを知るために縦軸に $(x-D/2)/A_o$ なる無次元距離を、横軸に H/A_o なる無次元高さをとっている。このように座標軸を選んで最大局所熱伝達率の現われる位置を整理するとDの変化にもかかわらず一本の曲線で表わされることがわかった。なお横軸上に点があるのは噴流が合流したことを表わしている。以上のことから岐点の相対位置はDおよび U_o に無関係に一定であるといえる。これは前報で明らかにした流動特性の研究結果と完全に一致している。

これまでの研究の結果岐点熱伝達率はレイノルズ数 Re_o の0.58乗に比例することが明らかにされている。そこで複噴流についてもこの関係が成り立つと考え最大

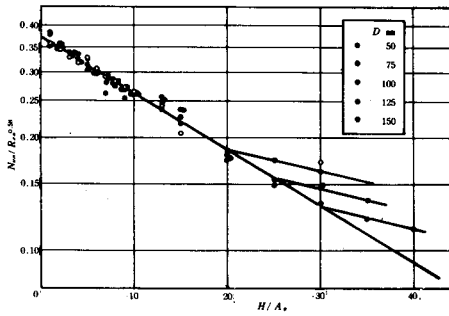


図5 2噴流の最大局所熱伝達率

局所熱伝達率を $N_{u_o} / R_{e_o}^{0.58}$ と H/A_o で整理したのが図5である。ただし噴流の熱伝導率を λ kcal/m h deg, 動粘性係数を ν m^2/s とすると $N_{u_o} = \alpha_o A_o / \lambda$, $R_{e_o} = U_o A_o / \nu$ である。図より最大局所熱伝達率が半対数目盛の線図上で1本の直線で示されることがわかった。ただし H/A_o が20~30付近で分岐しているが、これは噴流合流後の最大局所熱伝達率の値である。この結果から2次元平行2噴流が合流しない場合の最大局所熱伝達率を与える実験式を求めると次のようになる。

$$N_{u_o} = 0.366 R_{e_o}^{0.58} (1.035)^{-H/A_o} \quad (1)$$

流動特性の研究の結果、2噴流の場合もコア領域が存在するので、単噴流と同様コア領域では局所熱伝達率が変化しないと考えられるため、何度も測定をくり返したがいずれも同じ結果となった。

3.2 平行3噴流

平行3噴流についても2噴流のときと同様、 $D = 100$ mm, $H = 100$ mmとして U_o を10, 15および20%と変化させたときの局所熱伝達率の分布の様子を示したのが図6である。図から明らかなように3噴流の場合も、Hお

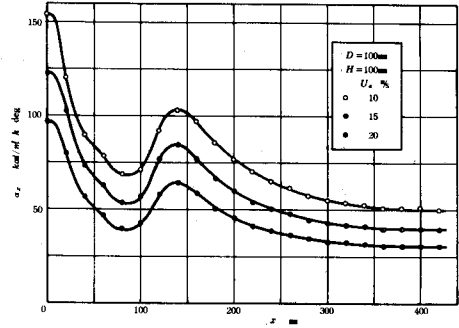


図6 3噴流の α_x に対する U_o の影響

よびDが一定なら U_o が変化しても α_x の分布曲線の形はほとんど同じである。また最大値の現われる位置も噴流吹き出し速度に無関係に一定である。

図7は $D = 100$ mm, $U_o = 15\%$ として 衝突面距離Hを変化させたときの局所熱伝達率 α_x の分布を示したものである。中央の噴流は単噴流の局所熱伝達率より値は小さいが、単噴流と同じような傾向を示している。すなわちコア領域を過ぎて一度 α_o が増大した後、Hの増大とともに低下している。また吹き出し口ピッチDが小さい間は現われないが、Dが大きくしかもHが小さいと、中央噴流の局所熱伝達率の最大値を過ぎていったん低下した後、再びわずかに上昇する現象が見られる。これは単噴流や2噴流の場合にもみられたことである。そして外側の噴流の岐点で再び極大値を示す。しかしこの岐点

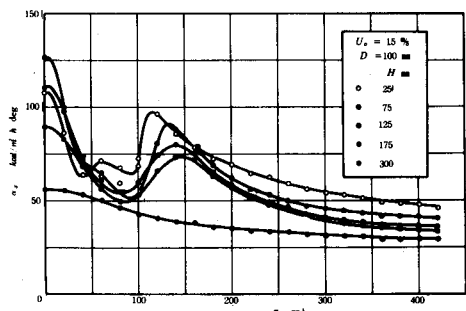


図7 Hの変化による α_x の分析

の局所熱伝達率 α_0 は中央噴流の値程は大きくならない。これは H が小さいときに単噴流や中央噴流では岐点のわずか下流で α_x が γ 上昇するが、この3噴流の外側の噴流ではいくらか H が小さくてもこの現象がみられないこと、関係があると思われる。すなわち中央噴流は噴流に囲まれたわず領域に逆流するが、すべて逆流するのではなく一部は壁噴流となって下流に流れる。そして外側の噴流はこの壁噴流の上から壁面に衝突するので、岐点の下流での周囲流体のまき込みの影響と考えられる極大値の現われる現象も見られないし、中央噴流の岐点の局所熱伝達率よりかなり低い値となるものと思われる。

図8は $H = 100\text{mm}$, $U_0 = 15\%$ とし、 D を種々変化させたときの α_x の分布を表わす。図からわかるよう

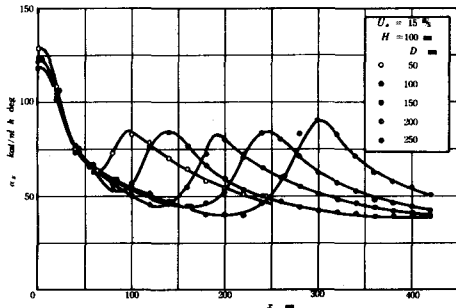


図8 Dの変化による α_x の分布

に3噴流の場合も2噴流の場合と同様 H および U_0 が一定なら岐点の α_0 の値はほとんど変化せず一定値を示す。 z 軸上に現われている熱伝達率の最大値 α_0 は中央噴流の衝突によるものである。これらの値も多少ばらつきはあるもの、ほとんど一定の値を示している。そして先に述べたように外側の噴流による岐点熱伝達率は中央噴流の岐点熱伝達率の値よりかなり低い値となっているのははっきりわかる。これらの結果を用いて岐点つまり最大局所熱伝達率の現われる位置を求めたのが図9である。なお中央噴流の岐点熱伝達率は常に z 軸上に現われ

るので省略した。また外側の噴流については左右対称となるので右側半分のみを示した。図において吹き出し口の位置から岐点がどれだけずれているかを知るために、2噴流の場合

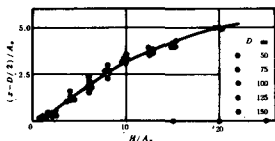


図9 2噴流の場合の岐点の位置

と同様 x 方向距離として $(x-D)/A_0$ なる無次元距離を縦軸に、衝突面距離 H/A_0 を横軸に選んだ。測定値は多少ばらついているが、岐点の相対位置は H によって変化するものの D に無関係であることがわかる。すなわち外側の噴流の衝突位置は噴流吹き出し速度 U_0 および吹き出し口ピッチに無関係である。この結果は前報において噴流衝突面の圧力分布から求めた結果と一致する。

さて、以上求めた結果を2噴流の場合と同様 $Re_0^{0.58}$ に比例すると仮定して整理したのが図10である。図にお

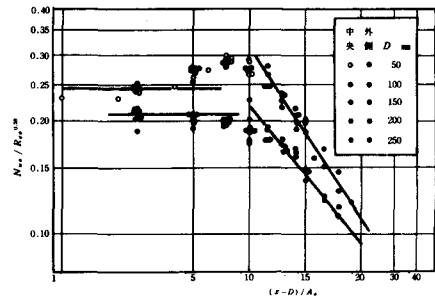


図10 3噴流の最大局所熱伝達率

いて上側の線で示したのが中央噴流の最大局所熱伝達率であり、下側の線が外側の噴流の最大局所熱伝達率である。この図より3噴流の場合も Nu_{x0} は単噴流や2噴流と同様 $Re_0^{0.58}$ に比例すると云える。そして中央噴流の $Nu_{x0}/Re_0^{0.58}$ の分布の様子は単噴流のそれと同じ傾向を示している。すなわち $H/A_0 < 5$ の範囲では局所熱伝達率はほとんど変化せず一定値を保つ。そして H/A_0 がおよそ8付近で最大値を示した後 H/A_0 に比例して低下する。しかし外側の噴流については $H/A_0 < 10$ の範囲でほぼ一定値を示し、それ以上になると H/A_0 に比例して低下する。外側の噴流の岐点熱伝達率が中央噴流のそれより低く、しかも異なった傾向を示すのは先にも述べたように中央噴流が壁噴流となって下流に流れ、その壁噴流上に外側の噴流が衝突するのでこのような結果になると考えられる。さてこれらの結果をもとにして、著者らの実験範囲に対する局所最大熱伝達率を与える実験式を求めると

中央噴流に対して

$$Nu_{x0} = 0.243 Re_0^{0.58} \quad H/A_0 \leq 5 \quad (2)$$

$$Nu_{x0} = 1.908 Re_0^{0.58} (H/A_0)^{-0.775}$$

$$H/A_0 > 10 \quad (3)$$

左右の噴流に対して

$$N_{uo} = 0.208 R_{eo}^{0.58} \quad H/A_o \leq 10 \quad (4)$$

$$N_{uo} = 0.943 R_{eo}^{0.58} (H/A_o)^{-0.632} \quad H/A_o > 10 \quad (5)$$

となる。ただし $N_{uo} = \alpha_o A_o / \lambda$, $R_{eo} = U_o A_o / \nu$ である。

4. む す び

衝突2次元複噴流の熱伝達について実験的な研究を行なった結果次のことが明らかとなった。

- (1) 2噴流の最大局所熱伝達率は噴流吹き出し速度に比例し、衝突面高さに反比例する。
- (2) 2噴流の最大局所熱伝達率は単噴流のそれとは異なった傾向を示す。
- (3) 3噴流の中央噴流の最大熱伝達率は単噴流のそれと同じ傾向を示す。
- (4) 3噴流の左右の噴流の最大局所熱伝達率は中央より小さく、 H/A_o がほぼ10まで一定値を示す。
- (5) 2噴流および3噴流の左右の噴流の岐点の相対位置は吹き出し速度および吹き出し口のピッチには無関係である。

参 考 文 献

- (1) R. Gardon and Cobonpue: Int. Develop. Heat Transfer, (1962) 454, ASME.
- (2) 中谷・矢尾: 奈良高専研究紀要 第13号 (昭52)
- (3) 中谷: 奈良高専研究紀要 第10号 (昭49), 29.

楕円型複体の一致点公式について

福 島 克 彦

On the Coincided Point Formula for Elliptic Complexes

Katsuhiko FUKUSHIMA

The present short note is a preliminary report on an attempt to generalize the classical Lefschetz coincided point formula to the case of the elliptic complexes.

1. はじめに

Atiyah-Bott [1] * は、Lefschetz の不動点公式を楕円型複体の場合に拡張して証明を与えた。Lefschetz はもう一つ、不動点公式の拡張である一致点公式も得ていた [4]。そこで Atiyah-Bott の公式を含むように、楕円型複体の場合へ一致点公式を拡張できないかという問題が生ずる。

この問題に対する一つの解答を与える。

2. 定理の構成

Y が滑らか (C^∞) でコンパクトな Riemann 多様体とする。更に向きづけ可能で、体積要素 $d\omega_Y$ により向きが一つ指定されているとする。

$\{E_j\}_j$ を Y 上の C^∞ -Hermitian 計量を持った複素ベクトル束の列、 $\{d_j\}_j$ を m ($0 < m$) 次擬微分作用素の列 $d_j \in S^m(E_j, E_{j+1})$ i. e. $d_j : \Gamma(E_j) \rightarrow \Gamma(E_{j+1})$ ($\Gamma(E_j) : E_j$ の C^∞ -断面の集合) とする。 d_j の主表象 $\sigma_o(d_j)(y, \xi)$ が ξ について m 次の奇次関数としよう。

$E = (\{E_j\}, \{d_j\})$ が楕円型複体のときコホモロジー群 $H^j(E) = \text{Kernel } d_j / \text{Image } d_{j-1}$ が定義で

き、 $\dim H^j(E) < \infty$ が知られている。

$T = \{T_j\}$ を線型写像 $T_j : \Gamma(E_j) \rightarrow \Gamma(E_j)$ の列として $T_{j+1} d_j = d_j T_j$ をみたすとき T を E の自己準同型写像という。このとき T から $H^j(E)$ の線型変換の列 $\tilde{T} = \{\tilde{T}_j\}$ が誘導される。この \tilde{T} により T の Lefschetz 数 $L(T) = \sum_j (-1)^j \text{trace } \tilde{T}_j$ によって定義される。

次に、 X が Y と同じ条件をみたす $(n+r)$ 次元多様体とし、 $f, g : X \rightarrow Y$ を C^∞ -写像として、 $f^* E_j, g^* E_j$ を f, g による E_j の引き戻しとすると $\Gamma_f : \Gamma(E_j) \rightarrow \Gamma(f^* E_j)$ が $(\Gamma_f u)(x) = u(f(x))$ によって定義される。 Γ_g も同様である。また $g^* E_j$ には g により E_j の計量が引き戻されることに注意すれば、関数空間 $\Gamma(E_j), \Gamma(g^* E_j)$ にも積分によって内積が導入される。

そこで Γ'_g を Γ_g の形式的共役写像とする。

別に $\varphi = \{\varphi_j\}$ を C^∞ -束写像 $\varphi_j : f^* E_j \rightarrow g^* E_j$ の列として E の自己準同型写像 $T = \{T_j\}$ が $T_j = \Gamma'_g \Gamma(\varphi_j) \Gamma_f$ で与えられるとき T を (f, g, φ) により誘導された幾何学的自己準同型写像という。ここで $f(x) = g(x)$ ($x \in X$) のとき $(f^* E_j)_x = (g^* E_j)_x$ だから $\text{trace } \varphi_j(x)$ が定義されることに注意しておく。

さて、 f と g の勝手な一致点 x に対し $dg_x - df_x : T_x(X) \rightarrow T_y(Y)$ ($y = f(x)$) が考えられるが、常に $\text{rank}(dg_x - df_x) = n$ のとき、 f と g は横断

* [] 内の数字は文献の番号

的であるという。このとき一致点集合 $M = \{x \in X; f(x) = g(x)\}$ は陰関数定理より X の r 次元部分多様体になる。また M の各点 x でその直交法ベクトル束 $N(M)$ には $dg_x - df_x$ により Y の向きが x に関し連続的に誘導されるから $N(M)$ には向きが一つの指定される。 X には既に向きが与えられていたから M も向きづけ可能で意的に向きづけられる。 $T(M)$ には $T(X)$ より制限された Riemann 計量が入る。従って M の体積要素 $d\omega_M$ が自然に指定される。

以上の設定のもとで

定理. E を Y 上の楕円型複体とし, T が C^∞ -写像 $f, g: X \rightarrow Y$ と C^∞ -束写像 $\varphi_j: f^*E_j \rightarrow g^*E_j$ によって誘導された幾何学的自己準同型写像とする。このとき, f と g が横断的であれば $M = \{x \in X; f(x) = g(x)\}$ として, $L(T) = \nu(M)$ がなりたつ。ここに, $\nu(M) = \sum_j (-1)^j \int \text{trace } \varphi_j | \det(Dg - Df) |^{-1} d\omega_M$ 。そして, $Dg - Df$ は $dg - df$ の $N(M)$ への制限で, 各点 $x \in M$ 上 $N_x(M)$ の正規直交基と $T_\nu(Y)$ ($y = f(x)$) の正規直交基で表現された行列である。

3. 局 所 解 析

U を \mathbb{R}^n の開集合とし, $y = (y_1, \dots, y_n)$ を通常の座標とする。 $p(y, \xi) \in C^\infty(U \times \mathbb{R}^n)$ で任意のコンパクト集合 $K \subset U$ と多重指標 α, β に対し α, β, K と p に依存した定数 $C_{\alpha, \beta, K}$ があって $|D_y^\alpha D_\xi^\beta p(y, \xi)| \leq C_{\alpha, \beta, K} (1 + |\xi|)^{m - |\alpha|}$ がなりたつ p の全体を, $S^m(U)$ とかく。特に $C_{\alpha, \beta, K}$ が p に関係ないとき p は $S^m(U)$ の有界集合に属するという。 $S^\infty(U) = \bigcap_m S^m(U)$, $S^{-\infty}(U) = \bigcup_m S^m(U)$ とかく。ここに $D_\xi^\alpha = (-i \partial / \partial \xi_1)^{\alpha_1} \dots (-i \partial / \partial \xi_n)^{\alpha_n}$ で $|\alpha| = \sum_i \alpha_i$ 等。 $p \in S^m(U)$ に対し線型作用素 $P: C_c^\infty(U) \rightarrow C_c^\infty(U)$ が $(Pu)(y) = (2\pi)^{-n} \int p(y, \xi) \hat{u}(\xi) e^{i \langle y, \xi \rangle} d\xi$ によって定義される。ここに \hat{u} は u の Fourier 変換。 $P = p(y, D)$ とかく。 $p(y, \xi)$ が P の表象である。 $p = \sigma(P)$ とかく。混乱のない限り P の全体も $S^m(U)$ とかく。

大域的な作用素 P が局所的に, 上のように記述されるとき P を m 次擬微分作用素という。

$p \in S^m(U)$ に対し $P = p(y, D)$ の Schwartz 核と呼ばれる $U \times U$ 上の超関数 K_p が $w \in C_c^\infty(U \times U)$ に対し, $K_p(w) = (2\pi)^{-n} \iint \hat{w}(y, \eta) p(y, \eta) e^{i \langle y, \eta \rangle} dy d\eta$ によって定義される。 $\hat{w}(y, \eta)$ は第 2 変数についての Fourier 変換。 $u, v \in C_c^\infty(U)$ とすると $u \otimes v \in C_c^\infty(U \times U)$ となり $K_p(u \otimes v) = \langle u, Pv \rangle$ となることに注意しておく。特に $p \in S^{-\infty}(U)$ のとき,

$K_p \in C^\infty(U \times U)$ となり

$$K_p(y, y') = (2\pi)^{-n} \int e^{i \langle y - y', \xi \rangle} p(y, \xi) d\xi \quad (1)$$

と与えられ, $(Pu)(y) = \int K_p(y, y') u(y') dy'$ がなりたつ。

別に $\Omega \subset \mathbb{R}^{n+r}$ (開集合) と C^∞ -写像 $f, g: \Omega \rightarrow U$ に対し, $F: \Omega \ni x \rightarrow (f(x), g(x)) \in U \times U$ とする。但し $x = (x_1, \dots, x_{n+r})$, $p \in S^{-\infty}$ のとき $(F^* K_p)(x) = K_p(F(x)) (= K_p(f(x), g(x)))$ で与える。つまり, $F^* K_p \in D'(\Omega)$ としては $v \in C_c^\infty(\Omega)$ として $\langle F^* K_p, v \rangle = (2\pi)^{-n} \int d\xi \int e^{i \langle f(x) - g(x), \xi \rangle} p(f(x), \xi) v(x) dx$ となる。

ここで f と g が横断的になっていたとして, 一般性を失うことなく $M = \{x \in \Omega; f(x) = g(x)\} = \mathbb{R}^r \times \{0\}$, Ω と仮定する。このとき, U, Ω を必要に応じて十分制限すれば, $x^1 \in \mathbb{R}^r$ ($(x^1, 0) \in M$) を固定すると $x^1 \times \mathbb{R}^n \cap \Omega \ni (x^1, x^2) \rightarrow y = g(x) - f(x) \in U$ は微分同相になる。但し $x^1 = (x_1, \dots, x_r)$, $x^2 = (x_{r+1}, \dots, x_{n+r})$ 。そこでその逆写像を $h(x^1, y)$ とおくと, $(dg - df)_N = \partial_{x^2}(g - f)$ とかくとき $| \det \partial_y h | = | \det(dg - df)_N |^{-1}$ がなりたつから $v \in C_c^\infty(\Omega)$ ($\text{supp } v$: コンパクト) に注意して $p \in S^{-\infty}$ のもとで Fubini の定理と積分の変数変換が適用できて

$$\begin{aligned} \langle F^* K_p, v \rangle &= (2\pi)^{-n} \int dx^1 \int d\xi \int e^{-i \langle y, \xi \rangle} p(f(x^1, h), \xi) v(x^1, h) \\ &\quad | \det(dg - df)_N |^{-1} dy \\ &\quad (h = h(x^1, y)) \end{aligned} \quad (2)$$

と変形できる。そこで一般に $p \in S^m$ のとき (2) で $F^* K_p$ を定義する。

$C^\infty(U \times \mathbb{R}^n)$ には位相が入って $\varepsilon(U \times \mathbb{R}^n)$ となる。 $p \in S^m(U)$ に対し $p \rightarrow F^* K_p$ は, p が $S^m(U)$ の有界集合に属するとき, $\varepsilon(U \times \mathbb{R}^n) \rightarrow D'(\Omega)$ とみて連続であることが, [2] と同様に示される。

特に $p = 1 \in S^0(U)$ のとき, Fourier の反転公式より

$$(2\pi)^{-n} \int dx^1 \int d\xi \int e^{-i \langle y, \xi \rangle} v$$

$$\begin{aligned}
 & | \det (dg - df)_N |^{-1} dy \\
 & = (2 \pi)^{-n} \int dx^1 \int e^{i \langle \cdot, \xi \rangle} \{ v \\
 & | \det (dg - df)_N |^{-1} \}^{-1} d \xi \\
 & = \int v (x^1, o) | \det (dg - df)_N \\
 & (x^1, o) |^{-1} dx^1
 \end{aligned}
 \qquad
 \begin{aligned}
 L(T) & = L_{(L_2)} (TP(t)) \\
 & (\equiv \sum_j (-1)^j t_{r(L_2)} (T_j P_j (t))) \\
 & (0 < t < 1)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

だから

$$\begin{aligned}
 \langle F^* K_1, v \rangle & = \int v (x^1, o) | \det \\
 (dg - df)_N (x^1, o) |^{-1} dx^1
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

以上が [2] 定理 2.5 を一致点に関する場合へ拡張したものである。

4. 定理の証明

3つの補題を挙げる。証明は [3] を参照。

補題1. $E = (\{E_j\}, \{d_j\})$ を楕円型複体とすると、助変数 $t (0 < t < 1)$ をもつ Parametrix $\{Q_j(t)\}$, $Q_j(t) : \Gamma(E_{j+1}) \rightarrow \Gamma(E_j)$ をつぎの条件をみたすように構成できる。

$$\left. \begin{aligned}
 \text{(i)} \quad & d_{j-1} Q_{j-1}(t) + Q_j(t) d_j \\
 & = 1 - P_j(t) \\
 & (\{P_j(t)\}_t : S^{-\infty}(E_j) \text{ で有界}) \\
 \text{(ii)} \quad & \sigma(P_j(t)) \rightarrow 1 \text{ in } S^0(E_j) \\
 & \subset \varepsilon(E_j)(t \rightarrow 0)
 \end{aligned} \right\}
 \tag{4}$$

但し, $S^m(E_j) = S^m(E_j, E_j)$ 。

補題2. E は Hermite 計量をもった複素ベクトル束で $L_2(E)$ は $\Gamma(E)$ を完備化した Hilbert 空間とする。このとき $P \in S^{-\infty}(E) : L_2(E) \rightarrow L_2(E)$ は trace class の作用素となる。その trace を $t_{r(L_2)}(P)$ とかく。

補題3. $T = \{T_j\}$ を楕円型複体 $E = (\{E_j\}, \{d_j\})$ の自己準同型写像, $P(t) = \{P_j(t)\} (0 < t < 1)$ を補題1の作用素とする。このとき

がなりたつ。

(定理の証明). 補題3より $t_{r(L_2)}(T_j P_j(t))$ を計算すればよい。 $T_j P_j(t) = \Gamma'_0 \Gamma(\varphi_j) \Gamma_f P_j(t)$ で、 $\Gamma'_0, \Gamma(\varphi_j), \Gamma_f \in S^0, P_j(t) \in S^{-\infty}$ だから $T_j P_j(t) \in S^{-\infty}$ 。同様に $\Gamma(\varphi_j) \Gamma_f P_j(t) \cdot \Gamma'_0 \in S^{-\infty}$ 。従って補題2より $t_{r(L_2)}(T_j P_j(t)) = t_{r(L_2)}(\Gamma(\varphi_j) \Gamma_f P_j(t) \Gamma'_0)$ 。(1)より $\Gamma(\varphi_j) \Gamma_f P_j(t) \Gamma'_0$ は積分作用素となり、 $P_j(t)$ の核を $K_j(t, y, y')$ とすると、その核は簡単な計算で $\varphi_j(x) K_j(t, f(x), g(x'))$ となり、従って

$$\begin{aligned}
 t_{r(L_2)}(T_j P_j(t)) & = \int t_r \\
 (\varphi_j(x) K_j(t, f(x), g(x)) d \omega_x
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

ここに $d \omega_x$ は X の体積要素。

次に X の1の分解 $\{\alpha_\nu\}_{\nu=1}^{\ell_0}$ で、 $\ell_0 < \ell$ とし $\text{supp } \alpha_\nu, M = \phi(\nu = \ell_0 + 1, \dots, \ell), \sum_{\nu=1}^{\ell_0} \alpha_\nu|_M = 1$ とできる。

$$\begin{aligned}
 & \int t_r(\varphi_j(x) K_j(t, f(x), g(x)) d \omega_x \\
 & = \sum_{\nu=1}^{\ell_0} \int t_r(\alpha_\nu(x) \varphi_j(x) K_j \\
 & (t, f(x), g(x)) d \omega_x
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

となるが $\{\alpha_\nu\}$ のとり方から [3] と同様に

$$\begin{aligned}
 \ell_0 < \nu \leq \ell \Rightarrow \\
 & \int t_r(\alpha_\nu(x) \varphi_j(x) K_j(t, f(x), g(x)) \\
 & d \omega_x \rightarrow 0 (t \rightarrow 0)
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

がなりたつ。従って (7) の $\sum_{\nu=1}^{\ell_0}$ は $t \rightarrow 0$ のもとの $\sum_{\nu=1}^{\ell_0}$ に退化する。

ここで Riemann 接続を使った管状近傍の存在定理 [5] より $1 \leq \nu \leq \ell_0$ 。として $\text{supp } \alpha_\nu$ をつむ座標近傍 $(\Omega_\nu, x = (x^1, x^2))$ で x^1 が $M_\nu \Omega_\nu$ の座標、

x^2 が法線方向になるようにとれる。従って Ω_ν 上, $g_\nu = \det(g_{ij}), g_{ij} = (\partial x_i, \partial x_j) (1 \leq i, j \leq n+r)$ とすると $M_\nu \Omega_\nu$ 上 $(\partial x_i, \partial x_j) = 0 (1 \leq i \leq r < j \leq n+r)$ だから $g_\nu^1 = \det(g_{ij}^1), g_{ij}^1 = (\partial x_i, \partial x_j) (1 \leq i, j \leq r), g_\nu^2 = \det(g_{ij}^2), g_{ij}^2 = (\partial x_i, \partial x_j) (r+1 \leq i, j \leq r+n)$ として

$$\sqrt{g_\nu} = \sqrt{g_\nu^1} \sqrt{g_\nu^2} \quad (M_\nu \Omega_\nu \text{ 上}) \quad (9)$$

さて, $f(x), g(x) (x \in \Omega_\nu)$ をつむ Y の座標近傍を (U_ν, y) とすると \bar{g}_ν が Y の Riemann 計量より g_ν と同様に定義される。 U_ν 上 $\sigma(P_j(t)) = p_j(t, y, \xi)$ とすると(1)より $d\omega_x = \sqrt{g_\nu} dx$ だから

$$\begin{aligned} & \int \operatorname{tr}(\alpha_\nu(x)\varphi_j(x)K_j \\ & (t, f(x), g(x))) d\omega_x \\ &= \operatorname{tr} \left\{ (2\pi)^{-n} \int \alpha_\nu(x)\varphi_j(x)\sqrt{g_\nu} \right. \\ & dx \int e^{i\langle f(x)-g(x), \xi \rangle} \\ & \left. p_j(t, f(x), \xi) d\xi \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

これは(2)の形に変形できる。(4)の(ii)より U_ν 上座標変数 y に関し $\sigma(P_j(t) \circ \sqrt{\bar{g}_\nu} 1) \rightarrow 1$ in $S^0(t \rightarrow 0)$ だから(10)で $t \rightarrow 0$ とすると(3)より(9)に注意して

$$\begin{aligned} & \int \operatorname{tr}(\alpha_\nu(x)\varphi_j(x)K_j \\ & (t, f(x), g(x))) d\omega_x \\ & \rightarrow \int \alpha_\nu(x^1, 0) \operatorname{tr} \varphi_j(x^1, 0) \\ & \left\{ \sqrt{g_\nu^2}^{-1} |\det(dg-df)_N| \right. \\ & \left. \sqrt{g_\nu} \right\}^{-1} \sqrt{g_\nu^1} dx^1 \quad (t \rightarrow 0) \end{aligned}$$

$\sqrt{g_\nu^1} dx^1 = d\omega_M$ だから $1 \leq \nu \leq \ell$ について和をとると(8)に注意して

$$\begin{aligned} & \operatorname{tr}_{(L_2)}(T_j P_j(t)) \rightarrow \\ & \int \operatorname{tr} \varphi_j |\det(Dg-Df)|^{-1} d\omega_M \\ & (t \rightarrow 0) \end{aligned}$$

故に(5)より定理を得る。

初等的な計算で $\sqrt{g_\nu^2}^{-1} |\det(dg-df)_N| \sqrt{g_\nu} = |\det(Dg-Df)|$ になりたつ。

文 献

- (1) Atiyah & Bott : A Lefschetz fixed point formula for elliptic complexes I, Ann. of Math., 86 (1967)
- (2) L. Hörmander : Pseudo-differential operators and hypoelliptic equations, Amer. Math. Soc., 10 (1967)
- (3) 熊ノ郷 : 擬微分作用素, 岩波, (1974)
- (4) 中岡 : 不動点定理とその周辺, 岩波, (1977)
- (5) 内田 : 変換群とコボルディズム論, 紀伊国屋, (1974)

半整数スピン粒子の重力場内での運動

宮 本 止 戈 雄

Motion of the Half Integer Spinning Particle in the Gravitational Field

Shikao MIYAMOTO

Abstract

Based on the theory of vier-bein fields, which give the gravitational theory, we can derive a equation of motion, describing the classical orbit of half integer spinning particle. In order to study the motion of this particle in the static spherically symmetric gravitational field, we have solved this equation of orbit. Gravitational interaction with spin give the effect of increase or one of decrease for the advance of perihelion, which order is secondary power of gravitational constant G. In the case of revolution of the electron around the sun, this effect is very small as compared with ordinary advance of perihelion.

1. は じ め に

半整数スピン粒子を含む系に関して、一般座標変換に対して不変になる様に理論を定式化する事により、導入されたゲージ場 $b_{\kappa\mu}$ (vier-bein 場と呼ばれている) があり、⁽¹⁾⁽²⁾ この場による、いわゆる重力理論は、Einstein のそれと同様な結果を与える事が知られている。⁽²⁾⁽³⁾ スピンを考慮しない質点の重力場内での運動に関しては、よく知られているが、⁽⁴⁾ ここでは、このゲージ場の理論を用いて、電子や陽子の様なスピン $\frac{1}{2}$ の粒子の、時間的変化のない静的で球対称な重力場の中での運動に関して、スピンの影響がどの様に表われるかを調べる。粒子の軌道を求めるために、場の方程式と、正準エネルギー運動量テンソルの発散が 0 であるという関係式を用いて、古典的な軌道の方程式を導く。この方程式に表われた重力ポテンシャルに、ゲージ場の静的な球対称解を代入して軌道の解を求め、スピンとの相互作用による影響を調べる。

2. 正準エネルギー運動量テンソル

重力場を記述するゲージ場 $b_{\kappa\mu}$ を含む Lagrangean 密度を、

$$\mathcal{L} = L(\Psi, \Psi_{,\mu}, b_{\kappa\mu}) + L^G(b_{\kappa\mu}, b_{\kappa\mu, \nu})^{**} \quad (1)$$

とする。ここで L, L^G は、それぞれ物質場 Ψ および重力場 $b_{\kappa\mu}$ の Lagrangean 密度である。物質場および重力場の正準エネルギー運動量テンソル密度をそれぞれ

$$T_{\mu}^{\nu} = \frac{\partial L}{\partial \Psi_{,\nu}} \Psi_{,\mu} - \delta_{\mu}^{\nu} L \quad (2)$$

注 * ラテン文字 k およびギリシャ文字 μ の添字は、それぞれローレンツ変換および一般座標変換でベクトルの変換性を持つ事を示す。以後同じである。

** $\Psi_{,\mu}$ は $\partial\Psi/\partial x^{\mu}$ を表わす。 $A_{k\lambda} B_{k\lambda}$ は

$$\sum_{k=1}^4 \sum_{\lambda=1}^4 A_{k\lambda} B_{k\lambda} \text{ を表わす。}$$

$${}^G T_{\mu}{}^{\nu} = -\frac{\partial L^G}{\partial b_{\kappa\lambda, \nu}} b_{\kappa\lambda, \mu} - \delta_{\mu}{}^{\nu} L^G \quad (3)$$

で定義すると、一般座標変換に対する不変性と、 Ψ および $b_{\kappa\mu}$ の運動方程式を用いると、

$$T_{\mu}{}^{\nu},{}_{\nu} + {}^G T_{\mu}{}^{\nu},{}_{\nu} = 0 \quad (4)$$

を導くことができる。

特に、質量を持ったスピン $\frac{1}{2}$ の粒子を考えると、この物質場の Lagrangean 密度は

$$L = \frac{1}{2} b b_{\kappa\mu} (\bar{\Psi} \gamma_{\kappa} \Psi,{}_{\mu} - \bar{\Psi},{}_{\mu} \gamma_{\kappa} \Psi) + m b \bar{\Psi} \Psi \quad (5)$$

$$b = \det b_{\kappa\mu} \quad (6)$$

である。(2)式と(5)式より、

$$T_{\nu}{}^{\mu} = -\frac{\partial L}{\partial b_{\kappa\mu}} b_{\kappa\nu} \quad (7)$$

が導ける。これと $b_{\kappa\mu}$ に関する運動方程式を用いて、

$${}^G T_{\nu}{}^{\mu},{}_{\mu} = -T^{\mu\lambda} b_{\kappa\mu} b_{\kappa\lambda, \nu} \quad (8)$$

この式と(4)式より ${}^G T_{\nu}{}^{\mu}$ を消去すると、

$$T^{\mu\nu},{}_{\nu} + T^{\nu\lambda} (\Gamma_{\nu\lambda}{}^{\mu} + B_{\nu\lambda}{}^{\mu}) = 0 \quad (9)$$

が得られる、ここで

$$\Gamma_{\mu\nu}{}^{\lambda} = \frac{1}{2} g^{\lambda\rho} (g_{\mu\rho, \nu} + g_{\nu\rho, \mu} - g_{\mu\nu, \rho}) \quad (10)$$

$$B_{\mu\nu}{}^{\lambda} = \frac{1}{2} g^{\lambda\rho} (C_{\rho\mu\nu} + C_{\mu\rho\nu} + C_{\nu\rho\mu}) \quad (11)$$

$$C_{\mu\nu\lambda} = b_{\kappa\mu} (b_{\kappa\nu, \lambda} - b_{\kappa\lambda, \nu}) \quad (12)$$

であり、

$$\Gamma_{\mu\nu}{}^{\lambda} = \Gamma_{\nu\mu}{}^{\lambda} \quad (13)$$

$$B_{\mu\nu}{}^{\lambda} = -B_{\nu\mu}{}^{\lambda} \quad (14)$$

の対称性を持っている。従って $B_{\mu\nu}{}^{\lambda}$ の項は、正準エネ

ルギー運動量テンソルが、反対称部分を持っている場合にのみ存在する。

3. 軌道を表わす運動方程式

ここで、スピン $\frac{1}{2}$ の粒子のエネルギー運動量テンソル密度 $T^{\mu\nu}$ を、古典的な意味での粒子座標 q^{μ} で表現する事を考える。重力場のない自由空間、すなわち

$$b_{\kappa\mu} = \delta_{\kappa\mu} \quad (15)$$

の空間では、

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} &= i \bar{\Psi} p_{\mu} \gamma_{\nu} \Psi \\ &= \frac{1}{m} \bar{\Psi} p_{\mu} p_{\nu} \Psi + \frac{1}{2m} \\ &\quad (\bar{\Psi} p_{\mu} \sigma^{\nu\lambda} \Psi),{}_{\lambda} \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ここで p_{μ} および $\sigma^{\mu\nu}$ は、

$$p_{\mu} = \frac{i}{2} (\overleftarrow{\partial}_{\mu} - \overrightarrow{\partial}_{\mu}) \quad (17)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2i} (\gamma_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\mu}) \quad (18)$$

で、左右の波動関数に作用する微分演算子およびスピン演算子である。(16)式を粒子の座標 q^{μ} およびスピン演算子 $\sigma^{\mu\nu}$ の期待値 $M^{\mu\nu}$ で対応させると、

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} &= m \delta^3 (q^i - x^i) \frac{d q^{\mu}}{d \tau} \frac{d q^{\nu}}{d \tau} \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\delta^3 (q^i - x^i) \frac{d q^{\mu}}{d \tau} \cdot \right. \\ &\quad \left. M^{\nu\lambda} \right),{}_{\lambda} \end{aligned} \quad (19)$$

となる。ここで、 $q^4 = x^4 = i c t$ で t は時刻を表わす。また τ は固有時間と呼ばれ、

$$d \tau = \frac{d t}{c} \sqrt{ -\frac{d q^{\mu}}{d t} \frac{d q^{\nu}}{d t} g_{\mu\nu} } \quad (20)$$

で定義される。

(19)式は重力場の存在しない、自由空間の場合の、粒子座標 q^{μ} で表わしたエネルギー運動量テンソル密度であるが、重力場が存在しても同じ形で表わされるものと仮定する。

$$M^{\mu\nu} = -M^{\nu\mu} \quad (21)$$

および連続の式

$$\left(\delta^3 (q^i - x^i) \frac{dq^\mu}{d\tau} \right)_{,\mu} = 0 \quad (22)$$

を用いると、(19) 式より

$$T^{\mu\nu}_{,\nu} = m \delta^3 (q^i - x^i) \frac{d^2 q^\mu}{d\tau^2} \quad (23)$$

となる。さらに非相対論近似で $M^{ij} = M^{j4} = 0$ として (19) 式、(23) 式を (9) 式に代入して空間積分を行うと、

$$\begin{aligned} \frac{d^2 q^\mu}{d\tau^2} &= -\frac{dq^\nu}{d\tau} \frac{dq^\lambda}{d\tau} \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \\ &\quad - \frac{1}{2m} \frac{dq^\nu}{d\tau} M^{ij} \frac{d}{dq^j} \\ &\quad \left\{ \Gamma_{\nu i}^\mu + A_{\nu i}^\mu \right\} \quad (24) \end{aligned}$$

($i, j=1, 2, 3$)

これが求めるスピン $\frac{1}{2}$ の粒子の運動方程式である。

(24) 式の両辺に質量 m を乗じると Newton の運動方程式に対応して右辺は重力を表わしている。

スカラー粒子の場合は、スピンによる M^{ij} の項がないので、単に、

$$\frac{d^2 q^\mu}{d\tau^2} = -\frac{dq^\nu}{d\tau} \frac{dq^\lambda}{d\tau} \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \quad (25)$$

となるが、これは、重力以外の力が作用しない時の質点の運動方程式としてよく知られている。座標系の設定の仕方により $\Gamma_{\nu\lambda}^\mu$ の成分を局所的にすべて 0 にすることができ、そのような座標系では重力の作用は無くなるが、 $A_{\nu i}^\mu$ はテンソルであるので、ある座標系で 0 でなければ、どのような座標系でもこの成分を、ことごとく 0 にすることはできない。従ってスピンのある粒子は、完全に重力の作用のない座標系を常に設定できるとは限らないことがわかる。

4. 静的な球対称場内での運動

時間的変化のない静的な球対称重力場の周囲を、スピン $\frac{1}{2}$ の粒子が運動する場合に、スピンの影響がどのように表われるかを、(24) 式を解く事により調べる。

ゲージ場 $b_{\kappa\mu}$ を使った重力理論の、静的球対称解は⁽⁵⁾

$$b_{\kappa\mu} = \begin{bmatrix} \delta_{ij} f & 0 \\ 0 & S \end{bmatrix} \quad (26)$$

ただし

$$f = \left\{ 1 - (\lambda_1 + 1) \frac{a}{r} \right\}^{\frac{\lambda_1}{\lambda_1 + 1}} \cdot \left\{ 1 - (\lambda_2 + 1) \right\}^{\frac{\lambda_2}{\lambda_2 + 1}} \quad (27)$$

$$S = \left\{ 1 - (\lambda_1 + 1) \frac{a}{r} \right\}^{\frac{1}{\lambda_1 + 1}} \cdot \left\{ 1 - (\lambda_2 + 1) \frac{a}{r} \right\}^{\frac{1}{\lambda_2 + 1}} \quad (28)$$

$$\lambda_1 + \lambda_2 = -\frac{2(1 - 2\epsilon)}{1 - 4\epsilon} \quad (29)$$

$$\lambda_1 \lambda_2 = \frac{-\epsilon}{1 - 4\epsilon} \quad (30)$$

である。ここで ϵ は、ゲージ場 $b_{\kappa\mu}$ による重力理論と Einstein のそれとの違いを示すパラメーターで、 $\epsilon = 0$ のとき両者は一致する。各種の実験事実より ϵ は 0 に近い事はわかっているが 0 であるとは言いきれない。また $g_{\mu\nu}$ の各成分は、

$$g_{\mu\nu} = b_{\kappa\mu} b_{\kappa\nu} = \begin{bmatrix} \delta_{ij} f^2 & 0 \\ 0 & S^2 \end{bmatrix} \quad (31)$$

この $b_{\kappa\mu}$ 、 $g_{\mu\nu}$ を用いて $\Gamma_{\nu\lambda}^\mu$ 、 $A_{\nu i}^\mu$ を計算し、その結果を (24) 式に代入すると、

$$\frac{1}{f^2} \frac{d}{d\tau} \left(f^2 \frac{dx^k}{d\tau} \right) = \frac{x^k}{r}$$

$$\left\{ \frac{f'}{f} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{dx^i}{d\tau} \right)^2 - \frac{SS'}{f^2} \left(\frac{dx^0}{d\tau} \right)^2 \right\}$$

$$-\frac{1}{m} \left(\frac{f'}{rf} \right)' \sum_{i,j=1}^3 \frac{dx_i}{d\tau} \frac{x^k x^j}{r} M^{ij}$$

$$-\frac{1}{m} \frac{f'}{f} \sum_{i=1}^3 \frac{dx^i}{d\tau} M^{ik} \quad (32)$$

($k=1, 2, 3$)

$$\frac{1}{S^2} \frac{d}{d\tau} \left\{ S^2 \frac{dx^0}{d\tau} \right\} = 0 \quad (33)$$

これらの式で粒子の座標 q^μ を x^μ で表わした。また f' は f の r での微分を示す。 σ^k をパウリ行列の期待値として、

$$M^{ij} = \sum_{k=1}^3 \varepsilon^{ijk} \sigma^k \quad (34)$$

と書くことができる。また (20) 式は

$$-c^2 = -S^2 \left(\frac{dx^0}{d\tau} \right)^2 + f^2 \sum_{i=1}^3 \left(\frac{dx^i}{d\tau} \right)^2 \quad (35)$$

(33) 式より

$$S^2 \frac{dx^0}{d\tau} = \rho \quad (36)$$

ρ は定数である。(32) 式より、

$$\frac{1}{f^2} \frac{d}{d\tau} \left(\varepsilon^{klm} m f^2 x^l \frac{dx^m}{d\tau} \right) + \frac{\sigma^k}{2 m f^2} \frac{d}{d\tau} f^2 = \frac{f'}{m f r} \frac{dx^k}{d\tau} \sum_{i=1}^3 x^i \sigma^i \quad (37)$$

スピンがない場合の解は楕円軌道に近く公転軸は一定であるから、公転軸を x^3 軸にとると $x^3=0$ である。そこで $x_3=0$ 、スピンの期待値が

$$\left. \begin{aligned} \sigma^1 = \sigma^2 = 0 \\ \sigma^3 = 2K \quad (K = \pm \frac{h}{4\pi}) \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

である様な解について調べる。

$$\left. \begin{aligned} x_1 = r \cos \varphi \\ x_2 = r \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

の極座標を用いると (37) 式より

$$m f^2 r^2 \frac{d\varphi}{d\tau} + K f^2 = w \quad (40)$$

w は定数でスピン角運動量の x^3 成分が保存する事を示す。(35) 式, (36) 式, (40) 式より

$$\left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + u^2 - \frac{m^2 f^2}{(w - K f^2)^2} \cdot \left[\frac{\rho^2}{S^2} - c^2 \right] = 0 \quad (41)$$

$$u = \frac{1}{r}$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} w - K = L \\ m(\rho^2 - c^2) = 2E \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

とおくと

$$\frac{m^2 f^2}{(w - K f^2)^2} \left[\frac{\rho^2}{S^2} - c^2 \right] = \frac{m}{L^2} \left[\frac{2E}{m} + 4 \left\{ 1 + \frac{4E}{m c^4} \cdot \left(\frac{1 - 3\varepsilon}{1 - 4\varepsilon} + \frac{K}{L} \cdot \frac{1 - 2\varepsilon}{1 - 4\varepsilon} \right) \right\} \cdot \frac{c^2 a}{r} + \frac{4}{1 - 4\varepsilon} \left\{ 6 - 17\varepsilon + \frac{K}{L} 8(1 - 2\varepsilon) \right\} \cdot \frac{c^2 a^2}{r^2} \right] \quad (43)$$

$$\equiv \frac{m}{L^2} \left[\frac{2E}{m} + \frac{4c^2 a}{r} + 4 \left\{ 6 + 7\varepsilon + \frac{K}{L} 8(1 + 2\varepsilon) \right\} \cdot \frac{c^2 a^2}{r^2} \right]$$

従って、(41) 式は、

$$\left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + u^2 - \frac{2}{L^2} \left[E + \right.$$

$$\frac{2mc^2}{r}a + 2m \left\{ 6 + 7\varepsilon + \frac{K}{L} 8(1 + 2\varepsilon) \right\} \frac{c^2 a^2}{r^2} = 0 \quad (44)$$

この式は重力ポテンシャルが

$$V = -\frac{2mc^2 a}{r} - 2m \left\{ 6 + 7\varepsilon + \frac{K}{L} 8(1 + 2\varepsilon) \right\} \frac{c^2 a^2}{r^2} \quad (45)$$

である事を示している。第1項は万有引力の項で、太陽の質量を M 、万有引力定数を G とすれば、

$$a = \frac{MG}{2c^2} \quad (46)$$

$$V = -\frac{mMG}{r} - m \left\{ 6 + 7\varepsilon + \frac{K}{L} 8(1 + 2\varepsilon) \right\} \cdot \frac{M^2 G^2}{2r^2 c^2} \quad (47)$$

スピンの効果は、 $1/r^2$ のポテンシャルで表われており、これは近日点の移動に寄与する。

(44) 式の解を

$$r = \frac{\ell}{1 + e \cos \eta \varphi} \quad (48)$$

とおいて、(44) 式に代入すれば、 η が求まる。一公転する間の近日点の前進角度 δ は

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{2\pi} &= 1 - \eta \\ &= \frac{\{3 + 7\varepsilon/2 + 4(1 + 2\varepsilon)^{K/L}\} MG}{\ell_0 (1 - e^2) c^2} \end{aligned} \quad (49)$$

となる。 ℓ_0 は楕円軌道の長軸の半分、 e は離心率である。

5. 結 論

(47) 式の中の L は軌道角運動量であるが、スピンによる重力ポテンシャルは K/L に比例することがわかる。またスピンの向きが公転角運動量の向きと同じであるとき、ポテンシャルが低くなり安定になり、近日点の前進

も早くなる事がわかる。電子が太陽の周囲を地球程度の半径で回転するときの K/L の値は約 3×10^{-20} で非常に小さくて、実験では観測できない。

文 献

- (1) T.W.B. Kibble, J. Math. Phys. Vol. 2, (1961), 212.
- (2) K. Hayashi and T. Nakano, Prog. Theor. Phys. Vol. 38, (1967), 491.
- (3) S. Miyamoto and T. Nakano, Prog. Theor. Phys. Vol. 45, (1971), 295
- (4) 山内恭彦, 内山龍雄, 中野董夫: 一般相対性および重力の理論, (1967) 裳華房.
- (5) 宮本止戈雄: 素粒子論研究, Vol. 44, (1971), A48.

希薄高分子溶液の流動と伝熱特性

森 教 安 ・ 堀 川 明*

Flow and Heat Transfer Characteristics of Dilute Polymer Solutions

Noriyasu MORI and Akira HORIKAWA

The flow and heat transfer characteristics of dilute polymer solutions have been studied theoretically and experimentally.

To calculate the friction and heat transfer coefficients, mixing length theory¹ was applied to the momentum and energy equations in turbulent flow. As the result, it was found that the heat transfer coefficient is reduced when the Toms effect occurs.

A series of experiments were performed for the purpose of determining the friction coefficient, the velocity profile and the heat transfer coefficient for dilute solutions of Polyethylene oxide (Alkox) in water, and the experimental data were compared with the calculations.

1. 緒 言

1948年にオランダで開かれた国際レオロジー会議において、Toms は希薄高分子溶液では乱流摩擦抵抗が減少するという事を最初に報告した。以後、この現象は、トムズ効果と呼ばれている。

トムズ効果は著しい抵抗減少を生じることから実用面で、さらに乱流機構の解明という点で理論面において、数多くの研究がなされてきた。トムズ効果の機構については、現在のところまだ確定的なものはないが、バースティング現象に溶液のもつ弾性的効果が作用し、乱れが抑制されるのではないかと考えられている。

しかし、トムズ効果が生じた時の伝熱特性については

研究も少なく、抵抗の減少に伴って熱伝達率が減少することが報告されるにとどまっている。

そこで、本研究は乱流での運動量式とエネルギー式に混合長理論を適用し解析を行なった。同時に、トムズ効果が生じたときの平均速度分布、管摩擦係数、熱伝達率を測定し、計算結果と比較検討した。

2. 基 礎 式

基礎式を導くにあたり次のような仮定をおく。(1) 速度分布、温度分布は軸対称である。(2) 散逸による自己加熱は無視する。(3) 温度変化に伴う物性値変化は無視する。

* 大阪大学工学部教授

これらの仮定を用いて次の基礎式を得る。

$$\frac{d u_x^+}{d y^+} = \frac{1}{1 + \varepsilon_M / \nu} \left(1 - \frac{y^+}{r_w^+} \right) \quad (1)$$

$$\frac{d T^+}{d y^+} = \frac{1}{1 / P_r + \varepsilon_H / \nu} \cdot \frac{r_w^+}{r_w^+ - y^+}$$

$$\cdot \frac{\int_{y^+}^{r_w^+} \rho u_x^+ (r_w^+ - y^+) d y^+}{\int_0^{r_w^+} \rho u_x^+ (r_w^+ - y^+) d y^+} \quad (2)$$

ここに、 ρ ：密度、 ν ：動粘性係数、 P_r ：プラントル数、 r_w ：管半径、 ε_M ：運動量のうず拡散係数、 ε_H ：熱のうず拡散係数である。また、 y^+ 、 u_x^+ 、 T^+ は次に示す無次元距離、無次元速度および無次元温度を表わす。

$$y^+ = u_* y / \nu \quad (3)$$

$$u_x^+ = u_x / u_* \quad (4)$$

$$T^+ = c \rho u_* (T_w - T) / q_w \quad (5)$$

ここに、 u_* ：摩擦速度、 T_w ：壁面温度、 q_w ：壁からの流入熱量である。

3. 平均速度分布と管摩擦係数

3.1 平均速度分布と管摩擦係数

平均速度分布を求めるには(1)式において ε_M を与えなければならない。運動量のうず拡散係数と混合長を考慮すると

$$\varepsilon_M / \nu = l^{+2} \left| \frac{d u_x^+}{d y^+} \right| \quad (6)$$

ここに、 $l^+ = u_* l / \nu$ 、 l ：混合長である。トムズ効果が生じた時の l については、いろいろなモデルを用いて研究されているが、本研究では壁面内部層の物理的機構を考慮した金・田古里⁽¹⁾が導いた混合長を用いる。彼らは、壁面内部層におけるパースティングの挙動を、無限平板上で周期的に振動する粘性流体の場合をモデルと

して考え、次の結果を得た。

(7)

$$l^+ = \kappa y^+ \{ 1 - \exp(-y^+ / \delta^+) \}$$

(1)、(6)、(7)式により計算した平均速度分布を図1に示す。また、管摩擦係数 λ とレイノルズ数 R_e の関係は次式で与えられる。

$$\bar{u}_x^+ = 2 \int_0^1 (1 - y^+ / r_w^+) u_x^+ \cdot d(y^+ / r_w^+) \quad (8)$$

$$\lambda = 8 / \bar{u}_x^{+2} \quad (9)$$

$$R_e = 2 \bar{u}_x^+ \cdot r_w^+ \quad (10)$$

ここに、 $\bar{u}_x^+ = \bar{u}_x / u_*$ 、 \bar{u}_x ：流量平均速度である。図2に計算結果を示す。

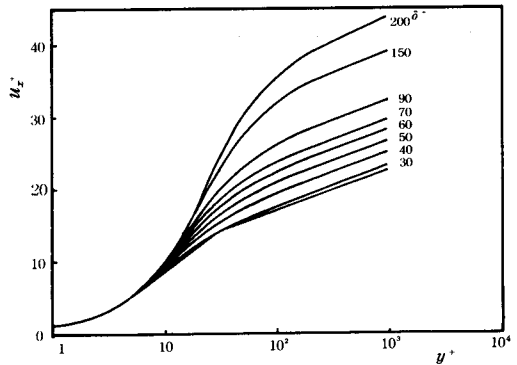


図1 平均速度分布

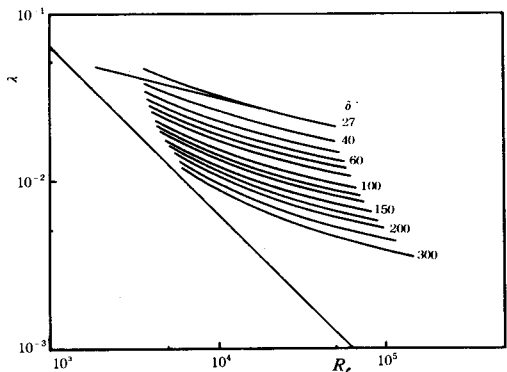


図2 管摩擦係数

δ^+ の増大にしたがい平均速度分布の曲線は上方に移動し、管摩擦係数が減少することがわかる。

3.2 実験結果との比較

速度分布と管摩擦係数の測定は、供試溶液を位置水頭を利用して流す簡単な実験装置で行なった。図3はその概略を示す。

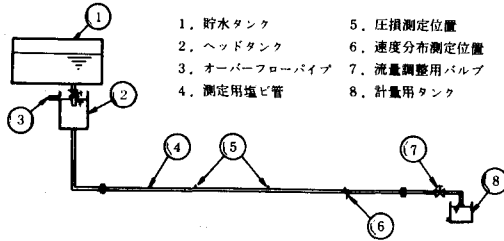


図3 実験装置概略図

実験に使用した高分子溶液は、ポリエチレンオキサド（商品名：アルコックスC）の水溶液で、測定に用いた濃度は 3 wppm と 10 wppm である。また、溶媒として水道水を使用したことによる化学的劣化を防ぐために水溶液安定剤としてサンデックスCを 200 wppm の濃度で溶かした。

図4は管摩擦係数の実験結果を示したもので、水道水の管摩擦係数はブラジウスの式に一致しているが、アルコックスCの 3 wppm と 10 wppm 溶液では管摩擦係数が著しく減少し、トムズ効果が生じていることがあきらかである。

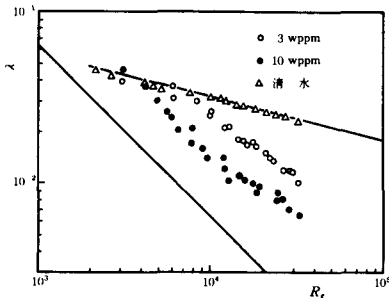


図4 管摩擦係数

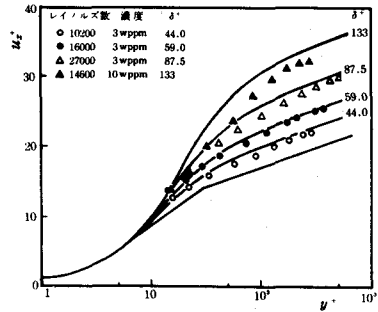


図5 平均速度分布(実験値と計算値の比較)

図5に平均速度分布の実験値とそれに対する計算値とを比較したものを示す。トムズ効果が顕著でないときは両者の一致は比較的よいが、トムズ効果が顕著になると実験値は計算値よりも小さくなる。これは、溶液のもつ弾性的性質のためにピトー管で測定される圧力に誤差が生じることによると考えられる。しかし、速度分布の形状は両方ともよく似ており、混合長のモデルとして式(7)を採用したことは妥当であることがわかる。

4. 温度分布と熱伝達率

4.1 温度分布と熱伝達率

式(1), (2)より温度分布を計算するために、一般によくなされているように熱のうず拡散係数を次のように与える。

$$\epsilon_H / \epsilon_M = 1 \tag{11}$$

また、得られた温度分布から次のようにして熱伝達率が計算できる。混合平均温度は次式で与えられる。

$$T_m = \frac{\int_s T u_x dS}{\int_s u_x dS} \tag{12}$$

ここに、 dS は管断面上の微小面積。したがって、

$$T_m^+ = \frac{4}{R_e r_w^+} \int_0^{r_w^+} T^+ u_x^+ (r_w^+ - y^+) dy^+ \tag{13}$$

ただし、 $T_m^+ = c \rho u_* (T_w - T_m) / q_w$ とする。
熱伝達率 h は式 (13) を用いて

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_m} = \frac{c \rho u_*}{T_m^+} \quad (14)$$

となる。また、ヌッセルト数 N_u は 次式で与えられる。

$$N_u = \frac{2 P_r r_w^+}{T_m^+} \quad (15)$$

以上の式により計算して得られた温度分布と熱伝達率の結果の一例を図6と図7に示す。ただし、熱伝達率は無次元化してヌッセルト数で表わしてある。

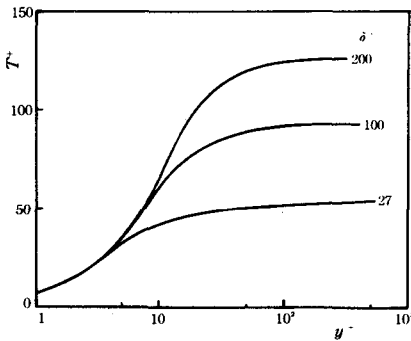


図6 温度分布 ($P_r = 7$)

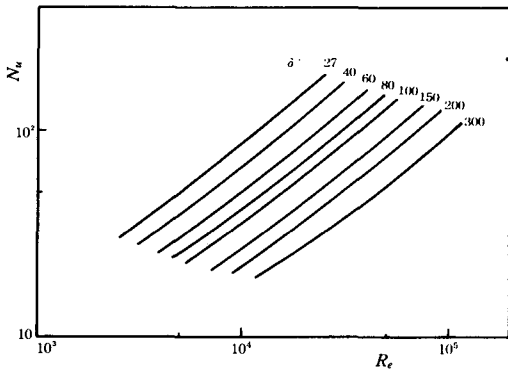


図7 熱伝達率 ($P_r = 7$)

図7において $\delta^+ = 27$ がほぼニュートン流体の場合を表わしているので、トムズ効果が生じて δ^+ が増大するとそれに伴って熱伝達率が減少することがこの計算結果より明らかである。

4.2 実験結果との比較

熱伝達率の測定は図3の直管部に簡易な向流型の熱交換器を組み込み、その交換熱量を調べることにより行なった。図8、図9に熱伝達率の実験結果を示す。

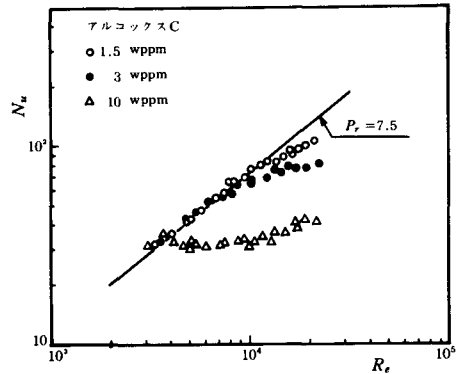


図8 熱伝達率の濃度依存性

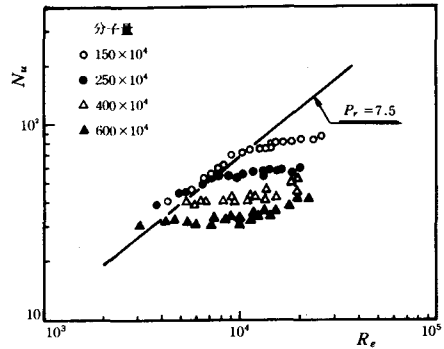


図9 熱伝達率の分子量依存性

図8は熱伝達率の濃度依存性を調べたもので、管摩擦係数と同様に濃度の大きなものほど熱伝達率の減少が著しいことがわかる。また、熱伝達率は高分子の分子量にも影響されることが図9より明らかで、分子量の大きなものほど熱伝達率の減少が大きい。これらのことより、トムズ効果が著しく抵抗の減少が大きくなると、それに

伴って熱伝達率が小さくなるといえる。

図10に実験値と計算値を比較したものを示す。ただしここでは、 $\epsilon_H / \epsilon_M = 1$ として計算を行なった。3 wppmでは両者の一致はよいが、10wppmになると計算値の方が若干大きくなっている。一般に、溶液が高濃度になるとこの傾向がはっきりとする。Debrule と Sabersky が Polyox の 50wppm 溶液で行なった実験値と、それに対して ϵ_H / ϵ_M を変化させて計算したものを図11に示す。 ϵ_H / ϵ_M が小さくなるにつれて計算値は実験値に近づき $\epsilon_H / \epsilon_M = 0.4$ で両者はほぼ一致している。これより、溶液が高濃度になると熱のうず拡散係数 ϵ_H は運動量のうず拡散係数 ϵ_M よりも小さくなるが、両者の比は一定値を保つものと思われる。しかし、 $\epsilon_H / \epsilon_M < 1$ となる理由については現在のところははっきりとはわからず、今後はこのことも含めて乱流のメカニズムを解明していくことが必要と考えられる。

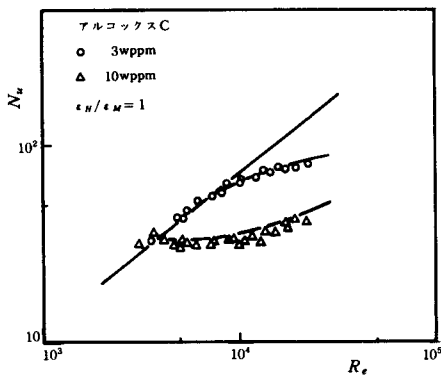


図10 熱伝達率(実験値と計算値の比較)

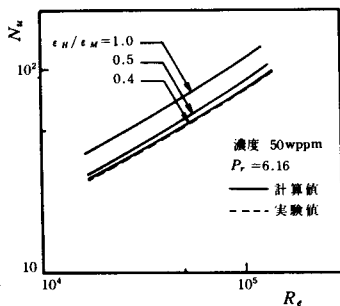


図11 ϵ_H / ϵ_M と熱伝達率

5. 結 言

以上により下記のことが明らかとなった。

- (1) 希薄高分子溶液を乱流状態で流すと、管摩擦係数が著しく減少するが、それに伴って熱伝達率も大きく減少する。
- (2) 溶液の濃度、分子量の大きなものほど熱伝達率の減少は大きい。
- (3) 内部層モデルを用いた計算により、トムズ効果が生じると熱伝達率が減少することがわかった。
- (4) 溶液の濃度が小さい場合は $\epsilon_H / \epsilon_M = 1$ で計算値と実験値の一致はよいが、濃度が大きくなると $\epsilon_H / \epsilon_M < 1$ となる。

文 献

- (1) 金・田古里：日本機械学会論文集 第 342号 (昭和50年)
- (2) P.M. Debrule and R.H. Sabersby : Int. J. Heat Mass Transfer., 17 (1974) 529
- (3) J.H. Hand and M.C. Williams : J. Appl. Polymer Sci., 13 (1969) 2499
- (4) 長谷川・富田：日本機械学会論文集 第 279号 (昭和44年)
- (5) 森：大阪大学工学部修士論文

電気粘性流体の流動特性

若林敏夫・阪部俊也

Flow Properties of Electroviscous Fluids Toshio WAKABAYASHI and Toshiya SAKABE

Electroviscosity is defined as an essentially instantaneous reversible change in apparent viscosity when a fluid is subjected to an externally applied electric field. By means of this property, it is possible to directly control fluid power by electric signals.

This paper presents the fundamental experiment which was done to research the rheology of electroviscous fluids for technical requirements. The experiment was made on laminar flow between a pair of flat parallel plates with voltage. As the result, it was found that the flow could be regarded as a Bingham flow with constant yield shear stress almost over the experimental range.

1. ま え が き

EHD発電は電気流体力学の一つの成果として目覚ましい進展が伝えられているが、最近このように電気と流体の境界領域に関する問題が重要視されてきている。ここで述べようとする電気粘性効果も、この境界領域に属する問題の一つとして取扱われている。

流動中の流体が電場の作用によって見かけの粘性が瞬間的かつ可逆的に変化する現象のことを電気粘性効果と呼び、このような特性を示す流体を電気粘性流体と呼んでいる。

1896年に Duff はグリセリン、ひまし油、重パラフィンなどが僅かではあるがこの効果のあることを報じている。これは純粋単一相の極性流体に見られる現象で、その後も各種の研究が行なわれた。ところが異物を含んだ流体の方が粘性効果の著しいことが解かり、それ以後は天然または半天然の微粉体を含水させ絶縁油などに分散させた分散系の電気粘性効果に関心が向けられるようになった。⁽⁴⁾

1947年 W. M. Winslow は電氣的インパルスを機械的な力に変換する方法という特許の中で、二枚の導電性極板間を或る種の物質を含む絶縁性の良い混合液体で満たすと、二枚の極板間に電位差がある時は極板間を単一物体とするような働きをするということを報じている。これは後にウインズロ効果と呼ばれるようになったが、これについて次のような説明がなされている。⁽¹⁾

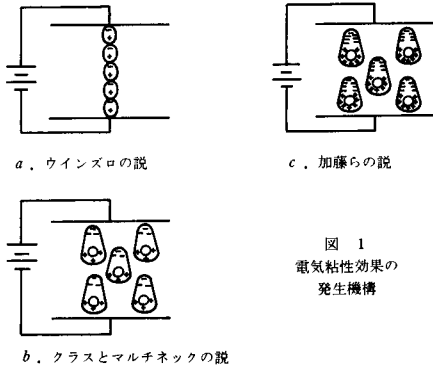
本効果の発見者である Winslow 自身は、流体に電界が印加されると、その中の粒子は誘電分極し、電界強度のより強い部分に移動する。従ってその部分の電界強度は一層大きくなり、その部分に粒子による架橋ができ、その鎖状に並んだ粒子が極板間を機械的に結合すると説明している。しかしながらこの説では約 $50 \mu \text{ sec}$ といわれる応答の速さを説明するのが困難である。

Klass と Martinek は1967年の報告の中で、粉体は流体中で電気二重層を形成する必要があるとし、電界の印加により粉体の周囲に存在する電気二重層内のモビリオンと粒子の間に相対的な移動が起こり分極する。そして粒子を含む電気二重層間に静電力が働き、この力に垂直な方向にせん断力を働かせるにはエネルギー消散を伴うと説明している。⁽⁵⁾

また同じ頃加藤らは、粉体表面の水により流体中の粉体の解離基が解離し電気二重層を形成するとし、電界の印加により電気二重層が分極し、粒子間に静電気が発生し、これに垂直にせん断抗力となり粒子の移転に対して抵抗を示すと説明している。電気粘性効果発生機構に関して、現在のところこれらの仮説が立てられているが、いずれも完全にその機構を説明するに至って居らず今後この分野での研究の発展が期待されている。⁽⁶⁾

図1は上に述べた三つの仮説を説明するための機構図を示したものである。

電気粘性効果はこのような特性をもつことから、これを利用することにより、電気信号により直接流体エネルギー



ギを制御できる可能性を持って居り、例えば可動部をもたないバルブ、クラッチ、ブレーキ等への応用が考えられている。

本報告は、これらの応用に必要な電気粘性流体の巨視的流動特性を調べるために行なった平行平板間の定常流れに関する基礎実験に就いて述べたものである。

2. 電気粘性流体の流動特性

2.1 非ニュートン流動

一般にニュートン流体の層流では、せん断応力 τ は

$$\tau = \mu (du/dy) \tag{1}$$

で示される。ここで、 du/dy は流れに直角方向の変形速度、 μ は流体の粘性係数である。

次にゾル状粘性流体においては、せん断応力に対する変形速度が一定値をとらないいわゆる非ニュートン粘性を示す。このときの流動特性を表わすものに図2に示すオストワルド曲線がある。図に示されるように、せん断

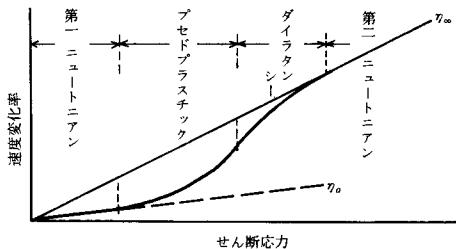


図2 オストワルド曲線

応力が極めて小さい領域では、ニュートン流体として振舞うが、せん断応力の増加と共に構造粘性などに見られる擬塑性流動となる。さらにせん断応力が増すと、外力を加えたとき逆に流動し難くなるダイラタンシを示す。さらにせん断応力が増すと再びニュートン流動に収れんして行く。これらオストワルド曲線を粘性係数 μ を用いて表わしたものに、次に示す Cross の式がある。⁽⁷⁾⁽⁸⁾

$$\mu = \mu_{\infty} + \left(\frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{1 + \alpha D^m} \right) \tag{2}$$

ただし、 μ_{∞} 、 μ_0 は図2に示したように、せん断応力が ∞ 、 0 のときの粘性係数、 D は変形速度、 α 、 m は流体の条件によって定まる定数である。

また固体の微粒子などが懸濁した分散系などにおいては、せん断応力 τ が

$$\tau = \mu (du/dy) + S \tag{3}$$

に従う場合がある。これは流体が塑性をもったビンガム流動として知られる。 S は流体の応力降伏値で応力 τ が降伏値以下では変形を起こさず、また降伏値を超えた領域では図3に示すようにニュートン流体として振舞う。ただし、厳密に式(3)に従うような理想的の塑性流は存在せず一般には更に複雑な準塑性を示すといわれる。

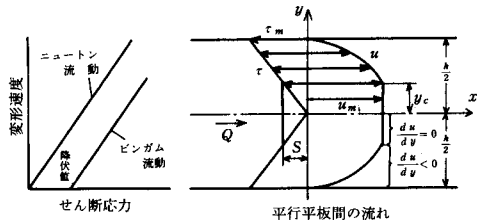


図3 ビンガム流動

2.2 電気粘性流体の平行平板間の流れ⁽²⁾

Klass と Martinek らによれば、電気粘性流体に電場を与えたとき、その流体はビンガム流体の性質をもつと指摘している。以下その流れの解析について述べる。

図3に示すように長さ ℓ 、厚さ h なる平行平板間に圧力差 ΔP を与えるとき、流れの平衡から

$$\tau = \frac{\Delta P}{L} y \tag{4} \quad \tau_m = \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{h}{2} \tag{5}$$

が成り立つ。ただし、 τ_m は平行壁面に生じる最大せん断応力である。また、 τ が降伏値以下では速度変化はな

く、降伏値を超えた領域では

$$\frac{du}{dy} = -\frac{\tau - S}{\mu} \quad (\tau > S) \quad (6)$$

となる。またこの領域では流速 u は、(6)を積分して

$$u = \frac{\tau_m h}{4\mu} (1 - Y^2) - \frac{Sh}{2} (1 - Y) \quad (7)$$

で示され、 $\tau > S$ では次に示す最大流速 u_m となる。

$$u_m = \frac{\tau_m h}{4\mu} (1 - Y_c^2) - \frac{Sh}{2} (1 - Y_c) \quad (8)$$

ここで、 Y 、 Y_c は次式で定める通り塑性流の厚さを示す無次元量である。

$$Y = \frac{y}{h/2} \quad (9) \quad Y_c = \frac{y_c}{h/2} = \frac{S}{\tau_m} \quad (10)$$

ただし、 $0 < Y$ 、 $Y_c \leq 1$ が成り立つ。(5)、(10)を連立すると

$$Y_c = \frac{2LS}{h\Delta P} \quad (11)$$

が得られる。最後に(7)を積分して単位巾当り流量 Q を求めると

$$\begin{aligned} Q &= u_m Y_c h + h \int_{Y_c}^1 u dY \\ &= Q_N \left(\frac{1}{2} Y_c^3 - \frac{3}{2} Y_c + 1 \right) \quad (12) \end{aligned}$$

となる。ここで、 Q_N は同じ平行平板間をニュートン流体が流れるときの層流時の流量で

$$Q_N = \frac{h^3 \Delta P}{12\mu L} \quad (13)$$

で示される。従って、式(12)の括弧内の値はニュートン流れに対するビンガム流れの流量比を表わしている。

3. 実 験

3.1 供試流体

今回の実験に用いた供試流体は次の通りである。

(1) 組成		体積混合比率
分散媒	高圧絶縁油	1
分散質	アビセル粉末 (セルロース)	1/2, 2/3
添加物	スパン 80	0.05~0.10

(界面活性剤)

ただし、顕微鏡観察のときは、分散質の混合比率を0.15とした。また次の製法で述べる通り含水率はいずれも、0.70~0.86重量比率を用いた。

(2) 製 法

セルロース粉末を約20時間定温乾燥器を用いて脱水する。脱水したセルロースを蒸気室へ入れ定量だけ含水させる。これに高圧絶縁油を加え、さらに界面活性剤を添加し、約24時間攪拌する。

3.2 流動特性実験装置と方法

(1) 流動セル

図4は本実験で用いた流動セルの構造図と外観を示したものである。流動セルはアクリル樹脂で作られ、銅板で作った固定および可動電極で流体通路を構成した。両電極へは単相 100V 交流電源を昇圧トランスで昇圧した最高 6kV の交流電圧を加え得るようにした。

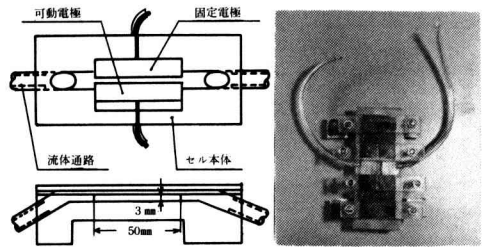


図4 流動セル

(2) 実験装置と方法

図5は今回用いた実験装置を示す。供試流体を入れた容器を加圧タンクに入れ、圧さく空気を用いて供試流体を送り出す。流体は流動セルに入り電極間で電気粘性効果を示したあとメスシリンダに流入する。メスシリンダ内の流入量を計測し流量を算出した。

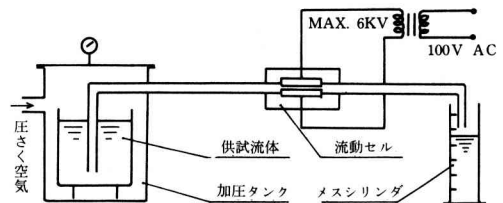


図5 実験装置

3.3 実験結果

次に実験結果について述べる。

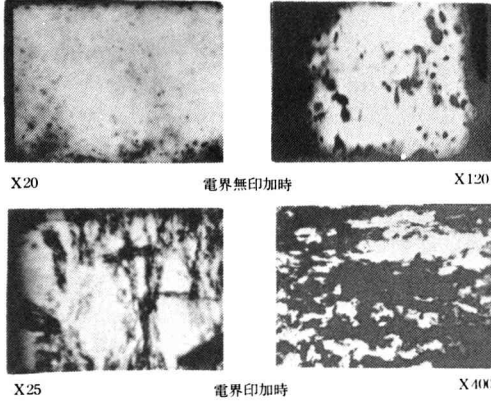


図6 顕微鏡写真

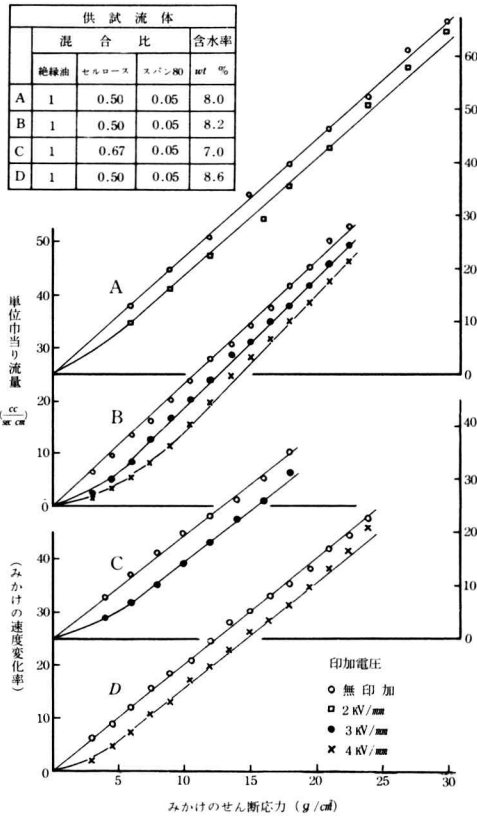


図7 みかけのせん断応力—単位巾当り流量

(1) 顕微鏡観察

図6は流動セルの電極間にある供試流体の電圧無印加時と印加時の顕微鏡写真を示したものである。

(2) 流動特性

図5に示した実験装置を用い、供試流体を加圧して流動セルに流入したときの流動セルの出入口の圧力差、印加電圧および電極間隔を変化させたときの流量を測定した。この測定結果をせん断応力に対するニュートン流動と見做したときのみかけの速度変化率にまとめたものを図7に例示した。

図7から解る通り、電圧を印加したときは実験範囲の殆どどの領域でビンガム流動と見做すことが出来る。ただせん断応力が約 5 g/cm^2 以下ではオスワルド曲線に似た非塑性を示している。以下ビンガム流動範囲について式(12)を用い $\log \Delta P$ と $\log Y_c$ の関係を求めたものが図8である。

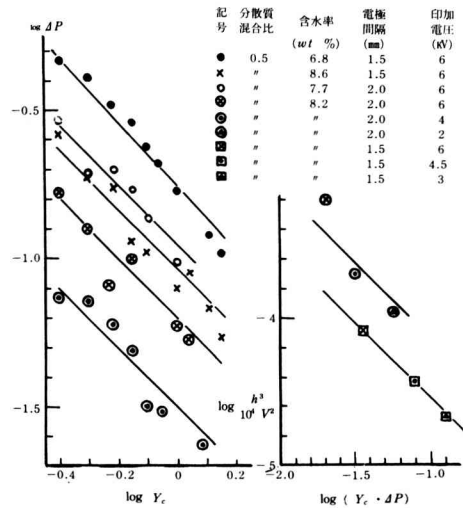


図8 $\log Y_c - \log \Delta P$

図9 $\log \alpha$ を求める図

また、Klass と Martinek らによれば、降伏せん断応力 S は 電場の強さ E の2乗に比例する。すなわち

$$S = \alpha E^2 = \alpha \left(\frac{V}{h} \right)^2 \tag{14}$$

ただし、 V は印加電圧、 α は流体の組成と条件によって定まる定数である。式(11)と式(14)を連立すると

$$\log \alpha = \log \frac{h^3}{10^4 V^2} + \log (Y_c \cdot \Delta P) \tag{15}$$

が得られる。この式を用い $\log(h^3/10^4 V^2)$ に対応する $\log(Y_c \cdot \Delta P)$ の関係を求めたものが図9である。

4. 考 察 文 献

(1) 図6の顕微鏡写真が示すように、流体に電界を印加しないときは分散質が一様に分散しているのに対し、電界を印加すると電極間に架橋の形成されるのが良く認められる。粘性増加の直接の原因は架橋によるものと推定され、また架橋形成の応答性は極めて良く、肉眼では瞬間的に形成または消滅しているのが認められる。従って粒子は静電的な力を受け、その結果粒子が移動して架橋が生成するものと考えられる。

(2) 図7から解るように、今回用いた供試流体では無電界時の分散系としての非ニュートン粘性は認められず、ニュートン粘性と見做すことが出来る。

(3) 電界を印加したときは、図7で見られるように実験範囲の殆ど領域でビンガム流動をするものと考えられる。ただせん断応力が約 5 g/cm^2 以下では降伏値の低下が認められ擬塑性を示すことが解る。またせん断応力が 20 g/cm^2 を超える付近からダイラタント流動への遷移が散見されるが、この点については実験範囲を広げると共に実験精度を高めた実験が必要となる。

(4) 電気粘性効果をビンガム流動として記述するのに必要な定数 α は 流体の特性を示す数値として重要であるが、今回の実験では分散質の分散媒に対する混合比、分散質の粒度、含水率等に関する相関を求めることが出来なかった。ただ図9から得られるように降伏せん断応力 S は電界強度の2乗に比例するものと考えられ、 α の概略値として $-3.2 \sim -3.5 \text{ kg/(KV)}^2$ が得られた。

(5) 実験値として示すことが難しいが、電気粘性流体の製法が可成り微妙な点をもって居り、ある時間放置すると微粉体が沈んで均一性を失い、効果の安定性に疑問を生ずる。この点の改善が極めて重要と考えられる。

5. あ と が き

電気粘性流体の流動特性実験を通じて、電気粘性効果は比較的容易に得られ、今回用いた供試流体に関してはほぼビンガム流動を示すことが解った。しかしながら、さらに厳密な流動特性を求めるには、実験の範囲の拡大と精度の向上が必要となる。また流動特性を記述するときに必要な定数 α を求めることは、分散媒、分散質の多様性とも相俟って今後の課題といえる。さらに基本的な問題として供試流体の安定した品質の確保——非化学量論的な水分の保有、油への良い分散性、含水量制御の

容易さ等——が、これを実用化するときの欠くことのできない条件と考えられる。

- (1) Willis M. Winslow ; Method and Means for translating electrical impulses into mechanical force, U. S. Patent 2417850 (1947)
- (2) John J. Eige ; An Analysis of the Fluid Mechanics of Electric Fluids, ASME 63-MD-1(1964)
- (3) Makolm M. Cross ; Rheology of non-newtonian Fluids; A new flow equation for Psedoplastic systems, Journal of colloid science 20, 417-437 (1965)
- (4) 福沢和慶 ; 電気流体力学の最近の研究, 日本機械学会誌 第72巻 第600号 (1966)
- (5) Klass and Martinek ; Electroviscous Fluids, Journal of applied physics vol 38, No 1 (1967)
- (6) 加藤一郎ほか3名 ; ウインズロ効果の機構と電気流体の特性, 電気学会東京支部大会 (1968)
- (7) 後藤康平ほか2名 ; レオロジーとその応用, 共立出版, 59-72 (1972)

PWM 3 相逆変換器の解析(容量負荷)

井 村 栄 仁

Analysis of the PWM 3-phase Invertor (Capacitive Load)

Shigeji IMURA

Abstract-Analytical solutions of PWM 3-phase invertor with capacitive load are obtained. In the steady state there are only four circuit modes concerning to both the time constant and duration of gate signals. The concept included here is to clarify the relation between the initial conditions and the circuit modes.

Some experimental results are shown with the analytical wave forms.

1. ま え が き

サイリスタ、トランジスタなどの半導体スイッチング素子を含む回路の解析に対しては、 ϕ 関数法、断続回路の理論または状態変数法などが用いられてきた。これらの解析法は、回路の動作モードがあらかじめ既知であったり、予測できる場合には厳密で有力な手法である^{(1)~(4)}。一方このような断続回路のモードは、入力(外部制御信号など)と初期値とに依存して定まるものであるから、既知の入力のもとにおいても簡単には回路方程式を得ることができない。

しかし、与えられた入力のもとでは初期値と回路モードとの間には決定的な関係が存在すると考えられるので物理的に可能なすべての回路モードと初期値との関係を明らかにすれば、容易に回路方程式を得ることができる。

本報告では、このような考え方にしたがって3相PWM逆変換器が容量性負荷を有する場合の解析ならびに実測波形との比較、検討を行った。

あらゆる可能な回路モードと初期との関係の中から、現実に取り得る回路モードを見出すには計算機シミュレーションによる。尚、ここでは一応入力是对称かつ周期的な場合を取り上げたが、いま述べたモードの分類ができれば、入力が非対称の場合にも拡張できることを付け加えておく。

2. シミュレーションによるモード解析⁽⁵⁾

図1に示す3相PWM逆変換器に図2のゲート信号を印加するものとする。

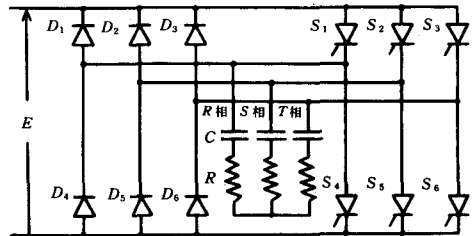


図1 PWM 3 相逆変換器

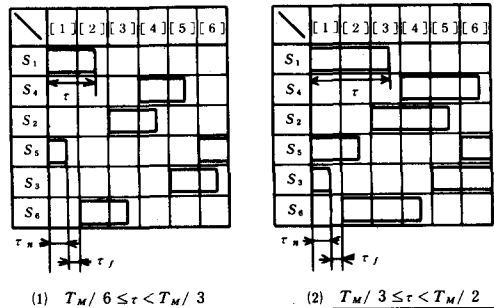


図2 主サイリスタの導通時間中と順序

このとき、負荷コンデンサ電圧の初期値に対応する物理的に可能なすべてのモードを計算機シミュレーションにより分類すると、回路状態 [1] において

$T_M/6 \leq \tau < T_M/3$ の場合

$0 \leq t \leq \tau_n$ で 6 個のモード [A-(I)~A-(VI)]

$0 \leq t \leq \tau_f$ で 9 個のモード [B-(I)~B-(IX)]

$T_M/3 < \tau < T_M/2$ の場合

$0 \leq t < \tau_n$ で 4 個のモード [C-(I)~C-(IV)]

$0 \leq t < \tau_f$ で 6 個のモード [A-(I)~A-(VI)]

となり、これは図3に示されている。ここに、 τ , τ_n , τ_f は図2に示すとおりであり、 T_M はゲート信号の一周期を表わす。また図3で $e_{c(R)}^{(1)}(0)$ および $e_{c(S)}^{(1)}(0)$ は、期間 [1] における R 相および S 相の負荷コンデンサ初期値である。

尚、T相の負荷コンデンサ初期値は関係

$$e_{c(R)}^{(1)}(0) + e_{c(S)}^{(1)}(0) + e_{c(T)}^{(1)}(0) = 0$$

で与えられるものとする。

さて、シミュレーションの結果、定常状態で実際に起り得るモード列としては次の4つである。

$T_M/6 < \tau \leq T_M/3$ の場合

1. A-(V) → B-(II) ……

2. A-(VI) → B-(II) ……

$T_M/3 < \tau < T_M/2$ の場合

3. C-(I) → A-(V) ……

4. C-(IV) → A-(VI) ……

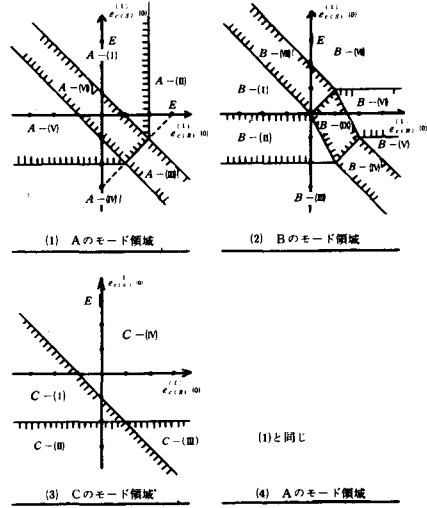


図3 A~C回路状態のモード領域

これら回路モードを示したものが図4であり、黒色の素子は導通状態を、斜線の素子はゲート信号が印加されていながら非導通状態を表わす。

尚、以下の議論において負荷コンデンサ電圧および相電圧の基準の方向は負荷中性点側から負荷端子に向うものとし、相電流の基準の方向は負荷中性点に流れ込む方向を正とする。図4の各モードに対する条件は、図3によって

A-(V)モードの条件

$$e_{c(R)}^{(1)}(0) + e_{c(S)}^{(1)}(0) + E/3 < 0$$

$$e_{c(S)}(0) + 2E/3 \leq 0$$

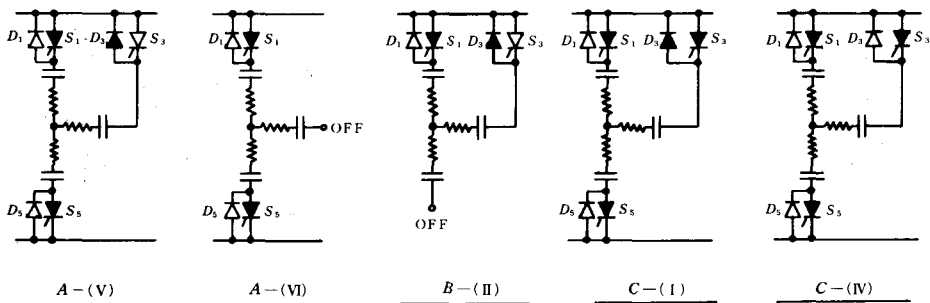


図4 生起可能な回路モード

A-Ⅳ)モードの条件

$$-E/3 \leq e_{c(R)}^{(1)}(0) + e_{c(S)}^{(1)}(0) \leq E/3$$

$$e_{c(S)}^{(1)}(0) - e_{c(R)}^{(1)}(0) + E \geq 0$$

B-Ⅲ)モードの条件

$$-2E/3 \leq e_{c(S)}^{(1)}(0) \leq 0$$

$$2e_{c(R)}^{(1)}(0) + e_{c(S)}^{(1)}(0) < 0$$

C-Ⅰ)モードの条件

A-Ⅴ)モードの条件に同じ。

C-Ⅳ)モードの条件

$$e_{c(S)}^{(1)}(0) + 2E/3 \geq 0$$

$$e_{c(R)}^{(1)}(0) + e_{c(S)}^{(1)}(0) + E/3 \geq 0$$

で与えられる。

3. 定常状態の解析結果と実測波形

ここでは定常状態における解析を行い、実測波形との比較、検討を行う。この場合、過渡状態、定常状態を問わず任意の期間*[i]* (*i* = 1 ~ 6) において、期間[1]と形式的に同一の回路方程式を得るためには、期間*[i]*における実際のコンデンサ電圧 $e_{c(R)}^{(i)}(t)$, $e_{c(S)}^{(i)}(t)$ および $e_{c(T)}^{(i)}(t)$ を次式にしたがって、みかけのコンデンサ電圧 $e_{c(R)}^{(i)*}(t)$, $e_{c(S)}^{(i)*}(t)$ および $e_{c(T)}^{(i)*}(t)$ に変換すればよい。

$$\begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(i)*}(t) \\ e_{c(S)}^{(i)*}(t) \\ e_{c(T)}^{(i)*}(t) \end{bmatrix} = [K]^{i-1} \cdot \begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(i)}(t) \\ e_{c(S)}^{(i)}(t) \\ e_{c(T)}^{(i)}(t) \end{bmatrix}$$

ここに (2)

$$[K] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$

であり、特に $[K]^6 = E$ (単位行列) である。

このように変換された、みかけのコンデンサ電圧の初期値 $e_{c(R)}^{(i)*}(0)$, $e_{c(S)}^{(i)*}(0)$ および $e_{c(T)}^{(i)*}(0)$ を用いると、期間*[i]*でのモード判定が可能となるだけでなく、特に定常状態での一周期にわたる解が求められる。

定常状態では、次式が成立する。

$$\begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(i)*}(t) \\ e_{c(S)}^{(i)*}(t) \\ e_{c(T)}^{(i)*}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(1)}(t) \\ e_{c(S)}^{(1)}(t) \\ e_{c(T)}^{(1)}(t) \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(i)}(t) \\ e_{c(S)}^{(i)}(t) \\ e_{c(T)}^{(i)}(t) \end{bmatrix} = ([K]^{i-1})^{-1} \cdot \begin{bmatrix} e_{c(R)}^{(1)}(t) \\ e_{c(S)}^{(1)}(t) \\ e_{c(T)}^{(1)}(t) \end{bmatrix} \quad (4)$$

期間[1]における負荷コンデンサ電圧を

$$E_c^{(1)} \equiv t'(e_{c(R)}^{(1)}(t), e_{c(S)}^{(1)}(t), e_{c(T)}^{(1)}(t))^\dagger$$

とおくことにし、先に述べた4つのモード列の定常解をコンデンサ電圧の連続性に着目して求めると、

$$E_c^{(1)}(t) = A + B \cdot \exp(-t/(CR)) \quad (5)$$

を得る。ここに *C*, *R* はそれぞれ負荷の容量および抵抗であり、*A* および *B* マトリクスは表1に与えてある。

同様にして負荷相電流 $I^{(1)}(t)$, 相電圧 $V^{(1)}(t)$ を

$$I^{(1)}(t) = t'(i_R^{(1)}(t), i_S^{(1)}(t), i_T^{(1)}(t))$$

$$V^{(1)}(t) = t'(v_R^{(1)}(t), v_S^{(1)}(t), v_T^{(1)}(t))$$

で定義すれば、式(5)から

$$\begin{aligned} I^{(1)}(t) &= C \cdot dE_c(t)/dt \\ &= -\frac{1}{R} \cdot B \cdot e^{-t/c/R} \end{aligned} \quad (6)$$

$$V^{(1)}(t) = A \quad (7)$$

となる。表1のモード列の条件から明白なように、この4種以外のモード列は起り得ない。*τ*, *C*, *R* を任意に

† “*t'*” は転置行列を表わす。したがって $E_c^{(1)}$ 列ベクトルである。 $I^{(1)}(t)$, $V^{(1)}(t)$ も同様。

表1 負荷コンデンサ電圧定常解の係数行列

モード列の条件	モード	A	B
A-(V)→B-(II) $ab+3a < 0$	A-(V)	$\frac{E}{3} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{E}{3 \cdot d} \cdot \begin{bmatrix} -ab+3a-4 \\ 2ab+2 \\ -ab-3a+2 \end{bmatrix}$
	B-(II)	$\frac{E}{3 \cdot d} \cdot (1-a)(2-ab) \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{E}{d} a(1-a) \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
A-(IV)→B-(II) $ab+3a \geq 0$	A-(IV)	$\frac{E}{2(ab+1)} \cdot \begin{bmatrix} a+ab \\ a-ab-2 \\ 2(1-a) \end{bmatrix}$	$\frac{E(b+1)}{2(ab+1)} \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
	B-(II)	$\frac{E(1-a)}{2(ab+1)} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{E(1-a)}{2(ab+1)} \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
C-(I)→A-(V) $ab < \frac{1}{2}$	C-(I)	$\frac{E}{3} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{E}{3} \cdot \frac{1}{a^2 b^2 - ab + 1} \cdot \begin{bmatrix} ab-2 \\ ab+1 \\ -2ab+1 \end{bmatrix}$
	A-(V)	$\frac{E}{3} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{E}{3} \cdot \frac{a}{a^2 b^2 - ab + 1} \cdot \begin{bmatrix} ab-2 \\ ab+1 \\ -2ab+1 \end{bmatrix}$
C-(IV)→A-(VI) $ab \geq \frac{1}{2}$	C-(IV)	$\frac{E}{3} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{2E}{3d} \cdot \begin{bmatrix} ab-2 \\ ab+1 \\ -2ab+1 \end{bmatrix}$
	A-(VI)	$\frac{1}{3 \cdot d} \cdot \begin{bmatrix} 4a^2 b - ab - 2a + 2 \\ -2a^2 b + 2ab + a - 4 \\ -2a^2 b - ab + a + 2 \end{bmatrix}$	$\frac{E}{d} \cdot a \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$

$a = e^{-\tau_s/CR}, b = e^{-\tau_f/CR}, d = 2 + 2a^2 b - ab - a, E$: 電源電圧

変化させて実験により求めた実測波形についても同様の事実が確認された。図5はこれら4種類のモード列に関し、一周期にわたるR相の負荷コンデンサ電圧および相電流について式(4), (5), (6)および表1を用いて計算した解の代表例を、また図6は対応する実測波形を示す。写真には図2のS₁に印加されているゲート信号が付加してあり、この信号の立上りの時点が時間の原点になる。

図6(1)~(4)の縦軸、横軸は次のとおりである。

- (1): 縦軸 50V, 5 A/div, 横軸 2 m sec/div
- (2): 縦軸 20V, 5 A/div, 横軸 2 m sec/div
- (3): 縦軸 50V, 5 A/div, 横軸 2 m sec/div
- (4): 縦軸 20V, 5 A/div, 横軸 2 m sec/div

4. む す び

以上述べたように本報告では、容量性負荷を有する3

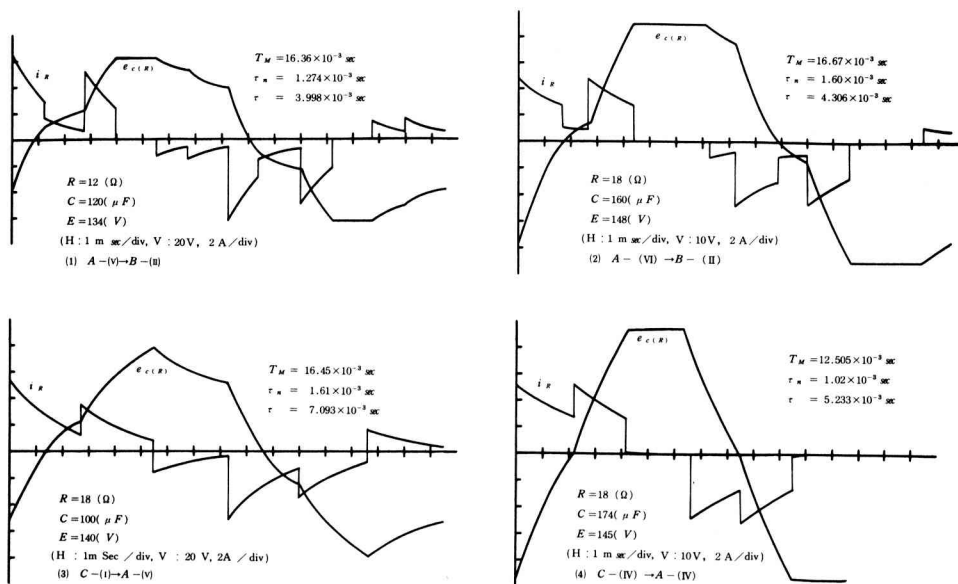


図5 代表的な計算例

相PWM逆変換器について、負荷コンデンサ電圧の初期値と、考えられ得るすべての回路モードとの関係を探り、次いで実際に発生する回路モードを計算機シミュレーションで確定してから解析するという手法を示した。

通常、断続回路では入力既知であっても初期値の不明なことが多い。このとき初期値が不明であっても回路モード、したがって回路方程式が容易に知れる場合は別として、初期値が直接回路モードに影響を及ぼすときには、本法は非常に有効である。

今回、特に回路素子や入力の値を正確に調整はしなかったため、図5と図6とは完全に一致したとは言えないが、ここに述べた考え方が正当であることは明白である。

おわりに、日頃懇切なる御指導をたまわっている京工繊大・電気工学科岡本弘助教授ならびに市田博助手に深謝致します。

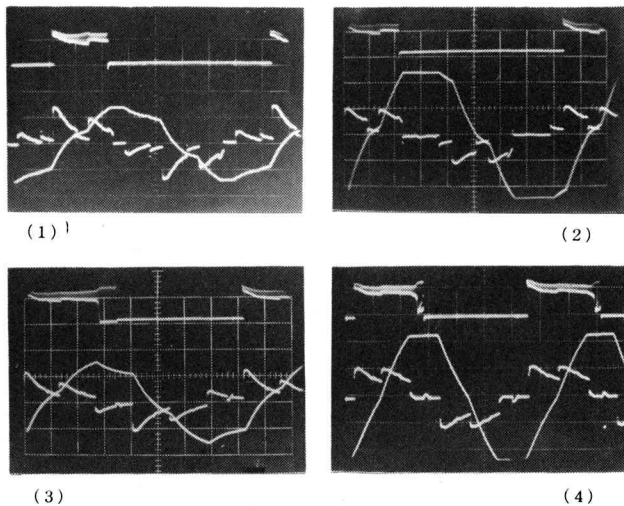


図6 実測波形

文 献

- (1) S. HAYASHI : Periodically Interrupted Electric Circuit. 電気書院 (英文) 第1版
- (2) J. R. WARD / R. D. STRUM : 状態変数解析入門 (加瀬, 太田訳, コロナ社)
- (3) 竹内寿太郎 : SCR回路理論と電動機制御への応用 (オーム社)
- (4) 岡本, 市田, 井村ほか : 電気学会全国大会 (昭52年 / 7月)
- (5) 井村 : 奈良高専研究紀要 第12号 (昭和51年)

Charge Transport and Breakdown in Polyethylene

Jun KYOKANE

Ichi KIMURA, Katsumi YOSHINO* and Yoshio INUISHI*

1. Introduction

The electrical conduction and breakdown in polymers have been studied for many years. However, even in the simple polymer like polyethylene (PE), there still remain many unresolved properties. The polymer usually consists of crystalline (spherulite) and amorphous parts. Therefore it is necessary to investigate the electrical properties of both the crystalline and amorphous parts for the detailed understanding. In our previous papers^{1) 2)}, we reported that the electron beam induced conductivity in polymers consists of fast and slow components. The mobility of fast carriers at high field has been estimated from the time of flight measurement^{1) 3)} in the polymers containing π electron such as PET (polyethylene terephthalate), PEN (polyethylene naphthalate) and PS (polystyrene) etc.. Slow component is related with the carriers which migrate through the specimen by the repetition of trapping and detrapping processes. The carrier trapping states were also studied by the TSC (thermally stimulated current)⁴⁾ and TL (thermoluminescence)⁵⁾ measurements. The quantum yield for the carrier production by the electron bombardment is much smaller in the saturated polymer like PE than in π electron system²⁾, which makes the measurement difficult in the former material. In this paper, the time of flight meas-

urement in PE by pulsed electron beam and simultaneous measurement of TSC and TL will be reported to reveal the carrier transport process and localized state in PE. The breakdown processes in PE are also discussed using the knowledge of the revealed transport process and the trapping states.

2. Experimental

Commercial grade low density polyethylene (LDPE) (Yukalon and Showlex) and high density polyethylene (HDPE) (Hizex and Showlex) of various thickness on which Au electrodes were evaporated in vacuum were used as specimens. Details of the time of flight method by the pulsed electron beam (200 ns width, 10 ~ 20 KeV, about 0.1 coulomb / pulse) is already reported in our previous papers^{1) 2)}. TSC and TL were measured by a picoammeter and by a photomultiplier simultaneously⁵⁾. Namely the high electrical field of 1.5 MV/cm was applied to samples at about 90° K for 1 hour in vacuum. After the short-circuiting the external field the sample was heated up to about 370° K by the constant rate of 10 deg./min. to observe TSC and TL. This simultaneous measurement seems to be the most effective method to distinguish trap and dipole mechanisms.

3. Results and Discussion

* Faculty of Engineering, Osaka University

The contents of this paper was reported to the 1976

3.1 Carrier transport in PE

As shown in the inset of Fig.1, the induced charge Q due to the single shot of electron beam pulse in PE consists of fast and slow components. However in this case the time duration of the fast component is nearly the same to the electron beam pulse width and not dependent on the applied field contrary to the case of PET. Two explanation for the origin of the fast component may be probable. Namely, it corresponds (1) to the movement of the short lived carriers during the geminate recombination, (2) to the fast carrier transport in the crystalline part (spherulite) or the micro void on the surface of the spherulite of PE. The carrier transport in PE seems to suffer from severe influence of the localized states, resulting in the predominance of the slow component over the fast component in comparison with PET. The relative magnitude of the fast component Q_f to the slow component Q_s , defined as illustrated in Fig.1, increases with increasing crystallinity.

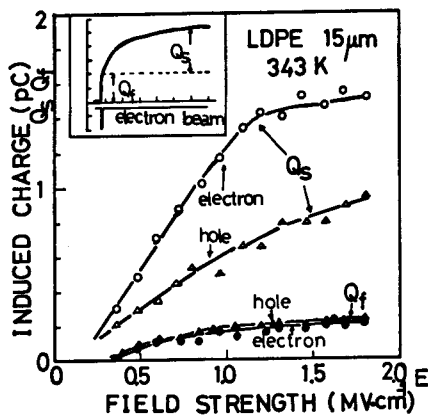


Fig.1 The bias field dependence of induced charge Q_f , Q_s .

Namely, Q_f / Q_s is about 0.5 in HDPE and 0.2 in LDPE under the applied field of 1.8 MV/cm at 70 °C. Although Q_f is rather temperature insensitive as shown in Fig.2 Q_s increases remarkably with increasing temperature. Accordingly, the fast component seems to be due to the fast electron migration with short life time in the

crystalline regioned the slow component seems to the migration of carriers through the amorphous region. It is not clear, however, at this stage whether fast carrier migrates in the spherulite itself or in the micro voids on the surface of the spherulite. It should be noted that slow component of the induced charge Q_s in these figures was measured at 100 msec after the electron bombardment due to the limitation of the circuit time constant of 1 sec, although the collected charge still continues to increase gradually. Figure 1 shows the relation between the collected charge (Q_f , Q_s) and the bias field (Hecht curve). To Hecht curve for the electron saturates at higher field above 1.2 MV/cm at higher temperatures ($\sim 70^\circ\text{C}$), suggesting the transit of slow electrons across the specimen within 100 msec.

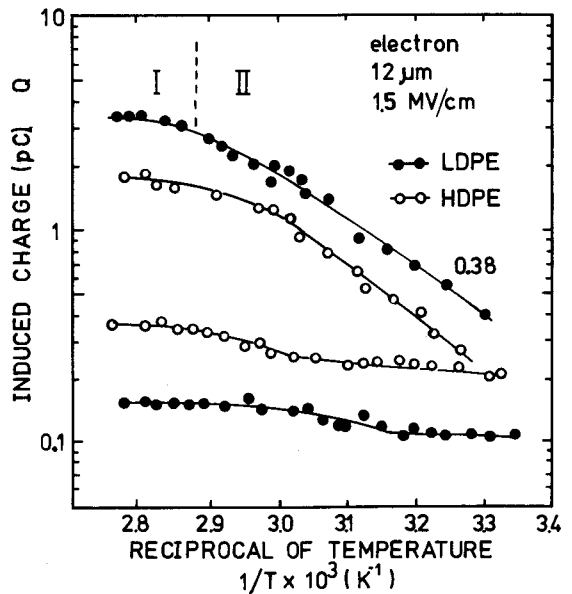


Fig.2 The temperature dependence of induced charge Q_f , Q_s .

As shown in Fig.2, Q_s increases with increasing temperature ($-21 \sim -24^\circ\text{C}$)⁽⁶⁾ compared with Q_f . This curve turned out to be divided into two regions I, II. The activation energy in region II is about 0.35~0.4 eV, being nearly equal to the trap depth in PE estimated from TSC^{(4) (5)}. Region I is a temperature insensitive saturation region correspond-

ing to the high field case of Fig.1, indicating that almost all slow carriers transit between electrodes and that the quantum efficiency for the carrier generation by the electron beam is rather insensitive to the temperature. The induced charge waveforms even in this high field and high temperatures do not show clear knee which corresponds to the carrier transit between electrodes contrary to the case of the fast carrier in PET. These behaviour may be explained by distribution of the hopping time of slow electrons as suggested by Scher and Montroll.⁷⁾ Fig.3 shows logarithmic plots of current $i(t)$ versus time t of which the knee point around several tens msec would give the apparent transit time t_r , according to them. The induced current $i(t)$ was obtained by differentiating the collected charge $Q(t)$ graphically. The field and the sample thickness dependences of thus obtained transit time t_r were not so clear at this stage and now under study. The apparent mobility of the slow electron estimated from t_r is the order of $10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ at 70°C . The slow electron mobility at room temperature should be much smaller than this value, since the saturation of Hecht curve is not observed at this temperature. Trial to fit the observed $i(t)$ curve to the simple detrapping curve with single exponential decay; $i(t) = C \cdot \exp(-t/\tau)$, is not successful as shown by chain lines in Fig.3. However, the observed current decay seems to be fitted to the following equation with two time constants τ_1, τ_2 , as shown by dotted lines.

$$i(t) = C_1 \cdot \exp(-t/\tau_1) + C_2 \cdot \exp(-t/\tau_2) \quad (1)$$

, where τ_1 and τ_2 are determined by trapping and detrapping time. This fact indicates that the another interpretation of the induced current besides Scher and Montroll can not be neglected at this stage. The possibility of the ionic transport as an origin of the slow component can not be also neglected completely at this stage.

When the bombardment side electrode is positively biased, saturation of Schubweg curve is not obvious up to 1.8 MV/cm and the induced charge

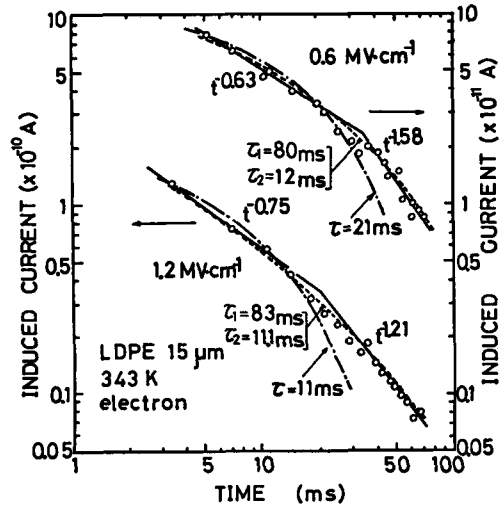


Fig.3 Log $i(t)$ versus log t plot of induced current.

of hole is less than that of electrons, suggesting the lower mobility of slow holes.

3. 2 Localized state studied by the simultaneously measurement of TSC and TL

As evident from the discussion of the previous section, the localized state in polymers play very important role and TSC of PE has been studied by several authors. However, the distinction whether

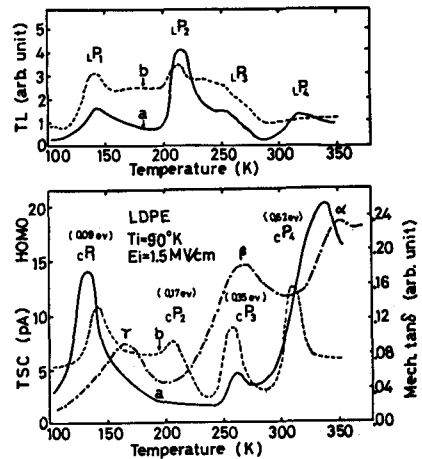


Fig.4 The simultaneously measurement of TSC and TL.

the observed TSC is due to the detrapping of carriers or to the dipole relaxation is not so obvious. Figure 4 shows the simultaneously observed TSC and TL. we have found homo charge type TSC peaks cP_1 , cP_2 , cP_3 and cP_4 at $130 \sim 150^\circ\text{K}$, $200 \sim 210^\circ\text{K}$, $250 \sim 270^\circ\text{K}$ and $305 \sim 335^\circ\text{K}$, respectively. On the other hand, the TL has also four peaks i. e. $L P_1$, $L P_2$, $L P_3$ and $L P_4$ peaks at 140°K , 210°K , $240 \sim 260^\circ\text{K}$ and 310°K respectively. In spite of the fact that the temperature of the TSC peaks do not necessarily coincide with those of TL exactly, the observed TSC peaks in the low temperature region seem to have correlation to those of TL, which indicates that these TSC peaks are due to the release of the trapped carriers. The relation between cP_4 and $L P_4$ peaks is not so obvious as the peaks mentioned above. It should be noted also that $L P_3$, cP_3 and $L P_4$, cP_4 peaks coincide with β and α peaks of mechanical $\tan\delta$ of PE as illustrated in Fig.4, and $L P_1$ peak probably corresponds to γ peak. The β peak corresponds to the motion of the molecular chain in the amorphous part of PE and the relative magnitude of cP_3 and $L P_3$ peaks in LDPE was larger than that of HDPE. These facts indicate that the detrapping of electronic carriers are closely related with the relaxation of the molecular motion, cP_3 and $L P_3$ peaks are originated from the detrapping of the out that the relative magnitude of each peak depends remarkably on the injection condition such as temperature, electric field, ambient atmosphere. For example cP_3 and $L P_3$ peaks are much enhanced in the oxidized polyethylene and in the case of injection in the air. Accordingly the traps corresponding to these peaks may be also related to oxygen in polyethylene structure as suggested by Amakawa et al⁴⁾. At high temperature injection polarity reversal of cP_4 peak occurred due to long range migration of slow carriers in agreement with previous data⁵⁾.

3.3 Dielectric breakdown in PE

As shown in Fig.5, the dielectric breakdown phenomenon of PE has several characteristic features⁸⁾. (1) Breakdown field is not dependent

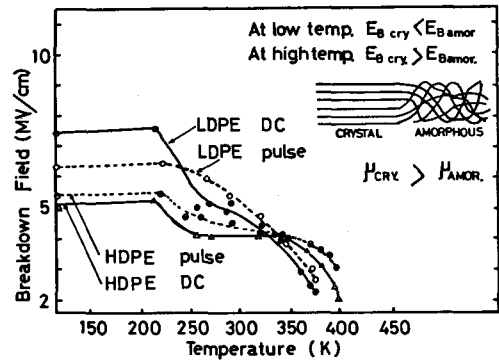


Fig.5 The dielectric breakdown phenomenon of PE.

on temperature below 220°K but it decreases with increasing temperature above this temperature. (2) The breakdown field of LDPE is higher than that of HDPE at lower temperature, but it reverses at the temperature above 320°K . (3) D.C. breakdown field of LDPE is higher than that of impulse at lower temperatures, reversing at high temperatures. However, such an effect is not so evident in HDPE. These characteristics may be interpreted as follows. As already discussed the electrical transport and breakdown processes in the crystalline and the amorphous part are different. Avalanche breakdown is easier to occur at crystalline part in comparison with amorphous part due to larger carrier mobility. The space charge which accumulates between boundaries (electrode—specimen, crystalline—amorphous parts) may also have large influence. The highest breakdown field in LDPE by DC voltage at the low temperature may be explained by abundant trapping sites in LDPE compared with HDPE which results in the suppression of the charge injection from the electrodes. As discussed in 3—2, the remarkable release of the trapped carriers which form homotype space charge occurs at around $200 \sim 300^\circ\text{K}$, in accordance with the decrease of the breakdown field at around this temperature. The oxidation of PE increases breakdown strength below $200 \sim 300^\circ\text{K}$ ⁸⁾, also sup-

porting above mentioned speculation. Contrary to the crystalline part, in the amorphous part the electron avalanche is not easy to occur at low temperature because of severe trapping and the scattering of carriers by many localized states. At high temperature the release rate from localized states and therefore the hopping mobility increases and the breakdown field in the amorphous part may be determined by the balance between the energy gain of hopping electron from the field and its energy loss to the phonon²⁾, resulting in the decrease of breakdown field. In the case of DC voltage, the field distribution in the sample is determined by the crystalline part suffers lower electric stress compared with the case of impulse, resulting in the higher breakdown field in the DC case at low temperature.

4. Summary

The time of flight measurement in PE by the pulsed electron beam the simultaneous observation of TL and TSC revealed the electrical transport processes in the amorphous and the crystalline parts, and the detailed feature of the localized center. Using these knowledge, the breakdown characteristics of PE were explained. To investigate the properties of the crystalline part more detail, we have grown single crystals of docosane, eicosane, and hexatriacontane as model materials of the linear PE. Mobility and breakdown characteristics of these crystals are now under study.

Acknowledgements

The authors are also indebted to K. Sugimori, T. Okamoto, Y. Tsujino and M. Fujino for their assistance in experiments.

References

- (1) K. Hayashi, K. Yoshino and Y. Inuishi : Japan J. Appl. Phys 12 (1973) 754, 1089
- (2) K. Hayashi, K. Yoshino and Y. Inuishi : Japan J. Appl. Phys. 14 (1975) 39
- (3) E.H. Martin and J. Hirsch : J. Appl. Phys 43 (1972) 1001, 1008
- (4) K. Amakawa and Y. Inuishi : J.I.E.E. Japan 93A (1973) 535
- (5) T. Nishitani, K. Yoshino and Y. Inuishi : Japan J. Appl. Phys. 14 (1975) 721
J.I.E.E. Japan 96A No. 8 (1976)
- (6) F. Danusso, G. Moraglis and G. Talamini : J. Poly. Sci 21 (1956) 140
- (7) H. Scher and E.W. Montroll : Phys. Rev 12 (1975) 2455
- (8) K. Amakawa, T. Moriuchi, T. Yoshida and Y. Inuishi : J.I.E.E. Japan 84 (1964) 129

長波長ホログラムの結像特性

世 古 忠 ・ 成 田 紘 一

Imaging Properties of a Long Wavelength Hologram

Tadashi SEKO and Hirokazu NARITA

Abstract-Imaging properties of a hologram has been treated by various investigators. However, they discuss only the distribution of field intensity on the focal plane. The aim of this paper is to show the generalized equation of field distribution for a reconstructed image, and specially to discuss the general imaging properties of a hologram in the long wavelength region.

1. ま え が き

従来のホログラムの結像理論⁽¹⁾⁽²⁾では再生像の特性は主として結像条件を満たす位置において考察されてきたし、更に又再生像の焦点深度についても光の波長領域でのBorn等のレンズの像空間での界分布の理論を援用して説明されてきているに過ぎない⁽³⁾。

しかし特に長波長領域で立体像の像再生を行うような場合には、従来の結像位置においてだけでなく像空間の任意点での界分布を一般的に明確にしておく必要が生じる。そこで著者らは、最も基礎的なガボール型のホログラムを取り挙げ、点物体の再生像の像空間における界分布を与える式を導き⁽⁴⁾新しい見地からホログラムの結像特性を論じる。

2. 再生像の界分布

Fig.1の座標系で点物体のホログラムを作成する。簡単のため x_0-y_0 平面の原点に点物体があるものとし、 x_0-y_0 平面から z_1 離れた x_0-y_0 平面に平行な x_1-y_1 面で大きさ $L \times L$ のホログラムを作成する。入射波を $U_0 e^{-jk_0 z}$ (但し $k_0 = 2\pi/\lambda_0$)で示される平面波と仮定すると、点物体により散乱された物体波と平面波との干渉により、

x_1-y_1 平面に作られるホログラムは次式となる。

$$H(x_1, y_1) = U_0^2 \left[1 + (R/z_1)^2 + (R/z_1) \exp \left\{ \pm j \frac{k_0}{2z_1} (x_1^2 + y_1^2) \right\} \right] \quad (1)$$

式(1)で複号は、正符号が虚像、負符号が実像の再生に寄与するものとする。式(1)のホログラムを $1/M$ に縮少し縮少されたホログラムを改めて $H(x_1, y_1)$ と書くと次式となる。

$$H(x_1, y_1) = U_0^2 \left[1 + (R/z_1)^2 + (R/z_1) \exp \left\{ \pm j \frac{k_0}{2z_1} M^2 (x_1^2 + y_1^2) \right\} \right] \quad (2)$$

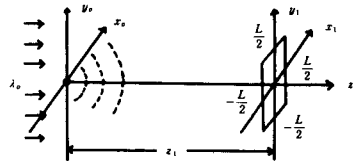


Fig. 1 Hologram construction

式(2)で与えられるホログラムを波長 λ_2 の平面波で再生する。但し、このとき像再生に寄与しないノイズ項を無視し、 $U_0^2 R/z_1$ なる定数項を A_0 と置く。Fig.2 でホログラム面から z_2 離れた像空間における点 $Q(x_2, y_2)$ での界 $\Psi(x_2, y_2)$ は近軸近似の下で次式で与えられる。

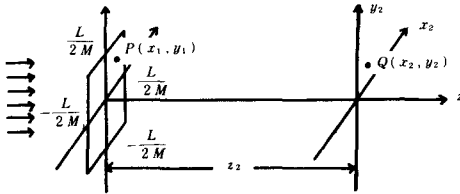


Fig. 2 Reconstruction of images

$$\Psi(x_2, y_2) = \frac{k_2 A_0}{2\pi z_2} \exp \left[j \left\{ \frac{\pi}{2} - k_2 z_2 - \frac{k_2}{2z_2} (x_2^2 + y_2^2) \right\} \right] \cdot \int_{-\frac{L}{2M}}^{\frac{L}{2M}} \int_{-\frac{L}{2M}}^{\frac{L}{2M}} \exp \left\{ -j \left(\frac{k_2}{2z_2} \mp \frac{k_0}{2z_1} M^2 \right) (x_1^2 + y_1^2) \right\} \cdot \exp \left\{ j \frac{k_2}{z_2} (x_1 x_2 + y_1 y_2) \right\} dx_1 dy_1 \quad (3)$$

ここで式(3)の積分はそれぞれ x_1 及び y_1 に関する積分に分離できその各々がフレネル積分の形となるから、界強度 $|\Psi/A_0|^2$ は次のように書ける。

$$\left| \frac{\Psi(x_2, y_2)}{A_0} \right|^2 = \left(\frac{k_2}{4az_2} \right)^2 \cdot \left[\left\{ \psi(\omega_2, x) - \psi(\omega_1, x) \right\}^2 + \left\{ \varphi(\omega_2, x) - \varphi(\omega_1, x) \right\}^2 \right] \cdot \left[\left\{ \psi(\omega_2, y) - \psi(\omega_1, y) \right\}^2 + \left\{ \varphi(\omega_2, y) - \varphi(\omega_1, y) \right\}^2 \right] \quad (4)$$

但し式(6)で、

$$\left\{ \begin{aligned} a &= \frac{k_2}{2z_2} \mp \frac{k_0}{2z_1} M^2 \\ \psi(\omega_2, p) - \psi(\omega_1, p) &= \int_{\omega_1, p}^{\omega_2, p} \cos\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau \\ \varphi(\omega_2, p) - \varphi(\omega_1, p) &= \int_{\omega_1, p}^{\omega_2, p} \sin\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau \\ \omega_{1, p} &= -\sqrt{\frac{2|a|}{\pi}} \left(\frac{L}{2M} + \frac{k_2}{2az_2} p \right) \\ \omega_{2, p} &= \sqrt{\frac{2|a|}{\pi}} \left(\frac{L}{2M} - \frac{k_2}{2az_2} p \right) \end{aligned} \right. \quad (5)$$

(但し、 $p=x$ or y)

とする。

式(4)により像空間の任意点 $Q(x_2, y_2)$ における再生像の界強度が求まるが、ここで特別の場合として中心軸上及び x_2 軸上の界強度を求めておく。

(i) 中心軸上の界強度

中心軸上では $x_2 = y_2 = 0$ よりこのとき式(5)から、 $\omega_{2, x} = \omega_{2, y} = -\omega_{1, x} = -\omega_{1, y}$ となるから改めて新しく ω を

$$\omega = \sqrt{\frac{2|a|}{\pi}} \frac{L}{2M} \quad (6)$$

とおくと、中心軸上の界強度は次式となる。

$$\left| \frac{\Psi(0, 0)}{A_0} \right|^2 = \left(\frac{k_2}{az_2} \right)^2 \cdot \left\{ \psi^2(\omega) + \varphi^2(\omega) \right\}^2 \quad (7)$$

(ii) x_2 軸上 ($y_2 = 0$) の界強度

$y_2 = 0$ のとき、 x_2 軸上の界強度は式(5), (6), (4)より次式となる。

$$\left| \frac{\Psi(x_2, 0)}{A_0} \right|^2 = \left(\frac{k_2}{2az_2} \right)^2 \left\{ \psi^2(\omega) + \varphi^2(\omega) \right\} \cdot \left[\left\{ \psi(\omega_{2,x}) - \psi(\omega_{1,x}) \right\}^2 + \left\{ \varphi(\omega_{2,x}) - \varphi(\omega_{1,x}) \right\}^2 \right] \quad (8)$$

3. 界強度分布の数値解

前節で再生像の界強度を示す式を求めたが、ここで適当なパラメータを導入し数値解を求めた結果を述べる。今パラメータ σ, P を次のように定義する。

$$\sigma = \frac{L^2}{\lambda_0 z_1}, \quad P = \frac{z_2}{z_1} \cdot \frac{M^2}{m} \quad (9)$$

(但し, $m = k_2/k_0 = \lambda_0/\lambda_2$)

上式で、パラメータ σ は、 λ_0, z_1 が一定の場合には、ホログラム開口の大きさの2乗に比例する量であり、 P は、 m, M, z_1 が一定のときにはホログラム面から再生像面までの距離を示す量である。従来の結像理論では、 $P=1$ なる位置で再生像を求めてきた。

以下に、式(9)を式(7)、(8)へ代入し、改めてパラメータ σ, P により表現された界強度を示す。

(i) 中心軸上の界強度

$$\left| \frac{\Psi}{A_0} \right|^2 = \left(\frac{\sigma}{P} \right)^2 \cdot \left[\frac{\psi^2(\omega) + \varphi^2(\omega)}{\omega^2} \right]^2 \quad (10)$$

ここで式(10)の極値条件を示しておく。 ω が小なるとき $\psi(\omega), \varphi(\omega)$ の展開式を用い、 ω^7 以上の項を無視すると、 $\partial/\partial P=0$ なる条件は次のように求まる。

$$P = \frac{-2 + \sqrt{1 + 3 \cdot \frac{180}{\pi^2 a^2}}}{-1 + \frac{180}{\pi^2 \sigma^2}} \quad (11)$$

式(11)で $\sigma \rightarrow \infty$ のとき $P=1$ となり従来の結像位置で強度最大となるが、 σ が小なるときは $P=1$ で最大とはならない事がわかる。

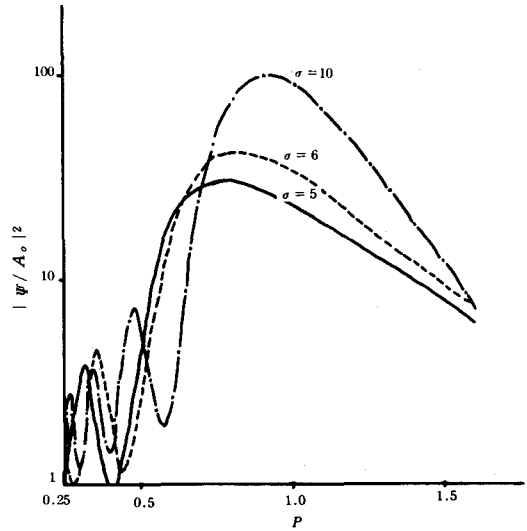


Fig. 3 (a) Axial intensities

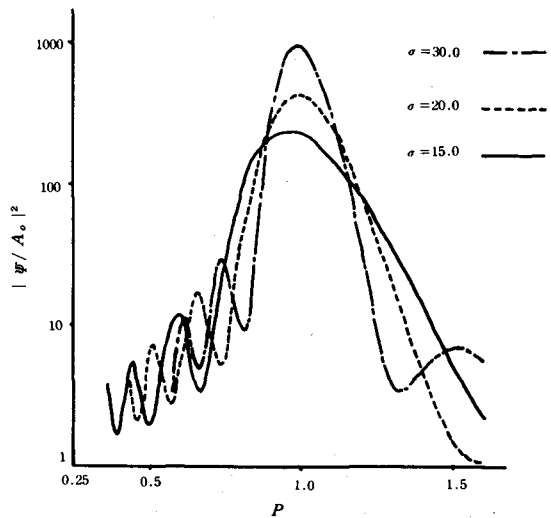


Fig. 3 (b) Axial intensities

(ii) x_2 軸上の界強度

$$\left| \frac{\Psi}{A_0} \right|^2 = \left(\frac{\sigma}{2P\omega^2} \right)^2 \left\{ \psi^2(\omega) + \varphi^2(\omega) \right\} \cdot \left[\left\{ \psi(\omega_{2,x}) - \psi(\omega_{1,x}) \right\}^2 + \left\{ \varphi(\omega_{2,x}) - \varphi(\omega_{1,x}) \right\}^2 \right]$$

$$\left. \begin{aligned} & - \psi(\omega_1, x) \Big\}^2 + \left\{ \psi(\omega_2, x) \right. \\ & \left. - \psi(\omega_1, x) \Big\}^2 \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

今中心軸上の界強度を $\sigma = 5, 6, 10, 15, 20, 30$ の場合につき計算した結果を Fig.3 (a)(b) に示す。

これらの図より σ が小なるときは中心軸上で再生像が大きく広がり焦点深度が深くなっていることが分かる。更に注目すべき事は σ が小なる場合には、界強度が $P = 1$ を満足する従来の結像位置で最大とはならず、よりホログラム面に近い位置で最大となる事である。この現象は、誘電体レンズに長波長の平面波が入射したときの像空間での界強度分布の場合と類似している。 σ が大きくなるに従い再生像の奥行き方向への広がり方も次第に小さくなり焦点深度が浅くなって来る。更に界強度も増大し、 $\sigma = 30$ 近辺以上では $P = 1$ なる従来の結像位置で最大となる。

次に σ が比較的小なる場合、従来の結像位置と強度最大となる位置とで x_2 軸上 ($y_2 = 0$) の界強度分布がどう変るか検討した。 $\sigma = 5, 8$ の場合の結果を Fig.4 (a)(b) に示す。この図から $P \neq 1$ なる強度最大位置では、 x_2 軸上の界強度は sinc 関数とはならず、 $P \neq 1$ の場合も含めて分解可能限界を統一的に評価するため新しく分解可能限界を強度の半値幅をもって定義する。

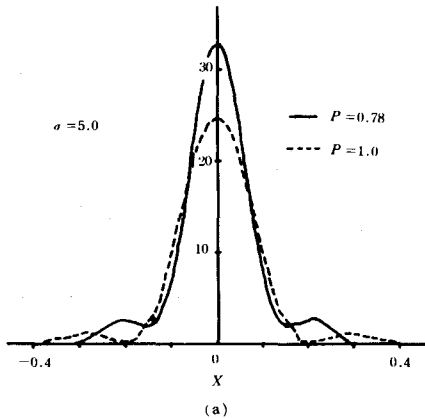


Fig. 4 Intensities on the X_2 axis

この定義によると Fig.4 (a) で $\sigma = 5$ の場合の分解可能限界は、これをパラメータ $X (= x_1 / L)$ で評価すると、

$$P = 1 \text{ (従来の結像位置) のとき } X = 0.17$$

$P = 0.78$ (強度最大位置) のとき $X = 0.14$ となり、点物体に関する限り従来の結像位置で再生像を求めるより強度最大位置で求めた方が明白に分解可能限界は向上している事が分かる。

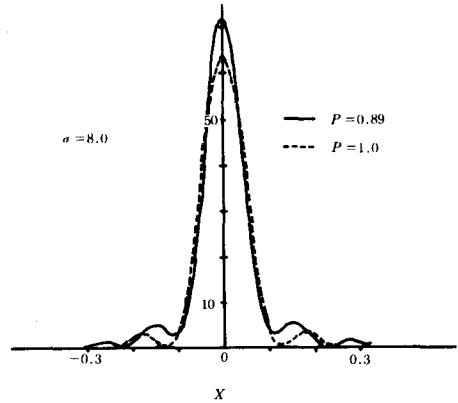


Fig. 4 (b)

4. 2点物体の界強度⁽⁵⁾

点物体が2個ある場合の再生像の界強度を求めた結果を示す。Fig.5 に座標系を示す。図で α は点物体2から

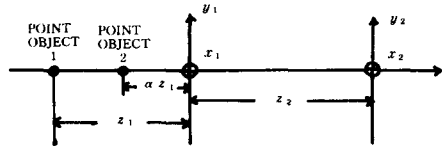


Fig. 5 Configuration for two point objects

ホログラム面 ($x_1 - y_1$ 面) までの距離を示すパラメータである。Fig.6 (a) は、 $\alpha = 0.6$ の場合に σ が 5, 15, 30 と増大するにつれて2点が奥行き方向に分解されてゆく様子を示す。Fig.6 (b) も同様にして $\sigma = 30.0$ とした場合に、2点間の距離を変化させ界強度を求めた結果である。

5. む す び

以上、本論文では点物体の再生像の像空間における界強度分布を検討する事により新しい見地からホログラムの結像特性を論じた。即ちまず再生像の中心軸上の界強度を σ, P をパラメータとして示す事により再生像の奥行き方向への拡がり方がどう変化するか明らかにした。

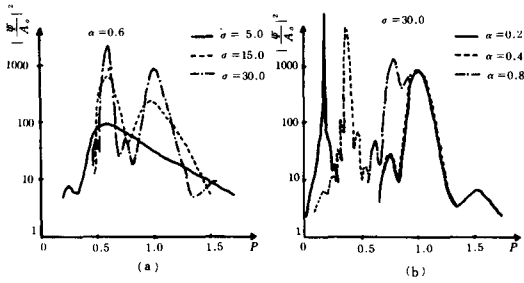


Fig. 6 Intensities for two point objects

この結果から従来の焦点で必ずしも強度は最大とはならない事が明白になった。さらに、 σ が大なるときには焦点深度が浅くなるので例えば数値的に像再生を行う場合にはホログラム面から再生像面までの距離を正確に把握しておく事が極めて重要な事が分かった。次に2点物体の場合についても再生像の界強度分布を σ , P をパラメータとして示し、2点が分解される限界を数値的例により示した。

なお点物体以外の任意形状の物体につき、再生像の形状が従来の焦点及び強度最大位置でどう変るかについては位相をも考慮した考察が必要であり、この点については今後検討する必要があると思われる。

文 献

- (1) R. W. Meier: "Cardinal points and the novel imaging properties of a holographic system" J. Opt. Soc. Amer., 56, 2, pp219-223 (Feb. 1966)
- (2) R.W. Meier: "Magnification and third-order aberrations in holography" J. Opt. Soc. Amer., 55, 8, pp987-992 (Aug. 1965)
- (3) T.H. Demetrakopoulos and Mitra: "Digital and Optical Reconstruction of Images from Suboptical Diffraction Patterns" Appl. Opt., 13, 3, pp665-670 (Mar. 1974)
- (4) 世古, 成田, 阿座上: "長波長ホログラムの焦点深度と分解能について" 信学研資OQE77-16
- (5) 世古, 成田: "ホログラムから再生された像の界強度分布" 昭52 応物学会全国大会

オプトロニック負性抵抗特性を用いた 全加算器の構成

高橋 晴雄 ・ 山内 雅好

A Design of the Full Adder using Optronic Negative Resistance Characteristic

Haruo Takahashi and Masayoshi Yamauchi

Abstract This paper describes the theory and the design principle of an optronic full adder applying the threshold logic to the S-type negative resistance characteristic (ONC).

The number of "1" in the three light input signals corresponds to the weighted sum and is compared with the breakover voltage (threshold) of ONC. The sum and carry light-outputs are obtained from each ONC in accordance with the threshold logical addition.

1. ま え が き

2進演算要素である全加算器は、一般にブール代数論理を基本原理として構成されるのが普通である。

本論文は、しきい値論理とオプトロニックな手法とを融合した1つの新しい形の全加算器の構成を試みた研究結果について述べたものである。すなわち、ここに述べる全加算器は、加算入力の“1”の数に比例した電圧を「重み和」に、S形負性抵抗特性のブレイクオーバー電圧を「しきい値」に対応させて、しきい値論理を基本原理として構成されたものであり、しかも前段および後段からのしきい値演算への電気的な相互影響を軽減するために、入出力を光2進符号としたオプトロニックな手法を採用したものである。(1, 2, 3, 8)

本全加算器は、ブレイクオーバー電圧を広範囲に変化させることができ、しかもターンオン後発光するオプトロニック負性抵抗回路（以下ONCと略記）をしきい値演算要素として用いて構成したものであり、回路構成が簡単で、回路条件の設定が簡易化され実用化も容易である。

本論文では、まずONCの回路構成、動作の概要および諸特性について述べ、次にオプトロニック全加算器の構成原理と動作理論を明らかにし、更に実際回路の構成法と実験結果を示し、最後に回路条件に対する検討を加えている。

2. ONCの特性 (4, 5, 6)

図1 (a) はONCの回路構成図を示したもので、PNP接合トランジスタ（以下 T_p と略記）、ホトトランジスタ（以下 PT と略記）及び発光ダイオード（以下 LED と略記）を組み合わせて等価的に光結合を含む PN PN 構成を実現したものである。同図 (b) はONCの

簡略化した等価回路を示したものである。

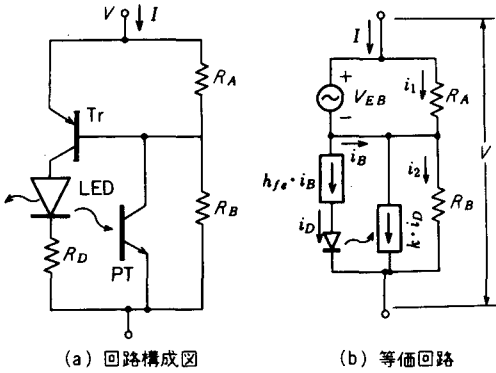


図1. オプトロニク負性抵抗回路 (ONC)

等価回路より, i_D を求めれば,

$$i_D = \frac{h_{fe}}{1 - K \cdot h_{fe}} \left\{ \frac{V}{R_B} - \left(\frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_B} \right) \cdot V_{EB} \right\} \quad (1)$$

となる。ここで, h_{fe} は T_r の電流増幅率で, K は LED の電流に対する PT の電流の比である。

ブレイクオーバー電圧 V_T は, 式 (1) で $1 - K \cdot h_{fe} \neq 0$ のとき i_D が不定となることから求められ,

$$V_T = \left(1 + \frac{R_B}{R_A} \right) \cdot V_{EB(S)} \quad (2)$$

となる。ここで, $V_{EB(S)}$ は T_r のエミッタ・ベース間飽和電圧である。

図2は, R_A 及び R_B をそれぞれ変化させたときの ONC の電圧-電流特性の変化を測定したものであり, 図3は R_A および R_B によりブレイクオーバー電圧が変化する様子を実験的に求めたものである。

このように, ONC は R_A , R_B によりブレイクオーバー電圧を, R_D によりターンオン後の電圧-電流特性 (ONC の ON 時の内部抵抗) を容易に変化させることができる。従って, ブレイクオーバー電圧を「しきい値」に, 端子電圧を「重み和」に対応させれば, ONC は所望の「しきい値」に対して「重み和」との比較操作を行い, その結果を光2進符号で表示するしきい値演算要素として利用することができる。

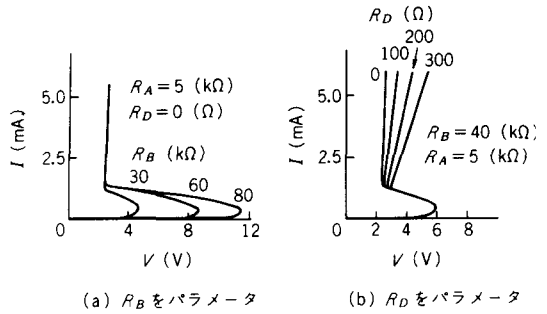


図2. ONCの電圧-電流特性

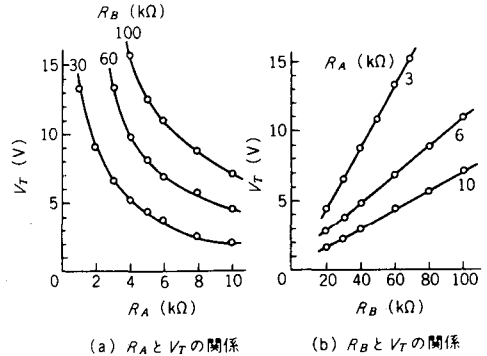


図3. ブレイクオーバー電圧のバイアス抵抗による変化

3. 構成原理と動作原理

全加算演算のためのしきい値論理式は, 次式で与えられる。

$$C_{i+1} = \langle X_i + Y_i + C_i \rangle_2 \quad (3)$$

$$S_i = \langle X_i + Y_i + C_i - 2 \cdot C_{i+1} \rangle_1 \quad (4)$$

ここで, X_i , Y_i は加算入力, C_i は下位のけたからのけた上げ入力, C_{i+1} および S_i は, それぞれ, けた上げ出力および和出力である。

図4は, しきい値論理を基本原理としたオプトロニク全加算器の構成図を示したものである。

X_i , Y_i 及び C_i に対応する加算光入力, それぞれ PT により構成された定電流回路に加えられる。

光入力のない PT はシャ断状態にあり, 光入力のある

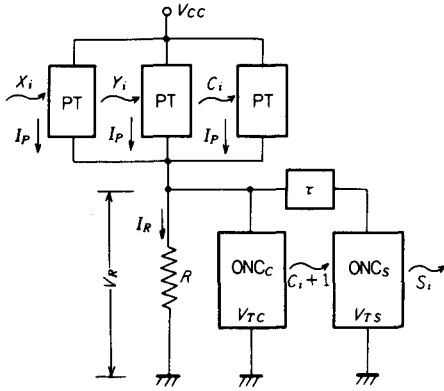


図4. オプトロニック全加算器の構成図

PTからは I_p なる一定の電流が流出し、抵抗 R の両端には、光入力のある PT の数に比例した電圧 V_R が現われる。

本全加算器は、この V_R を式 (3) の「重み和」に対応させ、けた上げ出力用の ONC_c 及び和出力用の ONC_s のブレイクオーバー電圧 V_{TC} 及び V_{TS} を、それぞれ式 (3) 及び式 (4) の「しきい値」に対応させ、加算光出力を得よう構成されている。

式 (4) において、 S_i は C_{i+1} に関係しているので、まず ONC_c により C_{i+1} を求め、次に ONC_s により S_i を求める必要がある。図4の τ は ONC_c 及び ONC_s の動作順序を規定するために付加した遅延回路を示したもので、その伝達損は無視できるものとする。

図4の各 PT に加えられる2進加算光入力 X_i, Y_i 及び C_i の“1”の数が1つ、2つ及び3つの場合について、それぞれ全加算光出力が得られる動作過程を説明し、動作条件式を求める。

式 (3) 及び式 (4) より、「しきい値」 V_{TC} 及び V_{TS} の間には、

$$2 \cdot V_{TS} = V_{TC} \quad (5)$$

なる関係が成立する。

(1) 加算光入力中の“1”の数が1つの場合

1つの PT のみに光入力があるとき、抵抗 R の両端に現われる電圧は、 $V_{R1} = I_p \cdot R$ となる。

V_{R1} が、

$$V_{TS} \leq V_{R1} < V_{TC} \quad (6)$$

なる関係を満足すれば ONC_c はしゃ断状態を保ち、 C_{i+1} が“0”であることを示す。一方、 ONC_s は発光して、 S_i が“1”であることを表示する。 ONC_s が発光状態になると、 V_{R1} は次式で与えられる V'_{R1} に変化する。

$$V'_{R1} = \frac{R \cdot R_s}{R + R_s} I_p \quad (7)$$

ここに、 R_s は ONC_s が発光状態にあるときの内部抵抗である。又、しゃ断状態にある ONC_c の内部抵抗は、 R, R_s に比べて十分大きいものとする。

(2) 加算光入力中の“1”の数が2つの場合

PTからの合成電流は $2 \cdot I_p$ となり、抵抗 R の両端の電圧 V_{R2} は、 $V_{R2} = 2 \cdot I_p \cdot R$ となる。このとき、 ONC_c がターンオンするためには、 V_{R2} が、

$$V_{R2} \geq V_{TC} \quad (8)$$

なる関係を満足しなければならない。遅延回路により ONC_c の方が ONC_s よりも先にターンオンする。従って、 ONC_c がまず発光状態になり、 C_{i+1} が“1”となる。このとき、 V_{R2} は V'_{R2} に変換し、

$$V'_{R2} = \frac{R \cdot R_c}{R + R_c} 2 I_p \quad (9)$$

となる。ここで、 R_c は ONC_c の内部抵抗であり、この V'_{R2} は式 (4) の「重み和」に対応する電圧となり、 ONC_s に印加される。 ONC_s に対し、

$$V'_{R2} < V_{TS} \quad (10)$$

なる関係が満足されれば、 S_i は“0”である。

(3) 加算光入力中の“1”の数が3つの場合

抵抗 R の電圧 V_{R3} は、 $V_{R3} = 3 \cdot I_p \cdot R$ となり、まず ONC_c が発光して、 C_{i+1} が“1”となる。このとき ONC_s に印加される電圧は、次式の V'_{R3} となる。

$$V'_{R3} = \frac{R \cdot R_c}{R + R_c} 3 I_p \quad (11)$$

この場合、 ONC_s に対し、

$$V'_{R3} \geq V_{TS} \quad (12)$$

となれば、 ONC_s も“1”を表示する。

以上示した式 (5) から式 (12) より、本全加算器の構成条件式をまとめれば以下のようになる。

ONC_c 及び ONC_s のターンオン条件は、

$$V_{TS} \leq I_p R, \quad V_{TC} \leq 2 I_p R \quad (13)$$

となり、 ONC_c がターンオン後に、 ONC_s がターンオンするためには、

$$\frac{R \cdot R_c}{R + R_c} 2 I_p < V_{TS} \leq \frac{R \cdot R_c}{R + R_c} 3 I_p \quad (14)$$

となる。 ONC_s の V_{TS} の許容範囲を最大にするためには、

$$I_p \cdot R = \frac{R \cdot R_c}{R + R_c} 3 I_p \quad (15)$$

であればよいことになる。従って、 R と R_c の関係は、

$$R = 2 R_c \quad (16)$$

となる。

4. 実際回路の構成

表1は、 I_p を12mA、 R を500Ωに設定した場合の構成例を示したもので、 $R_c (=R_s) = 250\Omega$ 、 $V_{TS} = 5.5V$ 及び $V_{TC} = 11.0V$ としたときの動作点電圧を式(6)から式(16)に基づいて計算した値を示したものである。

表1. 全加算器の構成例 (計算値)

設定値 $I_p=12\text{mA}$, $R=500\Omega$, $R_c=R_s=250\Omega$, $V_{TS}=5.5V$, $V_{TC}=11.0V$			
"1"の入力数	PTからの電流	「重み和」電圧	動作点電圧
1	$I_p=12\text{mA}$ (点A)	$V_{R1}=6V$ (点B)	$V'_{R1}=2V$ (点H)
2	$2I_p=24\text{mA}$ (点C)	$V_{R2}=12V$ (点D)	$V'_{R2}=4V$ (点I)
3	$3I_p=36\text{mA}$ (点E)	$V_{R3}=18V$ (点F)	$V'_{R3}=6V$ (点J) $V''_{R3}=3.6V$ (点K)

図5は、実際回路図を示したものであり、加算光入力受光用には、ベース端子付きPTを使用し、ダーリントン接続された T_r とバイアス抵抗 R_1, R_2, R_3 及び R_4 により定電流回路が構成されている。 R_r は遅延動作を行なわせるための遅延抵抗である。⁽⁷⁾

図6は、試作全加算器の加算光出力を光検出回路により電圧波形として測定したものである。

表2は、実際回路における表1に対応する各点の測定値をまとめて示したものである。

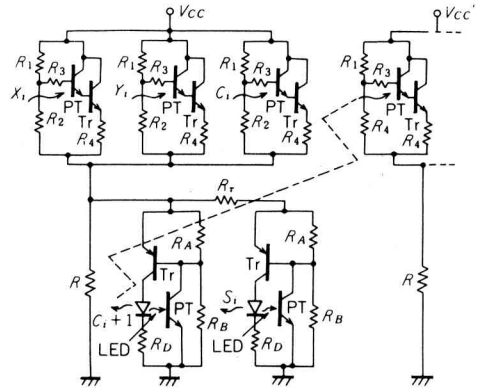
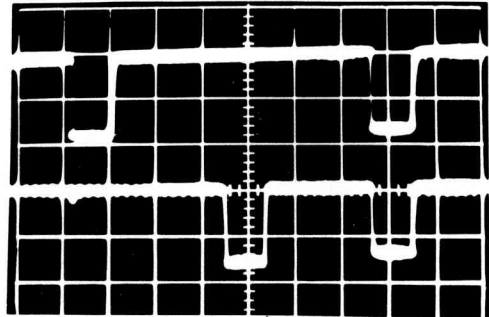


図5. オプトロニク全加算器の実際回路図

C_i , 出力

S , 出力



$V: 2V/div, H: 0.2ms/div$

図6. 加算光出力の電圧波形

表2. 試作全加算器の測定値

測定値 $R=500\Omega$, $R'_c=170\Omega$, $V_{BS}=21V$, $V_{TS}=5.3V$, $V_{TC}=10.6V$			
"1"の入力数	PTからの電流	「重み和」電圧	動作点電圧
1	$I_p=12.0\text{mA}$ (点A)	$V_{R1}=6.1V$ (点B)	$V'_{R1}=2.9V$ (点M)
2	$2I_p=23.5\text{mA}$ (点C)	$V_{R2}=11.8V$ (点D)	$V'_{R2}=4.4V$ (点N)
3	$3I_p=35.2\text{mA}$ (点E)	$V_{R3}=17.6V$ (点F)	$V'_{R3}=5.8V$ (点I) $V''_{R3}=4.2V$ (点K)

5. 検 討

5.1 ONCの発光状態における電圧降下

実際回路における発光状態にあるONCの端子電圧

V_H は,

$$V_H = V_{RD} + V_D + V_{EC(S)} \quad (17)$$

となる。 V_{RD} は抵抗 R_D の電圧降下で、 V_D はLED、 $V_{EE(S)}$ は T_r のエミッタ・コレクタ間飽和電圧である。

ここで、 $V_{HS} = V_D + V_{EE(S)}$ とおき、 V_{HS} の影響について検討する。

図7は、表1に基づいたONCの電圧-電流特性と負荷線の関係を示した動作状態説明図であり、表1および表2の点Aから点Mの値が説明図のAからMに対応している。 JL は、 V_{HS} を考慮したときの発光状態におけるONCの内部抵抗 $R_c' (=R_s')$ を与える。

V_{HS} を考慮した場合、式(9)及び式(11)は、

$$V_{R2}' = \frac{2I_p R_c' + V_{HS}}{R + R_c'} \quad (18)$$

$$V_{R3}' = \frac{3I_p R_c' + V_{HS}}{R + R_c'} \quad (19)$$

となる。 V_{TS} の許容範囲を最大にするためには、式(15)を満足しなければならないので、

$$V_{HS} = I_p (R - 2R_c') \quad (20)$$

となる。なお V_{TS} の許容範囲 V_{TSW} は、

$$V_{TSW} = V_{R3}' - V_{R2}' = \frac{R \cdot R_c'}{R + R_c'} I_p \quad (21)$$

となる。

ONCを本全加算器に使用する場合、 $V_D = 1.2V$ 、 $V_{EC(S)} = 0.9V$ でほぼ一定となり、 V_{HS} は2.1Vとなる。図7より R_c' (LJ の傾き)を求めれば、 170Ω となる。表2の動作点電圧は、図7の動作点の電圧値とよい一致を示している。

5.2 I_p と V_{TS} の変動

本全加算器においては、定電流回路の I_p の変動およびONCのブレイクオーバー電圧 V_{TS} の変動が、その動作に最も影響を与える。 I_p は光入力量、電源電圧および温度により変化し、 V_{TS} は主として温度により変化する。いま、 I_p の変動分を ΔI_p とし、 V_{TS} の変動分を ΔV_{TS} とした場合、式(14)に、式(18)及び式(19)を代入して、次の関係が満足されればよいことになる。

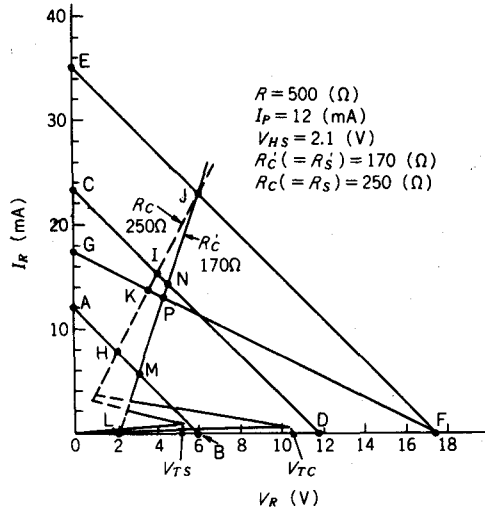


図7. 実際回路の動作状態説明図

$$\frac{2(I_p + \Delta I_p) R_c' + V_{HS}}{R + R_c'} R < V_{TS} - \Delta V_{TS} \quad (22)$$

$$\frac{3(I_p + \Delta I_p) R_c' + V_{HS}}{R + R_c'} R \geq V_{TS} + \Delta V_{TS} \quad (23)$$

従って、 ΔV_{TS} は、

$$\Delta V_{TS} \leq \frac{RR_c'}{2(R + R_c')} (I_p - 5\Delta I_p) \quad (24)$$

となり、 ΔV_{TS} と V_{TS} の許容範囲 V_{TSW} の関係は、式(21)及び式(24)より

$$\frac{\Delta V_{TS}}{V_{TSW}} \leq \frac{1}{2} \left(1 - 5 \cdot \frac{\Delta I_p}{I_p} \right) \quad (25)$$

となる。なお、 V_{TSW} は、式(21)より、

$$V_{TSW} = \frac{2}{\left(1 + 2 \cdot \frac{R}{R_c'} \right)} V_{TS} \quad (26)$$

となるから、式(25)及び式(26)より、

$$\frac{\Delta V_{TS}}{V_{TS}} \leq \left(\frac{1}{1 + \frac{2R}{R_c'}} \right) \left(1 - 5 \frac{\Delta I_p}{I_p} \right) \quad (27)$$

なる関係が求められる。

試作定電流回路は、 I_p を12mAに設定した場合、 $V_{c'}$ が28Vから32Vで、温度が10°Cから50°Cの範囲で使用する限り、 I_p の変動分 ΔI_p は高々1mAである。従って $\Delta I_p / I_p = 8.3\%$ となり、式 (27) より $\Delta V_{TS} / V_{TS} \leq 9.1\%$ でなければならないことになる。試作回路では $V_{TS} = 5.3V$ であり $\Delta V_{TS} \leq 0.48V$ であればよいことになる。 ONC の10°Cから50°Cの範囲における V_{TS} の変動 ΔV_{TS} は、せいぜい0.2Vであり、上記範囲内を満足しており、試作定電流回路を使用する限り問題とはならない。

6. む す び

本論文では、S形負性抵抗特性をしきい値論理に適用し、しかも入出力を光2進符号とした1つの新しい方式の全加算器について述べた。

本全加算器は、3つの定電流回路と2つの負性抵抗回路とを組み合わせた簡単な回路構成であり、S形負性抵抗特性を容易に変えることのできる負性抵抗回路を用いているので、回路条件の設定が簡略化できる。

又、入出力を光2進符号としたオプトロニックな手法が採用されているので、演算回路を構成しようとする場合には、単に単位全加算器を光結合させればことたり、従来の回路で問題となる回路相互間の配線ならびに整合などに対する配慮が軽減できる。

演算速度は、主としてホトトランジスタの応答速度により制限を受け、消費電力は、発光ダイオード及びホトトランジスタの変換効率が低いために増大する。

演算速度の向上と消費電力の低減については、今後のオプトロニック素子の開発に待つところが多い。

謝辞 日頃より御指導いただいている大阪市立大学工学部北浜安夫教授ならびに志水英二助教授にお礼申し上げます。

文 献

- (1) 高橋, 山内: “オプトロニック全加算器”, 昭47電学関西支連大, G12-2.
- (2) 高橋, 北浜: “オプトロニック全加算器”, 信学論(D), 56-D, 6, P.384 (昭48-06).
- (3) 高橋, 山内: “オプトロニック全加算器(Ⅲ)”, 昭49信学全大, 656.
- (4) 高橋, 山内: “オプトロニック負性抵抗回路”, 昭48電学全大, 500
- (5) H. Takahashi and Y. Kitahama: “An Optronically negative resistance circuit”, IEEE J. Solid-State Circuits SC-9, p.79 (April 1974)
- (6) 高橋, 山内: “ホトカプラの負性抵抗特性”, 信学論(D), 60-C, 1, P. 62. (昭52-01)
- (7) 北浜, 加屋野, 高橋: “オプトロニック並列型A-D変換器”, 電学誌, 86, 928, P.101 (昭41-01)
- (8) 高橋, 北浜: “しきい値論理によるオプトロニック全加算器”, 信学論(D), 60-D, 4, P.305. (昭52-04).

空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置 (Ⅲ)

山内雅好・高橋晴雄・堤 捨男*

The New Method for the Yarn-Speed Measurement Using the Spatial Filter.

Masayoshi YAMAUCHI
Haruo TAKAHASHI
Suteo TSUTSUMI

Abstract

The system of non-contact speed measurement employs a narrow-band-pass spatial filter to effect the light flux modulation resulting in a time frequency directly proportional to the yarn-speed. This report shows how the variances of data are influenced by the number of slit and observation of period, and several discussions about the measurement accuracy are done.

This system is also applicable to the speed measurement of various materials.

測定精度の検討を行なったものである。

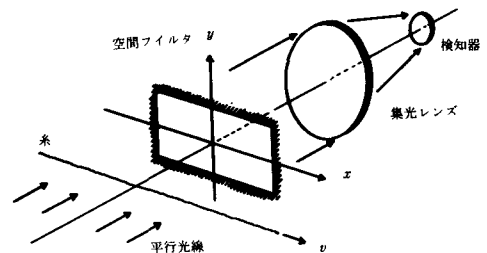
1. ま え が き

本測定法は、連続的に直線運動をしている糸のむら[・]がもつウィーナ・スペクトルの特定空間周波数成分を、一次元狭帯域通過特性を有する空間フィルタにより抽出し、糸の速度が時間周波数に変換されることを利用して、その時間周波数を測定することにより、糸の速度を知るものである。一次元狭帯域通過特性を有する空間フィルタとして、柵状レティクルと有極性柵状レティクルが考えられる。筆者らは、先に柵状レティクルと有極性柵状レティクルとの比較実験結果を示し、空間フィルタとして有極性柵状レティクルを使用することが望ましいことを明らかにした。⁽⁴⁾

本報告は、空間フィルタとして有極性柵状レティクルを用いた場合の、綿糸の移動速度を測定する例について述べ、種々の条件における測定値のばらつきを測定し、

2. 測定原理

2.1 測定理論



* 京都工芸繊維大学工学部電気工学科教授

図1 測定原理図

図1において、糸が空間フィルタ面に投ずる影の照度空間分布のウィーナ・スペクトルを $W(f_x, f_y)$ 、空間フィルタの伝達関数を $R(f_x, f_y)$ 、検知器に入射する照度の時間領域における パワー・スペクトルを $V(f)$ とすると、

$$V(f) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} |R(f_x, f_y)|^2 \cdot W(f_x, f_y) df_y \quad (1)$$

$$f = f_x \cdot v$$

が成立する。⁽²⁾ ただし、 f_x, f_y はそれぞれ x, y 方向の空間周波数、 f は時間周波数、 v は糸速を表わす。

式(1)より、空間フィルタの伝達関数が $W(f_{xc}, f_y) \neq 0$ なる f_{xc} を中心空間周波数とする一次元狭帯域通過特性を有するならば、検知器出力は

$$f_o = f_{xc} \cdot v \quad (2)$$

なる時間周波数で急峻なスペクトルをもつ信号となり、この f_o を測定することにより 糸速を知ることができる。

2.2 有極性柵状レティクル⁽⁴⁾

一次元狭帯域通過特性を有する空間フィルタとして、図2に示す有極性柵状レティクルが考えられる。これは幅 $p \cdot a$ ($0 < p \leq 1$) の矩形スリットを x 方向に a なる間隔で $2n$ 個平行に並べたスリット列で、交互に正負の透過特性をもたせたものである。図3は、このレティクルの伝達関数を $z = a\pi f_x$ に対して プロットしたものである。このレティクルの主要通過帯域の中心空間周波数 f_{xc} は

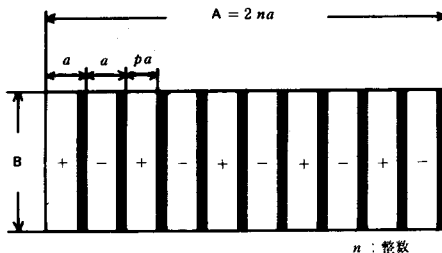


図2 有極性柵状レティクル

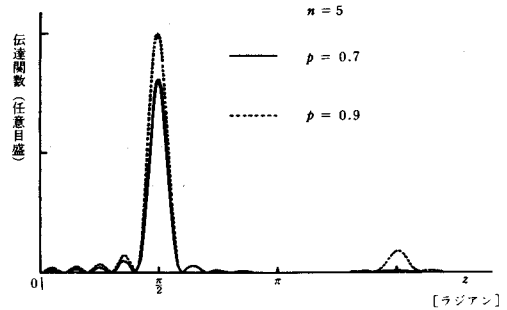


図3 有極性柵状レティクルの伝達関数

$$f_{xc} = 1 / (2a) \quad (3)$$

半値幅 B_x は

$$B_x \doteq 1 / (2na) \quad (4)$$

で表わされる。

2.3 測定精度

検知器出力信号の時間周波数は、空間フィルタの有限な帯域幅のため、あるばらつきを示す。そこで、検知器信号の各1周期分の周波数が f_o ($= f_{xc} \cdot v$) を中心周波数とする半値幅 B_t ($= B_x \cdot v$) 内で一様な生起確立をもつものとする、瞬時測定周波数の分散 σ_t^2 は

$$\sigma_t^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (f - f_o)^2 \cdot (1/B_t) df = B_t^2 / 12 \quad (5)$$

で与えられる。いま、測定精度を σ_t / f_o で定義すると、瞬時測定精度 S_m は、式(5)、(3)、(4)より

$$S_m = 1 / (\sqrt{12} \cdot n) \quad (6)$$

で与えられる。また、糸速の変化が影響しない範囲で、周波数測定に要する時間(積分時間)を T 、その時の周波数を f とし、各1周期分の周波数がそれぞれ独立であれば、このときの測定精度 S_T は

$$S_T = 1 / (\sqrt{12 \cdot T \cdot f \cdot n}) \quad (7)$$

で与えられる。

3. 測定装置

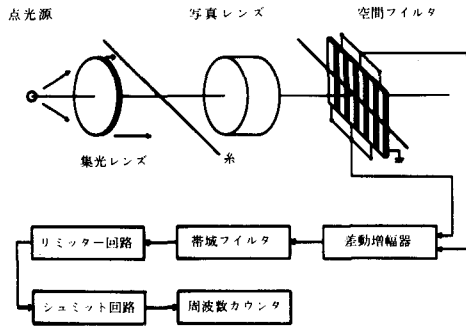


図4 測定装置のブロック図

図4は、測定装置のブロック図である。糸の駆動にはビデオテープレコーダを使用した。図4の写真レンズは、実質的に測定周波数を高くするため、糸の影の像を拡大するもので、適時挿入した。空間フィルタは、図2のバタンのホット・ダイオード・アレイを使用し、有極性にするため各素子の出力を交互に取り出し、差動増幅器で増幅した。差動増幅器出力は、 Q 値の小さい電気帯域フィルタを通した後、リミッター回路で出力信号振幅をできるだけ同一にすると共に、出力系雑音の最大振幅が0 [V] を越えないようにした。シュミット回路のしきい値は、0 [V] で、リミッター回路の出力系雑音をカウ

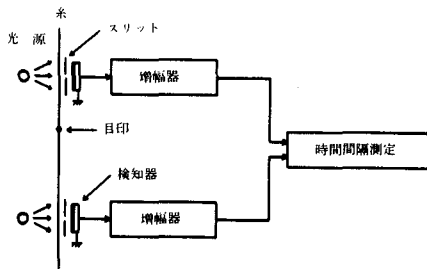


図5 比較測定原理

ントしないように、適当なヒステリシスをもたせた。

図5は、他の方法で同時に糸速を比較測定するための測定ブロック図である。これは、糸の適当な位置に目印を付け、この目印が二つのスリット間を通過する時間を測定することによって糸速を知るものである。スリット幅は0.1 [mm]、スリット間隔は200.0 [mm]、目印の幅は1 [mm]であり、検知器には、シリコン太陽電池を用いた。

4. 実験および結果

実験に使用したホット・ダイオード・アレイは、図2において、

$$a = 1.688[\text{mm}], \quad p = 0.71, \quad n = 13$$

である。表1は、写真レンズで糸の影を3.58倍拡大した場合の、3種類の糸に対する本測定法、および比較測定の結果を示す。ただし、積分時間 $T = 1[\text{sec}]$ 、測定回数 120の平均と分散である。

表1 糸速の平均値と分散の測定結果

	平均 [mm/sec]		ばらつき [%]	
	本法	比較	本法	比較
綿糸	214.7	216.2±1.3	0.739	0.222
絹糸	211.6	214.3±1.3	1.00	0.229
ナイロン糸	213.9	215.8±1.3	1.08	0.213

図6, 7は、綿糸の測定結果で、積分時間 $T = 1[\text{sec}]$ におけるスリット数 n に対するばらつきの変化を示したもので、それぞれ糸の像を拡大しない場合と、拡大した場

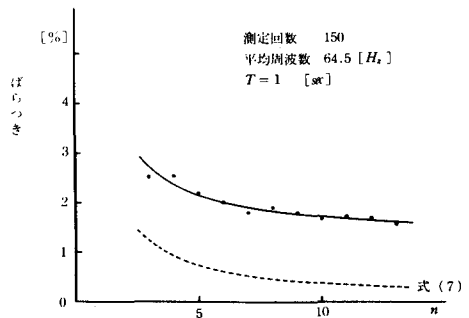


図6 綿糸の測定値のばらつき

合との結果である。図8は、糸の像を拡大した場合の、積分時間 T に対するばらつきの変化を示したものである。

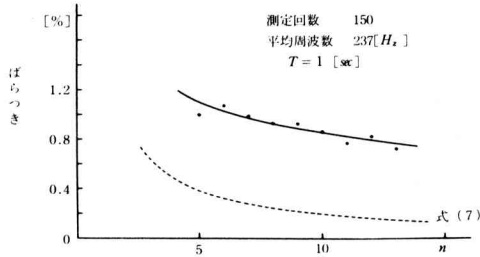


図7 綿糸の測定値のばらつき (像拡大)

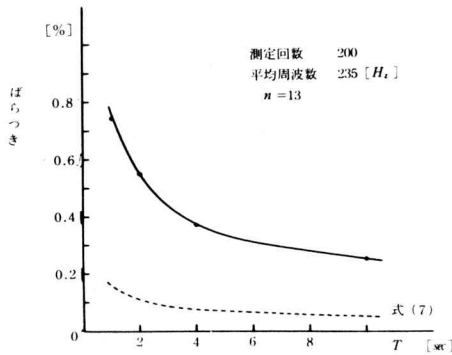


図8 綿糸の測定値のばらつき (像拡大)

図9, 10は、差動増幅器, リミッター回路, シュミット回路の各出力波形例である。

5. 検 討

式(7)は、空間フィルタの有限な帯域幅の影響のみによる測定値のばらつきを表わしたものである。しかし、上記の測定値には、この他、①駆動モーターや糸の伸縮による糸速のばらつき、②系雑音や検知器出力信号の位相転換 (phase conversion) による周波数のミスカウント、③周波数カウンタの量子化誤差等が含まれる。表1において、絹糸とナイロン糸は、綿糸に比較して平均信号パワーが小さく⁽⁴⁾②のミスカウントが大きく影響しているものと考えられる。図11は、測定糸のむらのウィーナ・スペクトルを示したものである。表1の測定条件における空間フィルタの中心空間周波数は、 $0.296 [c/mm]$ であるが、像拡大のため実質的には、 $1.06 [c/mm]$ である。また式(7)の値は、 $0.15 [%]$ である。

式(7)より、測定周波数 f を高くすることにより、測定精度を上げることができることが明らかである。このことは、空間フィルタの中心空間周波数 f_{xc} を高域ヘシフトすることを意味する。本実験では、スリット間隔 a の小さいホト・ダイオード・アレイの入手が困難であったので、写真レンズで糸の像を拡大し、等価的に空間フィルタの中心空間周波数を高域ヘシフトした。しかし、糸むらのウィーナ・スペクトルは、高域になるにしたがって減少するため、空間フィルタの中心空間周波数を高域ヘシフトすることは、 SN 比の低下をもたらし、ミスカウントによる誤差を大きくすることとなり、測定糸のむらのウィーナ・スペクトルとの妥協が必要である。

6. む す び

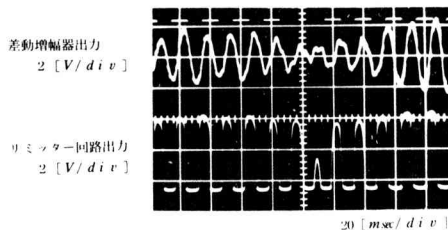


図9 波形例

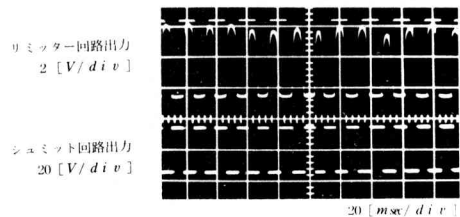


図10 波形例

本測定法は、非接触測定方式であり、かつ連続測定が可能である。

測定精度を上げるには、測定糸のむらのウィーナ・ス

ペクトルと系雑音を考慮して、空間フィルタの中心空間周波数をできるだけ高くすることが望ましい。また、糸速の変化が比較的緩慢な場合には、周波数測定に要する時間(積分時間) T を大きくすることによって、さらに測定精度を上げることができる。

本測定法の現在の問題点は、信号パワーが小さい部分で SN 比が低下したとき、系雑音をカウントしないようにシュミット回路にヒステリシスをもたせたことにより、周波数をカウントしない場合や、検知器出力信号波の位相転換によるミスカウントである。そこで、PLL(Phase Locked Loop)等の使用によって、これらのミスカウントの改善が今後の課題である。

文 献

- (1) 堤・山内：“空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置の試作”，電気学会全国大会(昭.48)
- (2) 堤・山内：“空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置の試作”，奈良高専研究紀要(第9号)
- (3) 山内・高橋・堤：“空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置”，電気関係関西支連大(昭.51)
- (4) 山内・高橋・堤：“空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置(Ⅱ)”，奈良高専研究紀要(第12号)

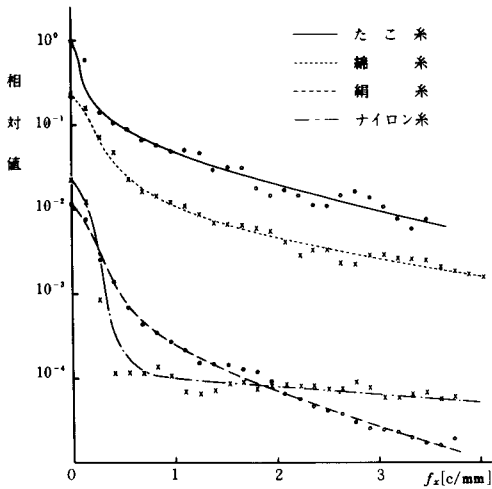


図11 糸むらのウィーナ・スペクトル

有機ライニング性能の電氣的測定

井口 高行 ・ 奥田 聡*

Electrical Measurement for Monitoring the Performance of Plastics Lining

Satoshi OKUDA and Takayuki IGUCHI

ABSTRACT

Monitoring the integrity of the plastics lining for chemical plants is important, then the authors describe the results of the attempts to measure the characteristics of liquid penetration to plastics lining by the electrical capacitance change.

Monitoring is possible by this electrical capacitance method and the procedure to estimate the diffusion coefficient of liquid in lining are expressed.

1. 結 言

化学装置において充分な防食設計を行なって製作された耐食機器も、実用中に防食の見地から不測の事故発生
の危険がつきまとう。このような観点から装置材料が常に安全に保たれているかどうかをモニターしたいという
要求がある。金属材料単体の場合には電気化学的に電位
または分極特性をチェックするのがよく、¹⁾またガラスライ
ニング材のような場合にも、ライニング材²⁾に破損が
起った場合には下地金属と環境液との短絡が起るので、
金属材料単体の場合と同様に取り扱ってよいと考えられ
る。しかし有機ライニング材の場合には劣化が徐々に進
行し、しかも電気絶縁性が高いので、ライニング下地金
属の腐食の状態を把握するのは、かなり困難と云わなけ
ればならない。

有機ライニング材の性能をモニターする方法にも、2、
3の方法が考えられるが、本研究では有機ライニング材
料へ環境薬液が浸入したことによって材料の電氣的性質
に変化が起ることを想定して、特に環境薬液と下地金属
との間の電気容量の変化の測定実験を行なった。ライ
ニング材への薬液の浸入にともなって電気容量が変化する
理由は、ライニング中へ誘電率の大きい環境液が浸入し
たことによる容量増加と、下地金属に電気絶縁性の腐食

生成物被膜が生じることも容量増加に影響を与えるもの
と考えられる。

2. 実 験 方 法

試料にはエポキシ樹脂ライニング材を用いることにし、
よく研磨後、アセトン液中で脱脂した軟鋼板(80×80×
0.55)にARALDITE GY250, 100部と硬化剤HY951,
13部を混合したものを、およそ1週間間隔で4回塗布し
た。塗布の方法は、あらかじめ厚目に塗っておき、ゲル
化前にこてによって樹脂をかき取った。この方法による
とピンホール、気泡を避けることは、他の方法より容易
であったが、かき取り方が異なるため、試料ごとの膜厚
を一定にするのが困難であったので、試料ごとに膜厚を
測定した。こうして得たライニング板にφ56×24Hのガ
ラス円筒を同じ樹脂を用いて貼りつけたものを、2週間
から1ヶ月室温放置後、40℃で1週間硬化させたものを
試料とした。

電気容量の測定はFig. 1の装置を用い、試料を上下か
らフランジで固定し、薬液を一定量だけ入れ、液側に白
金電極を浸して固定し、薬液と下地鉄板との間の電気容
量を測定する方法をとった。測定はすべて40℃で行ない、
恒温槽全体を接地した。容量測定はブリッジのバランス
をとる方式(横河ヒューレット 465Bユニバーサルブリ
ッジ)で、発振周波数は1KHzで行なった。

* 同志社大学工学部化学工学科

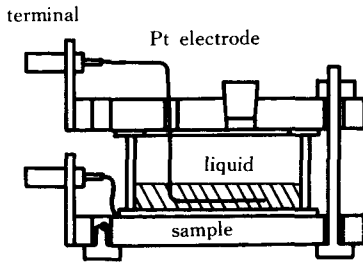


Fig. 1 Testing apparatus

3. 実験結果および考察

各種環境液に対する供試ライニング材の電気容量変化の測定結果をFig. 2に示した。この実験においては、ライニング膜厚を一定に出来なかったため、縦軸の実験開始時の容量値は実験ごとに異なっている。試料のコンデンサーとしての面積はすべて同じであるから、初期容量は膜厚に逆比例することが予想される。この関係を図示したのがFig. 3である。だいたい逆比例の関係が成立していることより、Fig. 2の実験開始時の容量値の差は膜厚によっていることを裏付けるとともに、Fig. 3に薬液種類の差が表われなかったこと、すなわち環境液の電気伝導度の影響がないことから、単なる白金を用いた電極によっても、実験範囲内では薬液中での分極の影響は考えなくても良いことを示している。

Brasher, Kingsburg³⁾によって、塗膜中への水の浸入による電気容量の変化は

$$\frac{C_p}{C_{p0}} = 80^c \quad (1)$$

によって表わされることが報告されている。ここでCは濃度、 C_p は電気容量を表わし、添字0は初期値を示す。80は水の比誘電率である。水以外の他の薬液についても、同様の関係があてはまるとすると、

$$\frac{C_p}{C_{p0}} = K^c \quad (2)$$

$$\log \frac{C_p}{C_{p0}} = C \log K \quad (3)$$

と表わされ、さらにライニング材が薬液と接して後、無限時間が経過し、ライニング層中の薬液が飽和濃度 C_∞ になったときの容量 $C_{p\infty}$ は、次式で表わされる。

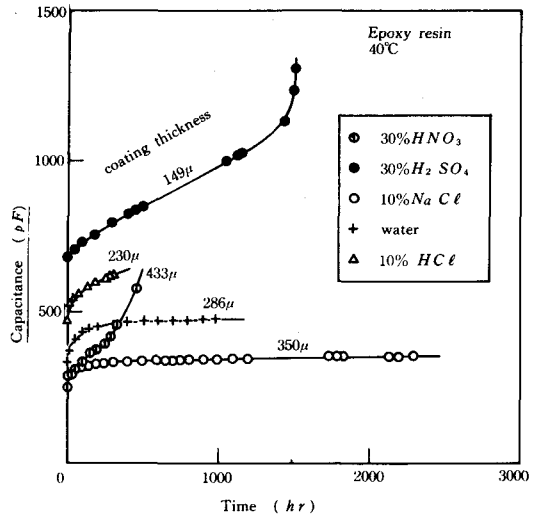


Fig. 2 Measured capacitance data in various environments

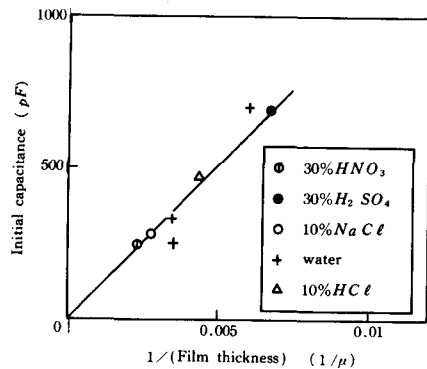


Fig. 3 Relation between initial capacitance and coating thickness

$$\log \frac{C_{p\infty}}{C_{p0}} = C_\infty \log K \quad (4)$$

ゆえに

$$\frac{C}{C_\infty} = \frac{\log C_p - \log C_{p0}}{\log C_{p\infty} - \log C_{p0}} \quad (5)$$

となる。濃度の代りにt時間後、無限時間後までに、塗膜中へ吸着した液の量 M_t 、 M_∞ を用いても同じことである。

$$\frac{M_t}{M_\infty} = \frac{\log C_p - \log C_{p0}}{\log C_{p\infty} - \log C_{p0}} \quad (6)$$

一方、ライニング塗膜中への薬液の拡散が拡散係数一定のFick拡散であると考え、t時間後の吸着量は次式で与えられる。⁴⁾ただし初期濃度を零、拡散係数をD、膜厚をlとする。

$$\frac{M_t}{M_\infty} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{(2n+1)^2 \pi^2} e^{-D(n+\frac{1}{2})^2 \pi^2 t / \ell^2} \quad (7)$$

したがって、(6)、(7)式より、薬液が Fick 拡散する場合の電気容量の時間的变化は最終的に次式で与えられる。

$$\frac{\log C_p - \log C_{p0}}{\log C_{p\infty} - \log C_{p0}} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8}{(2n+1)^2 \pi^2} e^{-D(n+\frac{1}{2})^2 \pi^2 t / \ell^2} \quad (8)$$

(8) 式の関係を用いると、Fig. 2 の膜厚の影響を除くには、 C_p/C_{p0} vs. \sqrt{t}/ℓ の関係に書き改めると

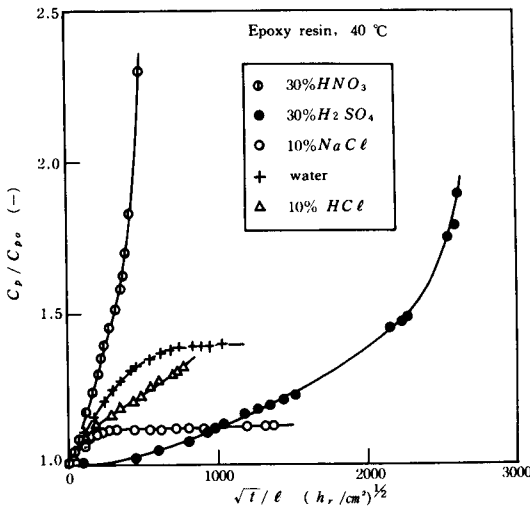


Fig. 4 C_p/C_{p0} vs. \sqrt{t}/ℓ

よいことがわかる。この様子を Fig. 4 に示す。水、10% NaCl の場合には、容量の増加が飽和になる傾向を示すが、それ以外の環境では増加し続ける。実際試料の観察でも、30%硝酸に対しては、下地金属の全面腐食が起り、30%硫酸中でも腐食が起り、10%塩酸中でも長時間接すると、数ヶ所で腐食が観察された。これに対して水中、10% NaCl 中では、外見的に変化はみられず、容量増加が飽和になるものと、ならないもので、外見的に腐食が進行する場合と、しない場合との関連があった。

実装置が環境液から安全に保たれているかをモニターする方法として電気容量測定法を適用するとすれば、容量増加が飽和になるか、いつまでも増加をつづけるかによって判定するのが可能であろうと考えられる。

次に、測定された電気容量の増加曲線から、薬液のラ

イニング材中への拡散係数を求める方法について検討してみる。(8)式が理論的な電気容量の増加を示しているが、他方実験によって時間 t ごとの容量が測定されているのだから、未知なものは拡散係数のみである。いま拡散係数 D に適当な数値を仮定して、測定値を $(\log C_p - \log C_{p0}) / (\log C_{p\infty} - \log C_{p0})$ vs. $(Dt/\ell^2)^{1/2}$ の関係でプロットすると、拡散係数の仮定値が正しければ、(8)式の理論曲線と合致する。このように試行によって拡散係数を求めることができる。Fig. 5 は環境液が水の場合について、同じ条件下で3度実験を行なった結果である。図中実線は理論曲線である。Fig. 6 は同様に10% NaCl の場合である。こうして得られた拡散係数を Table 1 に示した。他の環境については飽和になら

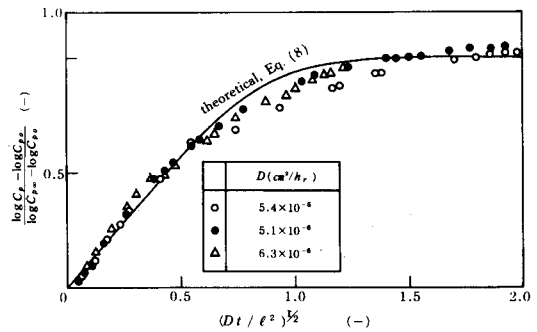


Fig. 5 Estimation of diffusion coefficients

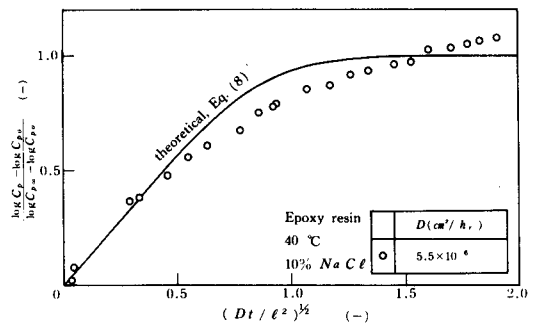


Fig. 6 Estimation of diffusion coefficient

なかったで、この解析法によって拡散係数を求めることはできなかった。

つぎに以前に浸漬試験法、および直流電気抵抗法によ

って求めた拡散係数の値⁵⁾と、本実験の電気容量測定法から求めた値との比較を Table 1 に示した。いずれの方

Table 1 Comparison of diffusion coefficient*
obtained by some methods

	water	10% $N_aC\ell$
capacitance method	5.4×10^{-6} 5.1×10^{-6} 6.3×10^{-6}	5.5×10^{-6}
immersion test	6.34×10^{-6}	5.37×10^{-6}
electrical resistance method	5.92×10^{-6}	7.5×10^{-6}

(* cm^2/hr)

法による拡散係数とも大差はなく、本実験の電気容量法によって拡散係数を求めることが可能であることを示している。

なお、Fig. 5, および Fig. 6 において、時間が充分経過して飽和になった後も容量測定値は微増を続けているが、これはライニング樹脂中の液が飽和になった後もライニング材と下地金属の界面への液の浸入による容量

増加や、下地金属の腐食によって生じた絶縁被膜による容量の増加などによって引き起されるものと考えられる。また、 $(Dt/\ell^2)^{1/2}$ が 0.7~1.0 附近でも理論値と測定値がうまく合致していない。(8) 式の誘導にあたっては、ライニング被膜中の液の濃度分布は考慮せず、浸入した液が樹脂中に一様に分布していると考えているが、より厳密な解析には液の分布を考慮する必要がある。

4. 結 言

有機ライニング材中への薬液の浸入を電気容量法によって測定する方法について検討を行ない、この方法が、実用中の有機ライニング材の損傷のモニターに使用できる可能性のあることを明らかにした。またこの方法によって、ライニング材中への薬液浸入の拡散係数を求める手法を明らかにした。

文 献

- (1) 鈴木, 小宮, 北村, 電気化学, 39 (10) 851 (1971)
- (2) Austin, O. R., Instrumentation Tech., July 51 (1974)
- (3) Brasher, D. M., Kingsbury, A.H., J. appl.Chem. 4 (2) 62 (1954)
- (4) Crank, J., "The mathematics of Diffusion" Oxford Univ. Press (London) (1956)
- (5) 奥田, 井口, 化学工学協会第5回秋期大会要旨集, D115

タリウム(Ⅲ)イオンによるエチレンの液相酸化反応

梅 原 忠

Kinetics of Oxidation of ethylene with Thallium (Ⅲ) ion

Tadashi UMEHARA

The kinetics of oxidation of ethylene with thallium (Ⅲ) ion were studied, because its reaction mechanism was of interest.

The experiment was carried out in a stirred vessel with a flat gas-liquid interfacet 25~45°C in the diffusion controlling region.

The observed absorption rates of ethylene were tested by way of trial that the reaction to be any of $(m+n)$ th order irreversible ones, and we found that it was of the first-order with respect to both ethylene and thallium (Ⅲ) ion.

The observed absorption rates of ethylene were further analyzed based on the assumption that the reaction was consecutive one consisting of π complex formation, $\pi-\sigma$ complex rearrangement and σ complex hydrolysis, and we found that π complex forming reaction was irreversible and k_2/k_1 was about 20.

1. 結 言

Smidt¹⁾らにより開発された塩化パラジウム触媒を用いる低級オレフィンのカルボニル化反応は、工業化され現在アルデヒドおよびアセトンの90%以上が、この方法により製造されている。

この方法が開発されて以来、均一系金属錯体触媒を用いる液相酸化反応の研究は活発になった。Grinstead²⁾はタリウム塩によるオレフィンの酸化を試み、グリコールおよびカルボニル化合物が生成されることを見出した。この反応は2種の生成物を与え反応機構上興味があると同様、工業的にも注目される反応と考えられる。

そこで著者は、定界面接触式攪拌槽を反応槽として、

エチレンの反応吸収速度を測定し、その実測反応吸収速度を反応吸収理論を用いて解析した。そして反応次数および反応速度定数を決定するとともに、反応機構に対して若干の検討を加えた。

2. 実 験

2.1 実 験 装 置

使用した実験装置は、塩化パラジウムによるプロピレンの液相酸化反応の研究³⁾に使用した装置と同一である。従って、操作法も同じである。

2.2 試 薬

エチレンガスは、製鉄化学製の高純度エチレン (99.5 vol %以上) をそのまま使用した。硝酸タリウムは市販

の特級品を減圧五酸化リンデシケータ中に保存し、使用した。その他の試薬は市販の特級品をそのまま使用した。

2.3 溶解度の測定

エチレンの実測反応吸収速度を、反応吸収理論を用いて解析する場合、エチレンの界面濃度 C_{Ai} すなわち触媒溶液に対する溶解度の値が必要である。しかし触媒溶液に対する溶解度の測定は実際上不可能である。しかし本研究で実験条件下では、硝酸タリウム濃度は、過塩素酸および過塩素酸ナトリウム濃度に比して充分小さいので、触媒を含まない溶液に対する溶解度を測定し、この値を触媒溶液に対する溶解度とした。測定に使用した装置は、混合電解質溶液へのガスの溶解度の測定⁴⁾に用いたものと同一である。

3. 実験結果

3.1 エチレンの溶解度

過塩素酸および過塩素酸ナトリウム溶液に対するエチレンの溶解度を表1の第5列に示した。

Table 1 Experimental results of mass transfer coefficients of physical absorption, solubilities of ethylene and diffusion coefficients

Temp. (°C)	Conc. of $HClO_4$ (mol / l)	Conc. of $NaClO_4$ (mol / l)	k_L^* (cm/sec)	Solubility (mol / l (cm ² /sec) soln) × 10 ⁹	D_A × 10 ⁵
25	0.6	0.6	1.58×10^{-3}	3.7054	0.9783
25	0.9	0.3	1.30×10^{-3}	3.9286	0.9987
25	1.2	0	1.42×10^{-3}	4.3487	1.0090
35	0.6	0.6	2.40×10^{-3}	2.5134	1.2561
45	0.6	0.6	4.32×10^{-3}	1.6339	1.5056

3.2 エチレンの物理吸収および拡散係数の推算

エチレンの反応吸収速度を反応吸収理論を用いて解析する場合、エチレンの物理吸収に対する物質移動係数、(k_L^*) とエチレンの溶液内拡散係数 (D_A) の値が必要である。そこで塩化パラジウムによるエチレンの液相酸化反応の研究⁵⁾の場合と同様、次式が触媒溶液にも拡張適用できると考え、触媒溶液に対する物理吸収時の物質移動係数の実測値より推算した。

$$[k_L^* \ell / D_A] = 0.12 [\rho d^2 N / \mu]^{0.70}$$

$$[\mu / \rho D_A]^{1/2} \tag{1}$$

その結果を表1の第4列および第6列に示した。

3.3 エチレンの反応吸収

タリウム (III) イオンによるエチレンの反応吸収実験の一例を図1に示した。図に示すように、本実験条件下ではエチレンの反応吸収速度は、時間の経過とともに漸減した。そこで、著者は比較的容易に解析が行なえる理由から初期反応吸収速度を求め、さらにその値を k_L^* で除して反応係数を求めた。その結果を表2の第4列に示した。

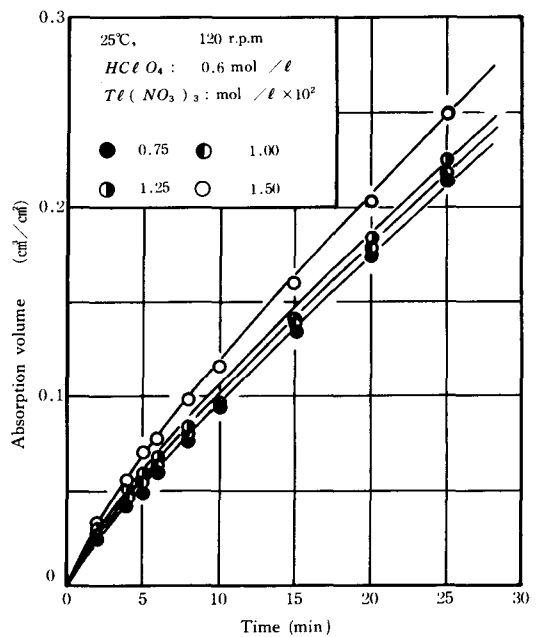


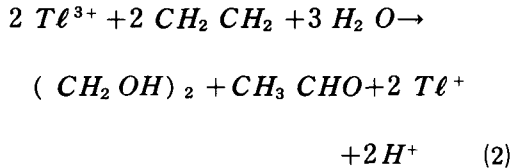
Fig. 1 Chemical absorption of ethylene into catalytic solutions

Table 2 Calculated results of reaction rate constant

Temp. (°C)	Conc. of $Tl(NO_3)_3$ (mol / l)	Revn. num b. (r. p. m)	β (-)	rate const. (1 / mol · sec)
25	7.50×10^{-3}	120	1.954	1.59×10^2
25	1.00×10^{-2}	120	2.179	1.51×10^2
25	1.25×10^{-2}	120	2.318	1.34×10^2
25	1.50×10^{-2}	120	2.450	1.23×10^2
35	7.50×10^{-3}	120	2.322	4.73×10^2
35	1.00×10^{-2}	120	2.705	4.88×10^2
35	1.25×10^{-2}	120	2.852	3.94×10^2
45	1.25×10^{-2}	120	2.395	6.39×10^2
45	1.50×10^{-2}	120	2.812	7.64×10^2

4. 考 察

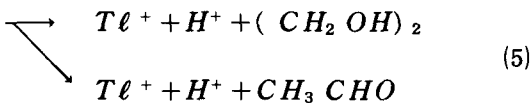
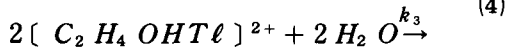
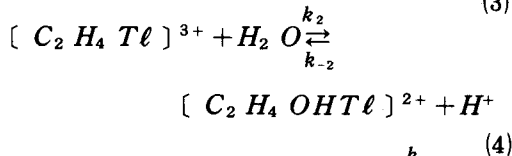
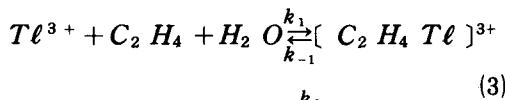
4.1 総括反応次数および総括反応速度定数の決定
この反応は、総括的に次式で示される。



この反応に関する詳細な反応機構は明らかでないので総括的にエチレンに対して m 次, タリウム (III) イオンに n 次の $(m+n)$ 次不可逆反応と仮定した。まず, 酸素による塩化銅の液相酸化反応係数の研究⁶⁾と同様, 全圧 1 atm 下の実験で得た実測初期反応係数を用いて, $\log(\eta\gamma)$ 対 $\log\{(\beta_{\infty}-\beta)/(\beta_{\infty}-1)\}$ のプロットを行ない, つぎにエチレン分圧を変えて行なった実験結果から, $\log(\eta\gamma)^2 / \{(\beta_{\infty}-\beta)/(\beta_{\infty}-1)\}$ 対 $\log C_{A_1}$ のプロットを行なった。その結果を図 2 および図 3 に示した。図からこの反応の次数は, エチレンおよびタリウム (III) イオンに対してそれぞれ 1 次と考えられた。さらにこれらの結果より 2 次不可逆反応速度定数を求め, 表 2 の第 5 列に示した。

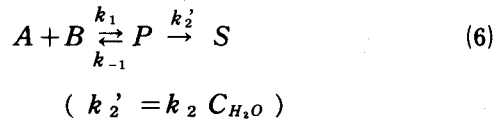
4.2 逐次反応速度定数の決定

Henry⁷⁾ は, この反応に対して次のような π 錯体生成反応, $\pi-\sigma$ 錯体転位反応および σ 錯体加水分解反応から成る逐次反応機構を提案した。

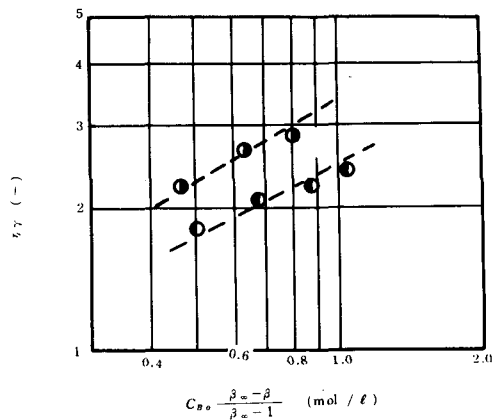


水素イオン濃度を変えた実験結果から得た総括 2 次反応速度定数は, 図 4 に示すように水素イオン濃度に無関係であった。(但しこの実験では過塩素酸ナトリウムを加え, イオン強度を一定に保った。) この結果は, Henry の結果と一致した。従って k_{-2} は k_2 に比して充分小さ

いと考えられる。このことを考慮して, この反応を次の 2 段階逐次反応と考えた。



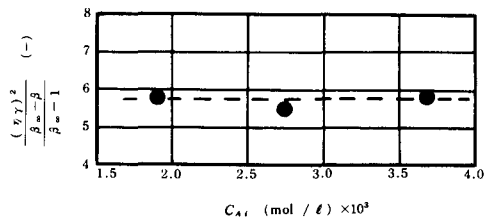
ここで A はエチレン, B はタリウムイオン, P は π 錯体をあらわす。この 2 段階逐次反応を, イソブチレンの液相



Temp. ● 25°C ○ 35°C

$HClO_4$: 0.6 mol / l, $Tl(NO_3)_3$: $0.75 \sim 1.5 \times 10^{-2}$ mol / l

Fig. 2 Relation between $\eta\gamma$ and $C_B \frac{\beta_{\infty}-\beta}{\beta_{\infty}-1}$



25°C, 120 r.p.m

$HClO_4$: 0.6 mol / l, $Tl(NO_3)_3$: 1.0×10^{-2} mol / l

Fig. 3 Relation between $\frac{(\eta\gamma)^2}{\frac{\beta_{\infty}-\beta}{\beta_{\infty}-1}}$ and C_{A_1}

酸化反応の研究⁸⁾と同様にして、第1段正反応速度定数 k_1 を k_2/k_1 、 k_{-1}/k_1 および D_p/D_A をパラメータとして求めてみた。その結果の一例を図5に示した。図より明らかなように、①： k_1 は k_2/k_1 が小さい場合には、 k_{-1}/k_1 が非常に小さいところでのみほぼ一定値となる。②： k_2/k_1 が非常に大きい場合には、 k_{-1}/k_1 とは無関係に一定値を示す傾向がある。②の場合には、 $\pi-\sigma$ 錯体転位反応が、 π 錯体生成反応に比して非常に速いことを示す。この仮定は合理的でない⁷⁾。そこで①のように、 π 錯体生成反応は不可逆反応であろうと考えられた。さらにこのようにして求めた収束値 k_1 は、 D_p/D_A の値の変化により若干変化した。 k_1 は本来拡散係数比 D_p/D_A には無関係のはずである。そこで収束値を D_p/D_A をパラメータとしてプロットし図6に示した。図より k_2/k_1 が20付近で D_p/D_A に対して一定値を示した。従って、この値が真の反応速度定数であろうと考えた。

5. 結 論

タリウム (III) イオンによるエチレンの液相酸化反応を、平面接触式攪拌槽を反応槽として実験を行ない、その結果を反応吸収理論を用いて解析した。その結果次の結論を得た。

- (1) この反応は総括的にエチレンおよびタリウム (III) イオンに対して、それぞれ1次の2次不可逆反応と考えることができる。
- (2) この反応を π 錯体生成反応、 $\pi-\sigma$ 錯体転位反応および σ 錯体加水分解反応から成る逐次反応とみなして解析した結果、 π 錯体生成反応は不可逆反応であり、また $\pi-\sigma$ 錯体転位反応は、 π 錯体生成反応より速く、その比は約20であることがわかった。

Nomenclature

- C_{Ai} : concentration of ethylene in gas-liquid interface (mol / l)
- D_A : diffusion coefficient of ethylene in liquid (cm²/sec)
- D_p : diffusion coefficient of π complex (cm²/sec)
- d : wing length (cm)
- k_L^* : liquid-film mass transfer coefficient for physical absorption (cm/sec)
- $k_1, k_{-1}, k_2, k_{-2}, k_3, k_2'$: reaction rate constant defined by eqs. (3), (4), (5) and (6) (1 / mol · sec)

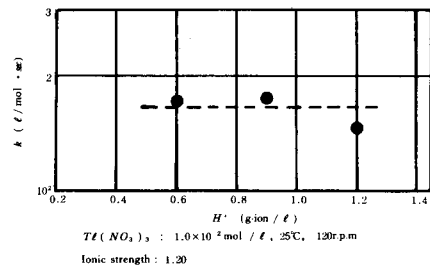


Fig. 4 Effect of hydrogen ion on over-all reaction rate constant

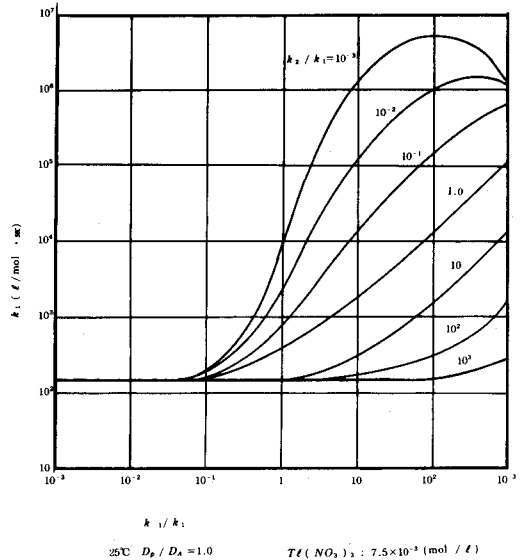


Fig. 5 Relation between k_1 and k_{-1}/k_1

- l : diameter of agitated vessel (cm)
- N : revolution number (r.p.s)
- β : reaction factor (-)
- μ : viscosity (g / cm · sec)
- ρ : density (g / cm³)

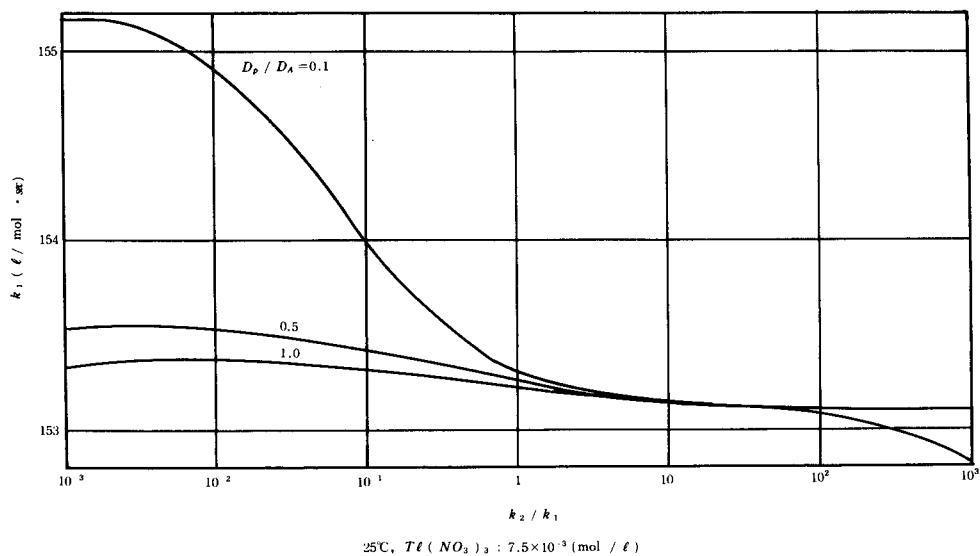


Fig. 6 Relation between k_1 and k_2 / k_1

References

- (1) J. smidt et al., *Angew. Chem.*, **71**, 176 (1957)
- (2) R. Grinstead, *J. Org. Chem.*, **26**, 238 (1961)
- (3) T. Yano, T. Suetaka, T. Umehara and A. Horiuchi, *Nippon Kagaku Kaishi*, No.6, 1226 (1973)
- (4) T. Umehara, *Research Reports of Nara Technical College*, No.12, 105 (1976)
- (5) T. Umehara, T. Yano and T. Suetaka, *Nippon Kagaku Kaishi*, No.6, 1097 (1975)
- (6) T. Yano, T. Suetaka and T. Umehara, *Nippon Kagaku Kaishi* No.11, 2194 (1972)
- (7) P. M. Henry, *J. Amer. Chem. Soc.*, **87**, 4423 (1965)
- (8) T. Yano, T. Suetaka, T. Umehara and S. Shiotani, *Nippon Kagaku Kaishi*, No.8, 1577 (1974)

アルカリ溶液中における白金電極上での グリオキザールの電気化学的酸化挙動

大 植 正 敏 ・ 泉 生 一 郎

Electrochemical Oxidation of Glyoxal at a Platinum Electrode in an Alkaline Solution

Masatoshi OOUE and Ikuichiro IZUMI

ABSTRACT

The anodic oxidation of glyoxal was studied. The electrochemical oxidation of glyoxal at a platinum anode in an alkaline solution was conducted in the potential range of electric double layer and /or physical adsorption of oxygen, and it was found that the oxidation was retarded by oxygen adsorbed chemically. In the increasing and decreasing current regions of a current peak in a cyclic voltammogram, the heterogeneous surface reaction was assumed to be involved the coadsorption of glyoxal and oxygen and the Temkin adsorption of glyoxal, respectively. An abnormal voltammetric behavior was observed in a solution of 0.9M glyoxal, and in such a higher concentration a catalytic oxidation of glyoxal on a platinum surface oxide might be conducted. It was found from voltammetric and chronopotentiometric results in lower concentrations of glyoxal that the electrochemical oxidation of glyoxal was similar to that of methanol.

1. 結 言

有機化合物の電極反応を用いる燃料電池についての研究は過去多くなされてきた^{1)~3)}が、エネルギー問題に直面している現在、更に研究開発が必要である。燃料電池は燃料を酸化し、その際に放出される化学的エネルギーを電池形式によって連続的に電気エネルギーに変換するものである。従って、燃料としては無限の可能性をもち、しかも燃料が酸素あるいはハロゲンのような簡単な形の酸化剤によって酸化される物質であること、更にはその無公害性という点からも注目される。しかし、実際にはこの酸化反応の自由エネルギー減少量がある程度大きく、かつ燃料および酸化剤の電極における電気化学的酸化および還元速度が充分速くなくてはならない。このように電極反応を実用面で応用するには厳密な電解条件を設定し、その電極反応の機作を詳細に知らねばならない。現在、常温でアルコール、ヒドラジン、あるいは、LPGなどを燃料とする電池が研究されている。その中

でメタノール燃料電池については数多くの研究がなされており、その酸化中間体として、グリオキザール、エチレングリコール、グリコールアルデヒド等が予想され、これらはメタノールの放電酸化において被毒効果を持つと考えられる⁴⁾。これらのことから、本報ではグリオキザールの電気化学的挙動について検討を加えた。

なお、グリオキザールの酸性溶液中、 PbO_2 電極での酸化反応に関してはAllenの成書⁵⁾にその概略が記されている。

2. 実 験

前報⁶⁾と同様であるが、本実験では特に記さない限り空気雰囲気下で行った。又、前報以外の実験項については次の如くである。

クロノポテンシオメトリー測定は北斗電工製の直流安定化電源、横河・ヒュレットパッカー製430型の電流計を、そして、記録計として松下電子製X-Y-Tレコーダーを用いた。

マクロ電解では電極として、作用極、対極共に平滑白金板（見掛け上の電極面積 7.50 cm^2 ）を、又、電解セルはガラスフィルター（No.4）で両極室を仕切ったH型セルを用いた。電解中の通電量は北斗電工製HF-102型クーロンメーターによって測定した。なお、pH測定は日立一堀場製F-7ss型によった。

3. 実験結果および考察

3.1 電流-電位特性

1N-水酸化カリウム溶液を基礎液として、0.1Mグリオキザール^{*1}を添加した場合、電位走査法によるポルタンメトリーによって -0.4 V vs. SCE ^{*2}からの酸化層形成の電流が大きくなり、 -0.35 V 付近にグリオキザールの酸化ピークが見られる。このピーク電流は窒素飽和下（図1）よりも、空気雰囲気下（図2）の方が大きく明瞭であることより、空気雰囲気下の方がグリオキザールの酸化速度が速いことを示している。また、グリオキザールの酸化は電気二重層の形成電位領域から酸素が物理吸着した程度の電位領域で起こり、貴な電位、つまり化学吸着した酸素（白金酸化層）上ではグリオキザールの酸化が抑制されることを示している。これらのことよ

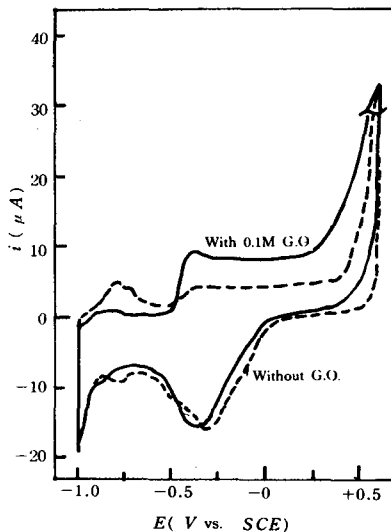


Fig. 1 Cyclic voltammograms in 1N potassium hydroxide
 ν : 60.6 mV/sec , at 28.0°C , N_2 satd.

り、以下の実験は変化量を適確に読み取るため空気雰囲気下で行なった。

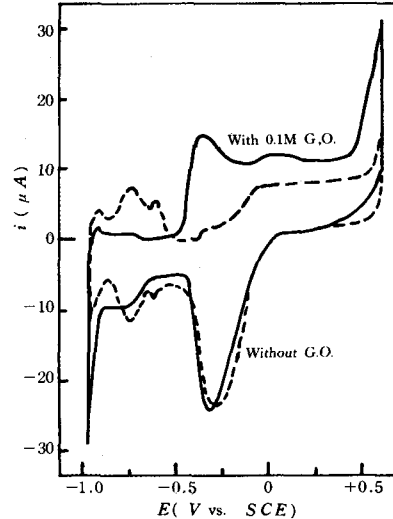


Fig. 2 Cyclic voltammograms in 1N potassium hydroxide
 ν : 60.6 mV/sec , at 28.0°C , air satd.

3.2 アノード走査時における酸化ピーク電流に対するグリオキザールの濃度の影響

0.5 Mグリオキザール溶液についてのサイクリックポルタンメトリーで、アノード走査時に酸化ピーク電流は、0.1 M溶液に比べて増加し、そのピーク電位は一致した（図3）。反面、カソード走査時の曲線は0.1M溶液とは大巾に変わり、 -0.5 V で陽電流ピークが見られた。この陽電流ピークはメタノール酸化と同様に⁷⁾、電極面の活性化、あるいは、グリオキザールの電極上での化学的な酸化の両者が考えられるが明らかではない。また、0.9 Mグリオキザール溶液についてのアノード走査時では0 V付近に酸化電流ピークが見出された。これはグリオキザールの高濃度溶液ではグリオキザール、あるいは、その分解生成物が白金酸化層と反応することによって考えられる。さらに、水素発生電位が濃度の低いものと比較して、 -1.0 V から -0.8 V へと貴な電位に移っている。この場合、3.10項で述べるように、pHが13.6から10に変化するという、および、水素発生電位に対する(1)式を考慮することによって、約0.2V 貴な電位へ移行することがうなづける。

$$E = E_0 + 0.059 \text{ pH} \quad (1)$$

*1 図においては、すべてG.O.と略記した。

*2 以下、飽和甘汞電極基準(vs. SCE)で記す。

この式で、 E 、 E_0 はそれぞれ水素発生電位および、その標準電位である。

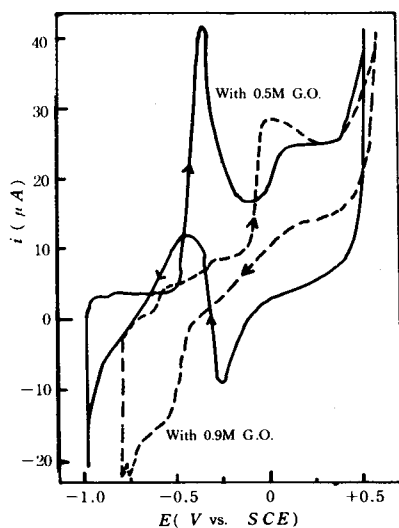


Fig. 3 Cyclic voltammograms in 1N potassium hydroxide

また、電流—電位曲線も大巾に異なり、観察された電流値も幾分再現性に乏しくなっている。このことから、0.9 M という濃度ではグリオキサールの電解挙動は特異なものとなっていることがわかる。0.1M から 0.9M までのグリオキサール溶液についての電流—電位曲線で 0.25 M 以下、0.3 M から 0.7M、そして 0.9M の各濃度領域において、それぞれ特徴ある電流—電位曲線が得られるがこのうち、0.7M 以下の濃度ではアノード走査における酸化電流ピークがほぼ同一電位で起っている。他方、0.9M の溶液については化学吸着した酸素上でピークがあり、かなり複雑な電極反応が予想されるので、ここでは 0.7 M 以下について検討した。

0.7M 以下のグリオキサール濃度とアノード走査時酸化ピーク電流との関係を図 4 に示した。0.2 M あるいは、0.3 M グリオキサールまでは 2 段の直線関係が得られた。従って、0.05M から 0.3M の間では拡散過程が支配的になり、また、0.03M 以下の濃度では溶存酸素の拡散が影響してくるものと考えられ、グリオキサールの酸化には吸着酸素による酸化過程が伴うと思われる。図 4 より、0.3 M 以上では電荷移動過程、あるいは、グリオキサールの吸着および生成物の吸脱着過程が支配的になると推定される。

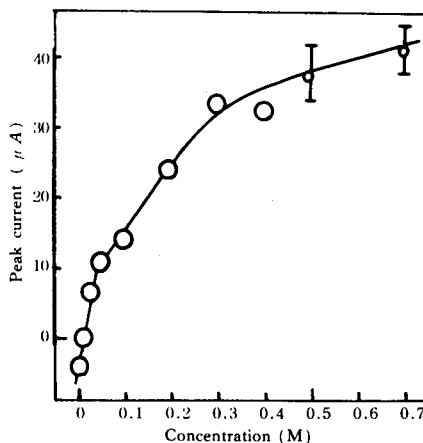


Fig. 4 Dependence of peak current on concentration of glyoxal

3.3 電位走査巾の変化による検討

0.3 M グリオキサール溶液についての電流—電位曲線を図 5 に示した。この図で、カソード走査時 -0.28 V 付近で吸着酸素および白金酸化層の還元ピークがあり、 -0.4 V で陽電流ピークがある。後者のピークは前項でも述べたように、電極面の活性化、あるいはグリオキサールの電極上での化学的な酸化に基づくものと考えられる。これを検討するため 0.3 M グリオキサール溶液に電極面を不活性にするクエン酸あるいは、寒天を加えたが、ピークに何等変化がなかったことから、ここではむしろグリオキサールの電極上での化学的な酸化が起っているよ

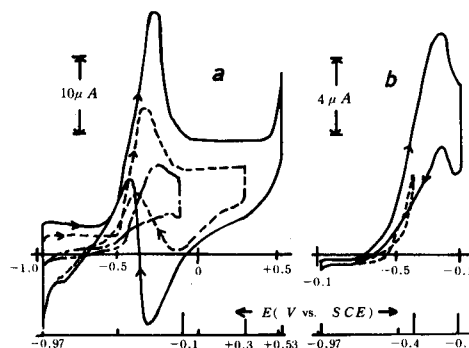


Fig. 5 Cyclic voltammograms at various reversal potentials
1N KOH with 0.3M glyoxal

うである。-0.28V付近の還元ピークについてはグリオキザールの酸化生成物の還元によることも考えられるので、水素発生電位、-0.97Vを一定にして貴電位側の折り返し電位を下げても白金酸化層形成を抑えると還元ピークは次第に小さくなった(図5-a)。従って、この還元ピークは吸着酸素および白金酸化層の還元に基づくもので、グリオキザールの酸化生成物の還元が関与しているとは考えられない。ここで、グリオキザールの酸化ピーク電流の減少があるが、これは走査の繰り返しによる生成物の吸着によると考えられる。更に電位幅を規制すると、図5-bのようになり、アノード走査時の酸化電流ピークとカソード走査時の陽電流ピークはほぼ同一電位になった。このことはグリオキザールの酸化がアノード走査、カソード走査において同一電位で起ることを示唆している。また、-0.97Vから-0.4Vでの電位走査では、わずかに履歴現象をもち、電極表面状態が同一ではないことを示している。

酸素発生領域にあたる上限電位、+0.58Vを一定にして走査幅を変えたのが図6である。-0.97Vの走査開始電位で酸化ピークは最も大きく、貴な走査開始電位になるにつれて順次酸化ピークは小さくなった。このことから、水素発生電位でいったん電極面がきれいになり前処理効果をもつが、電位幅が小さくなると電極面上の吸着物質が脱離せず、グリオキザールの酸化が抑制されると考えられた。還元ピークの波高に変化がないのは既述のようにグリオキザールの酸化生成物の還元が起らず、ピーク電流が吸着酸素および、酸化層の還元によることを示唆している。-0.34Vと+0.58Vの電位幅ではカソード走査で白金酸化層が充分還元されないうちに走査を繰

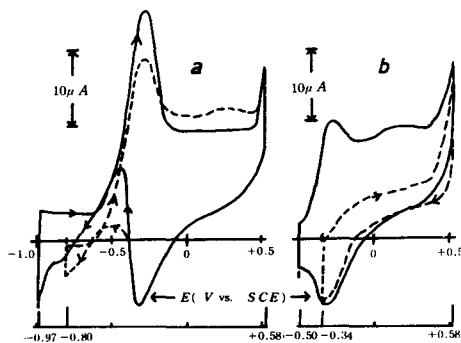


Fig. 6 Cyclic voltammograms at various initial potentials
1NKOH with 0.3M glyoxal

り返した。この曲線ではグリオキザールの酸化ピークは全く現れず、白金酸化層電流も小さい。白金酸化層上では0.9M以上の濃度では、グリオキザールが接触酸化を起すと考えられるが、0.3Mでは酸化層形成によって酸化が抑制され、酸化層の還元が不十分な状態ではグリオキザールの酸化は起らない。従って、グリオキザールの酸化は電極表面状態に大きく依存し、白金酸化層もグリオキザールの低濃度域ではその酸化を抑制する効果を持っている。

3.4 Tafel b 係数

サイクリックボルタンメトリーで得られた電流-電位曲線を図7のようにプロットした。酸化ピークの電流上昇部分と下降部分の直線の勾配の絶対値が互いに異なっているが、これら2つの部分の反応電流が単なる拡散電流ではなく、特に下降部分では白金酸化層によるグリオキザールの酸化抑制が顕著に現われている。電流上昇部分において、低濃度と比較的濃度の高い場合に勾配が異なっているのは3.2項で述べたように低濃度域では反応が拡散支配になるためであろう。

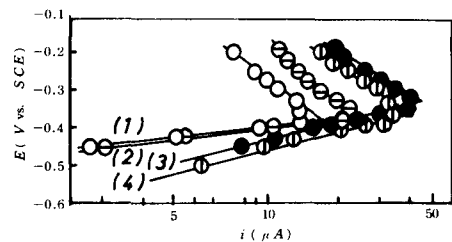


Fig. 7 E vs. log *i* plots
Conc. of glyoxal (M): (1) 0.1, (2) 0.2, (3) 0.5, (4) 0.4

電流上昇部分の勾配は高濃度域で120mV、低濃度域で70mVを示し、それぞれ $2RT/F$ および RT/F に相当する。電荷移動律速と思われる高濃度域での勾配はBagotzkyら⁸⁾もほぼ同一電位におけるメタノール酸化の研究において、全てのpH領域で $2RT/F$ の勾配を持つことをサイクリックボルタンメトリーの結果より報告しており、グリオキザールの電気化学的酸化はメタノールのそれと類似の反応であることを示唆している。なお、Tafel b 係数は次式で表わされる。

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \log i}\right)_c = 0.0593/\beta n_a \quad (2)$$

この式で、 β は遷移係数、 n_a は反応の律速段に関与する電子数である。(2)式より βn_a の値を求めると、低

濃度域で0.84, 高濃度域で0.50となり, ここで $\beta=0.3 \sim 0.5$ と考えると高濃度域では $n \approx 1$ となり律速段階に関与する電子数は1と考えられる。他方, 電流下降部は400 mV前後の大きな勾配をもち, 白金酸化層上でのグリオキサールの酸化には非常に大きな過電圧を要することがわかる。

3.5 反応次数

電流-電位曲線から電位一定での酸化電流とグリオキサールの濃度との関係を両対数プロットしたのが図8である。ピークの電流下降部での反応次数は0.68~0.82という分数次数を示し, ピーク電位付近で最も大きな傾斜になっている。このことから, 電流下降部では Temkin 型の吸着によって反応が進むようである。他方, 電流上

$$\left(\frac{\partial \log i}{\partial \log c} \right)_E = 0.68 \sim 0.82 \quad (3)$$

昇部では極大値をもつ曲線となっている。このことはグリオキサールと酸素が競争吸着し, 不均一表面電気化学反応が起ることによると思われる。

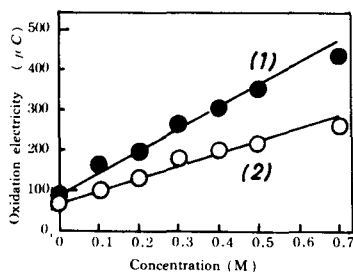


Fig. 9 Dependence of oxidation electricity on concentration of glyoxal
Potential region (V): (1) $-0.5 \sim +0.4$, (2) $-0.2 \sim +0.4$

3.6 接触酸化

グリオキサールの電流-電位曲線において, $-0.5V \sim -0.2V$ はグリオキサールの電気化学的酸化が起り, これが化学吸着した酸素上で抑制される電位領域にあたり $-0.2V \sim +0.4V$ は接触酸化領域にあたる。この接触酸化電位領域での電気量とグリオキサール濃度との関係を図9に示した。ここで, グリオキサールの濃度が高くなるにつれて, 接触酸化電気量が増大し, 一次の関係となっている。さらに, 濃度を0に外挿した時の電気量は白金酸化層形成電気量にあたり, 実測値と一致した。図9の接触酸化電位領域での勾配は $242.6 \mu C / \text{mole}$ で, 白金酸化層形成の電気量は $82.9 \mu C$ であった。白金酸化層を単分子層とみてその形成に酸素1分子当たり4電子

とみれば, 1電子あたり単分子層形成に $20.7 \mu C$ を要する。また, $0.7 M$ グリオキサールで表面吸着層がほぼ完了すると考えると, 1.5 分子層になり上記の勾配は単分子層について $161.8 \mu C$

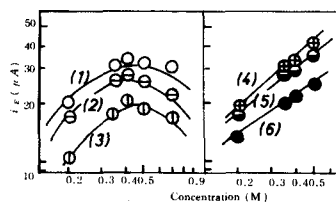


Fig. 8 Log i vs. log C plots at constant potentials
Electrode potential (V): (1) -0.375 , (2) -0.388 , (3) -0.40 , (4) -0.325 , (5) -0.30 , (6) -0.25

／mole となる。従って, 接触酸化電位領域においてはグリオキサールの電気化学的酸化に関与する全電子数が7.8となりほぼ8電子になる。

次に, 走査速度と酸化電気量の関係より接触酸化の検討をしたのが図10である。走査速度が遅ければそれだけ吸着グリオキサールが増加するのに対して, 走査速度が速ければ少なくなる。つまり, 走査速度が遅いと電気量は大きく, 逆の場合は電気量が少なくなる。なお, 走査速度が遅くなりすぎると, グリオキサールの表面濃度が飽和になり, 酸化電気量は走査速度に依存しなくなる。

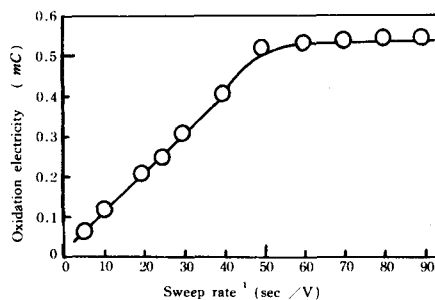


Fig. 10 Dependence of catalytic oxidation electricity on sweep rate
1 N KOH with 0.1 M glyoxal

3.7 電位-時間特性

$0.1 M$ グリオキサールの酸化における電位-時間曲線を図11に示した。ここで, $-0.35V$ と $+0.20V$ 付近に停滞が見られる。前者は電流-電位曲線で示したグリオキサールの酸化ピーク電位と一致しているので, グリオキサールの陽極酸化反応によると考えられる。後者の停滞

については数回のクロノポテンシオメトリーの繰り返しで消えることから既述の白金酸化層上でのグリオキサールの酸化が測定を繰り返すことによって、酸化生成物が反応中間体が電極面上に蓄積することによって疎害されるものと思われた。

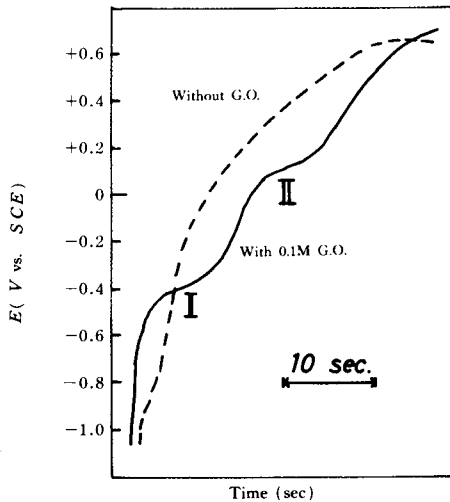


Fig. 11 Chronopotentiometric curves in 1N potassium hydroxide
I : 50 μ A (constant)

3.8 グリオキサールの濃度と酸化電流量との関係

図11における第1段目の停滞について、グリオキサール濃度と停滞時間について検討したのが図12である。グ

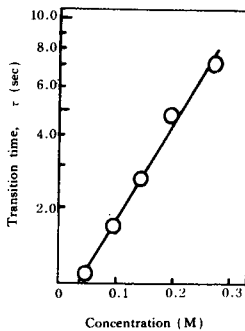


Fig. 12 Dependence of transition time on concentration of glyoxal
I : 50 μ A

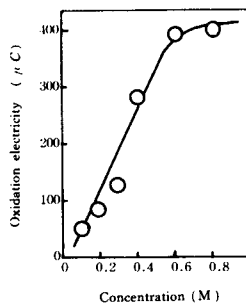


Fig. 13 Dependence of oxidation electricity on concentration of glyoxal by chronopotentiometry
I : 50 μ A

リオキサール濃度の増加と共に停滞時間は指数関数的に長くなり、その関係は $\tau = e^{kC}$ となった。次に、濃度に対する酸化電流量, $i\tau$, の関係 (図13) は吸着グリオキサールの表面電気化学反応を示しており、0.3M以上の濃度では飽和吸着に達して、 $i\tau$ 値が一定となっている。

3.9 動力学的パラメーター

1回目の走査によって得た電位-時間曲線の第1, 第2停滞についての $\log \{ 1 - (t/\tau)^{1/2} \}$ と E との関係を図14に示した。不可逆過程に対する電位時間の関係は(4)式で表わされる⁽⁹⁾。

$$E = - (RT/\beta n_a F) \ell_n (n F A C^0 k / i) - (RT/\beta n_a F) \ell_n \{ 1 - (t/\tau)^{1/2} \}$$

従って

$$\left[\frac{\partial E}{\partial \log \{ 1 - (t/\tau)^{1/2} \}} \right]_{C^0} = 2.303 RT / \beta n_a F \quad (5)$$

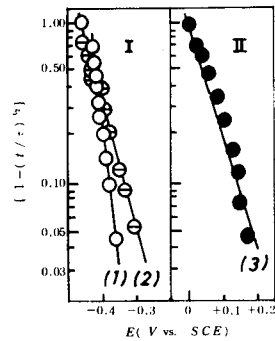


Fig. 14 E vs. $\log \{ 1 - (t/\tau)^{1/2} \}$ plots by reversal chronopotentiometry
I : 50 μ A
Concn. of glyoxal (M):
(1) 0.2 } transition of I
(2) 0.1 }
(3) 0.1 } transition of II

第1の停滞について(5)式の値は0.1M, 0.2M濃度で、それぞれ、50mV, 100mVであり、第2の停滞については0.1Mで100mVである。0.1Mの第1の停滞については RT/F で、電位走査法による $\partial E / \partial \log i$ と良好な一致を示したが、0.2Mでは $2RT/F$ で、電位走査法の RT/F とは異なっている。しかし、0.2Mの第1停滞および、0.1Mの第2停滞については共に $2RT/F$ で、電位走査法において結論したように1電子が関与する電荷移動過程が律速になっているものと考えられることができる。

3.10 アルカリ溶液中でのグリオキザールの反応

前項までアルカリ溶液中でのグリオキザールの電気化学的酸化挙動を検討してきたが、グリオキザール自身、アルカリ溶液中では酸化還元反応(カニツアロ反応)により一部強い酸性を示すグリコール酸になることが知られている¹⁰⁾。なお、市販40%グリオキザール水溶液は酸性である。ここで、グリオキザールの実験濃度範囲での上記反応の反応度を調べるため、pH測定を行なったのが図15である。図は典型的な中和滴定曲線である。これから、1.0M以上のグリ

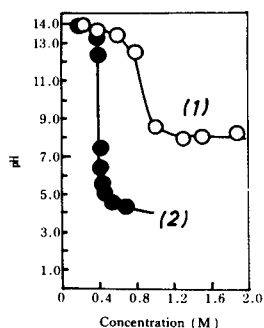
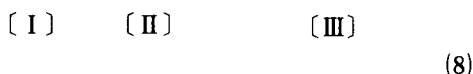
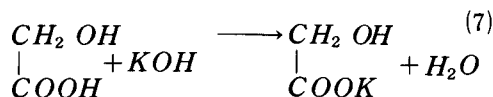
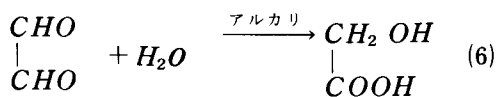


Fig. 15 pH values in glyoxal and glycolic acid solutions
(1) Titration of 1N KOH with glyoxal solution
(2) Titration of 1N KOH with glycolic acid solution

オキザール濃度では弱アルカリ性でかなり中性に近いpH値を示している。また、試料を調製した後、攪拌し続けた結果、pHが連続的に減少し、定常値に達するまで約1日を要した。図には1N-水酸化カリウム溶液をグリコール酸で滴定した結果も示した。グリコール酸のアルカリによる中和反応を(7)式と考え、グリコール酸の初濃度を、 x M

とすると解離平衡定数 K は、(8)式で表わされる。



$$K = \frac{C_{\text{III}}}{C_{\text{I}} \cdot C_{\text{II}}} = \frac{\alpha}{(x - \alpha)(1 - \alpha)}$$

ここで、 $C_{\text{H}_2\text{O}}$ は一定とみなし、解離度を α とする。また、溶液内濃度を mole / ℓ で表わし、活量を考慮していない。いま、(6)式のグリオキザールの初濃度を y とし、その反応度を β とすると、同一pHにおいては、 $(1 - \alpha) = \text{一定}$ であるので、 α が一定となり、(9)式が得ら

れる。さらに、式(8)、(9)とから、式(10)を得る

$$K = \frac{\alpha}{(y\beta - \alpha)(1 - \alpha)} \quad (9)$$

$$\beta = x / y \quad (10)$$

図から、同一pHにおける x と y を読み、グリオキザールのグリコール酸への反応度を求めたのが表1である。表から、本報でのグリオキザール濃度範囲において

Table 1 Conversion of glyoxal to glycolic acid in alkaline solution

Concn. of glyoxal (M)	Conversion (%)
0.2	45.5
0.4	57.8
0.6	55.5
0.9	50.0

は、カニツアロ反応によってグリコール酸が生成し、その反応度は約0.5である。また、グリオキザールとグリコール酸とは同一電位で酸化され¹¹⁾、本研究において述べてきたグリオキザール溶液の電気化学的挙動は全てこのようなグリオキザールとグリコール酸との共存溶液についてのものであるが、これら両者の間にはほとんどその挙動に差異がないものと考えた。しかし、0.9M以上では電流-電位曲線等で特異な現象が見られたが、これは単に大巾なpH変化に起因していると考えられる。

4. 結 言

グリオキザールのアルカリ溶液中における電気化学的酸化挙動を検討し、以下の結果を得た。

1) 電位走査法によるボルタンメトリーで、グリオキザールのアノード酸化ピークが、 -0.37V 付近で得られ、白金酸化層上では酸化が抑制されるが、特に高濃度においては接触酸化が起ると考えられた。ピークの電流上昇部ではグリオキザールと酸素が競争吸着によって、また、下降部ではTemkin型の吸着によってそれぞれ表面電気化学反応が進行するものと思われた。

2) 0.3 M以下のグリオキザール濃度では、反応は拡散律速であるが、それ以上の濃度では表面電気化学反応

が支配的であった。しかし、0.9Mグリオキザールでは、pHの急激な変化によって異常な電流-電位特性を与えた。なお、0.3M~0.7Mの濃度範囲ではカソード走査においてもグリオキザールの酸化によると見られる陽電流ピークが見られた。

3) グリオキザールはアルカリ溶液中でカニツアロ反応によって、一部がグリコール酸に変わる。本実験の濃度範囲ではその反応度が、約50%であった。また、グリオキザールとグリコール酸とは同一電位で電気化学的に酸化され、それらの挙動にはあまり差異はないものと考えた。

4) 動力学的パラメーターを求めて検討した結果、グリオキザールの電気化学的酸化挙動は、メタノールの場合と類似しているものと思われた。

5) その他、パルス印加によるマクロ電解等を行なって樹脂状物質を得ているが、それらの結果については、反応機構も合わせて別の機会に報告する。

終りに、本研究をすすめるにあたって協力していただいた西口馨(現 住友化学)、森本文和(現 荏原インフィロ)の両君に厚く感謝します。

(1974年10月、日本化学会第31秋季年会講演)

文 献

- 1) J. O'M Bockris, "Modern Aspects of Electrochemistry", (1966), Plenum Press, New York
- 2) J.O'M Bockris, *Denki Kagaku*, **41**, 582 (1973)
- 3) E. Sokolova, *Electrochim. Acta*, **20**, 323 (1975)
- 4) S. Trasatti, L. Formaro, *J. Electroanal. Chem.*, **17**, 343 (1968)
- 5) M. J. Allen, "Organic Electrode Processes", (1958), Reinhold Pub. Corp., New York
- 6) 大植正敏, 泉生一郎, 奈良高専研究紀要, 第12号, 109 (1976)
- 7) 高橋祥夫, 三宅義造, *電気化学*, **40**, 95 (1972)
- 8) V. S. Bagotzky, Yu.B. Vasilyef, *Electrochim. Acta*, **9**, 869 (1964)
- 9) P. Delahay "New Instrumental methods in Electrochemistry", (1954), Interscience Pub, Inc., New York
- 10) "理化学辞典", (1965), p368, 岩波
- 11) 大植, 泉, 日化第29秋季年会講演予稿集 I, p.90, (1973)

脈動多段リフトトレイにおける液々抽出

河越 幹男・大竹 伝雄*・野田 泰夫**

Liquid-Liquid Extraction in Pulsed Multistage Lift Tray

Mikio KAWAGOE, Tsutao OTAKE and Yasuo NODA

Droplet hold-up and longitudinal dispersion coefficient for continuous phase were measured in the benzene-water system, and the data were correlated by simple empirical equations. A simple hydrodynamic model is proposed for the droplet hold-up, assuming the droplet diameter to depend on turbulent energy dissipation. This model is consistent with the present data. Longitudinal dispersion coefficients are shown to follow the backflow model, and backflow rate due to pulsation is discussed in details.

結 言

蒸留及びガス吸収装置として最近開発されたリフトトレイの液々抽出塔への応用を試みた。このトレイは従来固定多孔板の上にもう一枚の可動多孔板を設置した新形式の多孔板塔である^{4, 5)}。

液々抽出塔に機械的エネルギーを加えると、液滴の分散が促進され、抽出効率が增大する。多孔板塔の場合、脈動を与える方式がよく用いられており、この方式には多孔板を往復運動させる場合と液自身に直接脈動を与える場合がある。前者は往復多孔板塔 (Reciprocating sieve-plate column)、またはこの塔の研究者の名前に因んで Karr column と呼ばれており、後者は脈動多孔板塔 (Pulsed sieve-plate column) と言われている。リフトトレイは液自身に脈動を与えることによって可動板をも振動させることができるため、上述の両形式の塔の特性を兼備している。

本研究では、液々抽出塔の抽出効率に大きな影響を及ぼす分散相ホールドアップ及び連続相側の軸方向混合拡散係数を測定し、連続相及び分散相流速、脈動速度、孔径の影響について検討した。分散相ホールドアップについては、液滴の上昇速度に及ぼす諸因子の影響を局所等方性乱流理論に基づいて解析し、考察した。混合拡散係数に関しては、段間の逆混合流を考慮して検討した。

1. 実験装置及び方法

1.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置のフローシートを示した。実験系はベンゼン-水系で、ベンゼンを分散相、水を連続相として向流接触させた。液の汚染をさけるため、配管はすべてガラス管で行ない、接合部分にはテフロンチューブを用いた。実験はすべて室温で行なった。

塔は直径 4.9cm、段間隔10cmのガラス製で、7段から成る。塔底段を除く各段には固定板と可動板から成る一組の可動式多孔板がそれぞれ設置され、塔底段には孔径 1mm、孔数7個、厚さ5mmのガラス製多孔板が取り付けられている。Fig. 2 — (a) 及び (b) に可動式多孔

* 大阪大学基礎工学部，教授

** 関西化学機械製作株式会社，社長

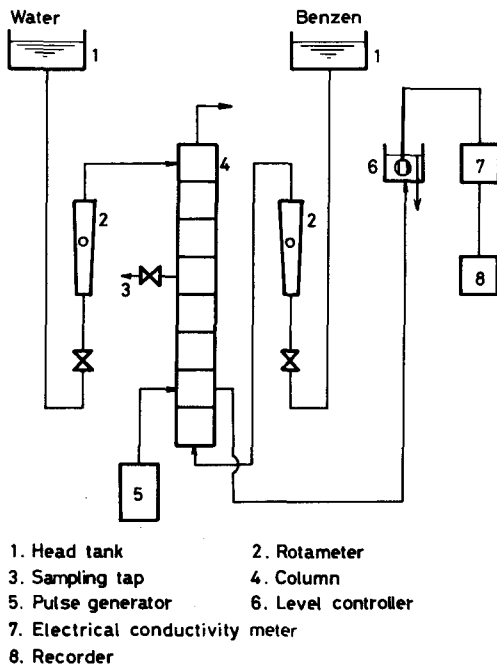


Fig. 1 Schematic view of apparatus

板の概略図及び孔の配置図を示した。用いた多孔板は表1に示した2種類で、孔のピッチ L_p は孔径 D_0 の1.25倍である ($L_p/D_0 = 1.25$)。

パルス発生器は振幅 A 及び周期 f を変えることができるガラス製注射筒型ポンプであり、 $A = 0.5 \sim 1.3 \text{ cm}$ 、 $f = 0.4 \sim 1.43 \text{ sec}^{-1}$ の範囲で変化させた。従って、脈動速度 Af は $0.2 \sim 1.86 \text{ cm/sec}$ の範囲にある。ただし、振幅 A は塔頂段液々界面の脈動による最大移動距離と定義した。

1.2 分散相ホールドアップの測定

分散相ホールドアップ ε は液滴として連続相中を上昇している動的ホールドアップと多孔板下部に液滴が合体して停留している静的ホールドアップに分けられるが、抽出効率に大きな影響を及ぼすのは動的ホールドアップである。本研究では、サンプリング法を用いて動的ホールドアップを測定した。すなわち、中間段に取り付けたサンプリングタップ(3)から注射器によって約 100 ml の液を採集し、連続相体積 V_c 及び分散相体積 V_d を測定して、 $\varepsilon = V_d / (V_c + V_d)$ を求めた。

サンプリング法の妥当性を調べるため、別に直径 4.9 cm 、塔高 83 cm のスプレー塔を用いて連続相回分式で実験

Table 1 Details of perforated plates

Plate No.	D_0 [cm]	Number of holes		weight of movable plate
		Fixed plate	Movable plate	
1	0.3	93	64	4.6 g
2	0.5	29	24	4.5 g

Diameter of movable plate is 4.5 cm.
Thickness of fixed plate is 0.10 cm.
Thickness of movable plate is 0.07 cm.

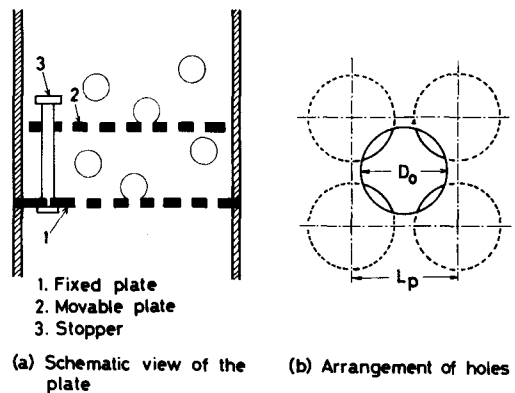


Fig. 2 Construction of lift tray

を行ない、分散相を流した場合と流さない場合の連続相高さの差から直接求めたホールドアップとサンプリング法によって同時に測定したホールドアップを比較した。両者は5%以内で一致し、サンプリング法の妥当性が確認された。

1.3 軸方向混合拡散係数の測定

混合実験は δ 一応答法によって行なった。トレーサーとして塩化カリウム飽和水溶液約 1 ml を瞬間的に塔頂段に注入し、連続相出口での電導度の経時変化を水面調整器(6)に取り付けた電導度検出端子及び電導度計(7)によって測定し、記録計(8)に記録させた(Fig. 1 参照)。

解析は拡散モデルに準拠して行なった。本実験では塔径に較べて塔高が充分大きいので塔軸方向のみの一次元拡散モデルが適用できる。

混合拡散係数 E を比較的簡単に求める方法として、滞留時間分布の分散 σ^2 から求める方法がある。本実験では流入及び流出管路内の混合が塔内の混合に較べて充分小さいと仮定できるので、 σ^2 とペクレ数 $Pe = u_c L / E$ の間には次の関係がある¹⁾

$$\sigma^2 = \frac{2}{P_e} - \frac{2}{P_e^2} \{ 1 - \exp(-P_e) \} \quad (1)$$

ただし

$$\sigma^2 = \frac{\int_0^\infty t^2 c(t) dt - \left(\int_0^\infty t c(t) dt \right)^2}{\int_0^\infty c(t) dt} \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 $c(t)$ は滞留時間分布関数である。分散 σ^2 は、記録計に記録された応答曲線すなわち滞留時間分布関数を適当な時間間隔で読み取り、(2)式に従って、シンプソンの方法により数値積分して求めた。なお、塔底段から電導度検出端子までの時間遅れは、連続相流し出管内での流れが plug-flow と仮定して補正した。

2. 実験結果及び整理

2.1 分散相ホールドアップ

本実験結果から、ホールドアップ ϵ は主に分散相流速 u_d 及び脈動速度 Af に支配され、連続相流速及び孔径の影響はほとんど認められなかった。同一 u_d における ϵ 対 Af の両対数プロットから ϵ は $(Af)^{0.75}$ に比例することがわかったので、Fig. 3 に $\epsilon / (Af)^{0.75}$ 対 u_d のプロットを示した。このプロットから次の実験式を得た。

$$\epsilon = c_1 (Af)^{0.75} u_d^{1.20} \quad (3)$$

ここで c_1 は実験定数であり、本実験系では $c_1 = 0.143$ と求まった。

2.2 軸方向混合拡散係数

混合実験は連続相のみを流した単相流の場合と、連続相及び分散相を流した二相流の場合について行なった。

単相流の場合、混合拡散係数 E は $(Af)^{0.5} u_c^{0.5}$ 及び D_0 に比例して増加することがわかった。従って、一段当りのペクレ数 $Pe_0 = E / u_c L_0$ で表わすと次の無次元式が得られる。

$$1 / Pe_0 = c_2 (Af / u_c)^{0.5} (D_0 / L_0) \quad (4)$$

ここで c_2 は物性値、装置変数などによって決まる実験定数である。(4)式に従い、 $1 / Pe_0$ 対 $(Af / u_c)^{0.5} \times (D_0 / L_0)$ をプロットしたのがFig. 4 である。このプロットから $c_2 = 20$ と求まった。

二相流の場合のデータをFig. 4 に併せてプロットした。

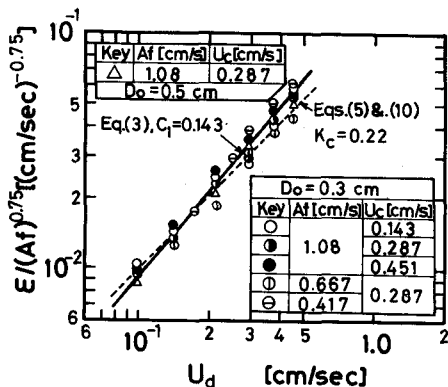


Fig. 3 Droplet hold-up as a function of Af and u_d

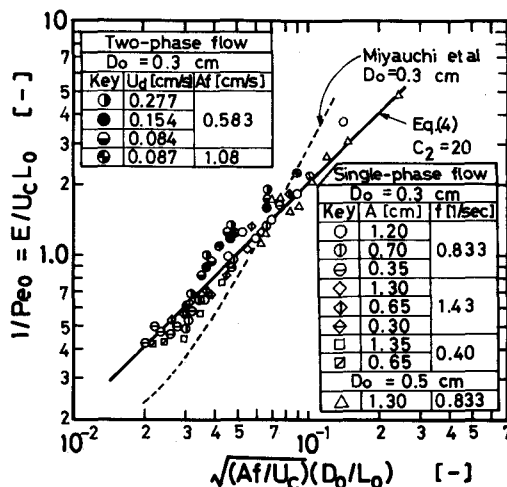


Fig. 4 Correlation of longitudinal dispersion coefficients

このプロットから、二相流の場合にも単相流の場合と同様、(4)式が適用できることがわかる。二相流の場合のデータが単相流の場合よりも若干大きくなっているのは、液滴の同伴液によって混合が促進されるためと考えられる。

3. 考 察

3.1 分散相ホールドアップ

従来、分散相ホールドアップは次式で定義される特性速度 u_0 を用いて相関されている場合が多い。

$$u_o (1 - \epsilon) = \left(\frac{u_d}{\epsilon} \right) - \left(-\frac{u_c}{1 - \epsilon} \right) \quad (5)$$

ここで u_d/ϵ , $-u_c/(1-\epsilon)$ は分散相及び連続相の実際の流速であるから、上式の左辺 $u_o(1-\epsilon)$ は液滴群の正味の上昇速度を表わしている。特性速度 u_o は単一液滴の終末速度 u_t に対応し、 $(1-\epsilon)$ は液滴間の相互作用を評価した項である。

Krishnaswamy ら⁶⁾ は単一液滴の終末速度 u_t の相関式として次式を与えている。

$$u_t = 0.816 \left(\frac{\mu_c}{\rho_c d_p} \right) \left(\frac{g \Delta \rho \rho_c d_p^3}{\mu_c^2} \right)^{0.54} \quad (6)$$

(6) 式は $(d_p u_t \rho_c / \mu_c) (g \Delta \rho \mu_c^4 / \gamma^3 \rho_c^2) < 2.2$ で成立し、本実験系は充分この条件を満している。ここで d_p は液滴径である。

液滴径 d_p は乱流中における単位体積当りのエネルギー消散速度 Ψ によって支配される。Hinze²⁾ は局所等方性乱流理論を適用して、 d_p と Ψ の間の関係が次式で表わされることを示している。

$$d_p = K (\gamma^3 / \rho_c \Psi^2)^{0.2} \quad (7)$$

ここで K は実験的に決められる定数である。エネルギー消散速度 Ψ は Jealous ら³⁾ によって計算されており、次式で与えられる。

$$\Psi = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{1 - \phi^2}{2L_o C_o^2 \phi^2} \right) \rho_m (Af)^3 \quad (8)$$

ここで C_o はオリフィス係数、 ϕ は開孔比である。平均密度 $\rho_m = \epsilon \rho_d + (1 - \epsilon) \rho_c$ は、 $\epsilon \ll 1$ であるので $\rho_m = \rho_c$ と見なすことができる。(6), (7), (8)式から終末速度 u_t は次式で表わされる。

$$u_t = 0.608 K_c \left(\frac{\mu_c}{\rho_c} \right) \left(\frac{\gamma}{\rho_c} \right)^{0.372} \left(\frac{g \Delta \rho \rho_c}{\mu_c^2} \right)^{0.54} \times \eta^{-0.248} \quad (9)$$

ここで $K_c = (K^5 C_o^4)^{0.124}$, $\eta = \{ (1 - \phi^2) (Af)^3 / \phi^2 L_o \}$ で、 K_c は液滴の分散の程度を表わす因子であり、 η はエネルギー消散速度に対応している。

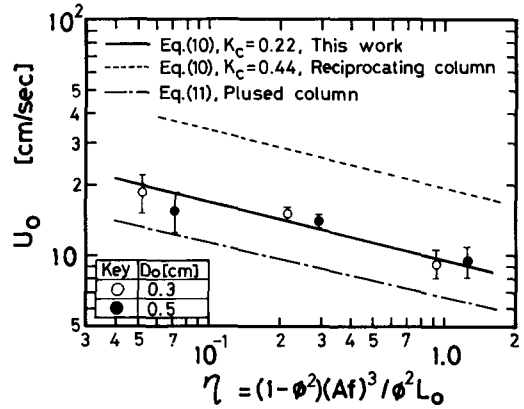


Fig.5 Relation between u_o and η

(9) 式を本実験系に適用すると次のようになる

$$u_t = 43.8 K_c \eta^{-0.248} \quad (10)$$

ϵ の実測値を用いて (5) 式から算出した $u_o (=u_t)$ を (10) 式に従ってプロットしたのが Fig 5 である。ただし、開孔比 ϕ は最大開孔比すなわち固定板の開孔比を用いた。このプロットからわかるように (10) 式は実測値とよく一致しており、 $K_c = 0.22$ と決定できた。

Thornton ら⁹⁾ は脈動多孔板塔における u_o の無次元相関式を得ており、本実験系について計算すると次のようになる。

$$u_o = 6.61 \eta^{-0.23} \quad (11)$$

η に対する u_o の依存性は (10) 式とほぼ一致している。(10) 式と (11) 式の係数の比較から K_c を求めると約 0.15 であり、本実験の場合よりも約 30% 小さい。

Baird ら¹⁾ は往復多孔板塔において、液滴径を測定し (7) 式から直接 $K_c = 0.44$ を得ている。比較のため、Fig. 5 にこれらの文献値をも併せて示した。このグラフからリフトトレイは脈動多孔板塔と往復多孔板塔の中間に位置していることがわかる。

Fig. 3 に (10) 式から $K_c = 0.22$ として求めた u_o を用い、(5) 式から算出した ϵ の計算値を示した。ただし本実験範囲では連続相流速 u_c の ϵ に及ぼす影響は最高 5% 程度であるので、Fig. 3 には $u_c = 0$ の場合のみの計算値を示した。このグラフから計算値は実測値とよく一致することがわかる。

3.2 軸方向混合拡散係数

宮内ら⁸⁾ は拡散モデルと逆混合流モデルとの対応性について検討し、両モデルの滞留時間分布の分散を比較す

ることによって次式を算出した。

$$\frac{1}{Pe_0} = \frac{1}{2\beta - (1/n_p)} - \frac{\alpha}{\beta} \quad (12)$$

ここで、 β は各段が完全混合段の何段に相当するかを表す見かけの段数、 n_p は塔全体の実際の段数、 α は逆流比である。

見かけの段数 β は各段における流動状態によって決まり、宮内ら⁷⁾は各段に生ずる渦の個数にほぼ対応することを見い出している。 β は主に装置変数によって決まり、通常1~2の範囲にあるようである。

逆流比 α は、逆流量が瞬間脈動速度 $v(t)$ と実際の連続相流速 $u_c / (1 - \epsilon)$ の差の時間平均値であるとすると、次式で表わされる¹⁰⁾。

$$\alpha = 2f \int_0^{\tau} \left\{ \left(\frac{1 - \epsilon}{u_c} \right) v(t) - 1 \right\} dt \quad (13)$$

脈動が正弦波の場合、 $v(t)$ 及び τ はそれぞれ次式で与えられる。

$$v(t) = \pi Af \cos(2\pi ft) \quad (14)$$

$$\tau = \frac{1}{2\pi f} \cos^{-1} \left\{ \frac{u_c}{(1 - \epsilon)\pi Af} \right\} \quad (15)$$

(14)、(15) 式を(13)式に代入して積分すると次式が得られる。

$$\alpha = (1/\pi) \{ \tan(2\pi f\tau) - (2\pi f\tau) \} \quad (16)$$

ここで、 $Af(1 - \epsilon)/u_c > 1.0$ であれば(16)式は次式で近似でき、近似による誤差は最大10%である。

$$\alpha = \{ Af(1 - \epsilon)/u_c \} - (1/2) \quad (17)$$

宮内ら^{7, 8)}は $\alpha = Af(1 - \epsilon)/u_c$ としているが、この仮定は $Af \gg u_c$ の場合においてしか成立しないことが(17)式からわかる。

(17) 式を(12)式に代入すると次式が得られる。ただし、 $2\beta \gg 1/n_p$ であるので $(1/n_p)$ の項は無視した。

$$1/Pe_0 = (1/\beta) \{ Af(1 - \epsilon)/u_c \} \quad (18)$$

β は操作、装置変数及び物性などの関数と考えられる

が、本実験系に限れば、(4)式と(18)式から次式で表わされる。

$$\beta = 20(Af/u_c)^{0.5}(L_0/D_0) \quad (19)$$

ただし、 $\epsilon \ll 1$ であるので、 ϵ の項は無視した。宮内らには、前述のように $\alpha = Af(1 - \epsilon)/u_c$ と仮定して β の相関式を与えている。彼らの相関式⁷⁾からの計算値を破線で Fig. 4 に示した。Fig. 4 からわかるように、彼らの相関式は Af/u_c の中間領域で実測値と一致する。

結 言

リフトトレイを用いた脈動多段抽出塔の分散相ホールドアップ及び軸方向混合拡散係数を測定し、それぞれについて実験式(3)式及び(4)式を得た。

乱流の局所等方性を仮定して導出した分散相ホールドアップに対する半理論式は実測値とよく一致することがわかった。さらに従来の結果との比較から、リフトトレイは脈動多孔板塔と往復多孔板塔の中間に位置していることを明らかにした。

混合拡散係数に関しては、段間の逆流による混合について詳細に検討し、(18)式を得た。さらにモデルパラメータである β の実験式(19)式を得た。

〔付記〕 本実験に御協力下さいました今田佳克君ならびに高橋昭衛君に感謝します。

Nomenclature

A	= pulse amplitude	[cm]
C_0	= orifice coefficient	[-]
$c(t)$	= residence time distribution function	[-]
D_0	= diameter of holes	[cm]
d_p	= droplet diameter	[cm]
E	= longitudinal dispersion coefficient of continuous phase	[cm ² /sec]
f	= pulse frequency	[1/sec]
g	= acceleration of gravity	[cm/sec ²]
K	= constant defined by Eq. (7)	[-]
K_c	= $(K^5 C_0^4)^{0.124}$, constant	[-]
L	= effective column height	[cm]
L_0	= axial height of one compartment	[cm]
L_p	= pitch of holes, see Fig. 2-(b)	[cm]
n_p	= total number of stages	[-]

P_e	= $u_c L / E$, pecllet number	[-]
P_{e0}	= $u_c L_0 / E$, pecllet number	[-]
t	= time	[sec]
u_c	= superficial velocity of continuous phase	[cm / sec]
u_d	= superficial velocity of dispersion phase	[cm / sec]
u_t	= terminal velocity of a droplet	[cm / sec]
u_0	= characteristic velocity	[cm / sec]
$v(t)$	= instantaneous pulse velocity	[cm / sec]
α	= back flow ratio	[-]
β	= superficial number of stage	[-]
γ	= interfacial tension	[dyne / cm]
$\Delta\rho$	= density difference between dispersed and continuous phase	[g / cm ³]
ϵ	= hold-up of dispersion phase	[-]
η	= $(1 - \phi^2) (Af)^3 / \phi^2 L_0$	[cm ³ / sec ³]
μ_c	= viscosity of continuous phase	[g / cm · sec]
ρ_c	= density of continuous phase	[g / cm ³]
τ	= time defined by Eq. (15)	[sec]
ϕ	= free area of perforated plate	[-]
Ψ	= rate of energy dissipation per unit volume of mixed phase	[g / cm · sec ³]

Literature cited

- 1) Baird, M. H. I. and S. J. Lane : Chem. Eng. Sci., 28, 947 (1973)
- 2) Hinze, J. O. : AIChE. Journal, 1, 289 (1955)
- 3) Jealous, A. C. and H. F. Johnson : Ind. Eng. Chem., 47, 1159 (1955)
- 4) Kawagoe, M., T. Otake and Y. Noda : Preprint of the 9-th autumn meeting of The Soc. of Chem. Engrs., Japan, A-106, p-11
- 5) ibid : Preprint of the 41-th annual meeting of The Soc. of Chem. Engrs., Japan, D 111, p-242
- 6) Krishnaswamy, T. R., S. Chandramouli, M. G. Subba Rau and G. S. Raddha : Indian Chem. Engr., 9, Trans., 59 (1967)
- 7) Miyauchi, T. and H. Oya : AIChE. Journal, 11, 395 (1965)
- 8) Miyauchi, T. and T. Vermeulen : Ind. Eng. Chem. Fundamentals, 2, 304 (1963)
- 9) Thornton, J. D. : Chem. Eng. Progress Symp. Series, 50, No.13, 39 (1954)
- 10) Tojo, K., K. Miyunami and T. Yano : Chem. Eng. Journal, 11, 101 (1976)
- 11) Van der Laan : Chem. Eng. Sci., 7, 187 (1958)

Connes の問題について

北川 誠之助

On Connes' Conjecture.

Seinosuke Kitagawa.

A. Connes conjectured that, if M satisfies Property (L) then, M is not full. In this paper we study this problem and show that the inverse is true.

1. はじめに

Murray-Neumann は, property (Γ) を用いて, 代数的に同型でない II_1 -factor の存在を示した. Pukansky は, property (Γ) を III 型 factor に拡張した property (L) を定義し, それを用いて, 代数的に同型でない III 型 factor の存在を示した.

[2] において, A. Connes は, factor に, fullness の概念を導入し, III_1 -factor で discrete な接合積に分解できない例を示した.

その論文において, II_1 -factor の場合, 「full-factor である」ことと「property (Γ) を持たない」ことが同値であることを示し, III_0 の場合は, 常に full でないことを示した. その他の III 型の場合, つまり, III_λ ($0 < \lambda < 1$), III_1 の場合は, 「property (L) を持たない」ことと, 「full-factor である」ことは, 同値かという問題を提起した.

この論文においては, 上記の問題を, III_λ ($0 < \lambda < 1$) の場合に, 考察した.

2. 記号及び定義

以下では, M を separable predual を持つ factor, M_* をその predual とする.

(N, τ) で, N を II_∞ -factor, τ を normal-semi-finite-trace, N は, $L^2(N, \tau)$ に作用するとする.

$\text{aut}(M)$ で, M の *-automorphism のなす群, Int

(M) で, M の Inner-automorphism のなす群を表わす.

$\|\cdot\|$ で, uniform-norm を表わす.

定義 (I) M が, property (L) を満たすとは, M に次のような条件を満たす, unitary 列が存在する.

i) M の任意の元 a に対し

$$(S) \quad -\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i_m} a u_n - u_n a = 0$$

$$(S) \quad -\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i_m} a u_n^* - u_n^* a = 0$$

ii) $(\omega) \quad -\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i_m} u_n = 0$

θ_n を $\text{aut}(M)$ の列, θ を $\text{aut}(M)$ の元とする. θ_n が, (u) -topology に関して, θ に収束するとは任意の M_* の元 φ に対して,

$$\|\varphi \circ \theta_n - \varphi \circ \theta\| \rightarrow 0$$

定義 (II) M が, full-factor であるとは, (u) -topology に関して, $\text{Int}(M)$ が closed となる.

A. Connes は, 次の条件は, 同値であることを示した.

i) M が full-factor であること.

ii) M の有界列 $\{x_n\}$ が次の条件を満たすならば, scalar, λ が存在し,

$$(S) \quad -\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i_m} x_n - \lambda = 0,$$

$$(S) \quad -\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i_m} x_n^* - \bar{\lambda} = 0 \quad \text{となる.}$$

a) M の任意の元 a に対し,

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} a x_n - x_n a = 0,$$

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} a x_n^* - x_n^* a = 0$$

b) M_* の適当な faithful な元 φ に対して,

$$\| [\varphi, x_n] \| \rightarrow 0$$

但し, $[\varphi, x_n]$ は, M の y に対して, $[\varphi, x_n](y) = \varphi(x_n y) - \varphi(y x_n)$ で定義される, M_* の元.

定義 (III) H を M の作用する, ヒルベルト空間, $\theta \in \text{Aut}(M)$ の元とする. $F = \ell^2(N, H)$, すなわち

$$F = \left\{ \begin{array}{l} (\dots, \eta(1), \eta(2), \dots) \\ \eta(n) \text{ は } H \text{ の元で,} \\ \sum_{n=1}^{\infty} \| \eta(n) \|^2 < \infty \end{array} \right\}$$

\bar{H} 上に, M の元 a を次の様に作用させる.

$$(\hat{a}\eta)(n) = \theta^{-n}(a)\eta(n)$$

又, 整数 m に対して, X^m を次の様に定義される. unitary とする.

$$(X^m \eta)(n) = \eta(n-m)$$

$\{\hat{a}, X^m\}$ で生成される, W^* -algebra を M の θ による接合積と呼び, $W^*(M, \theta)$ と書く.

注意, \hat{a} と X^m の次の様な関係を満たす.

$$(X^m \hat{a} X^{-m} \eta)(n) =$$

$$(\hat{a} X^{-m} \eta)(n-m) =$$

$$\theta^{m-n}(\hat{a})(X^{-m} \eta)(n-m)$$

$$= \theta^{-n}(\theta^m(\hat{a}))\eta(n)$$

$$\text{従って, } X^m \hat{a} X^{-m} = \theta^m(\hat{a})$$

3. 問題及び考察

問題: 「 M が full でない」ということと, 「 M が prop-

erty (L) を持たない」は同値か?

(\Rightarrow) 定義 (II) の a) と b) は次の条件と同値になるのが容易に示される. M_* の任意の元 φ に対して,

$$\| [\varphi, x_n] \| \rightarrow 0$$

ω を \mathcal{Z} の compact 化した一つの極限とする. $M_\omega = \{ (x_1 \dots x_n \dots) ; \{ x_i \} \text{ は上記の条件を満たす} \}$, φ を M_* の元,

$$\varphi_\omega(\{x_i\}) = \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} \varphi(x_n)$$

φ_ω は, 条件により, M_ω 上の trace となる. 又, M_ω は W^* -algebra となる. 今, 「 M が full でない」ので, $M_\omega \ni \text{ scalar}$, 今, φ を M_* の faithful な元とする. もし, M_ω が minimal projection, $\{e\}$ を持ったとする. $\{e\}$ は (e_1, e_2, \dots) で表わされる, M の有界列で, 各 e_i は projection にとれる. $\varphi_\omega(\{e\}) = r, 1 < r < 0$ とする. $\{e_i\}$ の subsequence $\{e_{k_i}\}$ を次の条件を満たす様にとる.

定義 (II) の同値な条件 (a) より, $(\omega) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} e_n = r$, よって

$$a) \lim_{i \rightarrow \omega} \ell_{im} \varphi(e_i e_{k_i}) = r^2$$

$$b) \lim_{i \rightarrow \omega} \varphi \left((e_i e_{k_i} - e_{k_i} e_i)^* (e_i e_{k_i} - e_{k_i} e_i) \right) = 0$$

$$\lim_{i \rightarrow \omega} \varphi \left((e_i e_{k_i} - e_{k_i} e_i) (e_i e_{k_i} - e_{k_i} e_i)^* \right) = 0$$

b) によって $\{e^1\} = \{e_1 e_{k_1}, e_2 e_{k_2}, \dots\}$ は projection となり又, a) により $\varphi_\omega(\{e^1\}) = r^2$ となり, $\{e\}$ が minimal projection なる仮定に反する. したがって, projection $\{e_n\}$ で, $\varphi_\omega(\{e\}) = \frac{1}{2}$ となるものが取れる. $U_n = 1 - 2e_n$ とおくと, U_n は unitary で, $(\omega) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} e_n = \frac{1}{2}$ となることにより, $(\omega) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{im} U_n = 0$ となって, M は property (L) を満たす.

(\Leftarrow) M が III_λ -factor について考察する. III_λ -factor は, $W^*(N, \theta)$ と分解されることが知られている. ここで, $(N, \tau) : \text{II}_\infty$ -factor, $\tau(\theta = \lambda \tau)$ の関係を満たす. 又, $N = N_1 \otimes F_\infty$, N_1 は, II_1 -factor, で, M 上の, normal-faithfull-state, φ が存在し,

$N_1 = \{ x : \varphi(xy) = \varphi(yx), \text{ 任意の } M \text{ の元 } y \}$,
 従って, φ は N_1 上の faithful-trace, F_∞ は, separable-hilbert 空間上の全ての作用素のなす algebra, $\tau = \varphi \otimes T_r$, とする。ここで, T_r は F_∞ の上の普通の trace $\{ U_n \}$ を定義 (1) の仮定を満す, unitary 列とする。 M_* が separable という仮定から, 次の様な, M の有界列 $\{ V_n \}$ がとれる。

i)
$$V_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k^{(n)} X^k$$
 (但し, 任意の n に対して, 有限個の k 以外は $a_k^{(n)} = 0$)

ii)
$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} V_n - U_n = 0,$$

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} V_n^* - U_n^* = 0$$

今, ある k について, $(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} a_k^{(n)} \neq 0$ とすると,

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} \theta^{-k} (x a_k^{(n)}) - \theta^{-k} (a_k^{(n)}) x = 0 \dots\dots\dots \textcircled{1}$$

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} \theta^k (x a_k^{(n)*}) - a_k^{(n)*} x = 0 \dots\dots\dots \textcircled{2}$$

①及び②により, $\{ a_k^{(n)*} a_k^{(n)} \}, \{ a_k^{(n)} a_k^{(n)*} \}$ は定義 (II) の (ii) の条件を満す。もし, M が full ならば, $\{ a_k^{(n)*} a_k^{(n)} \}, \{ a_k^{(n)} a_k^{(n)*} \}$ は, scalar, に収束し,

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} a_k^{(n)*} a_k^{(n)} = \lambda s - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} a_k^{(n)} a_k^{(n)*}$$

の関係を満す。①により,

$$(S) - \lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} a_k^{*(n)} x a_k^{(n)} - a_k^{*(n)} a_k^{(n)} \theta(x) = 0$$

よって, $a_k^{(n)}$ は unitary に取ることが出来るから, θ^k は, $\text{Int}(M)$ の (u) - topology に関する closure に属するが, $\tau \circ \theta^k = \lambda^k \tau$ だから, θ^k は $\text{Int}(M)$ には, 属さないから, M は full でない。

今, 任意の k に関して, $a_k^{(n)}$ が 0 に収束するという仮定のもとでは, 定理が成立するか, どうかは, 解らない。しかし, x, y を, $L^1(N, \tau)$ で N の元とすると,

$$\eta(xy)(m) = \begin{cases} xy & m=0 \\ 0 & m \neq 0 \end{cases}$$

$$V_n \eta(xy)(m) = \theta^{-m}(a_m^{(n)}) xy$$

$$(\hat{x} V_n \eta y)(m) = \theta^{-m}(x a_m^{(n)}) y$$

もし, $m \leq 0$ ならば

$$\sum_{m < 0} \|\theta^{-m}(x a_m^{(n)}) y\|^2 = \sum_{m < 0} \lambda^{-m} \|x a_m^{(n)} \theta^m(y)\|^2 \leq \sum_{m < 0} \lambda^{-m} \|y\| \|a_m^{(n)}\| \tau(x^* x) = \|y\| \tau(x^* x) \frac{1}{1-\lambda}$$

$\lim_{n \rightarrow \infty} \ell_{i m} V_n \eta(xy) - (\hat{x} V_n y) = 0$ より, $\sum_{m < 0} \|\theta^{-m}(a_m^{(n)} x y)\|^2 \rightarrow 0$ 又, $\eta(xy)$ が, $L^2(N, \tau)$ で dense なることにより,

$$\sum_{k < 0} a_k^{(n)} X^k \rightarrow 0 \quad \text{がわかるから,}$$

$$V_n = \sum_{k > 0} a_k^{(n)} X^k \quad \text{の形と仮定してよいが,}$$

これ以上の解析は出来ない。

一般に, (\Leftarrow) の部分において, N_1 が, full でないことが解っているが, 接合積に, 上げる部分が, うまくいかない。

参 考 文 献

[1] A. Connes. Une classification des facteurs de type
 [2] A. Connes. Almost periodic states and factors of type. Journal of Funct. Anal. Vol 16 No4 (1974)
 [3] A. Connes. Classification of injective factors Anals. (1976).
 [4] J. Dixmier. Les algebres d'operateurs dans l'espace hilbertien. Gauthier Villars 1976.

スポーツ規範について

中和田 武

Humanistic Attitudes toward Sports

Takeshi NAKAWADA

現代社会が物質主義に侵され、人間性の喪失、人間疎外の現象が現われ大きな社会問題となっている中で、スポーツは、多目的に利用されやすい性格を持ちながらも、自己実現の場や、社会行動のシミュレーションの場など、我々に、忘れられた人間性を回復するための唯一の場を与えてくれていることも確かである。

自由と平等と友愛を基盤とする純粋なスポーツの世界において、スポーツ活動の純粋性とスポーツのルールを厳守することによって結ばれる人間関係は、生活利害を超越した高尚なものである。イデオロギーや政治を超越し、グローバルに理解しあえるスポーツのルールは、人類共同体確立の原点として、また権力に対する法の優位の思想の根源として、世界の平和と人類の幸福に寄与するならば、スポーツルールの価値は高まる。スポーツ規範の中核をなすアマチュアリズムは、アマ、プロの関係において考えるのではなく、スポーツの本質・価値より考え、人間の尊厳にあたいするものとならなければならない。そのためには「人間らしさ」、人類ヒューマニズムをその根本原理とし、人間性回復に結びつく実践的理想に刷新されることが望まれる。また、わが国のスポーツマンシップが、真のスポーツモラルとして働くためには、従来の武士道美学に止揚された勝利至上主義的スポーツ観から脱却し、友愛精神を基盤として、フェアプレーを最高の法則とするスポーツモラルに変革しなければならない。そして、我々は、秩序とモラル喪失の現代社会における生きた行動規範として、スポーツマンシップにカンフル剤としての効果を期待する。

スポーツこそ平和であるならば、スポーツ規範は、生命尊重の理念として、真の平和の基盤となり、人類愛の高揚に努めなければならない。

はじめに

現代の我が国社会において、最も欠落していることは、「規範に対するセンス」、道徳的な感覚ではないだろうか。今日、マスコミをにぎわしている事件（理由なき犯行、政治不信など）のどれをとってみても、それらは、家庭・社会・国家における秩序の喪失と、個々人のモラルの喪失に起因するものであり、あまりにも人間性を無視した行為であると言わざるを得ない。

このような社会現象は、わが国のあらゆる面で進行しており、スポーツもその例外とはなりえない。戦後の我が国におけるスポーツ中心の人間教育は、効果をあげつつも、むしろスポーツの弊害が公害に近いほどに、いろいろな形で派生し続けてきたことも確かであり、今日のスポーツは、人間形成をめざすスポーツとなっていないといっても過言ではない。それは、何といたっても栄光に輝く「勝利至上主義」と、それを過度なまでに賞讃して

やまないマスコミや熱狂的ファン、コマーシャルイズムや政治の介入によるものである。

これら総ての社会現象は、高度に発達した資本主義社会における「競争」と「業績」が、その根本原則となっている立身出世主義という近代社会における競争社会の特性と合理主義、物質主義のあらわれと考えられる。「チャンピオンスポーツ」は、それを如実に表現したものであり、このようなスポーツ観が、暴力や戦争肯定に容易に結びつくことも、歴史が物語るところであり、危険極まりない思想である。

スポーツの美や価値が、結局、競争と勝利に集中しているとすれば、フィクションの世界以外においても、他人と競争し、これをステップとして立身出世するような人間、手段を選ばず勝利を第一とする人間が育成される

のは当然である。このような戦後30年の教育の代償が、今日の秩序喪失とモラル喪失の一因として現われ、我々の心の荒廃につながっているのではないだろうか。

人間疎外の現代社会において、人間らしさを基本とする豊かな幸福な社会を築くためには、スポーツマンシップとでもいうべき精神が、トータルな面で発揮することのできる人間を育成しなければならない。

そこで我々は、スポーツにスポットをあて、勝利第一とする我が国のスポーツ観と、我が国の伝統的精神ともいわれている武士道とのかかわりを明らかにすると共に、スポーツ発祥の地、イギリスのジェントルマンシップを根源とするスポーツマンシップを手がかりとして、フェアプレーの精神を道徳基盤とする人間性に根ざした人間の形成と、スポーツ規範の関連について考察を試みる。

1

人間は、個々の存在者である。しかし、その人間が集団として一つの社会を形成する時、人間は個人でありながら共同生活者となる。共同体社会においては、個人はそれぞれ無秩序な自由な行動は許されない。ここでは、お互いの権利を守り尊重する統一と秩序が必然的に必要となる。すなわち、人間の行動について指示を与えるような規則が必要となり、共同生活者としての最低限守らなければならない義務と責任が生じてくる。かくして、このような共同体社会において、共同体社会の形成者としての個々の人間にたいし、「かくあるべし」とする一定の価値判断の基準が必要となる。このような人間の行動を左右する働きをもつ精神作用の基準を、一般に規範と呼ぶことができる。

広辞林によれば、規範とは「①判断・評価・行為などののつとるべき基準、②真・善・美などを実現するために思考・行為・制作が従うべき法則」となっている。また、岡本氏は、『人間の精神作用はいわゆる知情意の三作用に分れる。これらは、それぞれ思惟・感情・意思に対応しており、人の思惟・感情・意思の評価作用が、それぞれの普遍妥当的な価値である「真・善・美」を実現するために、従がわねばならないとする準則が規範である⁽¹⁾』と論じている。そして氏は規範を知的作用に対する論理的規範、情的作用に対する審美的規範、意思作用に対する倫理的規範に分け、このうち論理的規範、審美的規範はともに精神作用の準則にとどまり、人の行為に直接関係しないものとしている。これに対して、倫理的規範は、人の行為を規律するものであるとし、その行為は共同体社会において具現されるものであり、いいかえれば、行為規範、社会規範とも呼ぶことができると述べて

いる。「すでに社会に於て規範がつくり出されざるを得ないと言うことは、一つの社会的必然であり、社会法則の然らしむるところである。然しながら規範自体は、決してかかる法則ではない。それはつくられたものであり、現につくられつつあるものでもあり、またのちに変更せられ得るものである⁽²⁾」。

このような観点から、人間社会の秩序維持の根本ともいえる法について考えるならば、法も必然性の作用する社会において、社会統制の規範として最もフォーマルにしかも当為としてつくられた一種の規範である。法は、社会生活における人間の行為を律する基準であるから、人間の意思作用にあてはまり、倫理規範のカテゴリーに入る。「規範としての法は、他の社会規範(道徳・風習)と同様、社会規範としての共通性と法としての特殊性をもっている⁽³⁾」。

次に、これらのものの強制力、拘束力についてみると、社会的規範はすべてある程度強行性または拘束性を有している。法以外の規範の強行性、拘束性は国家権力によるものではなく、国家権力を媒介とせざる社会および社会力のばくぜんたる強制力であり、その意味において自律的、放任的、本来的といえる。これに対して法・法的規範は、国家権力によって強制的に行わしめられる社会的規範であり、その妥当性の根拠は権力にあり、法以外の諸規範の強行性と全くその性質を異にする。すなわち「法は強行せられるもの、他の規範は強行せられるに非ずして単に希望せられるに過ぎない⁽⁴⁾」ものと理解できる。

道徳的規範は、法的規範がその根拠として有する他律的な国家権力的、外部的、物理的、独立的拘束力をもたない。ただ精神的な非難と称揚とをその拘束的手段とするに過ぎない。また、その尊厳について、結局、個々人の「良心」に委ねられている規範という点で特異性がある。そして道徳的規範の範囲は、法的規範の範囲よりも広範である。従って、道徳的規範において禁止されている事項にして法の禁止しない場合が多くみられる。すなわち、「道徳的規範は全面的であり全人格包摂的であり内面的であるが、法は全体的であるとともに一面的であることをまぬがれない。また、道徳的規範は動機的規範であるが、法的規範は結果的規範⁽⁵⁾」といえる。

以上のことからスポーツの世界を見るならば、スポーツにおける統一と秩序を保ち競技を円滑に進めるために基準があり法がある。形式的に考えるには問題はあるが、全体社会における法規範に相当するのがスポーツルールであり、道徳規範に当るのがスポーツモラルといえよう。そして、一般に成文化されているのは「法」、「スポーツルール」であり、「道徳」、「スポーツモラル」は成文化されていないのが特徴である。すなわち、全体社会に

おける規範が法や道徳であるように、スポーツの社会における行動規準は「スポーツルール」と「スポーツモラル」に区別することができる。しかしスポーツの世界は、全体社会と比較するならば非常に特異な社会である。この点でスポーツ規範は、諸種の団体規範と解することができる。

2

スポーツのルールは、スポーツを成立させる最も基本的な条件である。一般社会における法にたとえるならば、スポーツ規範の中で最も明確化されたものである。

スポーツルールを理解するためには、ルールの思想について少し概観する必要がある。井上氏は「法はルールであり、ルールの観念を核心にふくんでいる、ということではまちがいないかえりである。しかし……いちがいにそうもいえないことがわかる。」⁽⁶⁾と述べているが、まさに、法はルールではあるが、作成者の意図によってルールの観念を含まないものとなることもあり得る。「たとえば、絶対君主のつくる法のばあい、それは、かれの意志であり、命令である。それにたいしては、ただ服従——威圧に裏づけられた指令への服従あるいは習慣的な服従——があるだけである。このような命令、威圧的指示、習慣的服従などの諸観念は、すべて、ルールの観念をふくんでいない。また、法を制裁と規定し、その適用を公機関（とくに裁判官）に指令する規範とみる見解も法がさまざまな社会的機能をしめすルールの複合体である実体を、過度に単純化している。またルールとの関連において、はじめて、権利・義務などの基本的な法概念は解決されるのであり、法思想の把握にもルールの観念の理解を欠くことはできない⁽⁷⁾」。

法思想の核心要素として、「ルールの観念と平等の原理」とを抽出することができる。そして、これらの二つの間にはすべてルールというものは平等という尺度ないし衡量を含んでいるという関係⁽⁸⁾が明らかとなる。ルールにのっとり我々は、同一の人間行動をとり、そこに行動の平等、取り扱いの平等が生じる。すなわち、ルールが存在し機能することは、そのもとに存在する人間が、そのルールに平等に従うことを意味する。『平等の原理は、個人間の、あるいは、社会の一般的な行動基準にむすびついて具体的に機能するのが事実である。しかし、その「平等」の観念は、より一般的、抽象的には、秩序を秩序としてもとめ、体系をそれが体系であるがゆえにもとめるところからでてくる。それは、基本的には、ルールの観念をふくむものとして理解される。そして、平等の原理は、このルールの観念との関係で、「公正」を求め

ることと結びついている⁽⁹⁾』。ここでいう公正とは、フェアプレーの精神であり、それは相互性の原理と結びついている。そしてルールは、我々の行動規準を確立しなにかの標準を定めるものである。かかるルールは『原則として、その定立者も拘束する。立法の概念、とくに立法者の自己拘束性が、法の世界の説明において、命令の概念よりも適切であるのは、それはルールの観念をふくんでいるからである。そのような、立法——「法をもつ」という思想は、法思想のもっとも基礎的なものである。この意味での「法をもつ思想」を、ルール・オブ・ロウをもつ思想⁽¹⁰⁾』として把握することができる。これは、権力や支配に対する法の優位の思想を根源とし、人間関係における確実性を中核とする思想である。ルール・オブ・ロウは、人間の尊厳性と社会的地位の尊重を基本的価値とし、基本的人権の確立を目的としている。

このようなルール・オブ・ロウを根源とするスポーツルールは、スポーツをより楽しく、より安全に行うために定められた約束ごとであり、スポーツを成立させる最も基本的な条件である。これは、スポーツを行う者に対して同一条件を保障し、これによって相互に公平な条件で楽しくプレーを行うためのものである。そして、このルールを守ることがスポーツを行う者相互の義務であり、ルールに従って協同や競争が行われるところにスポーツ活動は成立する。ルールはスポーツ活動をより円滑にすると共に、スポーツを行う者をも規定する。それは、一般社会における法が、人々を保護すると同時にそれを守ることを義務づけているのと同様である。しかしながら、スポーツのルールは、一般社会における法とは異なるふんい気をかもしている。それは、スポーツルールの成文化が仲間意識から発生したという点においてである。

競技スポーツでは、相手と味方の双方でスポーツ社会をつくり、競争と協同が競技を成立させており、自他共存性と同時に反復性が成立条件となっている。スポーツを楽しむことは、ルールを楽しむことといえるごとく、仲間間で素直に認識肯定され、今日、社会的にも国際的にもこれほど純粋に遵守されている普遍的なルールは、他に例をみることがないと言っても過言でない。

また、ある種のスポーツにおいてアドバンテージルールが定められているが、これは特筆すべきルールである。すべてのルールは、反則行為に対して平等の原理にのっとり罰則が決められているが、スポーツのルールでは、反則を反則として罰するために競技を中断して処罰するよりも、そのまま競技を続行した方が反則を受けた側が有利である時には、競技を中断せずに続行する方が平等の原理に沿うものとして、アドバンテージルールが定められている。

このようにスポーツルールは、ルールの内面的視点を重視した形で用いられ、プレーヤーは自発的にルールを守り、そのルールに従って行動する。「プレーのルールはプレイをプレイたらしめるためにある。それはプレイの内容をきめ、プレイとプレイ以外を区別する働きをする。スポーツのルールは、目標や内容を定めるばかりでなく、未確定性、非日常性を確保し、それがプレーとして行われるように働くのである。¹¹⁾」また、スポーツがルールを尊重することは、対人関係の存在を強く意識するところから始まる。つまり、スポーツは、人間関係のすべてから解放された状態において行われることに価値があり、その意味は、人間関係を規定する各種の条件とは離れて存在するものである。その限りにおいてスポーツは、人間解放に結びつく極めて重要な身体文化として把握できる。

スポーツルールの主たる機能は、競技が公正に、安全に楽しく能率的に進めるためのものである。このように機能するルールは、基本的にはどのような性格をもっているのだろうか。高部氏¹²⁾は、その第一に考えられる基準として人間の生命保障、第二に勝負の判定、第三に競技の興味の増大化をあげている。すなわち、ルールの精神は、公正と安全であるといつてよい。一般にいう闘争は方法には関係なく相手の生命をうばうことが目的である。しかし現実の生活を離れたフィクションの世界においては、それはどういふ許されるべきものでなく、当然、生命の保障がなければならない。そこで、人間の闘争欲求を満たしつつ生命保障をするために、ルールの存在価値は高まる。そして、競技スポーツの本質が、勝敗を決するところにあるならば、勝敗の基準が定められていない限り、スポーツは競技になりえない。

このような基本的性格をもつルールは、大別して二つに分けることができる。その一つはオリンピック機構を中心とする組織のルールであり、他の一つは競技そのもののルールである。後者は、競技方法、使用する用具、審判規定にわたることができる。組織のルールは、ルールの性格からいえば行政法にあたり、競技のルールは民法の性格をもつといえる。競技のルールは、二つの性格に別けることができる。その一つは道徳的ルールであり、もう一つは技術的なルールである。道徳的ルールは、もとは慣習的なものであり、マナーやエチケットに関連したものである。それは、個々の人間の純粋性や義務感、責任感といった精神的な面の規制であり、これに反するときには人格を侵害する性質をもつものである。技術的ルールは、競技者の行動を主に技術的に規制したものであり、技術的性格をもったものといえる。

以上のことからルールのもつ機能や役割を、次の三点

にまとめることができる。その第一にあげられるのは、ルールは競争を闘争から分離する働きをもつことである。一般社会における競争は、比較的闘争に移行しやすい性格がある。しかし、スポーツにおける競技は、競争と協同が表裏一体となっていることが要求される。このことから競技では、味方と相手が勝負を決して闘うのではなく、相互にルールを遵守し、協力を通して競争をすることを意味し、競争をするのであって闘争をするのではないということである。競争と闘争の区別は、闘争は相手の否定を第一とし、敵意をもって対処するものであるのに対し、競争は相手の肯定を第一とし、同一ルールを認めあつた上でお互いに自己を高めることを目的とする。

第二には、ルールは競技における技術を制約する。競技はルールによって行われ、競技者はルールの許容範囲で行動するよう規制される。ルールは技術を規制する働きをもつが、また反面、ルールの枠内で技術が向上すると、それを防止するため逆に技術によりルールは規制される。すなわち、ルールと技術は相互に規定し合う。ルールに規定されてはじめて成立可能となったスポーツの技術が、競技者の工夫や練習により高度化するにつれ、ルールは高度化し複雑化した技術を規制するという現象が起る。ルールは技術とともに発展し技術の発達を助長し、競技の遊戯性を守り、安全を確立する役目を果たしている。第三には、ルールは人間の行動をも規定する。公正に振舞ったり、相手を尊敬したり、お互いが協力するということなどが、技術と共に習慣化し、ルールによって行動のパターンが形成されると、それは、人間の行動をも規制するものとなる。

このような機能をもつスポーツルールは、一般社会における法と同様に、社会の発展に伴い変革されるものであり、決して固定したものではない。

3

一般に成文化された行動規範としてのルールは、道徳の最低限を示すものである。それに対してモラルは成文化の有無に関係なく、むしろルール以前の問題として、範囲的にも法的規範よりも広汎である。従って、道徳規範において禁止せられている事項にして法の禁止しない場合はかなり多い。すなわち、モラルは社会的、精神的な生活者の要請ないしは、偉大なる人格の個人的自覚によって定立されるものであり、法的規範がその根拠として有する他律的な権力的、外部的、物質的、独立的な拘束力をもたない。ただ、精神的な非難と称揚とをその拘束的手段とするに過ぎない。

このような意味において、スポーツモラルはプレーヤ

一の精神や良心を示すものである。これは単にスポーツマンのみに要求される行動基準ではなく、一般社会における人間本来の精神的基盤として、広く一般社会人にとっても必要不可欠のものであり、スポーツ社会特有のものでなく如何なる社会においても肯定される人間的な規範である。

これにふさわしいスポーツ規範として、スポーツマンシップとアマチュアリズムをあげることができる。これらは、スポーツの場における慣習的行動が、次第に行動様式となったものである。スポーツマンシップは、マナーやエチケットなどに相当し、スポーツマンの良心に基づく慣習的行動様式である。これは人間の道徳的な良心に訴えるものであり、ルールのように罰則はともなわない。これに対してアマチュアリズムは、スポーツマンがアマチュアとして遵守すべき行動を「アマチュア規定」として、スポーツマンの考え方や行動様式を成文化したものである。これによってアマチュアスポーツとプロフェッショナルスポーツを区別し、スポーツマンの行動に秩序をもたせようとしたものである。これに違反したかどうかは第三者によって裁定され、それに基づいて罰が課せられる。

スポーツモラルをスポーツマンの行動様式の観点からみるならば、スポーツマンシップは慣習的行動様式であるのに対して、アマチュアリズムは法的に規定された行動様式であり、そこには大きな差異が認められる。しかし、アマチュア規定も厳密に細部にわたって規定されておらず、実際の適用にあたっては慣習的行動としてとり上げなければならないことが多分にある。従って、スポーツマンの行動規範としてのアマチュアリズムは、法的に定められた行動様式と慣習的行動様式の両者を合せもったものとして理解しなければならない。

(アマチュアリズム)

アマチュアリズムは、スポーツを支える上での基本的な観念であり、スポーツの基本原則を表現する思想である。アマチュアリズムは、プロフェッショナルリズムに対応するものであって、スポーツ本来の純粋性をつらぬこうとする精神であり、平等の条件で競技することを保障する役割をもっている。

それにもかかわらずアマチュアリズムの問題は、スポーツの発展に伴いその歴史過程において、古くは古代ギリシアにおいて、また近年においてはアマチュアリズムの歴史を通して常に論議され、現代も国際的、国内的に多岐にわたり混迷を続け問題に複雑さを加えている。これは、アマチュアリズムがスポーツ規範として法的行動様式と慣習的行動様式という両者の性格を合せもった規

範であるところに起因し、それが絶えず論争を生む大きな原因となっている。このようなアマチュアリズムは「アマチュア規定」として成文化され、法的拘束力を持ちスポーツマンの行動を律している。IOCにおけるアマチュア規定は、オリンピック憲章第26条の参加資格において「アマチュアは現代においても過去においても趣味、嗜好からスポーツに専念し、スポーツを行うことによって、物質的利益を得ることはできない」と定義されている。また、我が国においては、日本体育協会の規定「アマチュアスポーツのあり方」、及び「アマチュア規定」において、アマチュアスポーツを定義している。

アマチュアリズムは、近代イギリスのブルジョア社会に芽え育成された一つのスポーツ思想である。それは、エリート意識を反映したブルジョアスポーツ観に根ざすものであった。すなわち、イギリスにおける初期のアマチュア規定の精神は、新興市民階級の独占的な娯楽として、労働者階級のしめ出し、償金制度の廃止、職業家の追放といったきわめて階級的、貴族的、排他的なものであり、スポーツ界からプロレタリア階級を除外しようとしたのであり、富と余暇に恵まれた特権階級の差別的性格をまぬがれることのできないものである。また、スポーツモラルの観点よりみるならば、それらは個人道徳的、社会道徳的な価値基準におかれていた。

こうしたものが、国家道徳的な価値基準として拡大されたのは、国際試合が盛んになってからであり、その精神は1896年に創始された近代オリンピック大会に引き継がれ、アマチュアリズムの問題は、近代オリンピックの発展と共に、特に資本主義国家と社会主義国家におけるスポーツ観の相異、新興独立国家の国家意識、スポーツの大衆化、コマーシャル化、プロスポーツとの関連をめぐり、幾多の論争と変遷を経て今日に至っている。

アマチュア規定は、国際的、国内的各種競技団体に至るまで、それぞれによって定められており、それらのアマチュア規定は、必ずしもIOCとは一致しない点もみられる。各規定を通して言えることは「スポーツを愛するが故に行うこと」、「物質的利益を得るために行うのではない」という共通理解に立っている。こうしてアマチュア規定は、アマチュアスポーツとプロフェッショナルスポーツを明確に区別し、スポーツの純粋性を保ち、スポーツが楽しみのために行うこと以外の目的に利用されることのないよう、スポーツの本質を守ることを使命としている。しかし、従来よりスポーツ規範の中核をなしてきたアマチュアリズムは、イギリスのブルジョア階級の極めて独善的、排他的、貴族的精神を根源とするブルジョア的アマチュア観が骨子となっているために、最近のスポーツの飛躍的な発展と大衆化につれて、複雑化

した現代の社会機構の中では適応性を欠くものとなってきている。このようなアマチュアリズムの普遍性は、本来の人間性を無視した理想的観念論であるために、非現実的様相を持つものとなり、スポーツマンの行動を律することが困難となって、指導力に限界をみせている。そのために厳格なアマチュアリズムの維持に努めてきたIOCも時代の変遷と要求に妥協を余儀なくされ、1975年の総会でアマチュールールの中心であるIOC憲章第26条を緩和するに至っている。しかし、緩和することによる反動も見逃すことのできない点である。

近代スポーツの今日に至る歴史は、ぬぐいがたい矛盾を内包しつつもアマチュアリズムを神聖視してきたという矛盾にみちた歴史である。このようなアマチュアリズムの内包している主要な根本問題について、井上氏¹³は、次のようにまとめている。①アマチュアリズムは人間の基礎的欲求を抑制している。②スポーツは本質的に人間の社会生活上に利用され易い性格を備えている。またこのためにスポーツは自らの生命を保持しているということもできる。③初期のアマチュアリズムは現代社会に適応し難い面を持っている。④アマチュア規程に一貫性が欠けている。⑤アマチュアリズムは法律化してきた。⑥試合の勝利からもたらされるものが多大である。⑦アマチュアは少数のプロフェッショナルスポーツマン以外の全部を対象にしている。⑧プロフェッショナルの影響。⑨アマチュアはつねに赤字財政で管理されている。⑩ステートアマチュアの問題。⑪アマチュアリズムの理解不十分。以上のような問題点から考え得ることは、今日のアマチュアリズムは、個人の次元の問題ではなく、社会的問題としてとらえなければならなくなっていることである。

アマチュアリズムの源流となった「イギリスにおけるアマとプロの区別は、われわれ日本人が考えるのとは大分違う。すなわち、イギリスでは個人個人の行為に関してアマかプロかを規定するという考え方が強く、チーム全体で一般的に両者を区別するという考えはとられていない。プレーをする行為に対して、報酬を受け取る人のことをプロ選手と呼ぶ¹⁴」こともできる。「こうしてイギリス貴族の生活を源流とする現代のアマチュアリズムは、伝統あるウィンブルトンテニスによってまた、一つ大きく変化の波を受けたわけだが、そうした中でスポーツによる体力の向上、フェアプレーの精神はアマチュアもプロも区別がないという考え方が生れている。スポーツマンスピリットは新しい時代の中にあっても変わるものでなく、精神が貫かれれば、アマプロの混合は決して無理な制度ではないというわけである¹⁵」。プロが悪くアマが善いわけではなく、問題は社会における人間像に帰一され

るのであり、プロ、アマの立場いかに関連なく考えなければならぬのがアマチュアリズムである。

アマチュアリズムは、今日に至る長いスポーツ史的伝統をもった思想であり、生命の活動である。それだけにアマチュアリズムは、物理的に定義しえない困難さがある。このアマチュア規定も巨視的観点に立つて、大衆の純粹なるスポーツを愛する心と、目まぐるしく移り変わる時代の流れとの関連において、それに即応したものに变革しなければならない。そのためには、新しいスポーツ理念の確立こそ先決である。社会変化によって規範と社会の現実との間にずれが生じ、規範が機能しなくなることがある。伝統は価値判断を前提とする主観的観念であり、現在の問題解決の必要の故に過去のなかから選り出された慣習であるが、アマチュアリズムはこれに相当する。このような観点からみるならば、他のルールと同じくアマチュア規定は時代の流れにそって修正することが必要となっている。

アマチュアリズムの論争は、一見して理想と現実の矛盾、タテマエとホンネの相異によって起っている。今後アマチュア規定は、スポーツが主としてスポーツを行う者のために行われるべきであるという立場から、差別的な特質をなくし、人間存在の現実を考慮し、人間的で公正なものとならなければならない。また、それは実行可能なものであって、人間性と一致するものとして、人間の最高の尊敬に値するものに肯定的に变革されなければならない。そのためには、現代社会の機構とスポーツ組織との関連から、新しいアマチュアリズムの思想を模索しなければならない。その一つの思想として、ヒューマニズムの精神をあげることができる。

ヒューマニズムとは、人間の本質「人間的なもの」を何よりも大切にする思想である。このことについて務台氏は、人間の生命、人間の価値、人間の創造力を何よりも大切にし、これらをいっそう豊かなものに高めるため人間的なものは人間的なものに奉仕することがヒューマニズムの精神であると論じており、「ヒューマニズムは人間の生命、人間の価値、人間の創造力を全面的に肯定し、それをいっそう豊かなものにするために、これを不当におびやかす押しまげることの非人間的、反人間的な力と斗わねば¹⁶」ならないとしている。

このヒューマニズムは資本主義中心の世界観からくるブルジョア的ヒューマニズムでもなく、また社会主義国家の世界観とするプロレタリア的ヒューマニズムでもない。現代の社会状態の中でいろいろな危機意識が高まって、大きな不安を感じその克服に懸命に努力しようとしている時、この両者の弁証法的に止揚する新しいヒューマニズム、すなわち人類共同体の形成を旨とする全体的な

人間のヒューマニズム、すなわち、「人類ヒューマニズム¹⁰⁾」の出現こそ必要なときである。

このような社会状況の中において、スポーツ観も異なる二様相を示している今日、アマチュア、プロフェッショナルを問わず、イデオロギーにまどわされることなく、もっとグローバルな立場からアマチュアリズムを考えなければならない。スポーツを愛するが故に行うのであれば、それは「スポーツを愛するヒューマニズムであり、ヒューマニズムから出たスポーツのこころ¹¹⁾」とでも概念づけるものでなければならない。すなわち、アマチュアリズムは、アマチュアとプロフェッショナルの関連において考えるのではなく、スポーツの価値、本質より考え人間の尊敬にあたいする実践的理想とならなければならない。

(スポーツマンシップ)

スポーツマンシップは、スポーツにおけるマナーやエチケットを総称する言葉であり、スポーツの長い歴史の中で培われてきた慣習的な道徳精神である。これは単にスポーツの場でスポーツマンに発揮することを望む精神であるが、翻って考えるならば、それはスポーツマンが日常生活においても社会生活全般にわたって守らなければならない行動基準であり、人間規範である。

スポーツマンシップの意味することは「公明正大に戦う」、「正々堂々たる舞い」、「美しい試合態度」、「審判の判定に正しく従いルールを守る」など、スポーツの場における躰や礼儀作法に当たり、それはフェアプレーの精神に他ならない。フェアプレーの精神は、スポーツマンシップの中核をなすものであり、総てのルールを遵守するところの公正、公平、誠実と正直の精神である。これは自己に対しても、相手に対しても変ることのない良心である。

フェアプレーは、力と正義の理想的な調和として闘争に人間的質を与えるものであり、スポーツの場においてのみ発揮されるものではなく、すべての競争場面で遵守されることが要求される。すなわち、フェアプレーの原則は、人生を通して家庭においても政治においても変ることのない精神であり、自他共に法則を守って公平を期する精神である。

このようなスポーツマンシップの性格は、スポーツの発生に伴い歴史の変遷の中で特定階級によって作出されたものではなく、大衆の交友活動、社交の場という現実の具体的な行動体験を通して生まれ培われてきたものである。そして、スポーツマンシップは、人間肯定の精神を基盤とした平和と友愛に満ちた実践的理想であり、ルールを尊法する精神としてプレーヤーの平等性、公平性

ということが中心となっている。換言すれば、伝統性、親善性、現実性、大衆性、民主性、国際性、平和性、自由性、平等性、明朗性、慣習性という人間精神の根源をすべて包含する人間性に立脚したスポーツ規範といえる。

このスポーツマンシップの系譜は、近代スポーツの発祥の地であるイギリスのジェントルマンシップにみることができる。近代スポーツを生んだイギリスは、超倫理的な一つの人間理想としてのジェントルマンを形造った。このジェントルマン理想は、人間性の真髄をなすものであり、それは中世騎士の道徳的理念であった騎士道を根源としたものである。

騎士道の理想は、ヨーロッパ文化において決定的な役割を果たした幾多のことがらと同様、フランスを発祥の地とする。その理想の一部は吟遊詩人などにより、ヨーロッパの宮廷から宮廷へと流れ歩く間に磨き上げられて行ったものである。この騎士道精神は力に優雅を添え、闘争に美を添えるものであり、西洋における最高の知性である。なんとすれば、騎士道精神はヨーロッパ人がどうしてものがれることのできない永遠の闘争を形式と遊戯によって明るくするものである。かくして騎士道精神は、行動と闘争の神聖化を生んだ。騎士道は勇気と正直と戦闘やその他取引一般で策略を用いないこと、思いやりや礼儀の細やかさと、女性に対する特別の態度に重きを置き、戦闘の仕方を規制し、戦闘を貴族のスポーツ試合のようにすることを狙ったものである。騎士道の理想は「勇敢と名誉と忠誠にあった¹²⁾」。この理想はキリスト教の価値と異教の価値という相容れることのない二つの理念、すなわち愛と力を統合して生れたものである。

この精神は、騎士の間に長く生き続けたのみならず、すべてのヨーロッパ人の潜在意識の中に残されたのである。騎士の価値と様式は、イギリスの市民階級が自由を獲得することによって、封建的な階級的な性格と直接関係しない範囲において、市民階級に受け入れられ革新され騎士の感覚をもった市民の生活様式となり、次第に騎士的要素から市民生活に適応した一つの人間理想として、ジェントルマンをつくった。これは優しい人間の理想である。

「gentleman」という言葉は、フランス語の複合語——「gentil homme」から派生している。これは二つの部分から成立しており、gentil は「良家の」という意味をもっていたが、後に「人を歓ばせる」、「魅力的な」とかを意味するようになった。homme は「人」の意味である。gentil の第二義は「洗練された人」、「行儀のよさ」、「上品さ」とかいった良家の出身者が当然備えているとみなされることがらに、そのまま結びついていた。故に、紳士は生れつくるのであってなるわけにはいかなかった。

中世初期以降のヨーロッパにおいては、紳士は紋章を許された家柄の男子のことであった。紳士はフランスではしばしば *de* を名前の頭につけて区別し、ドイツでは、*Von* であり、ヨーロッパのどの国においても、それは常に生れの問題に他ならなかった。ところが、イギリスにおいては、かなり古くから出生だけでは紳士でないという考えが育ちつつあった。生れによって特権が与えられる階級という概念に対しては、すでに憎悪が芽生えつつあった。そして出生とは別に紳士たるに必要な何かがあるという観念も進行していた。偉大な詩人チャーターは、イギリスの理念の形成に大きな影響を与えたが、彼は「紳士のように」行動するものは誰でも紳士であると、ある一節で述べている。

ジェントルマン理想は名誉と形に関する理想であり、正義と自由を基盤とし、自らの権利と同様に他人の権利をも尊重するものである。「ゼントルマン理想の倫理上の核心は、礼儀、公明、誠実、勇敢、自制、寛大、雅量、温和、忠実、信頼性、丁寧、肉体および精神の清らかなこと、婦人に敬意を払い、あらゆる攻撃にたいして婦人を守護すること²¹⁾」などであり、それは自分のみならず他人をも尊重する精神に他ならず、フェアプレーを最高の法則として尊重するものである。すなわち、ジェントルマン概念の核心をなすものは、礼儀正しい人間であり、ここに礼儀作法の根本原則をみることができ、これはスポーツマンシップに相通ずるものである。また、利益と名誉の二つの価値の選択をせまられた場合、ジェントルマンは名誉を常にどこにおいても利益よりも優先せしめることを求めるものであり、ここにアマチュアリズムの根源をみることができる。このジェントルマン理想こそ、風土と本能に根ざす生きた行動規範ということができ、ここに古代ギリシアの人間理想としたカロカガティアの再現をみることができる。

このようにして19世紀に入り産業革命を中心として資本主義社会を確立した新興市民階級は、イギリスにおける貴族階級の社交手段として、また庶民階級の娯楽として発展してきたスポーツを、近代スポーツとして定着させ発展させた。かくして、彼等の自由と平等と友愛の精神は、次第にスポーツにおいてフェアプレーの精神、アマチュアリズムとして理念づけられ、スポーツモラルが人格育成、人間教育にかかわるものとして醸成され、イギリスが求める理想的人間像をスポーツマンに求めようとしたのである。

特にその頃、パブリックスクールなどで培われた *athleticism* によってスポーツマンシップという独自のスポーツモラルが育くまれつつある中で、ラグビー校の校長アーノルドは、スポーツの場におけるスポーツマンシッ

プこそジェントルマンシップに相通ずるものとして、将来のイギリスを担って立つジェントルマンの道徳上の基礎を一般に広めるための最も自然な形式としてスポーツを把え、教育に位置づけたのである。かくして、アーノルドの妥協と政策と理想から生まれたスポーツによる教育は、品性や人物を養成する人間教育、性格教育という道徳的な面から重視された。

このようにしてパブリックスクールで行われたスポーツは、個人をチームに融合し、全体のために闘う「自己犠牲的 (*Unselfish*)²²⁾」なイギリススポーツとして、ラグビーなどは高く評価され、学校スポーツを通してジェントルマンシップの養成に寄与したのである。そして、スポーツは、「パブリックスクールというろ過器をとおして洗練され、紳士の行動様式と結合して倫理的性格を強調するようになった²³⁾」。このようなイギリスにおけるスポーツマンシップは、騎士道精神を根源とするジェントルマンシップからスポーツマンシップの系譜のなかで育くまれ、スポーツ技術の軽視、勝敗に対する無関心というイギリス独得のスポーツマンシップの概念が形成されるにいたった。

次に我が国のスポーツマンシップは、どのような過程をたどり形成されてきたかを考えてみたい。

歴史的にみて、それは諸外国に例のない特異な過程をたどってきたといえる。これは、我が国の伝統的精神の根源をなす武士道が、スポーツマンシップの形成に大きく影響したためである。

我が国のスポーツマンシップの根底をなす武士道は、中世より明治維新に至る約700年に及ぶ長い封建社会において、支配階級であった武士の道徳規範であった。これは武士の社会生活の中で実践を通して形成された道徳であり、仏教（特に禅思想）や儒教を思想的背景とし、文武両道思想として定着したものである。この武士道は、封建制度が崩壊した後も国民の基本的精神として残存し、明治期以後のナショナリズムとあいまって、忠君愛国思想と結びついて変容し、第二次大戦後の民主主義社会においても、我が国の伝統精神として特殊なモラル体系をなしている。

明治維新を境とする近代日本は、欧化主義による近代化の反面、意外に国粹的、保守的な傾向を強く示した。それは特に精神面で顕著であった。それ故に国粹主義の抬頭と関連し、前近代的な「武士的」精神が近代日本の精神構造に大なる影響を及ぼすに至るのである。もち論、日本の近代化政策によって、本来ならば「武士道」は息の根を止められてしかるべきものであるが、明治維新が全国的自覚による革命でなく、一部の武士や同調者によって行われた政権の譲渡であって、近世から近代への

転換に徹底を欠いたこと、及び近代日本の指導者層に力める武士の力が大きかったことなどが、武士の努力と武士の倫理である「武士道」を近代日本に残存させる原因となったのである。さらに、第二次大戦後の我が国の民主化も、明治維新と同様のパターン（質的には異なる）によって行われ、国民の主体性を欠く外からの変革による民主主義への移行であったため、武士道精神が特殊な精神風土として定着していることは認めざるをえない。つまり、ヨーロッパの騎士道精神が、市民感覚によって革新され風土と本能に根ざす生きた行動規範となったのに対して、我が国における武士道精神は、主君に対する忠を根幹とする道徳であって、成立の社会的条件は、非常時を前提とする戦いの規範であり、また、時の支配者層の政策に利用され、タテ社会の関係において残存し、洗練化されることなく伝統的な精神に於てあがられたのである。

明治期は、西欧思想と我が国の思想の合流点である。スポーツが我が国にもたらされたのもこの時期であり、その時点において我が国のスポーツマンシップは、イギリスのフェアプレーの精神に賛同しジェントルマンシップを肯定しながらも、武士道を根源とする伝統的精神と結びついて変容され定着し、独特な性格をもったスポーツモラルとして形成されたのである。

これについて、木下氏は「近代日本のスポーツは、巨視的にみれば、欧米のスポーツとなら本質的に異なる点がない。しかし、こうして形成された日本のスポーツには、本質的に欧米のスポーツとは異なった一面のあることを見落せないし、しかも、それが、近代日本のスポーツをして、まさに、「日本的スポーツ」、たらしめている点からみて、近代化イコール西欧化が真実であるのと並んで、近代化するなら反西欧化という点からも展望する必要がある……この結果、近代日本のスポーツは、形態においては西欧化を主軸とし、意識においては日本の特質を中心として、展開することとなる⁸⁴⁾と論じている。そして「欧米から摂取されたスポーツは、イギリス的スポーツ教育の理念を背景に、価値あるものとして認識され奨励される一方、富国強兵の時代を反映したナショナリズム的スポーツ観や、勝利至上主義的な武士的スポーツ観、さらに野次集団にみられる後進国的スポーツ観などの特質を有する“日本的”スポーツ観を形成する。これは、欧米スポーツ先進国にはみられなかった日本のスポーツの特色である⁸⁴⁾」。このような複雑なスポーツ観を背景とした我が国のスポーツは、殖産興業富国強兵政策と相まって、軍国化の道をたどり、武士的名誉を讃美し強調しつつ発展する。すなわち、伝統的な精神的風土、明治期以後のナショナリズム、国家主義

思想を背景として国威発揚、愛国心、郷土愛、愛社精神、母校愛といった集団の利害関係がからみ、勝たねばならないという重荷を背負う異常なまでの真剣勝負として、勝利至上主義的なスポーツモラルが確立された。

スポーツには勝敗はつきものであるが、我が国におけるスポーツは、特に武士道倫理（武士的道徳）が近代スポーツの勝敗に受け継がれたため短絡的に結びつき、スポーツ本来のプレーや娯楽性が希薄なものとなった。特に先進諸国のスポーツと比較して、我が国のスポーツについて感じることは、勝つことや完璧さへの執着心が強力で、それが特徴となっている。確かに、スポーツには勝敗はつきものであるが、我が国では勝つことに最大の目標をおき、そこに直線的に突進しているように思う。これは、所属集団の利益、帰属社会の利害など、その有形無形の負担が「勝つこと」を強要し、『学校・郷土・国家の榮譽のために「何が何でも勝たねばならぬ」「決死の特攻精神」や「必死の根性」を強調するのである。選手自身は、そこにスポーツマンのカッコ良さに惹かれ、酔い、周囲はそれをより以上におおきく、スポーツ美学的雰囲気醸成していく⁸⁵⁾ためであり、武士的名誉を重んじる勝利至上主義のあらわれに外ならない。

我が国のスポーツマンが競技に勝って、うれし涙を流し、負けてはくやし涙を流すということは、勝つことを強さの感情的あらわれである。そして、競技に勝つことは、武士道における生死を賭けた仕合にも似た「勝＝生」と同等の価値をもつ武士的スポーツ観に根ざすものである。逆に、それが不可能な場合には、死を選ぶ結果さえ招くことのあることも見逃すことはできない。また、勝つためには手段を選ばずという思想は、スポーツをとりまく大衆の日本の精神的反映であり、勝利至上主義や手段を選ばずという風潮などが、青少年に直情的に現われ、仕事や学業の余暇にのみスポーツを楽しむという純粋なアマチュア精神をも否定し、青少年の精神をも不腐においやる傾向にあることも見逃すことのできない問題である。

戦後30年、民主主義体制の確立と相まって、スポーツも新しい理念によって民主化され、極端な勝敗観は薄れスポーツ本来の姿をとりもどしてきたが、なおかつ、我が国の特殊な精神的風土から離脱することのできない側面が、スポーツ観の根底に流れ、本来のスポーツの本質からはみだした真剣勝負的な心情が、今なお残存していることは否定できない。

今後、我が国のスポーツマンシップが真の「スポーツモラル」として作用するためには、従来の勝利至上主義的な考えから脱却し、友愛精神を基盤とするヒューマンシップによって貫かれたスポーツモラルに変革しなければ

ばならない。

ま と め

スポーツの世界は、生活空間から遊離した特殊空間であり、人種や民族を超え、国家や階級や宗教をも越えた自由と平等と友愛を基礎とする純粋な世界である。しかしながら、現代の国際社会において、世界の二様相を示している資本主義と社会主義の対立は、身体文化（スポーツ）に対する考え方の相違を生みだし、価値観の相違をも生みだしており、スポーツも当然、この影響を受けてスポーツ本来の姿が歪められ、利用的価値として位置づけられている。しかし、このような国際社会において、スポーツのルールだけは、どの集団社会においても自然な形で受入れられ自他共に認識し素直に肯定されているものは他に類をみない。

しかるに、スポーツのルールは、相異なる集団においても適用されなければならないものであり、集団が異なってもそれぞれの成員は、共通のルールに従って行動しなければならない。そのためには異なった集団、あるいは集団の成員が、お互いにそのルールを遵守するために努力する。これがスポーツルールのもつ特徴であり、ここにスポーツルールの超党派的国际性をみることができ。

我々は今、それを再確認した上で、スポーツ活動の純粋性とスポーツルールを厳守することによって結ばれる人間関係が生活利害を超越した高尚なものであり、イデオロギーや政治を超越したところにスポーツの存在価値のあることを認識し、スポーツルールを人類共同体の原点とし、平和を維持して文明を救う第三の政治理念としての友愛精神をはぐくまなければならない。

また、辛じて人間らしさを与えているスポーツのアマチュアリズムが、我々の手から奪われようとしている今日、我々は、愛し楽しむために行うスポーツだけでも、その純潔さを汚したくはなく、あまりにも物質中心の社会において、スポーツだけは精神文化であるという誇りを持ち続けたい。そのためには、アマチュアリズムがスポーツ（アマ・プロ含めた）の行動規範として、国際的に統一されより洗礼化され止揚されることを望む。

この際、スポーツの原点へ立ち返り、スポーツの遊戯性を確認し、プロスポーツについては遊戯の領域から離れた生活領域として把え、スポーツの姿をより明確化し、アマスポーツとプロスポーツを統合する原理を見いだす必要がある。そのためには、現代のアマチュアリズムのブルジョア的、差別的な特質にかわる新しい精神が出現されなければならない。

この新しい精神として、我々は「人間らしさ」をあげることができる。これは、人類ヒューマニズムの精神である。これこそ、アマチュアリズムの根本原理として働き、かつ、スポーツの相互作用によって、この思想と行動のヒューマニズムをスポーツの場において上昇させ、人間性回復へと結びつく実践的理想主義として、また、スポーツ規範の中核として刷新されなければならない。

次に、我が国のスポーツ観は、我が国の伝統的精神を基盤とする競技よりも闘争的な勝敗が強調され真剣勝負的、果たし合い的な性格が、今なお残存している。それは、スポーツ本来の遊戯的性格を過少評価したものであり、これは完璧性を追求しようとする国民性と相まって闘争本能がかきたてられ、スポーツを見る時も行う時も競争ではなく果し合いとして把えようとする日本の精神構造に深く根ざしているためである。そして、それは、現代における資本主義社会の優勝劣敗であり、スポーツに移行された社会ダーウィニズムに他ならない。

日本の伝統精神の根底を流れる武士道精神は、勝つことのできる精神であり、負けじ魂であった。しかし、「競技の場」は、競争と協同の場である。競争心のないところに進歩発展はありえないが、競争心が協力心を押し、闘争に移行するならば、人類は破滅する。戦ってしかも調和するとき、そこに始めて永遠の幸福と繁栄が人類にもたらされる。この調和させるものとして、スポーツマンシップが生きてくる。今日までの我が国のスポーツマンシップにおいては、「よき負け手」となることを忘却されてきたきらいがある。我が国において、負けることは、己の恥とし、学校、郷土、国家、会社などに対し不名誉なこととされた。しかし、スポーツマンシップの要求する「きれいに負ける」ことこそ、フェアプレーの真髄ではないだろうか。

スポーツ本来の姿が遊戯的要素を基盤とするものであるならば、スポーツはむしろ闘争から解放され、それを超越した世界の出来事として位置づけなければならない。そのためには、武士道美学に止揚されたスポーツ観から脱却することが先決であり、これまでの死の哲学から、人間存在の基盤、原点としての生命尊重につながる生の哲学を理念とし、日本人の精神構造の二重性（タテマエとホンネ）の矛盾を整理し、勝利至上主義的スポーツ観を、自らの力を出し切った結果の充実感をより強く求めるために最大限の努力をすとする、イギリスのスポーツ観へ変革しなければならない。

スポーツの規範は、スポーツマンが遵守しなければならない規範であるが、スポーツの特殊空間の出来事として把握するにとどまるのはあまりにも価値がない。いかなる集団においても、その集団個々の規範があり、その

集団を規制しているが、その根底にはすべてのものに通じる「人間らしさ」、人類ヒューマンイズムの規範が存在していることも確かである。この人間性を基盤とする精神や道徳が置き忘れられ、その集団内の結束に必要とする規律だけが守られ、部外者は受け入れないという法則は危険極まりない思想である。

今日の世界平和をながめてみると、核の傘の下での平和しかありえないとする考えが生れるのも当然であり、これほど人間性を無視した平和は他にないと思われる。本当に人類の平和を願い、人類共同体として発展するためには、イデオロギーや思想によって影響されることのない自然の法則、すなわち、人間としてのあるべき姿、共通に理解しえる常識（コモンセンス）を中核とする道徳規範を掘り起さなければならない。

そのためには、スポーツの大衆化、国民スポーツが呼ばれている今日、スポーツが我々人間を、人間らしさの基盤へと立ち帰らせる働きをこそ、スポーツの価値は高まり、スポーツの意義が認識される。そして、スポーツマンシップは、スポーツの活動中に一種の慣習として出来上がり、また、スポーツマンの人格として形成され、それが自然に発揮されることが期待される。しかしスポーツを行うことが、そのままスポーツの価値実現に結びつくものではなく、人間が自然現象や自己超越のための戦いとしてスポーツを追求する過程において、スポーツマンシップや行動の基準が養われ、人間性が高められ、生活が豊かになり、生活に喜びが与えられていく時、そこに始めてスポーツの価値が実現する。

C. Dlemは「スポーツは自由と平等の基盤において公正さを試練するものであり、しかも最高の精神的要求を厳しく試すものである²⁰⁾」とし、ルールを守ること以上にスポーツ的な騎士道精神（スポーツマンシップ）を重視し、人間が高邁な精神をもって、完全にならうと努力するところに価値を見出している。すなわち、「肉体は精神に至る門」として、身体と精神の調和が図られるところにスポーツの本質をみることができる。そして、スポーツにおけるフェアプレーによって、人生は浄化され、最高の競技となり、力と形の調和を生み、強さと美しさのハーモニーが奏でられるのである。

スポーツこそ平和であるならば、スポーツ規範こそ、生命尊重の理念として、真の平和の基礎となり人類愛の高揚に努めなければならない。そして、かつてイギリスが、そうであったように、人生のすべてを一種のスポーツとして把え、すべての事象を「スポーツマンシップ」で受けとめるという考え方に立脚した、新しいジェントルマンの養成こそ、スポーツによって行うべきであり、それは、我々に課せられた大きな使命でもある。

注

- (1) 岡本栄太郎：いらすと法学，法律文化社，p.69，(1972)。
- (2) 田畑忍：法学概論，三和書房，p.81～82，(1972)。
- (3) 井上茂（編）：現代法思想，岩波書店，p.69，(1966)。
- (4) 前掲書(2)，p.86～87。
- (5) 前掲書(2)，p.97。
- (6) 前掲書(3)，p.3。
- (7) 前掲書(3)，p.3。
- (8) 前掲書(3)，p.3～4。
- (9) 前掲書(3)，p.18。
- (10) 前掲書(3)，p.7。
- (11) 菅原礼：体育社会学入門，大修館書房，p.62，(1975)。
- (12) 高部岩雄：体育学原論，逍遙書院，p.57～58，(1974)。
- (13) 井上春雄：アマチュアリズム，逍遙書院，p.181～，(1965)。
- (14) NHK海外取材班：スポーツと社会，日本放送出版会，p.105，(1970)。
- (15) 前掲書(14)，p.128。
- (16) 務台理作：現代のヒューマンイズム，岩波書店，p.27，(1965)。
- (17) 前掲書(15)，p.152。
- (18) 佐藤和兄：スポーツ概論，明玄書房，p.20，(1964)。
- (19) 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.2，(1964)。
- (20) 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，鹿島研究所出版会，p.89，(1963)。
- (21) 岸野雄三：体育の文化史，不昧堂書店，p.151，(1964)。
- (22) 竹之下休蔵・磯村英一：スポーツの社会学，大修館，p.224，(1965)。
- (23) 木下秀明：スポーツの近代日本史，杏林書院，p.97～98，(1970)。
- (24) 前掲書(23)，p.119。
- (25) 牛島秀彦：スポーツと日本人，体育科教育，Vol.20，No.1，p.51，(1972)。
- (26) カールデーム，福岡孝行（訳）：スポーツの本質と基礎，法政大出版局，p.16，(1972)。

文 献

- 田畑忍：法学概論，三和書房，(1972)。
- 井上茂(編)：現代法の思想，岩波書店，(1966)。
- 岡本栄太郎：いらすと法学，法律文化社，(1972)。
- 務台理作：現代のヒューマニズム，岩波書店，(1965)。
- 井上春雄：アマチュアニズム，逍遙書院，(1965)。
- 体育原理研究会(編)：スポーツ規範，不昧堂出版，(1974)。
- NHK海外取材班：スポーツと社会，日本放送出版協会，(1970)。
- 井上春雄：オリンピック競技とアマチュアリズム，明玄書房，(1963)。
- 佐藤和兄：スポーツマンシップ，明玄書房，(1959)。
- 木下秀明：スポーツの近代日本史，杏林書院，(1970)。
- W・H・ネヴィンソン，石田憲次，石田泰(共訳)：英
国人，南雲堂，(1966)。
- トニ・マイエール，大塚幸男(訳)：イギリス人の生
活，白水社，(1963)。
- プライス・レゲット：紳士道と武士道，サイマル出版
会，(1973)。
- デュ・ピュイ・ド・クラシャン，川村克己，新倉俊一
(共訳)：騎士道，白水社，(1963)。
- 新渡戸稲造，名和一男(訳)：武士道，日本ソノサー
ビスセンター，(1968)。
- 藤直幹：日本の武士道，創元社，(1956)。
- 斉藤正二：「やまとだまし」の文化史，講談社，
(1972)。
- 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，鹿島研究所出版会，(1963)。
- 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，(1965)。
- 会田雄次：日本人の意識構造，講談社，(1972)。

「ガザに盲いて」について —— 人間と再生 ——

三 浦 良 邦

On *Eyeless in Gaza*

—— Man and Regeneration ——

Yoshikuni MIURA

Eyeless in Gaza (1936) is a novel of a man's spiritual and moral regeneration, as can be judged from Milton's *Samson Agonistes*, from which the novel's epigraph is quoted. Anthony Beavis, the protagonist, enjoys a free and irresponsible life, but realizes the non-existence of his way of life, and regenerates. In other words, Huxley tries to find out how man should live, depicting the disorder and disillusionment in the early 1930s. This book also shows, concerning Huxley, that he converts himself from a life-worshipper to a pacifist and mystic. In this study I want to trace the process of Anthony's growth, and also to investigate the change of the author's thought and this novel's characteristics.

ハックスレーは、小説巻頭のエピグラフに、内容と深い関係のある文をしばしば引用する。「ガザに盲いて」のエピグラフ、「ガザに盲いて奴隷と共にうすをひき」は、ミルトンの「闘士サムソン」からの引用である。剛力無双のサムソンは、愚行の果てに囚われ、両眼をえぐりとられて盲目になるが、精神的開眼をなし、ペリシテ人を倒すことができた。

このような話しから想像されるように、この小説は、人間の精神的成長、道徳的再生を扱った作品である。青年時代に自分の臆病で卑怯な性格のために、友人を自殺に至らしめた人間が、過去を忘れて、現在にのみ自由で無責任な生活を享楽していたが、過去の記憶からにげきれず、生活態度を悔改めて生まれ変わる物語である。ハックスレーは、前期小説において、知性と諷刺を手段に、第一次大戦後の知識人の混乱と絶望を描写したが、そこから立直る、人間が存在するに信ずべき支柱となる信念を見出せなかった。しかし、この小説においては、主人

公は、精神的に苦悩し成長しながら、人間が人間として存在する価値を発見し、それによって時代の混乱を救おうとしている。このことを、ハックスレーの思想に関して考えるならば、作品は、彼の思想的転向を示すものであると指摘されているように、⁽¹⁾彼が前期の「生の讚美者」の哲学を離れて、平和主義と神秘主義に人間の進むべき方向を見出したことを示している。本稿では、主人公、アントニー・ビーヴィスの自己変革の過程をたどり、合わせて作者の思想的変遷、小説の特徴を考察したい。

I

人間の再生と言う場合、ある時点を基準にしたそれ以前とそれ以後の極端な別個の生活があるわけであり、それぞれの段階を提示する必要がある。ハックスレーは、アントニーの五つの成長段階を通して、それを描いている。その段階とは、次のようなものである。

1. 20世紀初頭、母親の死の直後、バルストロウドの生徒であった時期。
2. 第一次大戦直前のオクスフォードでの青年時代。親友ブライアン・フォックスの自殺が中心。
3. 1920年代後半のロンドンで、社会学者として世に立っている。
4. 1933年8月、42歳の誕生日から1934年1月、ジェイムズ・ミラーに出会い、以前の生活様式を拒否し、新しい生活を求め始めるまで。
5. 1934年4月から翌年2月に至る、再生の過程における生活。主に日記の形で書かれている。

アントニーの再生前の生活態度は、第1章において、彼と愛人のヘレン・レッドウィッジ（彼の学友のヒュー・レッドウィッジの夫人）との愛のない関係に具体的に表現されている。

As though she were in hell …… The hell of her grotesque marriage; other hells too, perhaps. But he had always refrained from enquiring too closely into their nature, had always pretended not to notice when she herself offered to be his guide through their intricacies. Enquiry and exploration would land him in heaven knew what quagmire of emotion, what sense of responsibility. And he had no time, no energy for emotions and responsibilities …… He acted as if he could detect in her face nothing but its external beauties of form and texture. (pp. 3-4)

彼女は、彼を愛したのであるが、彼は、彼女が与えようとした愛を拒否し、愛し返すことをも拒絶したのである。彼は、「愛するよりも無責任な肉欲」(PP. 323-4)を、いかにすれば、彼女が、彼の「超然とした肉体的満足という目的的手段」(P. 324)になることを主張したのである。

このようなアントニーの女性に対する無責任な色欲は彼の人生に対する態度を端的に示している。彼は、「感情の泥沼」(P. 4)に陥ることを恐れて、他の人間との間に精神的・情緒的な関係を持つことを極度に避けているのであり、すべての事に責任を持つことを拒否しているのである。彼は、「科学時代の懐疑家」⁽²⁾、「超然とした哲学者」(P. 4)であり、自分の仕事である社会学に没頭し、仕事以外の一切の事に巻き込まれるのを回避しているのである。

これが、1933年8月30日、アントニーの42歳の誕生日の姿である。しかし、彼は、自由で無責任な生活を楽しんでいるかといえば、そうではない。絶えず、過去の記憶に悩まされている。彼は、ヘレンと屋上で日光浴をし

ていて、彼女の母であり彼の最初の愛人であったメアリー・アンバレーのことや、学友のブライアンと遊んだチルトン連山の採掘場や、崖の下にあった彼の死体を思い出す。また、12章の例の「犬の死骸」の夜にも、記憶はよみがえる。

A huge accumulation of neglected memories broke through, as it were, into his awareness. Those snapshots. His mother and Mary Amberley. Brian in the chalk pit, evoked by that salty smell of sun-warmed flesh, and again dead at the cliff's foot, among the flies—like that dog……(pp. 167-8)

母の死とメアリーとブライアンの死体は、アントニーにとってどういう意味をもつのか。すべての出来事には、原因があり、結果がある。彼の無責任な生活が結果だとすれば、原因は彼の「35年間の意識的生活」(P. 23)である。では、彼の過去とはどのようなものであるか。

まず、アントニーは、少年時代に母の死に直面する。このため、彼は、自己の殻に閉じこもり、自分の感情を素直に表現できなくなる。彼は、母の葬式に行く列車の中で、母の死という現実と直面するのが恐ろしく、窓から見える広告の「紅茶茶わんの中の牛」(P. 26)を数えていたのだった。また、母の死の直後、学校の寄宿舎で、ヒューをマーク・スティセズ以下ほとんどの級友と一緒にいじめた時、彼は、率先して悪ふざけをする。この時、ブライアンは制止するのであるが、彼も心中ではそれはいけななことだと思いつつ、正しいと信じることをする勇気がなく、周囲に押流されてしまう。このような彼の決意と実際、知識と実践の相違は、少年時代には普通ありがちなことである。人間は、成長するにつれて、他の人間との関係によって、道徳的良心を育てていくものである。しかし、彼には、良き指導をしてくれる適当な人が存在しなかった。母はすでになかったし、代りにブライアンの母と彼の父がいたが、二人ともアントニーとは精神的交流はできなかった。彼は、ブライアンの家庭で、フォックス夫人との交流によって、一時的に勇気を持ち、母の死を恐れなくて考えられるようになるが、その後なんとなく近よりがたく離れてしまう。父は、情緒的に欠けたところがある、感傷的な言語学者で、息子の気持を理解せず押しきせであった。

大学生になって、アントニーは、メアリーに出会い、彼女の虜になり彼女と愛人生活を送る。彼女は、肉体的愛を唯一とする享乐的な女性で、彼に愛の存在しない色欲を教え、彼のシニシズムを増大させたのであった。そうこうするうちに、彼は、親友ブライアンを自分の言動のため自殺させてしまう。ブライアンとは、彼は、唯一の通常人間関係を保っていたのであるが、その彼を自

殺させてしまうのである。その当時、ブライアンは、ジョン・サーズレーと恋仲になっていたが、彼女に対する自分の肉体的欲求を恥じ、一時マンチェスターへ働きにでる。アントニーは、友人の依頼で時々ロンドンにいる彼女の様子を見に行く。そして、彼は、愛人のメアリーにけしかけられて、彼女にキスをする。そのため、彼女は彼を好きになる。彼は、ブライアンに会ってその事を話そうとするが、いざ話すだんになると、生来の臆病な性格のため、勇気がでなく、なんとか口実を見つけ自分自身を納得させ、話さないでいる。そのうち、ブライアンは、ジョンの手紙ですべてを知り、友人の裏切りを知って自殺する。このことは、アントニーの一生に重大な影響を与え、彼は、その後過去に目をつぶり、現在にのみ無責任に生きるのである。

II

さて、現在のアントニーの姿を、別の意味で、つまり人格としてとらえるならば、彼は、普通の意味での首尾一貫連続した人格を持たない。彼は、「1914年の人間は1926年の人間に關与するどんな権利があるのか」(P.151)と述べているように、過去も現在も未来もない、「多少調和しない状態の連続にすぎない」(P. 148)のである。

‘It was left to Blake to rationalize psychological atomism into a philosophical system. Man, according to Blake (and, after him, according to Proust, according to Lawrence), is simply a succession of states. Good and evil can be predicated only of states, not of individuals, who in fact don't exist, except as the places where the states occur. It is the end of personality in the old sense of the word. (p. 144-5)

人格を喪失したというのが、アントニーの人格の特徴である。そして、彼のこの人格論は、「彼の過去の行為を忘れるための試み」⁽³⁾であり、彼自身を正当化する理論である。人間は、単なる瞬間瞬間の存在にすぎないのであるから、彼は、過去とはなんの関係もなく、従って、過去の行為に責任を感じる必要がなく、自由な存在なのである。

彼の人格の喪失は、この小説の複雑な構成と結びついているように考えられる。⁽⁴⁾小説は、日付がつけられた全54章から成立しているが、物語は、年代順に進むのではなく、時間的に前後に自由に動く。例えば、1章は、1933年8月30日、2章は1934年4月4日、3章は1933年8月30日、4章は1902年11月6日、5章は1926年12月8日の出来事を扱っている。しかし、小説は、年代順に並

べかえて読んでも、その本質的意義は失われないのである。⁽⁵⁾ 作者が、このような構成を考案したのには、様々な理由がある。しかし、最大の理由は、章の配置をアントニーの再生前の人生観に一致させるためであったのではないかと考えられる。彼が、過去も未来もない、「自己充足の原子的現在」(P.25)に刹那的に生きる時、彼の一生は連続しない。それ故、彼の生涯を年代順に示す必要もないのである。小説の構成は、主人公の人格の喪失、生き方そのものを象徴しているのであり、彼が自分の一生を再構成すべきだということをも表現していると考えられる。

元に戻って、彼の人生観の実体について、もう少し考えたい。彼は、既述したような人格論に従って生きようとするが失敗する。人格の喪失の行きつくところは、人間の非存在であるからである。以下は、彼が再生を決意してからの考えであるが、彼は、マークとの会話で次のように述べている。彼は、過去何年も人間として存在していなかった。動物ではないのだから、選択の自由があった。つまり、故意に自分を非存在にしてきた。その弁明として、仕事が大事であるとか、自由でいたいという口実を作った。そして、マークに「君が存在しないのにどうして君は自由になり得るのか」と問われて、彼は、次のように答えている。

‘I've always put it the other way round,’ said Anthony. ‘How can you be free—or rather (for one must think of it impersonally) how can there be freedom—so long as the “you” persists? A “you” has got to be consistent and responsible, has got to make choices and commit itself. But if one gets rid of the “you”, one gets rid of responsibility and the need for consistency. One’s free as a succession of unconditioned, uncommitted states without past or future, except in so far as one can’t voluntarily get rid of one’s memories and anticipations.’ (p. 365)

実際問題として、彼は、記憶を追払うことはできなかったのであり、彼の仮定は失敗したのである。彼は、再生するより他はないのである。

アントニーの失敗は、人間は、過去・現在・未来と相關関係にあり、出来事には原因と結果があり、過去の行為は現在に影響する、ということの意味する。そして、このことは、とりも直さず、ハックスレーの前期の「生の讚美者」の生活哲学の否定である。⁽⁶⁾ 彼は、「何をしよう」と(1929年)の「パスカル論」中、人間性の矛盾し、対立するすべての要素——精神・知性・肉体・本能——を等しく重んじ、矛盾を感じながらも、それらの調和の

とれた生活を考えた。しかし、これを一步進めると、アントニーのように、瞬間瞬間の自我をうけいれることになるのである。次は、「生の讚美者」の叙述のすぐあとの文である。

In a word, he will accept each of his selves, as it appears in his consciousness, as his momentarily true self. Each and all he will accept—even the bad, even the mean and suffering, even the death-worshipping and naturally Christian souls. He will accept, he will live the life of each, excessively. (pp. 282-3)

III

アントニーの再生後の姿を調べる前に、彼と作者の前期小説の主人公との類似性を考えたい。アントニー（従ってハックスレー）が当面している問題が一層明瞭になる。ハックスレー自身、知性が発達し、他人との個人的接触がにがてで、情緒の欠乏を感じていたようであるが⁽⁷⁾彼の小説には、初期の作品から、彼によく似たハックスレー的人物(the Huxleyan hero)⁽⁸⁾が登場した。彼らは、抽象的思索の世界に住み、知性と感情の分裂に悩み、知識と実行力のなさとの間で苦悩したのである。ミラーは、アントニーを次のように分析している。

'Not in theory perhaps. But in practice—how can you be anything but a dualist? What are you, Anthony Beavis? A clever man—that's obvious. But it's equally obvious that you've got an unconscious body. An efficient thinking apparatus and a hopelessly stupid set of muscles and bones and viscera. Of course you're a dualist. You live your dualism. (p. 556)

そして、「クローム・イエロー」(1921年)のデニス、現実から逃避し、「道化踊」(1923年)のガンブリルは、無責任な生活を続け、「くだらぬ本」(1925年)のキャラミーは、安易に山中での瞑想生活に入った。しかし、彼らは、上述のような分裂を深刻には意識していなかった。問題は、「恋愛対立法」(1928年)のフィリップと、アントニーである。

アントニーの自由な生活を守り、責任を回避するために、他人との個人的接触を避け、自分の殻に閉じこもる生活様式は、フィリップの生活態度と一致する。彼も、知性だけが極度に発達した人生の傍観者であり、情緒的な直観・本能・感情が欠除しており、自然な日常生活を過すことができなかった。そして、また、自己の真の意味を理解し、自己を変える必要も痛感していた。次は、「恋愛対立法」の一節である。

By this suppression of emotional relationships

and natural piety he seems to himself to be achieving freedom—freedom from sentimentality, from the irrational, from passion, from impulse and emotionalism. But in reality, as he gradually discovers, he has only narrowed and desiccated his life ……

His reason's free, but only to deal with a small fraction of experience. He realizes his psychological defects, and desires, in theory, to change. (p.474)
彼らが直面している命題とは、次のようなものである。

Video meliora proboque ; deteriora sequor.

(…I know what I ought to do, but continue to do what I know I oughtn't to do.) (p. 12)

理論的には知っているが、実際の日常生活ではできないということであり、知識と行動のギャップをいかに埋めるかということが、彼らの問題であった。フィリップは、ここでとどまり、知的生活に耽溺した。しかし、アントニーは、社会学者として、居心地のよい知的別世界に住居したいと切望しながら、一方では、どうしても自己変革の必要性を痛感し、それに向って一步一步前進するのである。

IV

IIで述べたようなアントニーの自由で無責任な生活は変化せざるをえない。その直接の契機となるのは、彼とヘレンが屋上で日光浴をしていた時、青天のへきれきのごとく、飛行機から二人の上に落ちてきたフォックス・テリアの死骸である。この突然の出来事のために、彼は、それまで意識的に無視してきた現実に直面させられる。裸の体に血をあびて、泣いている彼女を見て、彼は、突然、彼女に対してそれまで感じたことのない真の愛情に目ざめる。傷つき苦しんでいる彼女を、初めて、一人の人間として身近に感じる。

Pity stirred within him, and then an almost violent movement of love for this hurt and suffering woman, this person, yes, this person whom he had ignored, deliberately, as though she had no existence except in the context of pleasure. Now, as she knelt there sobbing, all the tenderness he had ever felt for her body, all the affection implicit in their sensualities and never expressed, seemed suddenly to discharge themselves, in a kind of lightning flash of accumulated feeling, upon this person, this embodied spirit, weeping in solitude behind concealing hands. (p. 154)

この後、彼は、それまでの非存在の存在に気づき、再

生を決意する。しかし、決心しても簡単に出来るわけではない。そこで、作者は、ジェームズ・ミラーなる人物を登場させる。ミラーは、「善意の人」(man of good will)⁽⁹⁾で、ハックスレーの人物が理想とし、また、彼をその理想に導く人物である。⁽¹⁰⁾彼は、また、作者が価値あるものとする思想の作中での代弁者である。彼は、平和主義と神秘主義の具現者であり、アントニーは、彼と共に運動することにより、自己を変革していく。

アントニーやミラーが唱導した平和主義は、人間の善を信じ、人間に対する愛を基盤にした、非暴力・無抵抗を手段とする運動である。特に、彼らは、「組織された憎悪と暴力は、正義と平和を獲得する最上の手段ではない」(P. 607)と、ファシズムと、暴力革命をみざしていた共産主義に反対している。アントニーは、「平和と社会的正義」についての論究の中で、目的と手段について、次のように考えている。

Means determine ends; and must be like the ends proposed. Means intrinsically different from the ends proposed achieve ends like themselves, not like those they were meant to achieve …… Peace and social justice, only obtainable by means that are just and pacific. (p. 325)

この小説には、戦争など時代の問題を直接的に取扱っている箇所は少い。わずかに、アントニーの父が、「1940年頃戦争が起り、西欧の文明を破壊するだろう」(P. 86)と述べたり、思考や議論の中に断片的にファシストとかナチスとかが出てくるだけである。しかし、この平和運動こそが、作者の時代に対する政治的・社会的関与であり、第二次大戦前の社会不安に対するハックスレーの答えであると考えられる。⁽¹¹⁾彼自身、小説執筆当時、H. R. L. Sheppard などが主宰する The Peace Pledge Union に関係しており、また、パンフレット「諸君は現状にどう対処するのか」(1936年)を発表したのである。

次に、神秘主義であるが、ミラーが提起し、アントニーが頼ろうとしたものは、後年の「永世哲学」(1946年)におけるような、体系的なものではない。ハックスレーは、一部分しか考えていない。

Now look at the Buddhists. Vegetables and water. And what's their philosophy? They don't exalt personality; they try to transcend it …… they think he (=God) doesn't exist, except as an impersonal mind of the universe. Hence they don't offer petitionary prayer; they meditate—or, in other words, try to merge their own minds in the universal mind …; they believe in a moral order, where every event has its cause and produces its

effect ……(p. 554-5) () 内筆者

そして、アントニーがこの思想に求めたものは、自己の超越、つまり、無執着であり、多様な人生を統一することであった。人間は、終極的には、他のものと結合しているという宗教的経験であった。⁽¹²⁾

Some way, Anthony was thinking, of getting beyond the books, beyond the perfumed and resilient flesh of women, beyond fear and sloth, beyond the painful but secretly flattering vision of the world as menagerie and asylum. (p. 554)

彼は、最後の章で、次のように結論している。自然界において、統一——人類の統一、すべての生活の統一——が重要である。個々の生物は、独特である。しかし、物質的同一性の基礎の上で独特なのであり、究極の部分は同じである。精神も独特であるが、精神的同一性の上で独特なのであり、愛・信頼・勇気の同一性と相互交換は、可能である。他の生命、他の存在との統一に寄与するものは、善である。分割するものは悪であるが、分離と多様は我々の存在の条件である。すべて表面上では、分離と多様があるが、底においては、統一と平和がある。この統一と平和が、人間が目ざすべき究極の目的である。

V

さて、以上のようにアントニーの一生を考察してみると、彼は、再生し生まれ変わったかのような感をうける。彼は、バナーシで平和について演説をする予定であるが、英国愛国者団体から中止せよとの脅迫状を受取り、恐怖を感じる。以前の彼であれば、なんとか口実を見つけ、逃げだすところである。しかし、現在の彼は、それを笑うべきだとし、ヘレンに対する、自分を信頼してくれる人々に対する責任を考えながら、上述した統一の思想を臆想し、自分が説教してきた平和主義を実践しようと勇気をもつ。小説は、ここで終わっており、彼は、今後、行動の人として生きることが暗示されている。しかしながら、この結末を読者の側から考えた場合、その暗示は、信じられないように思われる。つまり、彼は、実際の場で勇気を発揮できるかどうか疑問に思われる。その理由を考えながら、「ガザに盲いて」の特徴をみてみたい。

アントニーの再生が信じられない理由の一つは、彼の再生前の描写と比較して、再生の過程の彼の描写方法にあると考えられる。彼の少年時代から42歳にいたる生活は、行動と思索により、再生の必要性が如実に示されている。しかし、それ以後の生活は、大部分、知識として理論的なものである。彼は、自己を変革するには、まず

自己を正しく知る必要があると、日記をつけるが、それは、内省と理論の積重ねである。それには、行動が伴っていない。もともと、彼は、理論と実践、知識と行動の間で自己分裂を起こし、苦悩していたのであり、理論だけで、実践の場がないのでは、彼の再生は説得力をもたないと考えられる。⁴³ アントニーの再生は未完成である。

次に考えられるのは、ミラーの描写の不十分さである。彼は、すでに述べたように、悩める主人公を導く手本となる重要な役割をもつ人物であるが、登場人物として存在感が薄いと考えられる。⁴⁴ 彼は、平和主義と神秘主義を具現する人類学者として、突然、アントニーの前に登場し、彼の問題をすべて一度に解決する。しかし、彼は単に自分の思想を説くだけで、その思想を体現している場面は、演説中、暴漢に襲われ、無抵抗の抵抗をする場合ぐらいで、ほとんどない。彼は、生きていくという実感が少ないのである。このような批判は、「恋愛対位法」のランピオンの描写についてもなされた。⁴⁵ つまり、これらの人物は、ハックスレーが提示したいと考える思想の代弁者であり、彼は、彼らをその役割にのみ登場させていると考えるべきかと思われる。

要するに、アントニーにしろ、ミラーにしろ、人物と思想が一体になっているのではなく、それぞれが別々に一人歩きをしているのである。彼らは、単に思想を述べるだけであり、人間としての実感が少ないのである。しかし、このような弱点を、ハックスレーは、「恋愛対位法」の中で、「思想小説」について述べたところで弁明している。

Novel of ideas. The character of each personage must be implied, as far as possible, in the ideas of which he is the mouthpiece. In so far as theories are rationalizations of sentiments, instincts, dispositions of soul, this is feasible Hence the real, the congenital novelists don't write such books. But then I never pretended to be a congenital novelist.

* * * *

The great defect of the novel of ideas is that it's a made-up affair. Necessarily; for people who can reel off neatly formulated notions aren't quite real; they're slightly monstrous. Living with monsters becomes rather tiresome in the long run. (pp.409-10)

「ガザに盲いて」において、ハックスレーは、自分の意見を人物の行動を通してではなく、直接に提示しすぎているのであり、この傾向は、後期の小説になるほど、顕著になっている。

付記

Aldous Huxley の作品は、Collected Edition によった。引用文末尾の数字は、作品のページ数を示す。
Point Counter Point (London, Chatto & Windus, 1963)
Do What You Will (London, Chatto & Windus, 1956)
Eyeless in Gaza (London, Chatto & Windus, 1969)

注

- (1) P. Bowering, *Aldous Huxley: a Study of the Major Novels* (London, The Athlone Press, 1968), p.114
- (2) *Ibid.*, p.115
- (3) J. Meckier, *Aldous Huxley: Satire and Structure* (London, Chatto & Windus, 1969), p.149
- (4) *Ibid.*, p.146
- (5) H.H. Watts, *Aldous Huxley* (New York, Twayne Publishers, 1969), p.90
- (6) P. Bowering, *Op. cit.*, p.133
- (7) C.M. Holmes, *Aldous Huxley and the Way to Reality* (Bloomington / London, Indiana U.P., 1970), p.98
- (8) P. Bowering, *Op. cit.*, p.20
- (9) *Ibid.*, p.114
- (10) *Ibid.*, p.135
- (11) J. Meckier, *Op. cit.*, p.155
- (12) *Ibid.*, p.145
- (13) H.H. Watts, *Op. cit.*, p.94
- (14) J. Meckier, *Op. cit.*, pp.157-8
- (15) P. Bowering, *Op. cit.*, p.96

参考文献

(注にあげたものは除く)

- K.M. May, *Aldous Huxley* (London, Elek, 1972)
 L. Brander, *Aldous Huxley: A Critical Study* (London, Rupert Hart-Davis, 1969)
 J. Brooke, *Aldous Huxley* (London, Longmans, 1968)
 20世紀英米文学案内 ハックスレー (研究社, 1967)
 ハックスレー研究 (英宝社, 1959)
 成田成寿, *Aldous Huxley* (研究社, 1962)

『分別と多感』について

中 西 正 三

A Study of *Sense and Sensibility*

Shozo NAKANISHI

In *Sense and Sensibility* Elinor who represents sense is used as a main channel of communication through which Jane Austen talks to readers instead of Marianne who stands for sensibility, and through Elinor's eyes characters and events are watched and represented. It is true that people of heart and their emotional reactions are treated critically, but it does not necessarily mean that Jane Austen prefers sense to sensibility.

It is because of her clumsy plot and her incomplete detachedness from the world of *Sense and Sensibility* that she seems to be too didactic and depreciate sensibility. She tries to suggest a more balanced relation of the two qualities by showing how sense and sensibility work in a social context.

I

『ジェイン・エア』の著者シャーロット・ブロンテはオースティンの作品について、それは英国中流階級の平穩な家庭生活の手際の良い表面的な描写にすぎず、知性や感情の日常性からの飛躍の試みが見られないと批評し、また作者自身については、伶俐だが情緒に乏しいと辛辣な感想を述べている。⁽¹⁾

ブロンテが指摘するように、オースティンの世界は狭い。それは題材の選び方について言えるだろう。オースティンの世界とは当時の中流階級の常識的な人生観を持った数家族の日常生活である。

そこには極端な貧富がない。『分別と多感』において、父の死後は生活程度を下げることを余儀なくされるが、それでも母と娘は日々の糧を得るために働く必要はなく、家事手伝いの人もおいている。また絶対的な意味での生と

死、孤独、社会問題なども主題になることはない。

しかしこれは作者の知的関心が限られているからではない。作者は少数の家庭の生活に意識的に主題を限定している。⁽²⁾ そして自ら課するこの限定は作者の創作技術によるものであり、また倫理的関心の結果でもある。

オースティンの題材は中流階級の数家族の生活であり、しかも事件は結婚問題に限られているが、描写方法もまた緊縮的である。作者は描写の心得として、主題と関係のない事物の説明に気を取られて、描写が冗漫にならないように手紙の中で注意を与えている。⁽³⁾ 作者はこの原則を自ら実践し、物語の展開に関係のないものの描写はできるだけ避けている。例えば風景描写も、風景に接する作中人物の意識の表現としてのみ描写されている。

描写の緊縮さは筋の運び方についても言えるだろう。主題は結婚問題であるが、作者は結婚するまでの恋人たちの心の動きの追求に徹し、そして問題が解決して恋人たちがめでたく結ばれる時が来ると、彼らは作者の手を

(1) J. O'Neill ed., *Critics on Jane Austen*, 1970, p.7

(2) R.W. Chapman ed., *Jane Austen's Letters*, 1932, p.401

(3) Ibid.

離れ、読者の目前から自分たちだけの楽しい世界へと去って行くのである。⁽¹⁾

このようにオースティンの世界は狭く、またその価値観も固定的であって、ブロンテに言われるまでもなく、現代のように多様な価値が追求されている時代には、『分別と多感』のような知性と感情の二分法的発想は平凡で単調にすぎると思われるであろう。もっとも西洋では、理性と情念はプラトンに発する大問題であった。

オースティンの世界が狭いと言われるときに指摘される事実は上のようなものである。また作者の物語はシンデレラ物語と評されることがある。しかしそれは現実の社会から遊離したハッピー・エンドの物語ではない。作品はまず当時の中流社会の反映であった。

登場人物の生活の衣食住の部分については、すでに述べたように作者の説明は限られているが、生活の基盤である経済については端的に明確な言及がなされている。また主題である結婚問題には本質的に経済問題が関係し、当時の中流階級の取得意欲が的確に示されている。作者の結婚と経済についての考え方は、財産を目当てに結婚することは望ましくないが、経済条件を考えずに結婚することは愚かしいと考えているようである。⁽²⁾

さらに『分別と多感』では、作中人物が互いに話しあっているときに、思っていることを最後まで言ってしまうので、核心に触れる部分はほめかす程度にとどめ、作品の文中に「秘密」「秘術」に類する表現がしばしば使われていることについて、タナーは社会心理的観点から作品を分析しているが、⁽³⁾ これなども当時の社会意識が反映している例であろう。また作者の創作の動機から見ると、作品は当時の文芸のロマンス的風潮に対する批判であった。

オースティンの世界はこのように中流社会によって立っているが、また作品は作品として内的自立性を備えている。題材や描写の狭さは作品の自立性を達成するための作者の創作態度の結果である。そして作品の構成法、人物や事物の的確な具体的描写とさせた抽象的定言の一体化、読者の関心を導くための配慮の中に作者の鋭い洞察力と深い理解力が輝いている。

ラボックは『クレヴの奥方』について、それは外の具体的世界から支えられる必要のない、また外の世界へ照会的に還元する必要のない自立し完結した感情のドラマである⁽⁴⁾、と評しているが、オースティンの作品につい

ても、作品によっては妥当性に差はあるとしても、同じことが言えるだろう。

II

オースティンは完結したこの世界で人間の生き方と取り組み、『分別と多感』では人間の知性と分別の調和のとれたあり方を追求している。

この作品は『高慢と偏見』と同じ時期に書かれている。『高慢と偏見』は有機的に組み立てられたプロット、立体的な中心人物、戯画的人物創造（例えばコリンズ）、とりわけ透明で闊達な雰囲気できわだっているが、『分別と多感』にはそのいずれもが見られない。

しかし作者は知性と感情について哲学的論文を書くのではなく、知性と感性を生きている人間の姿として提示しようとしている。全体的な印象としては、『高慢と偏見』と比較すると作品の内的自立性は弱い。その一つの理由は人物の形象化が不完全であることである。例えば、エドワード・フェラズは主人公エリナーの未来の夫であって重要な人物でありながら、フォスターが言っている「円い人物」からはほど遠い。彼は作者やエリナーの手よってたえず支えられていなければならない。彼は知性派の一人であるが、人物形象化の点から言えば平板で、人間としては、立派な青年紳士として紹介されているが、自主性と甲斐性がなく、魅力の乏しい青年である。

また話の筋としては、彼とルーシー・スティールとの婚約とその解消の経緯は説明不十分である。このような不完全な人物形象化とごちないプロットのために失敗作と見られることもある。

しかし、そのために、知性と感情に対する作中での作者のかかわり方がいっそうよく理解できるのではないかと思われる。この論文では二人の主人公の形象化、そして彼女たちの目に見えるものと見えないものを調べながら、作者が示そうとしている知性と感情のあり方を検討したい。

『分別と多感』の舞台となるダッシュウッド家には三人の娘がいる。上の二人、長女のエリナーと次女のメアリアンが主人公である。エリナーが知性を、妹が感情を表わすものとされ、二人の姉妹をそれぞれの代表として、知性派にはエドワード・フェラズ、ブランドン大佐などが、また感情派には母のダッシュウッド夫人、ウィラ

(1) M. Lascelles, *Jane Austen and Her Art*, 1958, pp.125-126

(2) R.W. Chapman, *Jane Austen, Facts and Problems*, 1948, p.191

(3) B.C. Southam ed., *Jane Austen*, 1976, pp.131~134

(4) P. Lubbock, *The Craft of Fiction*, 1954, p.202

ビーなどが控えている。

物語はおもにエリナーの目を通して描かれていて、作者の価値判断を含んだ言及は彼女の口から伝えられる。したがって彼女は解説評論家の主人公であり、妹はドラマを創り出す行動の主人公と見なすことができるだろう。⁽¹⁾しかし知性派のエリナーの目を通して物語が示されるからと言って、そのことから作者は感情より知性を優先させていることにはならないであろう。また姉と妹のどちらを中心の主人公と見なすかは作品の読み方によって意見が分かれるだろう。

『高慢と偏見』では冒頭の有名な警句とともにドラマが始まって、登場人物が次々と自分から姿を見せてくれる。しかし『分別と多感』ではエリナーもメアリアンも最初の導入は作者の直接の手によっている。

ここではまずメアリアンを取上げるが、それは彼女の恋愛事件が姉の問題に先行するからではない。解説役の姉の見るもの、つまり妹の姿を検討し、そのあとでカメラである姉を調べるのが都合がよいからである。

III

作者によれば、エリナーは強力な理解力と冷静な判断力を持ち、母のよき相談相手である。また豊かな心情を持っているが、情緒に溺れることがないと言う。妹は姉に劣らずすぐれた女性であるが、きわめて情緒的で度をわきまえない。父の死によって相続と住居の問題が生じるが、そのときの母と妹の情緒の自己増幅過程は次のように描かれている。一部分を省略して引用する。

…… They (Marianne and her mother) encouraged each other now in the violence of their affliction. The agony of grief …… was voluntarily renewed, was sought for, was created again and again. They gave themselves up ……to their sorrow, seeking increase of wretchedness in every reflection that could afford it, and resolved against ever admitting consolation in future. (p.7)

この二人の姉妹の恋の二つの流れが一体となって物語は展開する。彼女たちは同じ状況に置かれて自分の思いに従って対応し、知的傾向と情緒的傾向を対照的に示すのである。

ヘンリー・ジェームズによると、論じるに値する小説では、描写的文章は同時にまた物語の展開を意図しており、物語を展開させる会話部分は同時にまた人物描写を意図していると言う。⁽²⁾したがって小説のある部分だけを取出して登場人物の性格を抽象的に論じることは妥当性を欠く恐れがあるが、作品の全体の流れを見失わないようにしながら、メアリアンの生き方を、彼女が作中人物として必然的に要求する形象化の条件と関係づけながら調べてみよう。

オースティンは、ヘンリー・ジェームズの言うように出来事をただ出来事として描くのではなくて、それを作中人物が働きかける対象として提示し、彼らの反応の仕方によって彼らの性格が明らかになるように工夫しているのである。

メアリアンはジェンキンズが指摘するように、ロマンティックという意味で、オースティンが創造した最も興味深い人物の一人である。⁽³⁾ところで「多感」の辞書での意味は次のようになっている。(1) 情緒的意識、つまり人間の行動、事実、状況に対して喜びや悲しみ、感謝や怒りといった対応の仕方 (2) 容易にそして強く情緒的に影響されやすい性格 (3) 洗練された情緒、繊細な感受性。⁽⁴⁾

メアリアンはすでに述べたように、感受性が豊かで親切、何事にも夢中になり、限りなく喜びまた悲しみ、気前がよくて愛らしい。良い性質がなにもかもそろっているが、作者に言わせると思慮分別だけが乏しいことになっている。

彼女は他のなによりも平凡さを嫌っている。彼女から見ると、ブランドン大佐は才能、趣味、気力に欠け、理解力にはひらめきがなく、感受性も乏しい。声にはなんの響きもないことになる。彼女は純粋な感受性を重視するので、無作法、粗野、彼女との趣味の違いには我慢がならない。彼女がルーシーやジェニングズ夫人を嫌い、彼女たちが彼女に示す関心や好意に答えようとしなないのは当然である。もちろんジェニングズ夫人はお人好しだがきわめて通俗的であるので、善意にもとづく関心にもかかわらず、メアリアンがそれをわずらわしく思うのも無理のないところもある。

このようにメアリアンは彼女から見て感受性の乏しい人にはそっけない態度を示すが、感受性の豊かな人に対しては容易に彼らの魅力に捕えられる。彼女はウィラビーの中に、彼女がこの世では見出せないものとあきらめ

(1) A.H. Wright, *Jane Austen's Novels, A Study in Structure*, 1954, p.85

(2) L. Edel ed., *The House of Fiction*, 1957, p.45

(3) E. Jenkins, *Jane Austen*, 1958, pp.52-53

(4) A.H. Murry ed., *A New English Dictionary*, 1897

ていたものを発見した。

サー・ジョンはウィラビーについて、彼はこの上なくすばらしい人間であると断言し、彼の男らしさの例として、その前のクリスマスには8時から朝の4時まで休まずに踊り、さらに8時には起床して乗馬に出かけたと言う。メアリアンはこの話を聞くとすっかり感激し、青年は限りなく夢中になって、疲れを知らないことが大切であると主張する。

彼女はこのように多感さ、激しさを評価し、常識的な配慮を拒否し、物事の形式面を無視している。例えば、幸福については、それは富とは何の関係もなく、人の気持によると思っている。これについては、幸福は金銭と関係がないと言っていた彼女が、姉の場合より収入の多い相手と結婚するという皮肉な結末となる。

彼女がウィラビーと知りあってまもなく、彼女は姉に、彼が彼女に馬の贈物を申し出ている話をする。姉は知りあってすぐの人からそのような贈物を受けることは適当でないという理由で、彼の申し出を断るように妹を説得しようとする。しかし彼女は姉の説には納得しない。彼女としては、時間的には長い間の知りあいではないが、姉や母を別とすれば、彼のことは他のだれのことよりもよく知っているつもりである。彼女は親しさを決めるのはつきあっている時間の長さではなく、つきあい方であると主張する。

物事の形式的なあり方を無視して、彼女の言う本質で考える傾向は作品中のさまざまな場面で示されている。例えば、サー・ジョンにウィラビーについてたずねるときに、姉はまず彼の出身や家族のことをたずねるが、妹は彼の態度、仕事ぶり、才能、天分などをたずねる。サー・ジョンはいつものことだが彼は勇敢な騎手であるというぐらいの答しかできない。

しかしメアリアンは物事の本質を問題にするように見えながら、表面的になる傾向もあって、姉から次のように言われている。

“……But how is your acquaintance to be long supported, under such extraordinary dispatch of every subject for discourse? You will soon have exhausted each favourite topic. Another meeting will suffice to explain his sentiments on picturesque beauty, and second marriages, and then you can have nothing farther to ask.”(p.47)

メアリアンがウィラビーと二人で、ウィラビーが相續することになっているスミス夫人の屋敷を訪ねることがあった。この出来事について、姉は妹がスミス夫人とは面識がなかったことを理由に不適當であったと言うが、妹は、案内者としてウィラビーは適任者であり、訪問は

楽しかったと主張する。姉は物事は楽しいからといって正しさが保証されるわけではないと論じるが、妹は楽しさこそ物事の適切さの表われであり、姉もその屋敷を見たいと言っていたと述べ、自分は物事の適切さはよくわきまえていると次のように言う。

“I am afraid,” replied Elinor, “that the pleasantness of an employment does not always evince its propriety.”

“On the contrary, nothing can be a stronger proof of it, Elinor; for if there had been any impropriety in what I did, I should have been sensible of it at the time, for we always know when we are acting wrong, and with such a conviction I could have had no pleasure.”(p.68)

メアリアンは自分の行動に外から社会的妥当性の枠をはめられることに耐えられない。彼女は自分の気持に合う人に対しては心に感じる好意は少しの抑制も加えずにありのままに表現する。姉は妹とウィラビーの間が深まることに反対はしないが、好意の表現には節度があるべきであると考えている。

妹は見せて恥ずかしくない、また非難されることのない本当の気持を隠しておく必要はなく、それを抑えようとすることは不必要な努力であると同時に、誤った因習的考えに対する屈辱的な従属であると思っている。

彼女は感情の赴くままに行動する。彼女は体裁、体面、他人への遠慮、礼儀といったような社会的配慮を行わない。彼女は他人といっしょにいても、心から話したくなるのでなければ黙っている。彼女にとっては心に感じないことを口にするとはいかなる場合も不可能であった。

彼女の人や事物に対する対応の仕方はきわめて心情的である。一面から言えば、彼女の反応は単純ということにもなる。しかし彼女の反応は単純だが、直感力は鋭いことを認めなければならないだろう。エドワードやブランドン大佐に対する彼女の見方は核心をついていると言えるだろう。彼女は姉の目からは見られない事物の側面を照らし出す。しかし鋭い感性を持ちながら、彼女は人や事物の相互の関係を示すことができない。その上彼女は気に入らない人とは始めから接することを拒否するので彼女から得られる情報は限られてくる。

彼女はスティール姉妹に対しては、彼女たちの厚かましさを粗野な態度のためにあまりにも気分を悪くしている、彼女たちをできるだけ自分に近づかせないようにしている。そのためにルーシー・スティールとエドワードが婚約しているという事実とはつかめないことになる。

さらに彼女はあまりにも情緒的であるために容易に我を忘れ、自分が置かれている状況が意識から消えるし、

他人の目に映る自分の姿に注意を払わない。例えばエリナーとメリアンがミドルトン夫人主催の会に招かれ、夫人がカード遊びを提案する。他の客は同意するが、メリアンはそっけなく断って自分だけピアノを楽しむ。そのうちにピアノを弾くことに夢中になって、自分が他の人といっしょにいることを忘れていた。この場面は姉妹の態度がとくに対照的に描かれているので次章で引用する。

ウィラビーとの恋の破局は彼女の心情的論理の帰結である。彼女は熱い恋心を抱き、彼に対しては完全に無批判になっていて、彼の本当の人柄を知ることができない。彼は作中人物としての出来ばえから言えば、『高慢と偏見』のジョージ・ウィッカムと比較すると劣ってはいるが、物語の前半では立体的に描かれていて、ロマンティックなメリアンの恰好の相手となっている。彼女が好きになるのもっともと思われる。しかし結果としては彼女だけが夢中になっていたことになり、彼女は幻想から目覚めて辛い思いをしなければならないことになる。

ウィラビーの正体はブランドン大佐がよく知っていたので、彼はもしその気になれば彼女に忠告することができたはずであるとし、マドリックは物語の展開の他の可能性を示唆している。⁽¹⁾ しかしそれまでのメリアンの描写から判断すると、彼の忠告が効を奏するようには思われないうらう。

メリアンの考えとしては、愛する男性に対して、彼から結婚申込みを受けていないとしても、つきあいを控え目にしたり、また慎重になることは不必要で、むしろけがわらしいことでさえある。彼女としては、手痛い経験に向かって、作品の「自発的展開力」⁽²⁾ に押されて進んでいくよりほかに仕方がないのである。

彼女とウィラビーの婚約の可能性はエリナーも信じていたが、それは二人の気持が合うということだけでなく、彼が妹を姓ではなく、メリアンという名前と呼ぶのを聞いていたからである。当時の社会的慣習としては、女性を家族名でなくて、名前と呼ぶことはワットによればただの友達でないことを示していたようであった。⁽³⁾

メリアンは辛い試練を経ながら、知性と感情の調和への道を歩み始める。その転機はエドワードとルーシーが婚約していること、そして姉は一か月も前からそのこ

とを知りながら、気持を乱すこともなくその秘密を守っていたことを知ったときである。

メリアンは姉からその事情を聞きながら姉に同情する一方で、自分のこれまでの行動を反省する。彼女は苦しんでいるのは自分だけだと思っていたのに、姉もまた自分と同じ境遇に置かれていたことを知って深い衝撃を受ける。

彼女は姉の落ち着いた態度をむしろ不思議に思い、姉の心はもともと冷たいのかもしれないと考えることもあったが、姉の説明によって納得する。その後、彼女は病気になる、その間に自分の行動の無謀さを反省し、気持は適度に抑えて、余裕を持って行動するように心がけることになる。そしてそれまでは結婚とは縁のない男性であると彼女が見なしていたブランドン大佐から結婚を申し込まれることになる。

この結末に対して、メリアンはウィラビーに欺されたのではなく、知性を優先させる作者の手によって妥協を強いられたのであるという批判もあるが、⁽⁴⁾ 彼女の分別への目覚めはありのままに受取られるべきであろう。またブランドン大佐はメリアンの目からはさえない中年男に見えるように描かれているが、彼のそれまでの生き方から判断すると、少なからずロマンティックな男性であり、彼女にふさわしい相手であると言えよう。

メリアンのロマンティックな心意気は上のようさまざまな場面と角度から立体的に描かれているが、さらに彼女の情緒的性格は、言語面での表われとして、感嘆文や疑問文の多用として示されている。⁽⁵⁾

IV

ラボックは小説における作家の視点の置き方の重要性を強調して、小説の技術の問題は視点の選び方、つまり作中人物に対して作者がとる位置の問題に帰着すると述べている。⁽⁶⁾ そして視点の一貫性こそが作品の真実性を保証すると言う。

しかしオースティンの小説では視点は一つに限られていない。『分別と多感』では、登場人物、とくに二人の主人公はすでに述べたように作者の手によって一方的に紹介されている。また、登場人物についての評価的言及が

(1) M. Mudrick, *Jane Austen; Irony as Defense and Discovery*, 1952, p.83

(2) E. Muir, *The Structure of the Novel*, 1957, p.47

(3) B.C. Southam ed., op. cit., p.118

(4) M. Mudrick, op. cit., p.91

(5) N. Page, *The Language of Jane Austen*, 1972, pp.87-88

(6) P. Lubbock, op. cit., p.251

作者自身によってなされているし、対比的あるいは概括的な感想も自由に挿入されている。極端な例としては作者自身が一人称で話しかけている場合もある。

オースティンは複数の視点を使うが、視点の扱い方、語り手の位置について無造作であると言うのではない。作者は作品の内的に一貫性つまり真実性を高めるように視点の問題を解決しようとしている。ラッセルも指摘するように、オースティンは数通りの伝達方法を使っているが、基本的には主人公の目を中心の視点としている。⁽¹⁾そして主人公が知ることができないような秘密を読者に漏らすことは原則としてはない。『分別と多感』におけるジョン・ダッシュウッドと彼の妻との会話は例外である。

オースティンは主人公の視点を作者の視点としているが、『分別と多感』では主題の持つ性質のために視点には特別な配慮が必要とされる。前章で述べたように、メアリアンは情緒的で自己中心的な動き方をし、自分の周囲の人や事物について客観的な認識はできないし、また他に対する自分の姿もつかめない。なんと言っても彼女は自分の気に入るものにしか関心を示さず、また自分の気持の表現に気を取られてしまっている。極端な場合には自分のいる場所から意識的には不在になっていることもある。したがって彼女のロマンティックな心意気だけを彼女の側に立って主観的に表現するとすれば話は別だが、彼女を作者の視点として彼女の周囲の世界の動きを描写することは不可能である。

オースティンはエリナーの目を作者の視点とするが、これは作者の創作意図からくる必然である。エリナーには分別があり、識別力がある。彼女は周囲の世界そして妹の姿を照らしだす。エリナーの姿は彼女の照明行為を通しておのずから明らかにされる。

すでに述べたように、エリナーの最初の導入は作者の手によるものであり、それによると彼女は知性的で、冷静な判断力を備えている。またこれは物語の発展にかかわることだが、彼女には豊かな心情のあること、そしてしかもそれをほどよく抑える力を持っていることも強調されている。作者としては、エリナーは知的な冷たい女性と思ってもらいたくないのである。これをもとにして作中での彼女の性格と行動を追ってみよう。

前章でのメアリアンの研究からエリナーについても大まかな理解は得られたであろう。妹と本質的に異なる点は、エリナーは物事を他との関係で見ることである。例えば、彼女は妹とウィラビーの間が深まっていくのを見て思うことは、彼らが周囲の目を無視して互いの好意を

あからさまに示すことは好ましくないということであった。姉は彼らの対社会的あり方に注意を向けていた。馬の贈物についての話し合いはすでに述べた通りである。

ウィラビーは他人についてせっかちな判断をし、それをすぐ口に出す。またメアリアンにだけ恋人ぶった関心を示し、世間的な遠慮がない。このような姿もエリナーの目から思慮に欠けるものとして見られている。またメアリアンも他人への配慮、礼儀を考えないで行動するがエリナーはその姿を照らしだすと同時に、妹の無作法のとりなし役を果たしている。その典型的な場面として、妹がミドルトン夫人のカード遊びの提案を無視し、姉がその場を取繕う様子を見てみよう。引用が少し長くなるが妹の自己中心的な態度とその場をよく見て妹が引き起す波風を如才なく治める姉の姿が対照的に描かれているのであえて引用する。

Lady Middleton proposed a rubber of Casino to the others. No one made any objection but Marianne, who with her usual inattention to the forms of general civility, exclaimed, "Your ladyship will have the goodness to excuse me—you know I detest cards. I shall go to the piano-forté; I have not touched it since it was tuned." And without farther ceremony, she turned away and walked to the instrument.

Lady Middleton looked as if she thanked heaven she had never made so rude a speech.

"Marianne can never keep long from that instrument you know, ma'am," said Elinor, endeavouring to smooth away the offence; "and I do not much wonder at it; for it is the very best toned piano-forté I ever heard." (pp.144-145)

エリナーは他人への配慮を重視しているが、筋違いの配慮は認めない。ウィラビーがロンドンへ去ってから、妹はふさぎこんでいて、母と姉は心配し対策を相談する。姉はなによりもまず二人の間で婚約が交わされているかどうかを確かめるべきであると考え、その点を妹に尋ねるように母を説得しようとする。しかし母はそれはあまりにもあからさまであって、もし婚約がなければ妹をいつそうみじめな気持ちにさせると言う。エリナーにすれば母が尋ねるのであるから妹をきずつけることにはならず、これは母の感傷的な気の遣いすぎである。

エリナーは判断力にすぐれているが、メアリアンと同様にウィラビーの真意は見抜けず、またエリナーが読者に伝えるウィラビーの姿でメアリアンの目からではわか

(1) Lascelles, op. cit., p.120

らない点は、彼が社会的配慮に欠けていることだけである。しかしそれにはそれなりの事情がある。

エリナーが妹は彼と結婚するだろうと思っていたが、それは二人の意気投合ぶり、そしてすでに述べたように当時の社会的習慣としての名前の呼び方などのためである。ウィラビーのメアリアンに対する愛着ぶりはくりかえし描写されている。例の馬の贈物の件では、申入れを辞退されたウィラビーは、贈物が受け入れられるまでは彼がかわって保持しておくと言われ、またダッシュウッド家の住宅改造の話のときには、メアリアンが住む家に深い愛着を示し、少しの変更にも熱烈に反対した。このような状態であるので、読者も彼らの関係を納得しないわけにはいかないだろう。しかし作者は言及を控えているような印象がないわけではない。

エリナーには判断力とともに自制心がある。メアリアンには自制心がなく、彼女のその傾向は失恋のときの彼女の態度に表われていて、その様子は姉の目から厳しく皮肉をこめて描かれている（P. 83）。姉の目から見ると、妹はわざと自分を見じめにしていることになる。それではエリナー自身は自分の気持の扱いはどうなっているのだろうか。それは彼女の恋人エドワードとの関係で明らかになるだろう。

エドワードは、すでに述べたように、作者やエリナーの口から立派な青年として紹介されているが、読者にはよくわからない人物である。そのエドワードがある日ダッシュウッド家を訪ねてくる。彼は帰るときまで打解けず、そのまま帰って行ってしまふ。

エドワードはエリナーの恋人である。少しでも好意を示すべきであった。彼が帰ったあとで、不審に思う母や妹を安心させるために、エリナーは努めて平静にしようとしている。作者は、彼女は母や妹以上に悩んでいる様子を見せないようにした、と書いている。「母や妹以上に」は作者の皮肉な観察である。とにかく彼女は悩みがあっても妹のようにわざと黙りこんで孤独と無為を求めようような態度はとらない。深い感情という点では妹に劣らないが、姉はそれを抑制する努力をする。そして彼女の心理描写の文には exert や exertion といった単語がしばしば使われている。しかし自製の努力がいつも成功するとは限らない。

ある日ルーシーがエリナーに、彼女とエドワードの間に婚約が交わされていることを話す。ルーシーは証拠として彼の手紙を見せるが、その話を信じるができないで、エドワードは自分を愛しているものと思い続けている。エドワードとルーシーが結婚することが確実になっても、まだ信じられないでいる。

しかも、この婚約の話はルーシーから内緒にしておく

ように頼まれて、エリナーはそのことをだれにも話さない。この事情はあとになって彼女が妹に打ち明け、妹を驚かせることになるが、その期間のエリナーの態度は冷静すぎる感じはあるだろう。

エリナーは心の中でエドワードを信じ続けていたが、彼らがついに結婚し、ルーシーはフェラズ夫人になったと聞かされる。ここにはトリックがあって、フェラズ夫人というだけではエドワードの妻であるとは限らない。エリナーはその知らせを聞いて、そのことは予想して覚悟はしていたが、それが現実になったときには、自分の気持を理屈で納得させることはできないことを思い知らされる。彼女は自分がひそかに希望的予想をしていたこと、また何か予期しないことが起って、彼らの結婚が成立しなくなることを願っていたことを自覚する。彼女はエドワードに対しては自分の方が有利と勝手に思いこんでいたために、真実がわかるといっそう辛く、それまでの自分の心理状態を分析反省して自分を責める。

しかし幸運にもその知らせはまちがっていたことがわかる。エドワードは新妻と旅行中のはずであったが、その彼がひょっこりと訪ねて来て、事情を説明する。ルーシーは彼の兄と結婚したのであった。話がすむとエリナーを除く他の人たちはこの上なく驚いて、エドワードから聞いた話をくりかえし話しあっている。エリナーは顔を伏せて編物をしている。しかし彼女は心が乱れて自分がどこに居るのかわからない状態である。エドワードが自分は完全に自由であると断言すると、彼女はもはやじっとしていることができなくなって、部屋から出てドアを閉めるやいなや喜びのあまりわっと泣きだす。

V

オースティンは知性と感情を具体的な生活のあり方として示そうとした。エリナーに知性を、メアリアンに情緒を代表させ、視点としてはエリナーを選んだ。しかしこれは作者が知性を優先させるためではない。妹は自己中心的で情緒的な反応しかできないために、視点の役目を果せないからである。

情緒を代表するメアリアンについては、おもにエリナーの目を通して、そのロマンティックな生活態度が重点的に示される。彼女の特性としては、物事を他との関係ではなく、自分の気持との関係から判断する。行動の基準は自分の気持そのものである。

作者はもちろんこのような傾向には批判的である。感情は人間が互いに気持よく生活するために適当に抑えられるべきであると考えている。作者の気持は、メアリアンを代表とする情緒派の人たちを描写するときの戯画的

あるいは誇張した表現から、そしてまた彼らが周囲の人たちのことを考えない傾向を鋭く指摘していることからわかるだろう。しかし感情を一方向的に否定しているのではないことはエドワードの婚約をめぐるエリナーの姿の描き方やわき役の人物の望ましい情緒の好意的な描き方からも言えるだろう。

エリナーが代表する知性について言えば、その知性とは深い思索をする哲学的知性ではない。また世俗的知恵にたけることでもない。物語の発端ではジョン・ダッシュウッド夫妻の財産についてのがめつゝ態度が描かれ、またフェラズ家では、エドワードの結婚について論じるときに、エドワードの気持は無視されて、経済だけを問題にしている様子が描かれている。これなどは作者の拒否したい冷たい知であらう。作者の結婚観についてはすでに述べた通りである。作者が示そうとした知性は物事の相対的認識の努力であらう。

つぎに二人の姉妹を作中人物の形象化という観点から見ると、妹の方が完全である。妹は姉よりはるかに生き生きとしていて魅力的である。それに比べて、姉は平板である。姉妹の相手についても同じことが言えるだろう。姉の夫になるエドワードについては繰返し言う必要はないだろう。ウィラビーは、ロンドンへ出発するところまではよく描けている。

メリアンを姉よりも魅力的に描くことは、作者の本来の意図ではなかったという説もある。⁽¹⁾ これは当てているかもしれない。彼女が姉よりも見事に見えるのは、彼女の本来の情緒的性格にもよるが、より大きな理由は視点とプロットの作用であるだろう。エリナーは知性派という主人公としての役目、そして視点という役割を持たされていた。自分を自分で立体的に見せることはむずかしいし、また自分についての話は自己弁護にとられやすく説得力も弱くなる。またプロットとしては、彼女はルーシーの秘密に縛られていたので、いっそう動きが制限された。彼女は打ち明け話のできる相手を持たない孤独な主人公であった。⁽²⁾

このためにエリナーは見方によっては魅力のない冷たい説教師に見える。またウィラビーは、『高慢と偏見』のウィッカムと違って、物語前半までの彼の生き方を続けないで、後半になって後悔めいた様子を見せる場面がある。ウィラビーと対になるルーシーの方が徹底していて、作中人物として成功しているだろう。このような視点とプロット、そして作者の作品中での倫理観の不十分な昇華のために、作品全体としては情緒性を否定するように見えるかもしれない。

しかし作品の時代的背景、物語の視点とプロットが及ぼす作用、作品中の諸所に見られる作者の警句的言及などから判断すれば、作者は知性と情緒のより調和のとれたあり方を求めていたと言えるだろう。

書 誌

1. 作 品

Sense and Sensibility, ed. R. W. Chapman, 1953

2. 参 考 文 献

(注に挙げたものは除く)

F. R. Leavis, *The Great Tradition*, 1950

V. Woolf, *The Common Reader*, 1957

F. W. Bradbrook, *Jane Austen and Her Predecessors*, 1967

K. L. Moler, *Jane Austen's Art of Allusion*, 1968

H. Trowbridge, *From Dryden to Jane Austen*, 1977

(1) W.A. Craik, *Jane Austen : The Six Novels*, 1965, p.39

(2) Ibid.

教官研究活動状況一覧表(抄録)

(機械工学科)

基礎科学実験実践報告

有間淳一(奈良高専), 石桁正士(大阪電通大), 上田勝彦(奈良高専), 他10名(物理教育研究会)
第24回 応用物理学関係連合講演会

(昭和52年3月26日)

以前から、基礎科学実験のテーマ設計を行なってきた。一昨年そのテーマのいくつかを紹介した。その後、設計ずみのテーマを部分的に実践し、多少の経験を得たので、その内容について報告した。

高張力鋼の遅れ破壊に関する基礎的研究

岩井保善, 有間淳一

材料, 第26巻, 第280号(日本材料学会) p 38~43

(昭和52年1月)

本論文は調質処理を施した2種類の C_r-M 鋼を用い、希硫酸溶液浸せきによる水素ぜい化感受性について静的曲げ試験および表面残留応力の変化から評価するとともに、同溶液中での遅れ破壊試験との相関について検討を行ったものである。主な結果として、遅れ破壊線図と硫酸水溶液浸漬後の最大曲げ応力値の時間的変化傾向が極めてよく一致することを見出し、静試験からある程度遅れ破壊を起こす可能性を推察できることが判明した。

SCM3の水素ぜい化と遅れ破壊

岩井保善, 有間淳一

第14回材料強度に関するシンポジウム(日本材料学会)

(昭和52年7月22日 講演)(材料に投稿中)

ダイレス引抜き加工速度の限界について

小島耕二(奈良高専), 吉川勝幸(阿南高専), 関口秀夫(奈良高専),

第27回 塑性加工連合講演会

(昭和51年11月11日 講演)

本研究では、ダイレス引抜き加工の高速化を図ることを目

的として、有限要素法を用いて温度解析を行った。解析のための計算プログラムは、すでに開発しており、加工速度が非常に遅い場合についての計算値の妥当性は確かめられている。そこで、本研究では、加工速度が $200\text{mm}/\text{min}$ と $950\text{mm}/\text{min}$ の場合についての温度解析を行い、実験結果と対比させることから、高速加工への本解析法の適用の有効性を確かめた。そして、それらの結果を基にして、現在、ステンレス鋼の引抜きにおいて用いられている加工速度 ($10\text{m}/\text{min}$) で、ダイレス引抜きを行った場合の温度解析を行った。その結果、高速加工下における加熱と冷却に関する種々の情報が得られた。

有限要素法によるダイレス引抜き加工の温度解析

山中和典(奈良高専, 学生), 小島耕二(奈良高専), 関口秀夫(奈良高専), 竹内一彦(奈良高専, 学生)

日本機械学会 関西支部第52期定時総会講演会

(昭和52年3月18日 講演)

ダイレス引抜き加工の主な加工因子は、加熱温度と冷却速度であって、加工限界は、それらによって生じる材料の変形部の温度分布によって決まる。そこで本研究では、温度分布の解析を有限要素法を用いて行い、実験結果と対比させることから計算手法の有効性を確かめ、それらの成果をもとにして、高速加工の温度解析を行った。その結果、 $10\text{m}/\text{min}$ の加工速度(実用化上、必要な速度)では、加熱方法を十分に検討する必要があることがわかった。すなわち、高周波による局部加熱では、材料内部の温度上昇はごくわずかで加熱巾等について検討する必要がある。そこで、変形前に予熱を与えることを考え、解析を行った結果、かなり有効な手段であることが確かめられた。

ダイレス引抜き材の加工温度と機械的性質について

小島耕二(奈良高専), 関口秀夫(奈良高専), 小坂田宏造(神戸大・工), 米田辰夫(日本精練LL)

昭和52年度 塑性加工春季講演会

(昭和52年5月19日 講演)

ダイレス引抜きは、ダイスの代りに加熱と冷却を用いた局部熱間加工法である。本加工法においては、加熱お

よび冷却の加工条件によって、引抜き材の機械的性質はかなり左右されると考えられる。そこで、本研究では、消費エネルギーの節約という観点から加工温度について検討するとともに、加工温度が引抜き材の機械的性質（硬さ）に与える影響を調べた。実験に用いた材料は、3種のステンレス鋼で、18% C_r -8% Ni 鋼、18% C_r 鋼および13% C_r 鋼である。実験の結果、加工可能な温度範囲が明らかになり、また、引抜き材の材質調整に対する展望を得ることができた。

An Analysis of Temperature Distribution in Continuous Dieless Drawing

小島耕二（奈良高専）、関口秀夫（奈育高専）、小坂田宏造（神戸大・工）吉川勝幸（阿南高専）
第18回 国際工作機械設計・研究会議（英国）
Proceeding of Eighteenth International Machine Tool Design and Research Conference
（昭和52年9月16日 講演）（1977年9月）

ダイレス引抜きの加工の連続化と高速化を図るために、最高加工速度が6 m/minの連続型ダイレス引抜き機を試作した。本試作機による実験の結果、加工の連続化に成功するとともに、大巾に加工速度の向上を図り得た。そこで、連続ダイレス引抜きにおける温度解析を、有限要素法を用いて行い、解析手法の有効性を実験結果と対比させることから確めるとともに、高速ダイレス引抜きについて検討を加えた。その結果、高速加工下で必要な加熱と冷却に関する情報が得ることが出来、将来の高速ダイレス引抜き機の設計の合理化の見通しを得ることが出来た。

可変周波数偏移レーザドップラ流速計による純流体素子内の非定常流の測定

中谷 登・小西考治・山田朝治（大阪大学工学部）、阪部俊也
第11回 フルイデックスシンポジウム講演論文集
（昭和51年10月6日 講演）

冷間塑性加工条件における炭素鋼の延性破壊 （第1報 高圧下引張りおよびねじり試験）

関口秀夫、小坂田宏造（神戸大・工）
日本機械学会論文集 43巻 368号（1977）、p. 1251~1258

（昭和52年4月）

4000気圧までの高圧下でおこなえる高圧引張試験機と高圧ねじり試験機を試作し、0.25%炭素鋼の延性破壊に関する実験を行った。変形途中に圧力を変化させる方法により、破壊の核の成長開始ひずみの測定ができることを提案し、実証した。その結果、この核成長開始ひずみは、圧力とひずみに依存することが判り、これから延性破壊条件式を導いた。種々の履歴をもつ実験結果に対し、この条件式からの計算値はよく一致している。

炭素鋼の延性破壊ひずみに与える変形方法と変形履歴の影響

関口秀夫（奈良高専）、小坂田宏造、越島次郎（神大工）
日本機械学会 関西支部講演会

冷間塑性加工におけ被加工材の加工限界を予知する目的で、種々の実験を行い、延性破壊条件式をすでに提案した。本報では、①ねじり試験で求められた条件式の他の変形方法（引張り、圧縮）への適用の可能性、②変形方法が変化した場合の破壊ひずみの変化、③中間焼なましによる延性の変化等について調べている。

Electrostatic Probe Measurements in Argon Plasma Boundary Layer

松岡一起・岸下晴亮・西田迪雄（京大・工）・神元五郎（京大・工）
Memoirs of the Faculty of Engineering Kyoto University, Vol. XXXIX, Part 1

（昭和52年1月）

アルゴンプラズマ流におけるフラッシュ・プローブ測定について

松岡一起・岸下晴亮・西田迪雄（京大・工）・神元五郎（京大・工）
日本機械学会論文集 43巻 369号

（昭和52年5月）

円筒プローブと平板に埋めこんだフラッシュ・プローブを併用して、平板境界層内の電子温度、イオン数密度

分布の測定を行った。測定値は、電子-イオン対保存式ならびに電子エネルギー保存式をシースを考慮した境界条件で数値解析した結果とよく一致した。また、流れの方向に配置されたフラッシュ・プローブによる捕集イオン電流密度の測定値から境界層端のイオン数密度を容易に推測できることを確認した。

直線的に配列された円孔を持つ 無限平板の引張り

浜田 実 (阪大・工), 水嶋 巖 (奈良高専), 立石雅之 (阪大・工)

日本機械学会関西学生会卒業研究発表講演会
(昭和52年3月17日 講演)

円形充てん物を持つ無限平板の 引張りと圧縮 (続報 充てん物が弾性体の場合)

浜田 実 (阪大・工), 水嶋 巖 (奈良高専), 草野直史 (阪大・工)

日本機械学会関西学生会卒業研究発表講演会
(昭和52年3月17日 講演)

円形充てん物を持つ無限平板の 引張りと圧縮

水嶋 巖 (奈良高専), 浜田 実 (阪大・工), 草野直史 (トヨタ自工)

日本機械学会関西支部第237回講演会
(昭和52年6月4日 講演)

単軸引張りを受ける多円孔無限平板の 応力集中問題の一数值解法 (第5報)

浜田 実 (阪大・工), 水嶋 巖 (奈良高専)

日本機械学会 論文集 43巻 373号
(昭和52年9月)

希薄高分子溶液の流動と伝熱特性

大阪大学工学部 森 教安, 堀川 明, 浜辺定徳

日本機械学会

(1977年3月19日 講演)

希薄高分子溶液を乱流状態で流した場合の D , R . 現象とその時の熱伝達率の減少について研究した。実験は、ポリエチレンオキサイドを用いて平均速度分布と熱伝達率を測定するために行なった。また、熱伝達率の減少に関する若干の理論的検討も行なった。

(電気工学科)

分母が P の6次式である演算子関数の ラプラス変換公式の網羅

* 井村栄仁 (*奈良高専), ** 岡本 弘, ** 市田博,
** 名和保紀 (**京工織大)

電気関係学会 関西支部連合大会
(昭和51年11月13日)

区間パルス制御形サイクロコンバータ の出力電圧の高調波分析

* 井村栄仁 (*奈良高専), ** 市田 博, ** 名和保紀,
** 岡本 弘 (**京工織大)

電気関係学会関西支部連合大会
(昭和51年11月13日)

区間パルス制御形サイクロコンバータ の高調波分布

* 井村栄仁 (奈良高専), ** 市田 博, ** 名和保紀,
** 岡本 弘 (**京工織大)

第19回 自動制御連合講演会
(昭和51年11月)

出力電圧のひづみ率からみた分割制御 形サイクロコンバータの分割幅

* 井村栄仁 (*奈良高専), ** 市田 博, ** 岡本 弘,
** 名和保紀 (**京工織大)

パワーエレクトロニクス研究会
(昭和52年6月25日)

分割制御形サイクロコンバータ の分割幅決定

*井村栄仁 (*奈良高専), **市田 博, **岡本 弘
(* **京工織大)

情報処理研究会資料 IP-77-31

(1977年7月20日)

容量性負荷を有する3相PWM逆変換 器の解析 (シミュレーション) (第6報)

*井村栄仁 (*奈良高専), **岡本 弘, **市田 博,
**名和保紀, **兄井和実 (* **京工織大)

電気学会全国大会

(昭和52年7月30日)

画像の最適量子化に関する一考察

上田勝彦, 世古 忠, 中村善一 (奈良高専)

情報処理学会 第17回 全国大会

(昭和51年11月19日講演)

濃淡画像の量子化に関する問題は、標準化問題と共に、画像の伝送、処理およびパターン認識等における基本的な問題である。そこで、本報では画像の最適量子化器設計における最適性の評価基準をどのように設定すべきかという事について、我々の簡単な考えを提案し、併せて人間の視覚による判断の場合について、具体例を示した。

Charge Transport and Breakdown in Polyethylene

J. KYOKANE, K. YOSHINO * and Y. INUISHI *
(* Faculty of Engineering, Osaka University)

1976 CONFERENCE ON ELECTRICAL INSULATION AND DIELECTRIC PHENOMENA; NAS October 19, 1976 (lecture) Buck Hill Falls (Pennsylvania; USA)

Time of flight measurement of PE (polyethylene) by the pulsed electron beam will be reported. The electron beam induced conductivity consists of two parts; fast (Q_f) and slow (Q_s) components. The

component Q_f is related to the fast carrier migration in the crystalline region and the component Q_s is correspond to the migration of the carrier through amorphous region. In amorphous region the carrier transport is discussed as compared with the Scher—Montroll theory. Its apparent mobility of carrier estimated from the Scher—Montroll plot are respectively $5.6 \times 10^{-7} \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{sec}$ (electron) and $3.2 \times 10^{-7} \text{cm}^2 / \text{V} \cdot \text{sec}$ (hole) at 343K, 1.2 MV/cm and 12 μm . TSC and TL of PE injected by high field application were also studied. The relation between the carrier transport and breakdown will be discussed from the above mentioned experimental results.

炭化水素単結晶の電気的性質 (I)

京兼 純, *原田真二, *吉野勝美, *犬石嘉雄 (*阪大・工)

電気学会全国大会 (北大工)

(昭和52年7月30日 講演)

ポリエチレン (PE) に於て、電子線誘起電導にはキャリアが非晶質を走行する“遅い成分” Q_s と結晶質を走行する“早い成分” Q_f が存在することを述べた。そこでPEの結晶部でのキャリア移動を明らかにするためその単純化されたモデル物質として高炭素炭化水素単結晶であり、比較的融点の高いヘキサトリアコンタン ($C_{36}H_{74}$) を取り上げて電気的、光学的特性の測定を行ったものである。

ポリエチレンおよび炭化水素 単結晶の電荷輸送

京兼 純, *原田真二, *吉野勝美, *犬石嘉雄 (*阪大・工)

電気学会「第10回 絶縁材料シンポジウム」

昭和52年9月29日 (ポスター・セッション)

ナノ秒電子線パルスを用いてポリエチレン (PE) の誘起電荷を測定すると電荷が結晶域を走行する成分 Q_f と非晶質域を走行する成分 Q_s が存在する。ここでは非晶質中のキャリア移動についてScher—Montroll 氏の解釈と対比させながら考察を進めたものである。非晶質域を走行する Q_s に関して $\log i(t) - \log t$ プロット (Scher—Montroll プロット) を行い、見かけの移動度

を算定すると、343K, 1.2MV/cmで12 μ mの試料において電子 $\mu_e = 5.6 \times 10^{-7} \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$, 正孔 $\mu_h = 3.2 \times 10^{-7} \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ となった。この見かけの移動度は Davies 氏や Dehoust 氏等の求めた数値に近いものが得られた。

二次元FFTを用いたレンズの像空間における界強度分布の計算

世古 忠・成田絏一(奈良高専)
電気関係学会関西支部連合大会 講演論文集
(昭和51年11月 講演)

2次元高速フーリエ変換を用いたレンズの像空間における界分布の計算

世古 忠・成田絏一(奈良高専)
電子通信学会論文誌(B) Vol. J60-B No.5 1977
本論文では、レンズの像空間における界分布が2次元高速フーリエ変換を用いて数値計算され、解析解の結果と比較されている。そして両者が非常によく一致すること及び2次元FFTの使用の有効性が述べられている。

長波長ホログラムの焦点深度と分解能について

世古 忠・成田絏一(奈良高専)・阿座上 孝(名工大)
電子通信学会 量子エレクトロニクス研究会資料
OQE77-16
(1977年5月27日 講演)

本論文では、ホログラム系の再生像を従来の結像位置においてのみではなく、観測空間の任意の位置で求め、新しいパラメータ σ , P を導入し長波長領域でこの解析解を計算している。そしてこの計算結果から、長波長領域でのホログラムの焦点深度及び分解能について議論している。

ホトダーリントンの負性抵抗特性

高橋晴雄, 山内雅好(奈良高専)
昭和51年度 電子通信学会 光・電波部門全国大会 No. 419
(昭和51年11月3日 講演)
本稿では、ホトダーリントンタイプのホトカブラが、

単に一次側と二次側とを2端子に縦続接続するだけで、本来の回路結合素子としての機能とは全く異なった新しい機能として、電流制御形負性抵抗特性を呈示する能動2端子素子になることを実験的に明らかにした。

本負性抵抗特性は、トランジスタのなだれ降服現象と光結合による正帰還作用とを結合した結果得られたものであり、そのブレイクオーバー電圧がなだれ降服の維持電圧に一致することを示した。

ホトカブラを用いた負性抵抗回路(V)

高橋晴雄, 山内雅好(奈良高専)
昭和51年度 電気関係学会関西支部連合大会 G9-8
(昭和51年11月14日 講演)

本稿では、ホトカブラとNPNトランジスタを組み合わせて構成した負性抵抗特性が、外部光入力により変化できることを実験的に明らかにし、2つの外部光入力をそれぞれセット入力及びリセット入力に対応させれば、R-Sフリップ・フロップが簡単な回路構成で実現できることを示した。

ホトカブラの負性抵抗特性

高橋晴雄, 山内雅好(奈良高専)
電子通信学会論文誌(C) Vol. 60-C, No. 1.
論文番号 [52-45]
(昭和52年1月)

ホトカブラの一次側と二次側との縦続接続により、本来の回路結合機能とは全く異なった新しい能動的な機能としてS形の負性抵抗特性が実現できることを示した。

まず、負性抵抗特性の実現法と動作原理を説明し、なだれ降服現象と光結合による正帰還作用により負性抵抗特性が得られることを明らかにした。次に等価回路による解析より理論的な説明を行ない、最後に応用例として、し張発振器が簡単な回路構成で実現できることを明らかにした。

ホトダーリントンの負性抵抗特性(II)

高橋晴雄, 山内雅好(奈良高専)
昭和52年度 電子通信学会総合全国大会 No. 462
(昭和52年3月30日 講演)
本稿では、ホトダーリントンタイプのホトカブラの一

次側と二次側との縦続接続による負性抵抗回路に2つの外部光の受光用回路を付加すれば、外部光入力によりS形負性抵抗特性のブレイクオーバー電圧及びホールド電流がそれぞれ制御できることを明らかにした。

具体的な応用例として、オプトロニックなフリップ・フロップ動作に利用できることを実験的に示した。

しきい値論理によるオプトロ ニック全加算器

高橋晴雄(奈良高専), 北浜安夫(大阪市大・工)
電子通信学会 論文誌(D) Vol. 60-D, No. 4

論文番号 [52-204]
(昭和52年4月)

しきい値論理を基本原理としオプトロニックな手法を採用した一つの新しい形の新全加算器が提案されている。

本全加算器は、S形負性抵抗特性のブレイクオーバー電圧を「しきい値」に、3つの光加算入力の“1”の数を「重み和」にそれぞれ対応させ、2つのS形特性回路により「和」と「けた上げ」に対応する光符号出力を演算するよう構成されたものである。

本論文では、ホトカプラにより構成したS形特性回路の概要を述べ、オプトロニック全加算器の構成原理と動作理論を明らかにし、実際回路の構成法と実験結果を示し、最後に回路条件に対する検討を加えている。

ホトダーリントンの負性抵抗回路(Ⅲ)

高橋晴雄, 山内雅好(奈良高専)
昭和52年度 電子通信学会 半導体部門全国大会 No. 198
(昭和52年8月25日 講演)

本稿では、ホトダーリントンタイプのホトカプラにより構成された負性抵抗回路において、外部光入力によりS形負性抵抗特性のホールド電流が変化することを利用して、回路状態をON状態からOFF状態へ転移させることができることを明らかにし、光パルスの遅延動作に応用した実験結果を示した。

空間フィルタを用いた 糸の送り速度測定装置

山内雅好, 高橋晴雄(奈良高専), 堤 捨男(京工繊大・工芸学部)

電気関係学会関西支部連合大会

(昭和51年11月14日 講演)

筆者らは、先に空間フィルタを用いた、非接触方式による糸の送り速度測定装置、および、空間フィルタとして柵状レティクルを用いた場合の実験結果について報告した。本報は、空間フィルタとして、新たに有極性柵状レティクルを使用し、柵状レティクルを用いた場合との比較実験結果を示したものである。実験の結果、空間フィルタとして有極性柵状レティクルを使用することによって、不都合な低周波、および、高周波成分を減少でき測定精度の向上が望まれることが明らかになった。

(化学工学科)

Environmental stress crazing and cracking of plastics

S. Okuda and T. Iguchi (Doshisha University)
International Conference : Mechanisms of environment sensitive cracking of materials.

5 April 1977 (conference)

高分子材料の環境応力割れを防止する目的で、その機構に関する研究結果を発表し、さらに実用的に材料に負荷できる許容応力を環境薬液と接触した材料のギブス自由エネルギー変化の測定から求める方法について報告した。

“水酸化クロムとメタ亜クロム酸 イオンとの平衡反応”

犬田修正(奈良高専), 松井多嘉夫(現 旭化成), 大川和伸(大阪府立公害監視センター)
日本化学会 第36 春季年会

(昭和52年4月3日 講演)

クロム含有廃液処理のための化学工学的基礎データを得る目的で、特に水酸化クロムとメタ亜クロム酸イオンとの平衡反応を調べ、次の結果を得た。

- 1) 水酸化クロムの溶解反応の速度は極めて遅く、平衡値に達するには250℃では少なくとも10時間以上を要するので、このことを考慮して廃液処理のためのpH設定をする必要があることがわかった。
- 2) この反応は可逆一次反応とみなしうるということがわかった。
- 3) 種々の温度での平衡定数、25℃における速度定数、および熱力学的関数(ΔG° , ΔH° , ΔS°)を決定した。

Investigation of the Reaction of Metal-Nitrosyl Complexes. I. New Nitrosolysis Reaction of Cycloalkanones Using Sodium Pentacyanonitrosylferrate (II)

Akira ISHIGAKI, Masatoshi OUE (Nara Technical College), Yoshikazu MATSUSHITA, Isao MASUDA and Toshiyuki SHONO (Dept. Eng. OSAKA University)

Bull. Chem. Soc. Jpn, 50, No.3, 726 ~730 (1977)
(昭和52年3月)

Cycloalkanones reacted with sodium pentacyanonitrosylferrate (II) (NP) to give red-brown or red-violet colored complexes under an alkaline condition. The solvolysis of the complexes gave ω -(hydroxyimino) alcanoic acids under a hot alkaline condition and gave ω -cyanoalkanoic acids or their esters in an acidic condition in good yields. These Products correspond to nitrosolysis products of cycloalkanones. The reaction mechanism was investigated by use of ^{15}N labeled NP. The complex was formed initially by an electrophilic attack of the nitrosyl ligand of NP to the active methylene of the cycloalkanone. Then a C—C bond cleavage of the resulting ligand, 2-(hydroxyimino) cycloalkanone, occurred by an action of the solvent species under the influence of the central ferrate ion. The solvolysis of the ligand occurred through Beckmann fission by an action of the acid in the coordination sphere.

金属ニトロシル錯体を用いる反応(4) ニトロプルシドナトリウムとケトン類の反応およびニトロプルシドイオンの反応性に及ぼす対カチオンの影響

石垣 昭, 大植正敏(奈良高専), 庄野利之(阪大工)
日本化学会 第36年会

(昭和52年4月 講演)

ニトロプルシドナトリウム(NP)とフェニル置換ケトン類との反応について研究し, さらにNP-クラウンエーテル錯体, 各種カチオンの NP^{2-} との塩について,

反応性を研究した。フェニル置換ケトンの中でアセトフェノンはNPと反応して2-オキシイミノケトンを生成するが, プロピオフェノンは炭素-炭素結合が開裂した生成物を与える。デソキシベンゾイン等も同様開裂生成物を与える。NP-クラウンエーテル錯体, 第4級アンモニウム塩のNPではケトン類への反応性が低下する事実を確かめた。NPのニトロシル基のIR吸収帯が対カチオンによって位置が変動することを見出し, ニトロシル基の反応性への対カチオンの影響について論じた。

染料廃液の電解処理に関する基礎研究 (第2報) 定電流電解による脱色効果

泉 生一郎(奈良高専), 中田敏夫(奈良高専)
日本化学会 第36春季年会

(昭和52年4月 講演)

前報で染料含有廃水の効果的な電解処理法を見出すために, 塩基性染料であるローダミンBを含む塩化ナトリウム水溶液をモデル液としての定電位電解脱色効果について述べた。今回は同じモデル液について, 定電流による電解脱色効果の検討を行った。その主な結果として, 電気化学的に生成した塩素によってローダミンBが脱色し, その脱色速度が通電量によって制御できることが分かった。

白金電極における各種低級アルコールの酸化に対する Cd^{2+} の添加効果

泉 生一郎(奈良高専), 大西康幸(大阪工大, 奈良高専)
電気化学協会 第44回大会

(昭和52年5月 講演)

有機化合物の電極反応に対する金属カチオンの添加効果に関する研究は, 触媒効果あるいは反応過程の選択的効果を意図して行われてきた。筆者らは既報で, エタノールのアノード酸化に対する金属カチオン効果を検討し Cd^{2+} について特に顕著な酸化促進効果を見出している。ここでは, さらに低級アルコール類について Cd^{2+} の添加効果を調べ, 同様な結果を得た。

The Oxidation of α -Alanine at Oxide-covered Nickel Electrodes

桐 章(大阪市大・工), 清水俊之(大阪市大・工),

泉 生一郎 (奈良高専), 長浦茂男 (大阪市大・工)
 Mem. Fac. Eng. Osaka City Univ., Vol.17, (1976)
 (昭和51年10月)

The oxidation of α -alanine at nickel anodes in alkaline solutions has been studied and it is shown that α -alanine is oxidized to yield acetonitrile by a mechanism involving a rate-determining chemical reaction of electrogenerated nickel (III) oxide with α -alanine. The rate constant for the chemical reaction was estimated to be $1.7 (\text{mol}/1)^{-1} \text{s}^{-1}$.

(一般教科)

A Multi-Regge Model with the Threshold Factor for Cluster Production

—Two-Component Analysis of Multiplicity
 Distributions in p - p Collisions at 50 ~ 400
 GeV/c —

Hitoshi ITO, Koushy SASAKI*, Fujio TANAKA**
 and Takeshi TOGAWA

Department of Physics, Faculty of Science and Technology
 Kinki University, Higashi-Osaka 577

* Faculty of Engineering, Kansai University, Suita 564

** Nara Technical College, Yamato-Koriyama 639-11

The threshold factor in rapidity space Δ for the production of one additional cluster is shown to have the smaller value 0.1 ~ 0.2 than that predicted by Chew and Koplik. The negative correlation among the clusters is brought in through Δ . The weaker correlation, f.e. $\Delta = 0.1$, is more provable. The cluster size of 1.3 ~ 1.4 negative particles per cluster is predicted as most provable. But the larger value up to 1.7 cannot be excluded. The diffractive cross section is found to be about 9 ~ 10 mb and the diffractive multiplicity distribution is shown to be consistent with the Poisson distribution with the mean 1.4 ~ 1.7.

奈良工業高等専門学校 研究紀要 第13号
昭和53年3月15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22

印刷所 (株) 關西印刷株式会社
奈良市南半田中町19

RESEARCH REPORTS

of

NARA TECHNICAL COLLEGE

No. 13, 1977

CONTENTS

One Analytical Approach to Epicyclic Gears and its Application.	Shunji ANO	1
X-ray Investigation of Strees Measurement on Age Hardening Type of Alluminium.	Junichi ARIMA & Yasuyoshi IWAI	11
Stopping State Behavior of Pulse Moter Driven by Constant-Angular-Positional Excitation.	Kazumasa OHASHI & Saburo AIBA	17
Study on Behavior of Carriage with Inter Locking Constant-Spped Return Method	Katsuya KAGA & Kazumasa OHASHI & **Keiji OKUSHIMA	21
Performance Tests of the Shock Tube.	Haruaki KISHIGE & Kazuoki MATSUOKA	27
Numerical Solutions on the Stability of Karman Vortex Street.	Haruaki KISHIGE & Toshio FUNADA	33
Measurement of Flow Velocity by Laser Doppler Velocimeter. Toshiya SAKABE & Toshio WAKABAYASHI & **Noboru NAKATANI & ** Tomoharu YAMADA		41
An Analysis of Temperature Distribution in Continous Dieless Drawing.	Hideo SEKIGUCHI & Koji KOBATAKE	47
Studies of Machinability of Eutectic Graphite cast iron Made by Continuous Casting Process.	Yoshio TANAKA	55
Researches on Elimination of Black Smoke Exhausted from Diesel Engine. (4th Report)	Toshio NAKATA & Ichiro SHIMAUCHI	61
Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impingement of Jet (4th Report)	Makoto NAKATANI & Masanori YAO	65
Characteristic of Heat Transmitting Surface with Impingement of Jet (5th Report)	Makoto NAKATANI & Masanori YAO	71
On the Coincided Point Formula For Elliptic Complexes.	Katsuhiko FUKUSHIMA	77
Mortion of the Half Integer Spinning Particle in the Gravitational Field.	Shikao MIYAMOTO	81
FLOW and Heat Transfer Characteristics of Dilute Polymer Solutions.	Noriyasu MORI & Akira HORIKAWA	87
Flow Properties of Electroviscous Fluids.	Toshio WAKABAYASHI & Tosiya SAKABE	93
Analysis of the PWM 3-Phase Inverter (Capacitive Load)	Shigeji IMURA	99
Charge Transport and Breakdown in Polyethylene.	Jun KYOKANE	105
Imaging Properties of a Long Wavelength Hologram.	Tadashi SEKO & Hirokazu NARITA	111
A Design of the Full Adder using Optronic Negative Resistance Characteristic.	Haruo TAKAHASHI & Masayoshi YAMAUCHI	117
The New Method for the Yarn-Speed Measurement Using the Spatial Filter.	Masayoshi YAMAUCHI & Haruo TAKAHACHI & Suteo TSUTSUMI	123
Electrical Measurement for Monitoring the Performance of Plastics Lining.	Takayuki IGUCHI & Satoshi OKUDA	129
Kinetics of Oxidation of Ethylene with Thallium(III) ion.	Tadashi UMEHARA	133
Electrochemical Oxidation of Glyoxal at a Platinum Electrode in an Alkaline Solution.	Masatoshi OOUE & Ikuichiro IZUMI	139
Liquid-Liquid Extraction in Pulsed Multistage Lift Tray.	Mikio KAWAGOE & Tsutao OTAKE & Yasuo NODA	147
On Connes' Conjecture.	Seinosuke KITAGAWA	153
Humanistic Attitudes Toward Sports.	Takeshi NAKAWADA	157
On Eyeless in Gaza — Man and Regeneration —	Yoshikuni MIURA	169
A Study of <i>Seus of Sensibility</i>	Shozo NAKANISHI	175