

研 究 紀 要

第 9 号

昭和 48 年度

奈良工業高等専門学校

目 次

ぜい性被膜法およびX線応力測定法による応力値の相関性	有間淳一・岩井保善	1
低圧空気サーボの遠隔制御の研究	加賀勝也・上田惇巳・明石 一	7
長方形出張りを有する帯板等の平面応力(複素応力関数による解法)	岸 下 晴 亮	13
エッジトーン形論理素子の基礎研究	阪部俊也・若林敏夫	21
ステンレス鋼の超仕上について	田 中 義 雄	27
物質伝達に関する研究	中 田 敏 夫	35
Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface		
(1st Report, Plane Jet Reattached to an Unheated Surface)		
	Makoto NAKATANI and Takao KATOH	41
Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface		
(2nd Report, Plane Jet Reattached to a Heated and Evaporative Surface)		
	Makoto NAKATANI and Takao KATOH	49
Nonequilibrium Partially Ionized Plasma Flow along a Stagnation Point		
Stream Line		
	Kazuoki MATSUOKA, Michio NISHIDA and Goro KAMIMOTO	59
弱電離平板境界層における電子温度測定について	松岡一起・岸下晴亮	69
円孔列を持つ無限平板の応力集中係数		
(第2報 2軸引張力を受ける場合と一様せん断力を受ける場合)	水 嶋 巖	75
油圧サーボリリー弁の試作	若林敏夫・阪部俊也	79
パルス巾制御3相逆変換器の過渡解と動作モード($T/3 < \tau < T/2$)	井 村 栄 仁	85
相互相関法を用いたガンマ線スペクトル解析	上田勝彦・石桁正士・西川喜良	91
Electrical and Optical Properties of Phthalocyanine Single Crystals		
	Jun KYOKANE, Katumi YOSHINO and Yoshio INUISHI	97
オプトロニツク全加算回路	高 橋 晴 雄	105
空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置の試作	堤 捨男・山内雅好	111
Kinetics of Oxidation of Ferrous Chloride in Hydrochloric Acid with Oxygen		
	Tadashi UMEHARA	117
An Extension of Robinson's Joint Consistency Theorem and Its Application to the Theory of Definition		
	Hiroyoshi TABATA	123
夢と現実 —『剃刀の刃』について—	柏 原 啓 佐	129
束縛と解放 —Lord Jim 像についての—考察—	中 村 元 一	139
視聴覚教育による外国語教授法の試み		
—語学フィルム「ゲーテン・トーク」を用いて—	田 北 寛 剛	149
成身院光宣について —法隆寺との関係—	朝 倉 弘	155
『独歩集』と『運命』 —その自然主義的傾向について—	細 井 誠 司	161
子規歌論の「趣向」について	小 谷 稔	169
科学教育についてのインフォメーション		
・アナリシス	上田勝彦・田中邦宏・石桁正士・西川喜良・北川 治	175
学習の設計とその制御	山 本 績	181
新しい金属加工法の開発 —ダイレス引抜き法—	小畠耕二・関口秀夫	187
付・教官研究活動状況一覧表(抄録)		189

ぜい性被膜法およびX線応力測定法 による応力値の相関性

有 間 淳 一
岩 井 保 善

On the Relation between X-ray Stress Measurement and Stress Measured by Brittle Coating.

by

Jyunichi ARIMA and Yasuyoshi IWAI

The stress measurement by X-rays has been noted as a unique method of non-destructive measurement by local stress (especially residual stress). Recently, the experimental procedure of X-ray stress measurement is applied in very wide fields of engineering studies in consequence of the development of X-ray equipment as well as the improvement in measuring method. However, on the case of X-ray measurement of stress distribution on the surface of complicated machine parts, structures, and so on, it is necessary to measure covering over a wide scope because of X-ray diffraction area limitations.

On the other side, the method of strain determination by brittle coating can be determined the strain value from crack density after external load applying to calcium rosin coating, and is applied in wide fields of studies for stress concentration and measurement of stress distribution on practical machine parts or structures. As it can be considered that the stress measurement method combination with brittle coating and X-rays is the most effective, the several experimental investigations were carried out in this study.

The heat dry type brittle coating was used in this experiment. Several bending stresses were given to the coating specimens of carbon steel, and at every stage of stress, the changes in the distance of crack were measured. Then the values of lattice strain were measured by CrK α radiations.

As a result, it was observed extremely good agreement between the strain distribution and the direction of principal strain by coating and the applied stress measured by X-ray on the course of pure bending test.

1. 緒 言

X線応力測定法の実用工業化に関してはこれまで基礎的⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、技術的諸問題⁽⁴⁾に対して多面的な研究が行なわれてきており、測定機器等の著しい発達と相まって最近では直接現場の規模において本測定法がひろく活用されるようになってきた。しかし複雑な形状を有する機械部品、構造物などの応力集中部あるいは応力分布状態を直接X線的に求めようとする場合、X線の照射面積に限度があるため、これら構造物の広い領域について多く

の測定を行なう必要がある。

一方、ぜい性被膜法^{(5)~(10)}は、きわめてろい塗膜を形成する塗料を被測定物表面に塗装して乾燥せしめると、引張り力の作用により主ひずみ方向と直角に塗膜のき裂を生じ、き裂間隔があるひずみ範囲までは一次的となる性質を原理として応力値を求める方法であって、き裂模様から直接被測定物表面全体のひずみ分布あるいは主ひずみ方向を容易に求めることができる^{(11)~(14)}。このため、これまで広く用いられており、き裂発生 of 感度に関係する塗料の物性的研究⁽¹²⁾⁽¹³⁾も進められている

が、他の応力測定法と比較してひずみ感度がひくいこと、き裂の発生状況が塗料の成分、性質、乾燥技術、大気中の温度あるいは湿度などにより著るしく影響を受けるなどの点でひずみの定量的測定法として活用するには多くの問題が残されているようである。しかしながら、上述のように応力の分布状態を容易に検出し得る利点をX線応力測定法と併せて適用することにより、最も確実な応力測定法を確立することになるものと考えられる。

したがって本報告では、加熱乾燥型ひずみ塗料（ダイヤラー）について、ぜい性被膜法の現場における測定技術に関する実験的検討を行なったのでその結果についてのべると共に、板状試験片に曲げ荷重を加え、任意の各応力段階で、ぜい性被膜法およびX線法を採用して求めた応力値について比較検討したのでこれらの結果についてのべることとする。

2. 実験方法

2.1 試験片

本研究に用いた材料はS35CおよびS55Cの板材である。所定の形状、寸法に加工したのち、各々650°Cで2時間ひずみ取焼なましをほどこしたものを試験片として採用した。試験片の形状寸法はFig. 1に示す。試験片に対する荷重はFig. 2に示す小型曲げ装置を用いて行

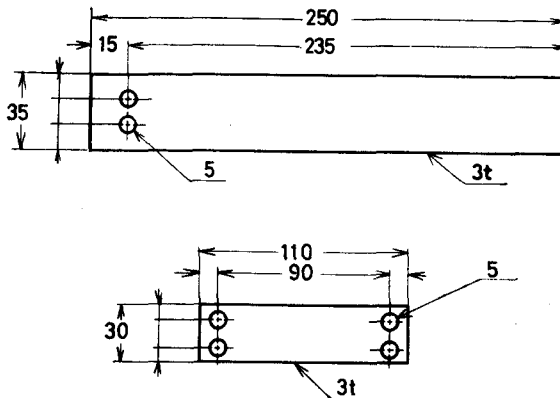
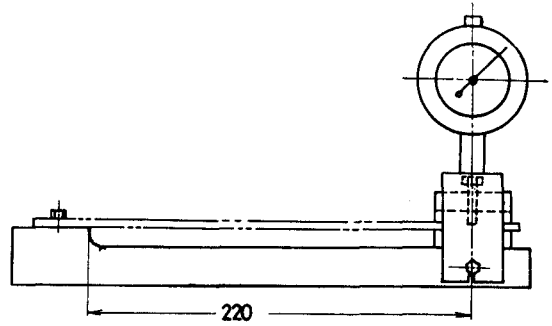
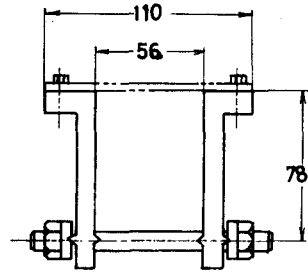


Fig. 1. Shapes and dimensions of specimen.

なった。すなわち(a)は片持曲げのための装置であって、一端に一定荷重を加え、そのときの最大たわみをダイヤルゲージで計測したのち、たわみが変わらないように荷重端を固定せしめる構造になっている。(b)は単純曲げ用の装置であって、両端を固定したのち下部のネジを締めつけることにより任意の均一な曲げモーメントが与えられる。



(a) for cantilever bending.



(b) for pure bending.

Fig. 2. Loading devices for bending test.

(a) for cantilever bending.
0.3% C Steel

(b) for pure bending.
0.5% C Steel

2.2 ぜい性被膜法による応力測定

使用したひずみ塗料は加熱乾燥型塗料（ダイヤラー）で⁽⁹⁾(10)ある。主成分はカルシウム分2.4%をふくむ石灰ロジンであって、チタン白、有機溶剤と混合したものである。これをシンナーで希釈したのち試験片表面に均一な膜厚になるよう塗装し

た。膜厚はこれまで得られている結果にもとづき0.07~0.1 mmとした。約1時間大気中に放置したのち、加熱乾燥を行なうのであるが、本研究においては、実用部材の塗膜乾燥に適用しうる赤外線加熱乾燥器を試作した。すなわち、Fig. 3に示すように、赤外線ランプ、熱電対、プログラム温度設定器、交流電力調整器および自動温度調節計より構成されている。プログラム温度設定器により1~2°/min、の速度で昇温、保持および降温

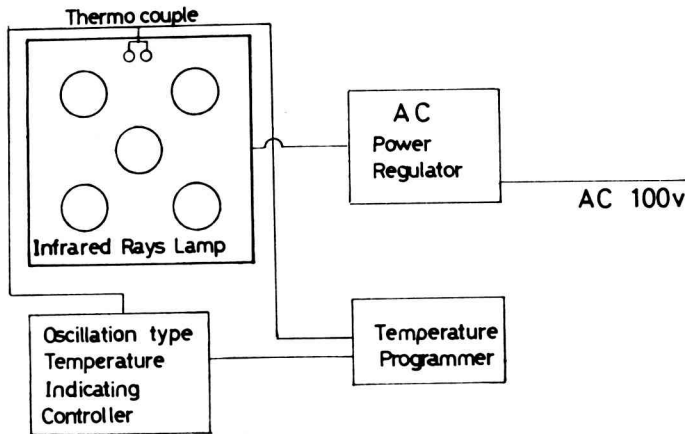


Fig. 3. Block diagram of infrared rays dryer.

を自動的に調整するのであるが、塗膜面温度を熱電対により検出し、交流電力調整器を作動せしめて温度制御を行なう点で、通常の定温乾燥器を使用する場合と比較して塗膜の乾燥条件を一定にすることができる。

また、塗膜に発生するき裂と外力の関係は次のようにして求められる。塗料を吹きつけて乾燥せしめた板状試験片に曲げ荷重を負荷すると塗膜にき裂を生じる。荷重点からき裂を生じ始めた点までの距離を l_0 とするとその点の応力とひずみは次式^{(6)~(7)}であらわされる。

$$\sigma = (6W/bh^2) \cdot l_0$$

$$\epsilon = \sigma/E = (6W/Ebh^2) \cdot l_0$$

ここでEは試験片を用いた材料の縦弾性係数である。 ϵ はこの塗膜のひずみの感度、あるいはき裂感度といい、塗膜がもろい程 l_0 すなわち ϵ の値が小さく、すくないひずみでき裂を生じることになる。また、荷重端から遠くなるにしたがってき裂密度は増加する。このき裂密度と試験片のひずみとの比例関係を用いるとある程度定量的に応力測定が行なえることになる。Fig. 4 にき

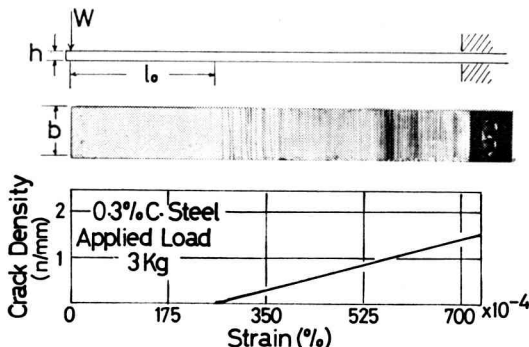


Fig. 4. Relation between crack density and strain

裂密度測定とひずみの関係を示す。すなわち 0.3% C 鋼板材に 0.07mm の厚きになるようひずみ塗料を塗装し、最高温度 90°C で乾燥したのち、3kg の荷重を負荷したものについてき裂密度とひずみの関係を求めたものであって、このひずみ範囲ではき裂密度と直線関係にあることがわかる。

2.3 X線による応力測定

本研究に使用したX線回折装置は通常のディフラクトメーター（島津 VD-1）であって、0.35° の発散角を有する平行スリットをとりつけ平行ビーム法による応力測定が可能であるようにして用いた。使用X線は Crk α 線であって sin² ψ 法により応力値を求めた。X線使用条件は Table I に示す。本研究においては、ぜい性被膜法お

Table I. Conditions of X-ray technique.

Characteristic X-ray	CrK α
Filter (Foil)	V
Slit (Divergent angle)	0.35
Irradiated Area (mm)	2 x 5
Tube Voltage (KV)	30
Tube Current (mA)	10
Full Scale (cps)	200
Time Constant (sec)	10
Scanning Speed (deg/min)	1/2
Chart Speed (mm/min)	20

びX線により求めた応力値を比較する必要があるため、試験片表面に対するひずみ塗料の塗装は長手方向の片側へ行なうことにした。所定の条件で塗膜を加熱乾燥せしめたのち、小型曲げ試験機にとりつけ、塗装されていない部分に直線X線が照射できるようにした。すなわち、弾性範囲内における任意の各応力段階で、Crk α 線を照射して得られる (211) 面回折線の回折強度分布曲線より回折角を測定し、2 θ -sin² ψ の関係より応力値を算出した。実験装置を Fig. 5 に示す。

3. 実験結果

Fig. 6 はき裂模様の例を示したものである。すなわち (a) は片持ち曲げ試験を行なった場合、試験片表面の塗膜に生じたき裂模様を示したものである。荷重端より固

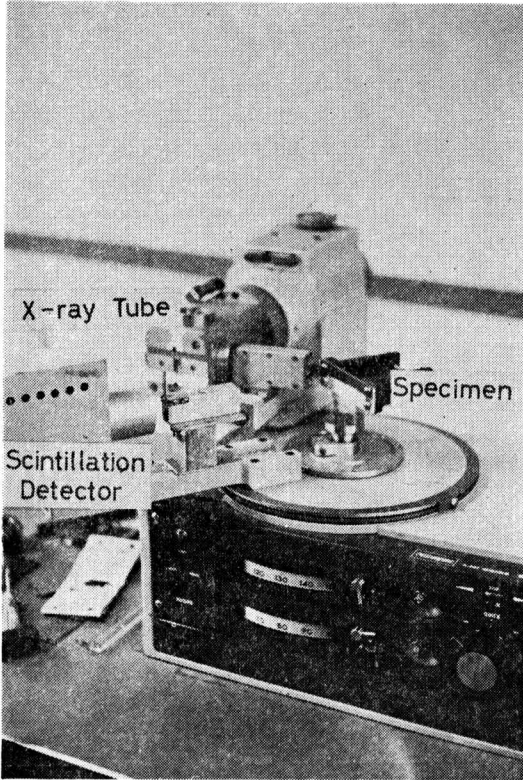


Fig. 5. X-ray diffractometer and specimen.

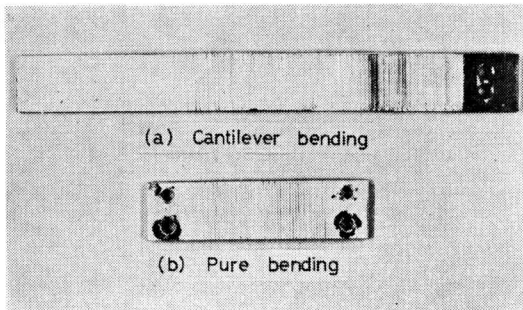


Fig. 6. Difference of crack pattern between pure and cantilever bending.

定端(右)へき裂の密度が増加しているのがわかる。また(b)は単純曲げによって生じたき裂模様を示したものであって支点内でき裂間隔がほぼ等しいことがわかる。

Fig. 7は片持曲げ試験の過程でぜい性被膜法およびX線を用いて求めた応力値の比較を示す。すなわち0.3%C鋼板試験片表面の片側へびずみ塗料を塗装し、速度毎分1°C、最高温度90°C、保持時間1時間の条件で加熱乾燥せしめた。前述の片持曲げ試験機を用いて先端に一定荷重3kgを負荷し、生じたき裂の密度より応力値を算出し、また同時にX線的に求めた応力値を試験片長さ(l)

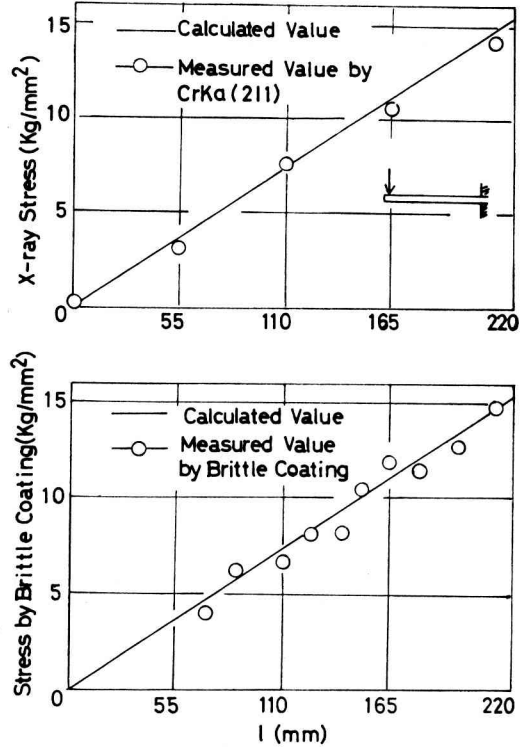


Fig. 7. Relations between X-ray and applied stresses, brittle coating and applied stresses.

との関係で示したものである。塗膜のき裂は荷重端より60mmから発生しており、その位置での応力は4.1kg/mm²であった。図にみられるごとく、計算値と測定値は各々よく対応していることがわかる。

Fig. 8は上述と同様の実験を単純曲げ試験で行なった結果を示したものである。すなわち、0.5%C鋼板試験片を用い、所定の条件でびずみ塗料を塗装、乾燥せしめたのち、表面にストレインゲージ(PL-10)を貼布した。小型の曲げ荷重装置にとりつけ、順次曲げ荷重を加える過程でき裂間隔より応力値を求め、同時にX線により応力を測定した。図はこれらの応力値を負荷応力との関係で示したものである。試験片表面にはX線による測定では約4kg/mm²の圧縮残留応力が存在していることがわかる。一方びずみ塗料による測定では荷重応力が約4kg/mm²に達するとき裂が発生し、20kg/mm²に達するとその後の荷重に対してき裂密度が増加しない。しかしながら、この範囲内においては、荷重応力値と測定値がほぼ対応していることがわかる。

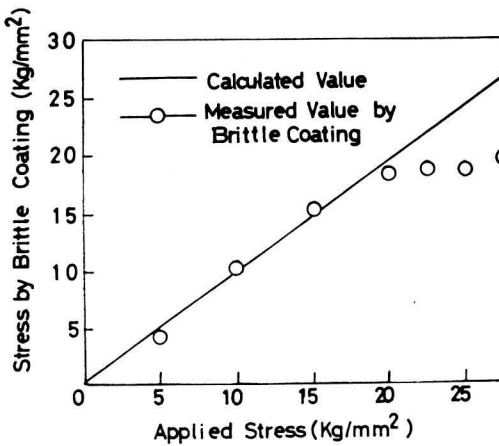
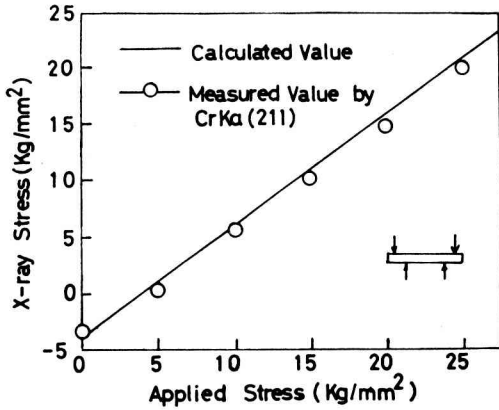


Fig. 8. Relations between X-ray and applied stresses, brittle coating and applied stresses.

4. 実験結果対する考察および結論

以上のべてきたごとく、本研究においては、X線応力測定法の適用範囲の拡張を目的として、補助的手段として実用し得るぜい性被膜法の技術的問題について実験的に検討を行ない、併せて各々の場合に求められる応力値の相関性について検討を行ってきた。実験結果にもとづく2, 3の問題点について考察し、結論とともにのべることにする。

ぜい性被膜法に関しては、塗料の成分、乾燥技術、大気中の温度および湿度がき裂の形態あるいは塗膜のひずみ感度にいちじるしい影響を与える。ぜい性塗料としては室温における自然乾燥で充分なき裂を発生する塗料が望ましく⁽⁶⁾、2, 3の製品も市販されているが我国のように湿度が高い場合、自然乾燥のみで安定して使用することは困難である。したがって短時間の加熱乾燥で実用し得る塗料が適しているが、この塗料では乾燥技術が

き裂の発生状況に決定的な影響を与えるものと考えてよい。Fig. 9にき裂の模様の一例を示す。図(a)は片持曲

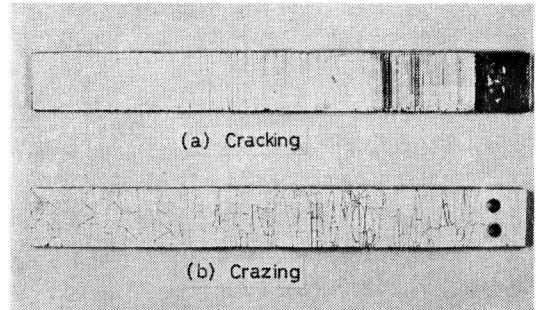


Fig. 9. Examplet of crack pattern.

げ試験を行なった場合の塗膜のき裂模様であって、塗装したのち、室温22°C、加熱速度1°C/min、最高温度90°Cおよび保持時間2時間の条件で加熱乾燥して得られたものである。しかしながら、加熱温度が100°Cを超える場合、不必要に乾燥時間が長い場合あるいは冷却速度が2°C/min、を超える場合は図(b)に示すように不規則なき甲状の模様があらわれる。これは焼割れ(Crazing)⁽⁷⁾⁽⁸⁾であって、負荷ひずみによって得られるき裂模様とは本質的に異なり、このような模様を生じた場合には実験に適さない。したがって、乾燥条件をできるだけ正確に制御するために小型の試験材料に対しては、自動温度調節計を具備した定温乾燥器を用いてもよいが、大型機械部品、構造物などに対しては、Fig. 3に示したような構成の赤外線乾燥器⁽¹¹⁾を利用することが必要である。本研究の範囲内においても、この乾燥器を使用することにより乾燥条件を任意に設定し、また常に一定条件で加熱乾燥が行なえる点で塗膜のき裂発生状態はきわめて良好であった。

Fig. 7およびFig. 8に示すように、弾性範囲内における任意の曲げ応力の各段階でX線およびぜい性被膜法を採用して応力値を求めたところ+4kg/mm²~20kg/mm²での範囲は各々良い対応性が得られることがわかった。したがってあらかじめぜい性被膜法を採用して生ずるき裂模様から表面の主応力方向あるいは応力の分布状態を検出して必要な部分の応力値をX線的に求めると複雑な形状を有する機械部品、構造物などについて正確な応力測定が可能であることが結論される。

一方上述の応力範囲は、本実験の条件下で得られたものであって、一般にぜい性被膜法を採用する場合の塗膜の成分、塗膜厚さおよび乾燥条件などにより限定されるものである。これまで得られている結果⁽⁴⁾⁽⁵⁾によるとこれらの諸条件を組み合わせることにより、0.027~0.258%までのひずみ、すなわち鋼の場合では5.7~5.41

kg/mm² までの応力が測定できることが報告されている⁽⁶⁾。したがって測定目的に応じて塗膜の混合比、塗膜厚さおよび乾燥条件を適切に組み合わせ使用することが必要である。また塗膜のひずみ感度を向上せしめるためには室温が比較的高い場合、多価アルコール系溶媒を接触させることによる増感効果が知られており、この場合生ずるき裂は Solvent Cracking⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾といわれている。大気中の温度との相関において増感法を併用することもぜい性被膜法を適切に使用する上で必要であり、有効な増感法の開発を含めて今後この種の問題に関しても研究を進めるべきであると考えらる。

参 考 文 献

- (1) 平, 有間, 材料 11, 123(1962)
- (2) 本田, 細川, 有間, 常永 材料 18, 195(1969)
- (3) 有間, 細川, 本田 材料 19, 207(1970)
- (4) 平, 蒲地 機械の研究 24, 401(1972)
- (5) 西原, 平, 前田 機誌 53, 380(1950)
- (6) 平原, 平, 前田 機誌 18, 75(1952)
- (7) G.H Eisenhardt, W.L.Walsh Proc SESA 10. 1.(1952)
- (8) 中原 機誌 57, 425(1953)
- (9) 西原, 平, 前田 材料試験 2, 9(1953)
- (10) 西原, 平, 前田 材料試験 5, 30(1956)
- (11) 根来, 角 九州大学応用力学研究所報 13 (1960)
- (12) 管野, 材料試験 10, 97(1961)
- (13) 管野, 村田 材料 20, 510(1971)
- (14) 管野 材料 21, 228(1972)

低圧空気サーボの遠隔制御の研究

加 賀 勝 也
上 田 惇 巳
*明 石 一

A Study on Remote Control under Low Pressure in the Pneumatic Servo System

Katsuya KAGA
Atsumi UEDA
Hajime AKASHI

As a basic research on a remote control scheme, we carried out a few experiments on the characteristics of piston movement under low pressure in the pneumatic servo system, in which a control cylinder was connected with an acting cylinder by piping.

The summary of the results is as follows.

- (1) The time delay was generally long.
- (2) The settling time was long when both the supply pressure and the acting pressure were high.
- (3) The reproducibility of the piston movement in the experiments was rather high.

1. 緒 言

空気シリンダ内のピストンを入力の大きさの変化に応じて任意の位置に保つことは困難な問題とされているが、シララーはテーパカムと安定化タンクと絞り抵抗とを用いてこの問題を解決している。われわれはシララーの装置の安定化タンクの代りに主シリンダと制御シリンダとを直列に接続することによって、工業用ロボットの腕としてオーバーシュートのない好ましいピストン挙動を得ることが出来た¹⁾。われわれはさらにこのタンデムシリンダを用いて制御装置からある距離においたシリンダ内のピストン挙動について検討を試みんとして、図1のような（空気圧供給管路と作動シリンダ管路とを接続した型の）空気圧サーボと取組んできたが、この装置では一定の条件のもとにおける入力カムの定長の移動にもかかわらず出力巾、むだ時間、整定時間が一定しないという点に問題がある。そこで本研究ではこれに改良を加え

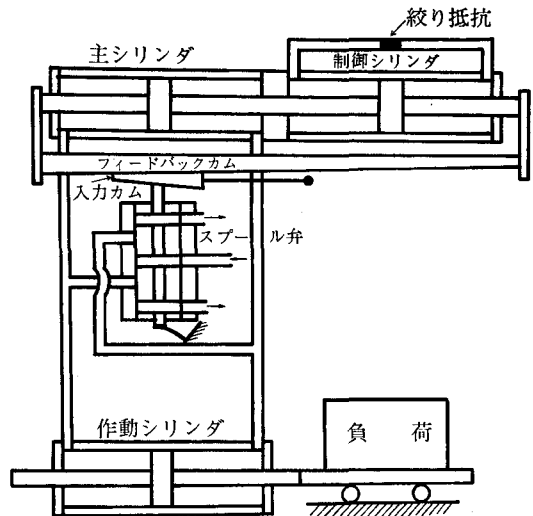


図1 空気圧供給管路と作動シリンダ管路とを接続した型の空気圧サーボ

て、制御・作動両シリンダを管路によって結合した空気サーボについて検討を試みたものである。

* 京都大学工学部教授

2. 実験装置

図2は制御・作動両シリンダを管路によって結合した

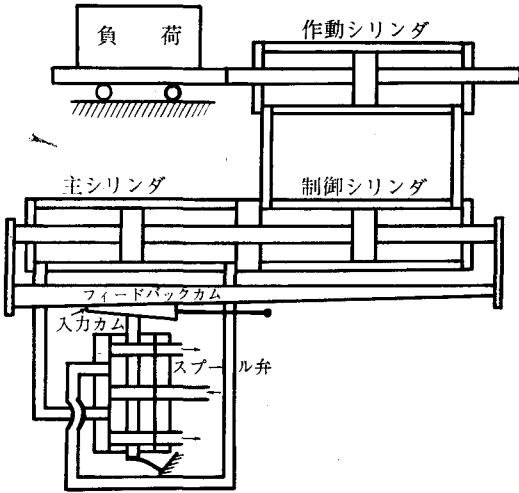


図2 制御・作動両シリンダを管路によって結合した型の空気圧サーボ

空気圧サーボであるが、入力カムを変位させるとスプールが変位し、主シリンダ内のピストンの両側に圧力差を生じて変位する。また、負荷は図のように作動シリンダ

内ピストンに接続した台車の上にかけるものとする。

図3は本研究の実験装置のブロック線図で、使用した記号はつぎの通りである。

- A_1 : 制御シリンダラム室有効面積 cm^2
- A_2 : 作動シリンダラム室有効面積 cm^2
- b_1 : タンデムシリンダ粘性減衰係数 $Kgsec/cm$
- b_2 : 作動シリンダ粘性減衰係数 $Kgsec/cm$
- K_f : フィードバックカム勾配
- K_i : 入力カム勾配
- K_1 : 無負荷弁流量感度⁽²⁾ cm^2/sec
- K_2 : 単位負荷圧当りの弁流量損失⁽³⁾ $cm^5/Kgsec$
- K_3 : 流体コンプライアンス⁽⁴⁾ cm^5/Kg
- K_4 : $V_i/2\kappa P_i$
- κ : 比熱比
- m_1 : タンデムシリンダ負荷質量 $Kgsec^2/cm$
- m_2 : 作動シリンダ負荷質量 $Kgsec^2/cm$
- P_i : 制御・作動シリンダ内流体初期圧力 Kg/cm^2
- V_i : ラム両側の流体初期容積 cm^3
- W : 中心位置より測った入力カム変位 cm
- X : 中心位置より測った弁変位 cm
- Y : 中心位置より測った作動シリンダ変位 cm
- Z : 中心位置より測った制御シリンダ変位 cm

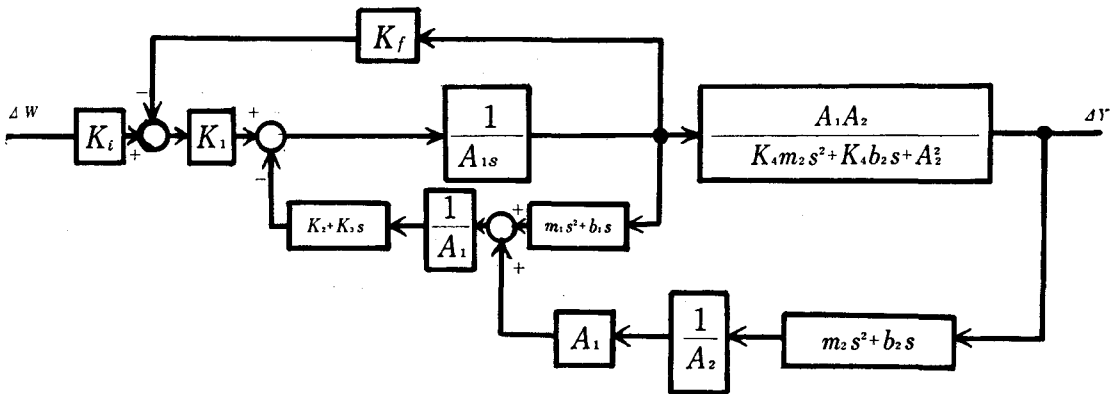


図3 本研究の実験装置のブロック線図

3. 実験方法

入力カムにステップ状の入力としてある一定値だけ移動を与え、作動シリンダ内のピストン挙動をしらべる。この際供給圧力・作動圧力および負荷を変化させて、そのピストン挙動に及ぼす影響をしらべる。

4. 実験結果および考察

本実験装置についてのステップ応答では、図1の装置の場合に比してはるかにバラツキの少ない結果を得ている。

図4は作動圧力2.5atgの場合の実験結果で、供給圧力の低いときにむだ時間が増している。これはシリンダとピストンとの間の静止摩擦力に打勝つ力の小さいこと

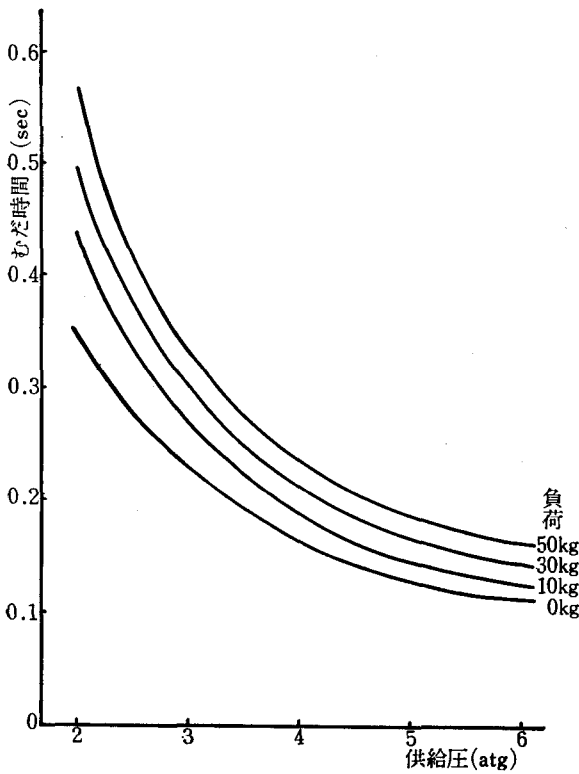


図4 供給圧とむだ時間との関係

による。

また図5は供給圧力が2.2atgの場合の作動圧力とむだ時間との関係をあらわしたもので、作動圧力を高めていくとむだ時間が増加している。これは圧力が高まるほど圧縮性が少なくなるので、制御シリンダ内の圧力差が生じにくくなり、その上に供給圧力が低いために、シリンダ・ピストン間の摩擦に打勝つ力が弱く、そのためにむだ時間が増加している。

図6(a), (b)はそれぞれ作動圧力 2.5atg, 5.5atg

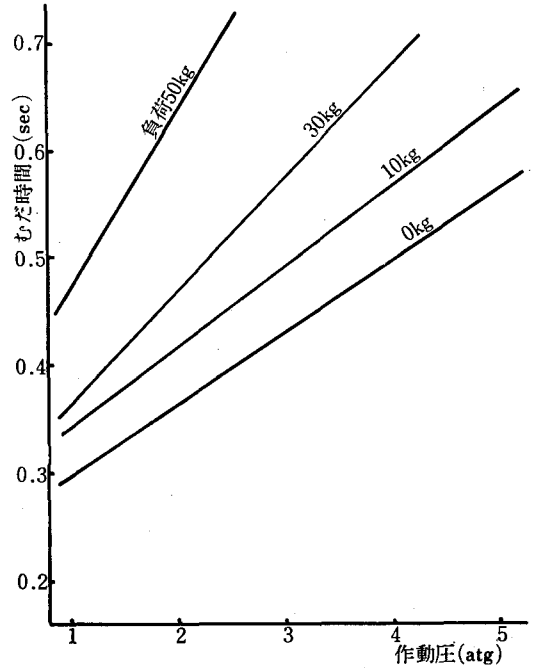


図5 作動圧力とむだ時間との関係 (供給圧2.2atg)

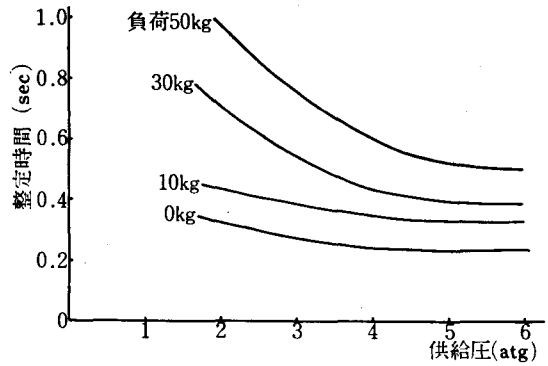


図6(b) 供給圧と整定時間との関係(作動圧2.5atg)

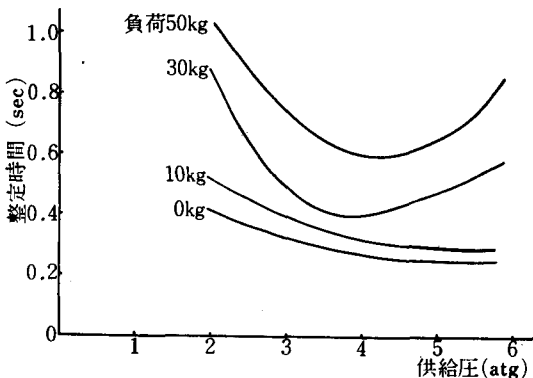


図6(a) 供給圧と整定時間との関係(作動圧2.5atg)

の場合の実験結果で供給圧力を高めていくと整定時間は少なくなっていく傾向にあるが、作動圧力 2.5atg の場合に供給圧力の高い領域では整定時間が急に上昇している。

図7は供給圧力を一定 (5.5atg) にして作動圧力を変化させた場合で、一般には作動圧力を高めるとともにほぼ一定の値に落ちつくが、負荷を大きくすると、ある値から増加の傾向を示し最小値の存在する曲線となる。図6(a)および図7において供給圧力あるいは作動圧力の高い領域で負荷の大きいときに整定時間の急増しているのは、慣性力が大きくなってシリンダ・ピストン間の摩擦力では吸収できなくなってオーバシュートを生じるこ

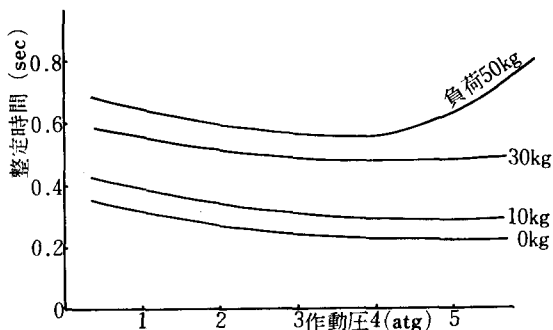


図7 作動圧力と整定時間との関係 (供給圧5.5atg)

と前述のむだ時間の増加とによるものである。

図8は本装置における極の位置を示すもので、一つの極は負の実軸上の非常にはなれたところにあり、また共役複素極をもっており、他の二つの極(実数の極の場合もあれば共役複素極の場合もある)にくらべるとかなり原点よりはなれているが、これらの極とともに過渡応答の大勢を支配している。

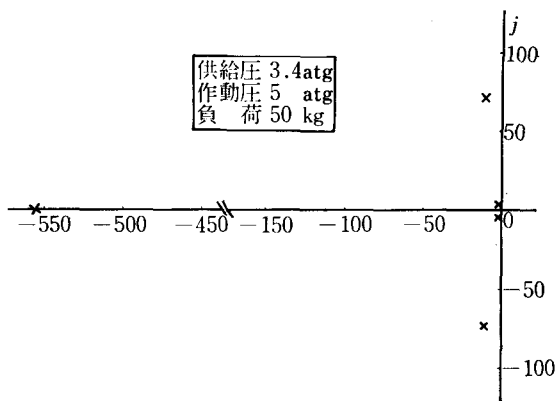


図8 本研究の実験装置の極の配置図

図9～図11は原点付近を拡大したもので、図9は供給圧力5.5atg、作動圧力5atgの場合に負荷を変化させて根の位置の変化をしらべたものである。過渡応答は負荷が10Kgの場合にはA₁だけに支配され、A₂はA₁にくらべてはるかに離れていて影響はないが、30Kgの負荷の場合にはB₂はかなり原点に近づきA₂よりも影響がつよくなる。さらに50Kgの負荷の場合にはC₂はC₁に接近して強く影響を及ぼしている。

図10は作動圧力5atg、負荷50Kgの場合に供給圧力を変化させたもので、この場合の特色は原点付近の共役複素極の位置にくらべて、第2の複素極の実数部が約4.4倍でやや第2の複素極の影響を受けている。また供

C₂ B₂
A₂

供給圧	5.5atg
作動圧	5 atg
負荷	A 10kg
	B 30kg
	C 50kg

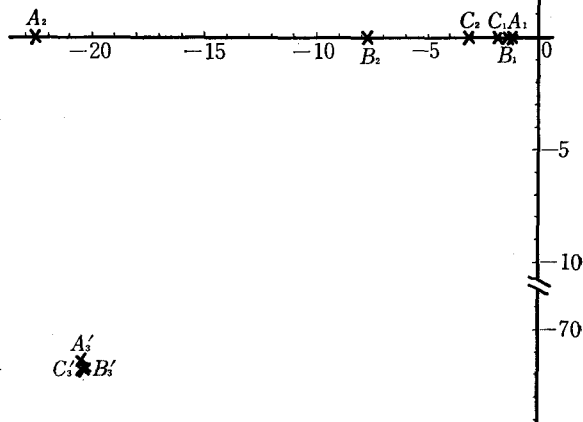


図9 極の位置の変化(1)

給圧力4atgの場合には実数部の比は約7.2倍となり影響はうすらいでいる。さらに供給圧5.5atgのときには約10.7倍で殆ど影響はない。

図11は供給圧5.5atg、負荷50Kgのときに作動圧力を変化させた場合で、この場合の特色は-20±70j付近の共役複素極には殆ど変化はみられず、変化のみられるのは原点付近にある二つの極で、大勢はこれによって支配されている。

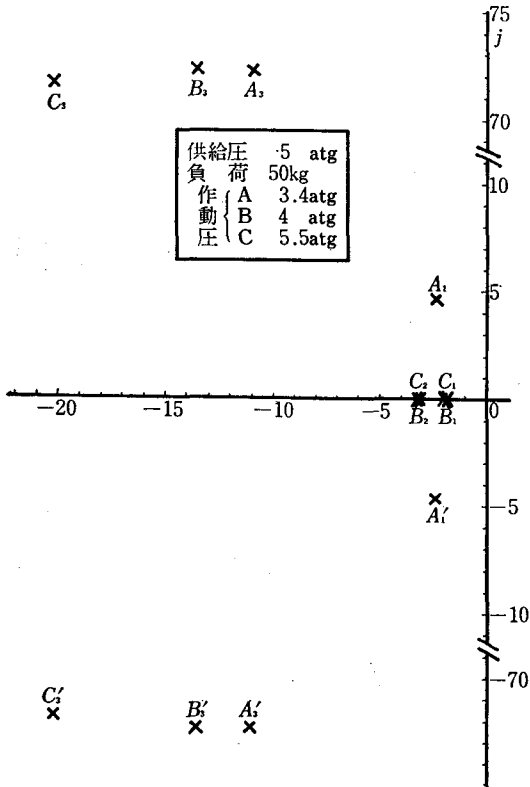


図10 極の位置の変化 (2)

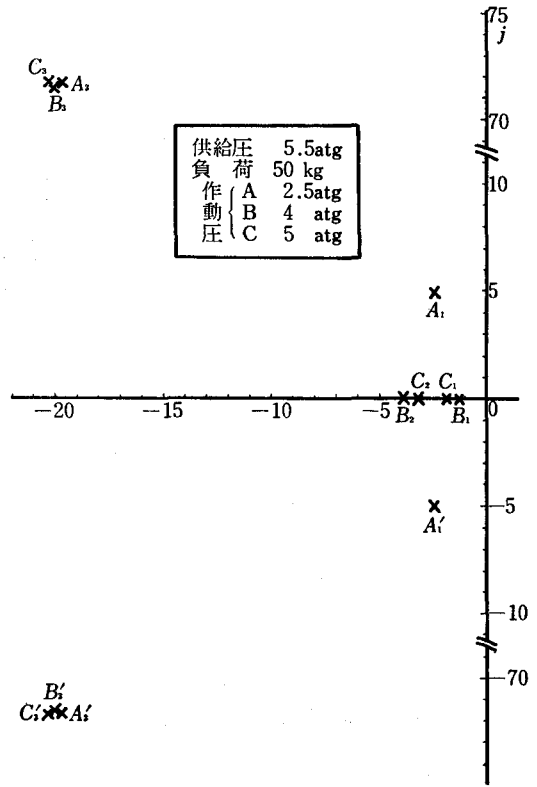


図11 極の位置の変化 (3)

5. 結 言

本研究における装置ではバラツキの比較的少ないピストン挙動を得ることができた。作動シリンダ内ピストン挙動にはむだ時間が多いが立上りが速く、また作動圧力の高い領域で負荷を高めると整定時間の長くなる場合があるので、これを最小にする供給圧力・作動圧力を使用すべきである。

実験資料が充分ではないが、前回の論文とともに空気圧サーボの解明の手がかりを得ることが出来た。

おわりに志野佳史・杉本孝之両氏のご協力に感謝の意を表します。

文 献

- (1)~(4) J. L. Shearer : Study of Pneumatic Processes in the Continuous Control of Motion with Compressed Air, Trans. ASME, Vol. 78(1956-2), 233
- (1) J. L. Shearer: Nonlinear Analog Study of a High-Pressure Servomechanism, Trans. ASME, Vol. 79(1957-4)465

長方形出張りを有する帯板等の平面応力

(複素応力関数による解法)

岸 下 晴 亮

Plane Stress of the Belts which have Rectangular-Projection, etc.

(Analyses by Complex Stress Function)

Haruaki KISHIGE

It is well known that the stresses concentrate on the discontinuous parts of plates or belts. It can be solved theoretically, while it can hardly be solved numerically when the region is finite, because of the convergency of series.

So in this paper, to accomplish the numerical calculation, some inventions are introduced: for example,

1. Complex stress function $\varphi(\zeta)$ is expressed by finite series.
2. The edge stresses of the region are treated as the extension of the inner stresses. These calculated values are checked by an experiment, and give a desirable results.

1. まえがき

任意形状の二次元弾性体に、任意の面内荷重が作用する場合に対する応力、変位解析は、古来より重要な課題である。特に、不連続箇所を有する弾性体の場合は、その不連続箇所に応力が集中し、破損、破壊の原因になることは良く知られていることである。このような二次元弾性体の応力解析は、理論的にはその形状に適する座標系を用いて、境界条件を満足する応力関数を求めるのが順当であるが、形状の複雑化に伴い計算は困難を増す。

複素応力関数を用いる解法は、Goursat に初まり、Muskhelishvili⁽¹⁾⁽²⁾らの研究により、一応理論的には完成されているように思われるが、具体的な問題について数値計算を行うと、種々の難点が存在し、解かれた問題もある制限を受けている。例えば有限単連結領域については、正方形板、長方形板、正多角形板での応力分布⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾についてであり、形状の変化する部分の応力集中については、無限の領域を対照にしているなどである⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

本報告は、有限単連結領域を対照にした場合に生じる

難点を避けるための若干の工夫と、不連続部分に生じる応力集中部付近の応力分布を求める外挿法について述べ、それを引張りを受ける、不連続箇所を有する有限帯板に適用した場合の計算結果について述べている。

2. 複素応力関数による解法 (概要)

Airy の応力関数、 $U(x,y)$ は、二つの解析関数、 $\Phi(z)$ および $\chi(z)$ を用いて、

$$U(x,y) = \operatorname{Re} \left[\bar{z} \Phi(z) + \chi(z) \right] \quad (1)$$

と表わすことができる。ただし $z=x+iy$, $\bar{z}=x-iy$, Re は [] 内の実部を表わす。

z 面にある有限単連結領域 D の境界 C を z 面の単位円 γ 内に内部を内部に等角に写像する解析関数が存在することは、リーマンの写像定理により保証されている。写像関係を $\omega(\zeta)$ とすれば、

$$z = \omega(\zeta). \quad (2)$$

複素応力関数(1)式において境界条件と、(2)式を用い

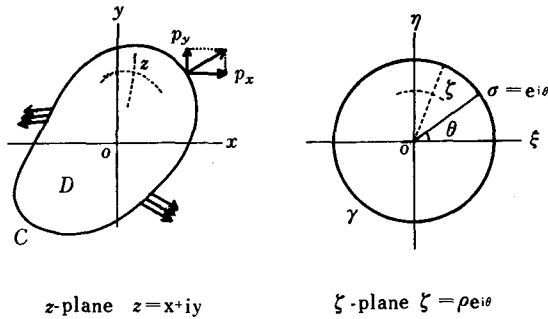


図1

て、単位円の上で考えた方程式に、Cauchy の積分を施せば、二つの解析関数 $\Phi(z)$ および $\chi(z)$ は、 $\chi'(z) = \Psi(z)$ とし、 $\Phi(z) = \Phi(\omega(\zeta)) = \varphi(\zeta)$ および $\Psi(z) = \Psi(\omega(\zeta)) = \psi(\zeta)$ とすれば、

$$\begin{aligned} \varphi(\zeta) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(\sigma)}{\sigma - \zeta} d\sigma \\ &\quad - \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\omega(\sigma)}{\omega'(\sigma)} \frac{\bar{\varphi}'(\bar{\sigma})}{\sigma - \zeta} d\sigma, \end{aligned} \quad (3)_1$$

$$\begin{aligned} \psi(\zeta) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\bar{f}(\bar{\sigma})}{\sigma - \zeta} d\sigma \\ &\quad - \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\bar{\omega}(\bar{\sigma})}{\omega'(\sigma)} \frac{\varphi'(\sigma)}{\sigma - \zeta} d\sigma, \end{aligned} \quad (3)_2$$

ただし、 σ は ζ 平面上の単位円の上の点で、 $\sigma = e^{i\theta}$ と表わされる。また右辺第一項の被積分関数の分子 $f(\sigma)$ は、C にそって作用する単位周長当りの外力 (p_x, p_y) より計算される荷重項である。

$$\begin{aligned} i \int_0^s (p_x + ip_y) ds &= f_1(s) + if_2(s) \\ \xrightarrow{(2)式} f_1(\sigma) + if_2(\sigma) &= f(\sigma), \end{aligned} \quad (4)$$

ただし、 s は C にそう弧長。
 $\varphi(\zeta)$ および $\psi(\zeta)$ が求まれば、点 ζ の応力、変位は z 面の直交曲線座標 (ρ, θ) で次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \begin{cases} \sigma_\theta + \sigma_\rho \\ \sigma_\theta - \sigma_\rho + 2i\tau_{\theta\rho} \end{cases} &= 2 \left\{ \frac{\varphi'(\zeta)}{\omega'(\zeta)} + \frac{\bar{\varphi}'(\bar{\zeta})}{\bar{\omega}'(\bar{\zeta})} \right\}, \quad (5)_1 \\ &= \frac{2\zeta}{\bar{\zeta}\bar{\omega}'(\bar{\zeta})} \left(\bar{\omega}'(\bar{\zeta}) \left\{ \frac{\varphi'(\zeta)}{\omega'(\zeta)} \right\}' + \psi'(\zeta) \right), \quad (5)_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2G(u_\rho + iu_\theta) &= \frac{\bar{\zeta}\bar{\omega}'(\bar{\zeta})}{|\zeta| \cdot |\omega'(\zeta)|} \\ &\times \left\{ \kappa\varphi(\zeta) - \frac{\omega(\zeta)}{\omega'(\zeta)} \bar{\varphi}'(\bar{\zeta}) - \bar{\psi}(\bar{\zeta}) \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

ただし $\kappa = \frac{3-\nu}{1+\nu}$ (平面応力), $3-4\nu$ (平面歪),
 ν ; ポアソン比, G ; 横弾性係数。

3. 数値解法上の工夫

以下簡単のために弾性体領域 D 、および外力 (p_x, p_y) は、 x 軸に関して対称であると仮定する。

3.1 写像関数

(2)式は正規化条件のもとに $|\zeta| < 1$ で正則な無限ベキ級数で表わされるが、数値計算においては有限項数 (項数を m とおく) を用いねばならない。

$$z = \omega(\zeta) = k \sum_{n=1}^{\infty} b_n \zeta^n, \quad (7)$$

すなわち無限のベキ級数項を m 項で打ち切り、

$$z = \omega_1(\zeta) = k \sum_{n=1}^m b_n \zeta^n \quad (8)$$

とする。このため単位円 γ に対応する z 面上の図形は C とは若干異なり、写像曲線は凸角部で丸められ、凹角部は比較的忠実に写像される。また m を大きくとる程、C に近づくことは当然であるが、数値計算上の困難さと、形状の正確さとの相関を考慮して、項数 m を決定しなければならない。一般に任意の C に対する写像関数の決定は容易ではないが、領域が単連結で直線部分、および曲線弧で境界された領域に対しては、Schwarz-Christoffel の変換を応用して、ベキ級数の形の写像関数が求められる。

3.2 荷重項

$f(\sigma)$ は (4)式により $f(s)$ を z 面に変換することにより求めるが、級数の形で解くためにこれをフーリエ級数に展開する。

$$f(\sigma) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \sigma^n, \quad (9)$$

ただし

$$E_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) e^{-in\theta} d\theta. \quad (10)$$

($n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$).

(9)式は無限のベキ級数であるが、Cauchy 積分により、正ベキのみとなり、これを m 項までを用いる。

荷重が集中荷重のみの場合、 $f(\sigma)$ は定数の重ね合わせとなり、Cauchy 積分 $\frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} f(\sigma)/(\sigma-\zeta) \cdot d\sigma$ は有限確定値を与え、 m 項まで取った写像関数に対して閉じた解が得られるが、分布荷重の場合は $f(\sigma)$ は σ の関数で、Cauchy 積分は一般に無限級数の積分となり、閉じた解を得るのは困難である。それ故、本計算においては、分布荷重を集中荷重の和として重ね合わせる方法を用いた。この方法は、Saint-Venant の原理により荷重点から少し離れれば、分布荷重と同等であると保証されている。

3.3 $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ の決定

m 項まで取った写像関数(8)式の $\omega_1(\zeta)$ を用いて

$$\frac{\omega_1(\sigma)}{\omega_1'(\sigma)} = \frac{k \sum_{n=1}^m b_n \sigma^n}{k \sum_{n=1}^m b_n \sigma^{-n+1}} = \sum_{n=-\infty}^m d_n \sigma^n. \quad (11)$$

(11)式より、 d_n は $(b_r = \sum_{i=1}^{m+1-r} b_i d_{r-1+i})$ を解いて求められる。

$\varphi(\zeta)$ は単位円 γ 内で正則であり、Taylor 展開可能であるから、その係数を a_n とし、 $\varphi(0)=0$ を考慮すれば、

$$\varphi(\zeta) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \zeta^n, \quad \text{ただし } |\zeta| \leq 1. \quad (12)$$

故に

$$\begin{aligned} \frac{\omega_1(\sigma)}{\omega_1'(\sigma)} \bar{\varphi}'(\bar{\sigma}) \\ = \sum_{n=1}^m K_n \sigma^n + K_0 + \sum_{n=1}^{\infty} K_{-n} \sigma^{-n}, \end{aligned} \quad (13)$$

ただし、

$$K_r = \sum_{n=1}^{m+1-r} n d_{n-1+r} a_n. \quad (14)$$

(13)式で $K_{-n}(n > 0)$ の負ベキ項は Cauchy 積分を施せば零となり、定数は剛体変位を表わすため省略すれば

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\omega_1(\sigma)}{\omega_1'(\sigma)} \frac{\bar{\varphi}'(\bar{\sigma})}{\sigma-\zeta} d\sigma \\ = \sum_{n=1}^m K_n \zeta^n. \end{aligned} \quad (15)$$

(15)式を(3)₁式に代入して、

$$\varphi(\zeta) = \sum_{n=1}^m E_n \zeta^n - \sum_{n=1}^m K_n \zeta^n. \quad (16)$$

右辺第一項を m 項まで取り、 $\varphi(\zeta)$ のベキ級数展開した(12)式も m 項まで取れば、係数比較により、 a_n を未知数とする m 元一次の連立方程式が求まる。

$$\begin{aligned} a_r + \sum_{n=1}^{m+1-r} n d_{n-1+r} a_n = E_r. \\ (r=1, 2, 3, \dots, m). \end{aligned} \quad (17)$$

(17)式の連立方程式を解いて、 m 項までの a_n が求められれば、 $m+1$ 項以下の a_n は、 E_n に等しいのであるから、

$$\begin{aligned} \varphi(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(\sigma)}{\sigma-\zeta} d\sigma \\ + \sum_{n=1}^m (a_n - E_n) \zeta^n. \end{aligned} \quad (18)$$

なお、 a_n を求める m 元一次の連立方程式(17)を解くために、この方程式の特徴を利用し、 $m/2$ 元に変形して、反復法で解くようにプログラムを工夫した。

$\psi(\zeta)$ を決定する(3)₂式は、 $\varphi(\zeta)$ を決定する(3)₁式に Cauchy 積分を施す前の方程式の共役量に Cauchy 積分を施した式であり、従って、無限項の計算を行うか、あるいは(3)₂式を変形して、

$$\begin{aligned} \psi(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\bar{f}(\bar{\sigma})}{\sigma-\zeta} d\sigma \\ - \frac{\bar{\omega}_1(\bar{\zeta})}{\omega_1'(\zeta)} \varphi(\zeta)' + \sum_{k=1}^m \frac{1}{\zeta^k} \\ \times \left(\sum_{j=1}^{m+1-k} j a_j d_{j+k-1} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

となるが、(19)式第2、第3項には ζ^{-k} の項があり、負ベキ計算を行うか、になってしまう。無限項の計算は不可能であり、従って閉じた解が得られない。負ベキ計算は $|\zeta|$ が小さい値に対して発散してしまい、使用できないため次のように変形して $\psi(\zeta)$ を求めた。

$$\begin{aligned} \psi(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{\bar{f}(\bar{\sigma})}{\sigma-\zeta} d\sigma \\ + \varphi'(\zeta) \frac{\sum_{n=1}^{m-1} e_n \zeta^{m-n-1}}{\sum_{n=1}^m n b_n \zeta^{n-1}} \\ - \sum_{k=1}^{m-2} d_k \sum_{n=k+2}^m n a_n \zeta^{n-k-1} \\ - \frac{1}{\zeta^{m-1}} \left[\frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(\sigma)}{(\sigma-\zeta)^2} d\sigma \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^m n E_n \zeta^{n-1} \right] \sum_{k=1}^{m-1} d_k \zeta^{m-k-1} \end{aligned}$$

$$-\frac{1}{\zeta^m} \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_r \frac{f(\sigma)}{(\sigma-\zeta)^2} d\sigma - \sum_{n=1}^{m+1} n E_n \zeta^{n-1} \right\} d_m, \quad (20)$$

ただし,

$$e_r = - \sum_{n=1}^r (m-r+n) b_{m-r+n} d_n.$$

3.4 縁応力

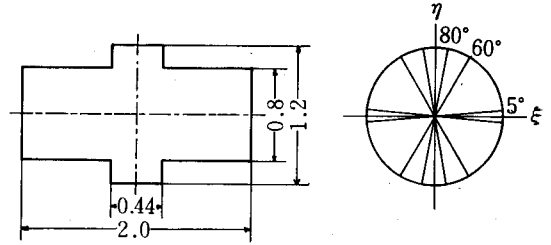
縁応力は自由境界においては σ_θ および $\tau_{\theta\theta}$ が存在しないため(5)式のみ, すなわち $\varphi(\zeta)$ のみで決定できるわけである。しかし, 隅角部付近では $\omega'(\zeta) \neq 0$ であること, C上では $\varphi(\zeta)$ の正則性が保証されないことから, 計算結果は, 応力の滑かな分布を与えない。幸いCの内部では, $|\zeta| < 1$ のため ζ^n は n が大きくなるに従い, 零に収束するため $\varphi'(\zeta)/\omega'(\zeta)$ が容易に計算される。これを利用して, Cの付近, ρ が, 0.85~0.98の間, 数点について計算し, 縁応力を外挿する方法を用いた。

4. 計算例

4.1 長方形出張を持つ有限帯板の引張り

図2のような, 上下に長方形出張りのある有限帯板に x 軸方向の引張り荷重が作用した時の対称軸上, および周縁に生じる応力を計算する。

写像関数は解こうとする領域が二軸対称であるため, b_n の偶数項, b_{2n} は零となり, 項数は半減する。そのため二軸対称用のプログラムを作成し, $m=80$, つまり



z-plane $z=x+iy$ ζ -plane $\zeta=\rho e^{i\theta}$

図2 出張りのある有限帯板の写像

ζ のベキが159乗までの計算を行った。この b_n を用いての座標曲線を図3に示す。形状を求めてそれに対応する角度 θ を求めるのは, Kantorovich-Krylov の著書⁽¹⁰⁾ に示されているが, この方法は非常に面倒なため, θ を与えて計算し, 適当な θ の組を選んだ。図3は θ をそれぞれ 5°, 60°, 80°とした場合である。

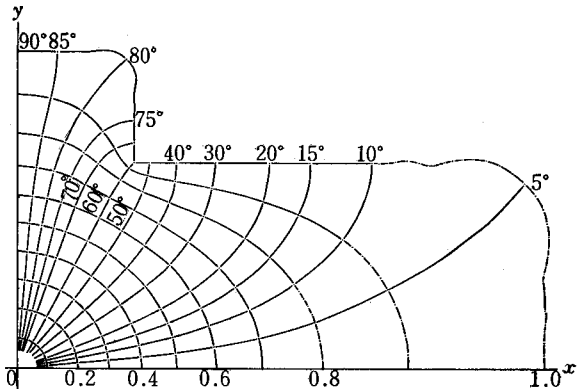


図3 長方形出張りを有する帯板の座標曲線

表1 各級数の係数值

n	b_n	d_n	E_n	a_n	e_{n+1}
1	1.000000	0.7020634	19.9719548	10.2246731	0.1285434
3	0.1817050	0.0671167	6.5828132	3.3699398	0.1422666
5	0.2502887	0.1361069	3.8611794	1.5715272	0.1474366
7	0.0595517	-0.0133086	2.6647422	1.6457049	0.2058254
9	0.1133804	0.0578491	1.9781525	0.8000317	0.1311436
11	0.0506106	0.0057452	1.5248479	0.9746595	0.2323074
13	0.0488370	0.0168604	1.1987243	0.6536995	0.1112058
15	0.0403588	0.0117201	0.9504651	0.6385576	0.2089507
17	0.0202529	0.0073270	0.7541044	0.4930950	0.0964718
19	0.0275780	0.0073410	0.5947054	0.4916778	0.1405635
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

荷重は 3・2 で述べたように左右両端をそれぞれ19等分し、20個の集中荷重の重ね合わせて表示した。このようにして求めた各係数 b_n, d_n, E_n, a_n, e_n の最初の数項の値を表 1 に示す。

縁応力の分布は 3・4 で述べたように外挿法を用いて ξ 面で ρ が、0.86, 0.89, 0.92, 0.95, 0.965, 0.98 の 6 点について応力値を求め図 4 に示すように $\rho=1.0$ の値を求める。以上の計算結果を図 5 に、歪ゲージによる実験結果と合わせて示す。歪ゲージによる実験は、隅角

部が直角の場合と円形の丸みを持つ場合を同時に測定する事ができるように作成し、この程度の丸みは殆んど対称性を損なわないことを予備実験で確かめてから測定を始めている。その試験片の形状、およびゲージの貼付位置を図 6 に示す。これらの結果は図 5 に示すように、計算値と実験値は良く一致している。荷重辺付近で計算値の乱れが見られるが、これは荷重辺の丸みと、集中荷重に置きかえたための影響と思われる。

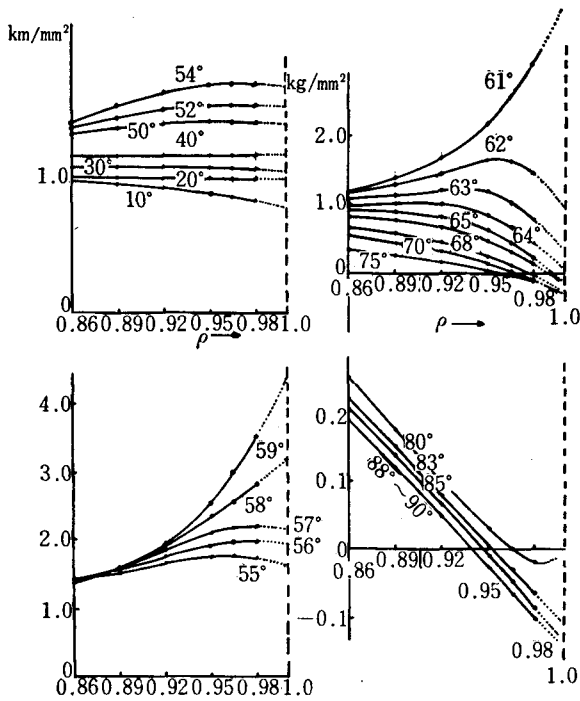


図 4 縁応力の計算用グラフ

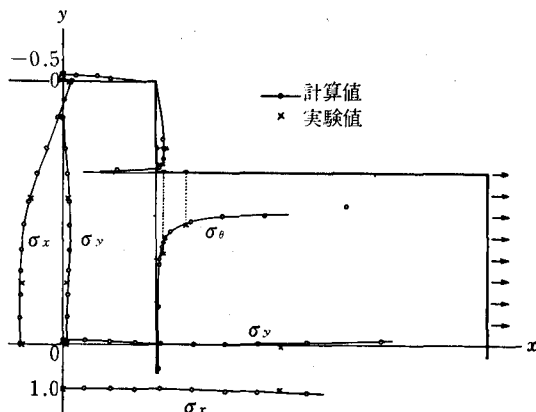


図 5 縁応力と対称軸上の応力

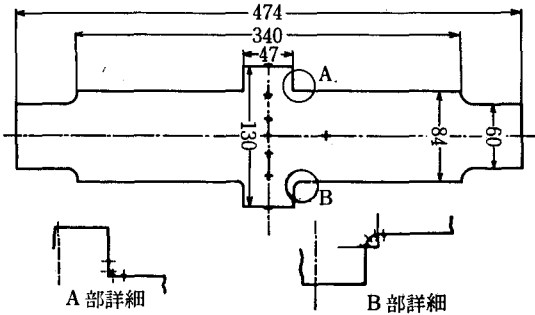


図 6 試験片およびひずみゲージの位置

4.2 隅角部を丸めた、長方形出張りのある帯板

隅角部 ($\theta = 60^\circ$) の前後 ($\theta = 50^\circ \sim 70^\circ$) を丸めた場合について計算する。隅を丸めるために文献 (6), (8) の方法を用い項数 $m=80$ にとり、 ξ 平面上の単位円に対応する、 z 平面上の写像曲線を図 7 に示す。

級数の係数、および応力の計算は、4・1 と全く同じ手順で行い、その結果を図 8 に示す。丸みを帯びた隅角部での実験値と計算値の食い違いは、写像曲線の丸みが円形でないためである。なお、対称軸上の応力は 4・1 図 5 と同様であるため省略した。

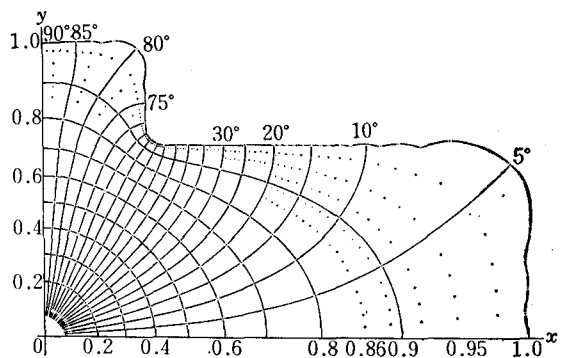


図 7 隅を丸めた長方形出張りを有する帯板の座標曲線

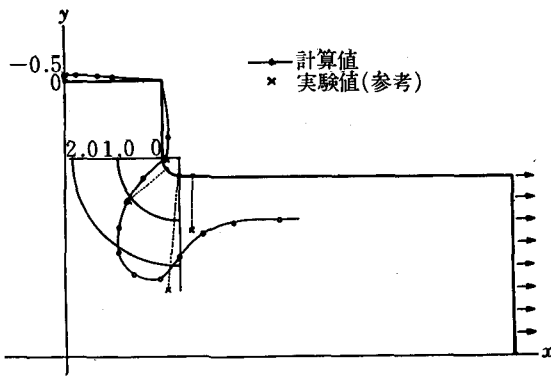


図8 縁応力分布

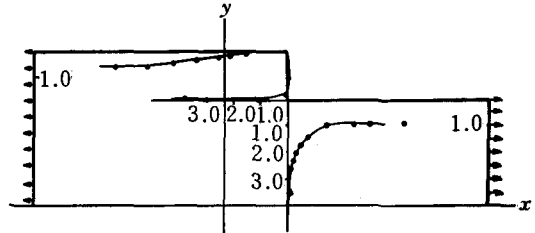


図11 縁応力分布

力はなめらかな変化を示していないが、これは写像曲線が隅角部でなめらかでないため、項数 m を増せば改善されると思われる。

4.3 段付帯板の引張り

図9に示すような段付帯板に対して縁応力の計算を行う。この領域、および荷重は x 軸に対して対称であるので、級数の係数はすべて実数となる。

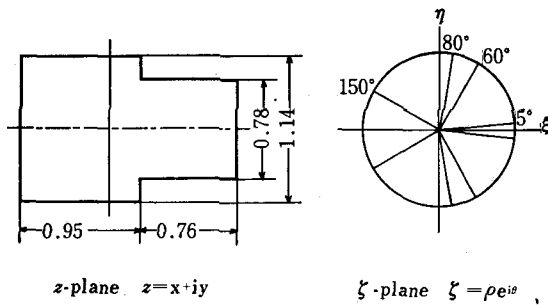


図9 段付帯限の写像

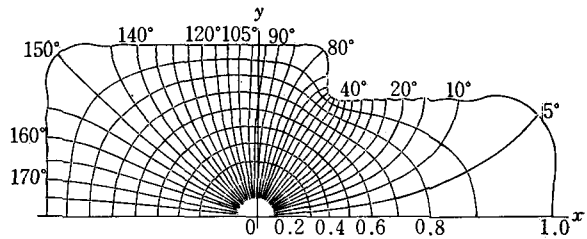


図12 隅を丸めた段付帯板の座標曲線

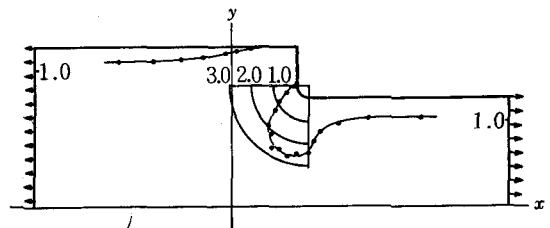


図13 縁応力分布

項数 $m=80$ 、つまり ζ のべきが80乗まで取り、角の位置をそれぞれ $\theta=5^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 150^\circ$ とした時の写像曲線を図10に示す。この写像関数に対し、全く同様の手順で求めた周縁の応力分布を図11に示す。

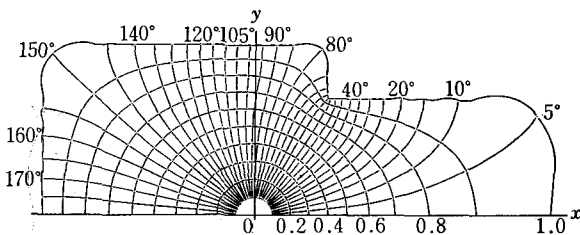


図10 段付帯板の座標曲線

また隅角部($\theta=60^\circ$)の前後($\theta=50^\circ\sim 70^\circ$)の間で丸めた場合の写像曲線、および周縁応力分布をそれぞれ図12、図13に示す。丸みを与えた隅角部において、縁応

5. あとがき

長方形出張りを有する有限帯板、および段付帯板を Schwarz-Christoffel の変換を用いて、単位円に写像し、写像関数を Taylor 級数表示して、応力を求めた。

有限領域を対照としたため若干の工夫が必要であったが、これらの工夫を採用することにより、写像関数、およびその他の級数の項数が100項程度で、荷重点付近を除いて満足な解が得られ、歪ゲージによる実験値と良く一致し、この計算法の有効性が確かめられた。内部領域は級数の収束が良く、妥当な値が得られるが、縁応力は外挿法を用いたため、精密な解を与えているとは言えないが、有限領域の応力集中に対しては有効であろう。しかし、不連続個所の応力集中のみを問題とする場合は、従来の無限の帯板と仮定して解くのが

妥当であろう。

本研究は、形状の変化する有限領域に対して複素応力関数の有効性について報告したもので、参考文献中とくに論文(3)の記号など引用させていただいたこと、また筆者の研究の指導にあられた、佐々木三郎助教授(信州大学工学部)に深く感謝するものである。

なお、計算には京都大学大型計算機 FACOM230-60 を使用した。

参考文献

- (1) N. I. Muskhelishvili, J. R. M. Radock 英訳, Some Basic Problems of the Math. Theory of Elasticity, (1953), P. Noordhoff Ltd., Groningen Holland.
- (2) N. I. Muskhelishvili, ZAMM, 13-4, (1933), 264.
- (3) 渋谷・中原, 日本機械学会論文集, 32-237(昭41-5), 700.
- (4) 斉藤, 日本機械学会論文集, 18-68(昭27-2), 15.
- (5) C. A. M. Gray, Q.J.M.A.M, 5-3, (1951), 444.
- (6) M. Kikukawa, Proc. 3rd Japan Nat. Congr. Appl. Mech, (1953), 5.
- (7) M. Kikukawa, Proc. 4th Japan Nat. Congr. Appl. Mech, (1954), 149.
- (8) 野村, 日本機械学会論文集, 25-159 (昭34-11), 1075.
- (9) 野村, 日本機械学会論文集, 25-159 (昭34-11), 1084.
- (10) L. V. Kantorovich, V. I. Krylov, Approximate methods of higher analysis, (1964), P. Noordhoff Ltd., 523.
- (11) 佐々木・岸下, 機械学会関西支部第230回講演会前刷講演番号302 (昭48-6-9).

エッジトーン形論理素子の基礎研究

阪 部 俊 也
若 林 敏 夫

Basic Studies on the Edge-tone Amplifier

Toshiya SAKABE
Toshio WAKABAYASHI

Abstract—In this paper we describe the experimental studies of the edge-tone amplifier. The following experiments on this device were made about static and dynamic input characteristic, and oscillated frequency.

The results may be summarized as follows.

- 1) It has been considered that a main jet is only held in the cause of two edges effect. But it becomes clear that the edge-tone amplifier needs the force of negative pressure in the interaction region.
- 2) As a result of 1), we can't expect the fast switching time of this device.
- 3) The switching time of the edge-tone amplifier is dependent on the oscillated frequency, and is shortest, when the frequency is in a quasi-steady state.

1. 緒 言

純流体素子は近年実用化への試みが多くなされ、実用化されたものもかなり見受けられる。その使い方はセンサーとして、演算回路、トランスジューサ、操作器としてなど多彩な試みがされている。このなかで論理演算部では側壁付着形論理素子が主流を占めている。またこの素子に関する研究が一番多い。現在までの研究ではこの素子の切換時間は数 msec. のオーダーである。切換時間は早い方が望ましいわけであるが使用媒体として流体である以上電子機器のようなわけにはいかないが、切換時間を早くする試みとして、エッジトーン発振と関連のあるエッジトーン形論理素子がある。この素子は H.L. Fox らによって考案されたもので、アイデア的に発表され⁽¹⁾ており具体的な実験結果が余り示されていないが、これによるとこの素子の切換時間は数百 μ sec. のオーダーであると云っている。その後 M.L. Norton らによって実験的に検討されている⁽²⁾が、これはかなり大形の素子モデルを用いて可視化に重点を置いている。彼らは切換時間については msec のオーダーであると云っているが、この原因が大形の素子に起因しているのかどうかはきり

しない。そこで本研究では、エッジトーン形論理素子の素子形状について検討し、入力静特性および動特性、そして発振周波数と切換時間について実験的に検討したのでここに報告する。

2. 原 理

エッジトーン形論理素子の作動原理については十分に明らかされていないが、H.L. Fox 氏の説明によると、次のようになる。図1がエッジトーン形論理素子の形状および流れの様子である。主噴流は干渉領域を通してスプリッタのエッジに衝突し、エッジ付近で振動しエッジの壁にそって小さな渦を発生する。このため噴流はエッジより離れようとする現象が起る。離れた主噴流はカスプに衝突し、同様な渦の作用によってもとのスプリッタ側に主噴流はもどる。この様な過程を繰り返し主噴流はスプリッタとカスプの間に保持される。つまり主噴流はスプリッタとカスプの間で振動しながら保持されているため非常に不安定な状態で安定である。このため、少ない制御流によって切換える事が出来、側壁付着形論理素子の様な低圧渦領域がないため制御流は干渉領域を通じて直接、主噴流に作用する。このことにより切換時間は

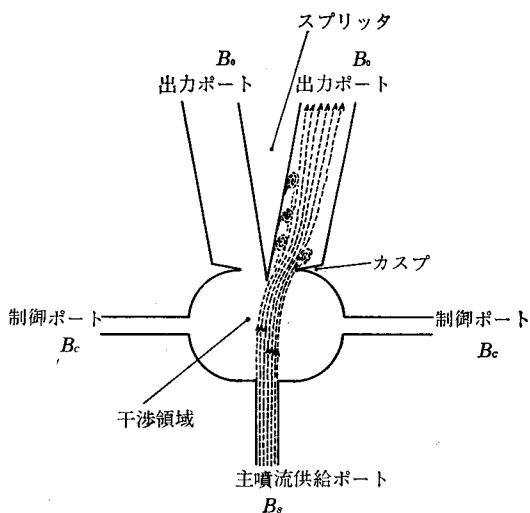


図1 エッジトーン形論理素子

早くなる。

3. 実験方法

エッジトーン形論理素子に関する研究は非常に少ないことは緒言で述べたが、その形状についても、H.L. Fox氏の報告に簡単に描かれているにすぎない。本研究ではこの図を参考にして、干渉領域のあるものと、ないものについて、図2、図3に示す形状について実験を行なった。素子はアクリル板により各ブロックを機械加工し、サンドイッチ法により製作した。形状の変化による影響を見るため各ブロックをネジ取めし、可動形とし万能投影機により所定の寸法に合わせた。実験は動作原理の検討として、論理動作可能な素子形状、パラメータとして主噴流ノズル幅、制御ノズル幅、主噴流ノズルスプリ

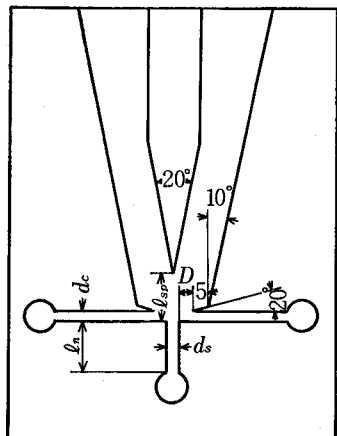


図2 実験素子No.1

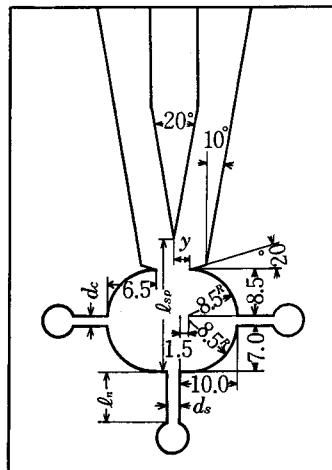


図3 実験素子No.2

ッタ距離、カスプスプリッタ距離を検討した。次に入力静特性、発振周波数の測定、入力動特性の実験を行った。図4に動特性実験回路図を示す。ステップ状入力と

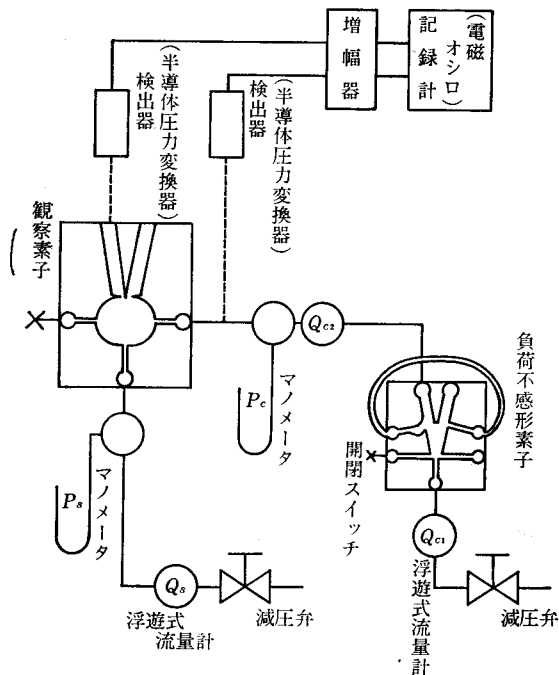


図4 入力動特性実験回路

して側壁付着形論理素子の出力流の切りかわりを利用し、エッジトーン形論理素子の入出力は半導体小型圧力変換器により検出し電磁オシログラフに記録し測定した。

4. 実験結果および考察

4.1 論理動作可能範囲

エッジトーン形論理素子は、主噴流がスプリッタとカスプの両エッジ間に振動しながら保持されている事を確認するために、また干渉領域の働きを検討する上で、次の実験を行った。図5に示すとき、主噴流ノズルとこれに対向するスプリッタ、および破線で示すカスプに相当するエッジを用い、二つのエッジを動かしエッジ間に主噴流が保持されるかを検討したが、どの位置にエッジを置いても、また、エッジ角度を変えても、両エッジ間には保持されず多少噴流が傾く程度であった。また、図6

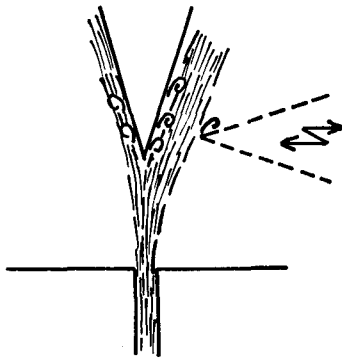


図5 動作原理 1

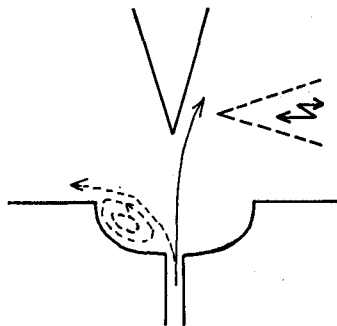


図6 動作原理 2

に示すような、干渉域の下側の部分のノズルにおいて同様な実験では、ほぼ両エッジ間に保持されるが、多少の漏れがあり完全には保たれない。また、スプリッタとカスプの間隔が狭くなり負荷が大きくなると破線で示すごとく安定した状態で制御ポート側に流れる。以上の事より、噴流は二つのエッジのみにより保持されるのではなく、図6の場合のように干渉領域に出来る低圧渦領域の力の助けを得てはじめて正確な論理動作を行なうことが出来ると考えられる。ただし、図5の場合、エッジを噴

流に近づけた時、噴流が傾くと云う事は、エッジの効果すなわち、噴流がエッジから離れる効果が働いているものと考えられる。次に素子として組んだ場合、まず No. 1 の素子について論理動作可能な形状の関係を調べると、図7に示す様になる。制御ノズル幅 d_c が小さい場

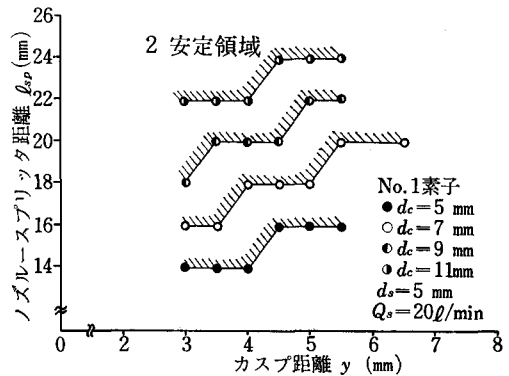


図7 No. 1素子動作可能範囲

合は、カスプスプリッタ距離 y に関係なくノズルスプリッタ距離 l_{sp} が短くとも二安定である。しかしながら d_c が小さい時は、主噴流が出たすぐに側壁があることになり付着現象を越している事が考えられる。次第に d_c を大きくしていくと、それにつれて l_{sp} も大きくする必要があることがわかる。そして $d_c=12\text{mm}$ の位置ではもはや論理しなくなる。逆に $d_c=5\text{mm}$ 以下であっても可能である。このことは先に述べたごとく、負圧の働きが大きく作用しているものと考えられる。また、 d_c が割合に大きい $d_c=11\text{mm}$ についても、主噴流ノズルより出た噴流は両カスプにおいてオリフィスの様な効果が働き、このオリフィスより噴流が出たとき様相になり、すぐ側壁に付着していると考えられる。これは二安定となるスプリッタの位置をみるとカスプの位置よりかなり下流にある。しかも、例えば $y=1.7\text{mm}$ における l_{sp} は d_c が大きくなった分だけ下流にさかっているのがわかる。また、 y を大きくしていくと l_{sp} は大きくする必要がある。これはオリフィスの幅が広くなる為と考えられる。そしてその位置はオリフィスの幅 $2y$ の5倍程度になっている。普通側壁付着形素子におけるスプリッタ距離の最小位置が主噴流ノズル幅の5~6倍であることから付着現象を起していると考えるのが妥当である。ただ y が大きくなるにつれて比例的に l_{sp} が大きくなるのではなく階段状の増え方をすること、 l_{sp} の位置が決まっていることについては明確ではない。次に No. 2 の素子について検討する。図8にこれを示す。ここで y_{max} は Zalmanson の実験式^③により噴流端を求

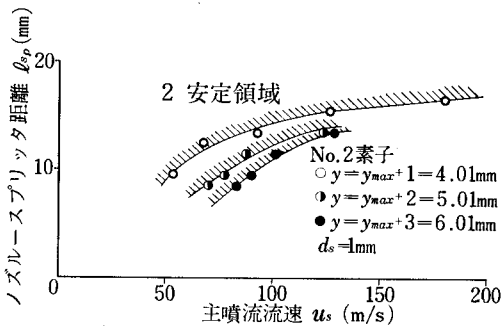


図8 No.2素子動作可能範囲

めたもので次式によって示される。

$$y_{max} = \frac{d_s}{2} + 0.152x_1$$

ここで、 Y_{max} = 噴流幅/2, d_s : 主噴流ノズル幅

X_1 : 噴流幅を求めようとする点の主噴流ノズルからの距離。

図より主噴流流速が大きくなるに従い l_{sp} は大きくする必要があり、 Y を大きくする程 l_{sp} は小さくとも論理可能である事がわかる。ここでスプリッタ位置が No. 1 の素子の場合カスプ位置よりかなり下流であったが、この素子の場合、カスプ位置より上流側にあっても十分論理する。また Y の値は噴流端の内側、つまり $y \geq y_{max}$ の位置では論理しない。これは噴流の幅の1/2よりさらに狭くなるため漏れ量が多くなるためと考えられる。これらのことより、No. 2 の干渉領域をもった素子においては、主噴流がノズルより出た後カスプには直接、衝突せずスプリッタのエッジに衝突し、いわゆるエッジトーン現象により、噴流が振動し、その際に噴流の一部がどちらかのカスプに当たり、干渉領域に渦を発生する。勿論、噴流がカスプに当たらない状態においても、噴流のまままみ現象により干渉領域の噴流の両側に渦は出来ているが、噴流がカスプに当たり噴流の干渉領域にそう逆流の効果と出力口を閉ざしてしまうことによる効果により渦領域の負圧の値は反対側より大きくなる。この負圧の力を借りて、噴流はそのまま保持されると考えられる。

4.2 入力静特性

図9はNo.2の素子について、 Q_s , y , d_c を一定とし l_{sp} をパラメータとした時の入力静特性の一例で、噴流が切替わるまでを示している。座標は制御圧力 P_c/P_s を横軸に、制御流量 Q_c /主噴流量 Q_s を縦軸に取り無次元化して示してある。この図からスプリッタ距離の影響はほとんど表われていない。カスプスプリッタ距離 Y の影響については図10に示す。 Y の値はかなり影響し、

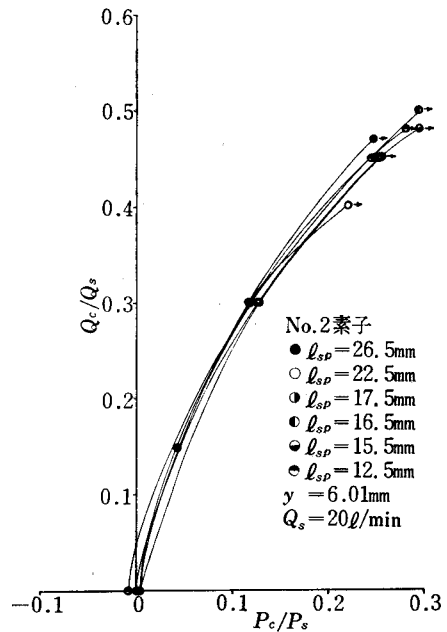


図9 入力静特性 (1)

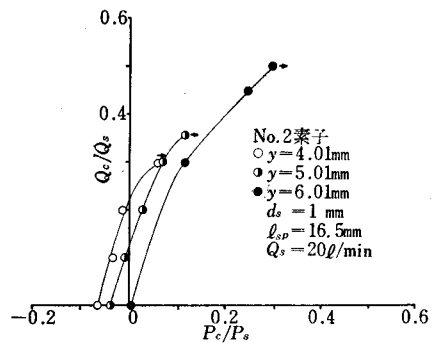


図10 入力静特性 (2)

Y が大きくなる程まき込み圧力が減少し噴流切換えに必要な制御流量、制御圧力がともに増加する傾向にある。 Y の値が小さい方が干渉領域の面積が小さくなりそのため、まき込みによる低圧渦領域の負圧の値が大きくなりこの効果により切換えを容易にしていると考えられる。静特性の上から Y , l_{sp} の位置を考えると、 Y については論理動作可能範囲の最小の値が望ましい。つまり、カスプ位置における噴流幅より少し広い目の位置が適当である。また l_{sp} については入力特性からはどの位置でも良いことになるが、出力特性に大いに関係すると考えられ、この方から決めねばならない。

4.3 入力動特性

ステップ入力による噴流の動的特性は理想的には図11

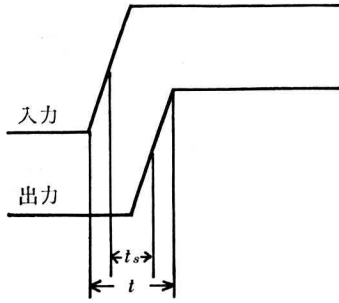


図11 切換モデル図

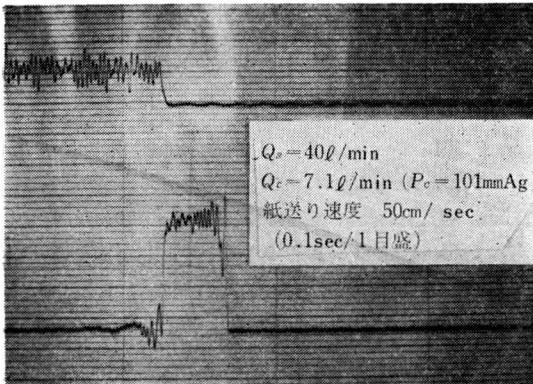


図12 動特性波形例

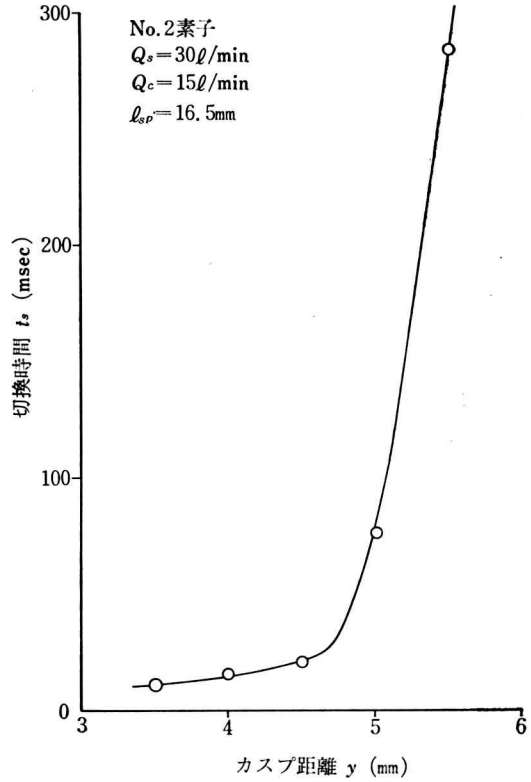


図13 t_s - y 線図

のようになるが実際にはノイズがかなり入ってくるため、図12に示す実測波形となる。ここで切換時間に注目して検討する。図11における t_s はステップ入力の上上がりの中心から出力の上上がりの中心までの時間である。カスプ間距離 y の影響について図13に示す。この図より y が小さい方が切換時間は短い事がわかる。これは静特性での結果と同じ傾向を示す、そして y が $y_{max} + 1$ 、つまり $y_{max} + b_s$ 以上になると急激に切換時間が増加する。これは y を大きくすると、制御流が入って噴流がスプリッタのエッジの効果が届くまでの時間が増加するためと考えられる。次にノズルースプリッタ距離 l_{sp} と発振周波数との関係を図14に示す。エッジトーン形発振器における発振状態のようにジャンプ現象（エッジ距離 l_{sp} が大きくなるにつれて周波数が低くなり、ある所で次のステージに階段状に変化して周波数が変わる。）は明確には表われないが、やはりジャンプ現象に似た様子を示す。つまり l_{sp} が大きくなると周波数は減少し、ある所で多少不安定状態になりまた高い周波数にもどる。この様にステージがほぼ一定に固定されていると考えられる。これはエッジトーン形論理素子では干渉領域で閉ざされている為に存在し得る周波数が限定されるものと考えられる。図15は l_{sp} と切換時間の関係を示したもの

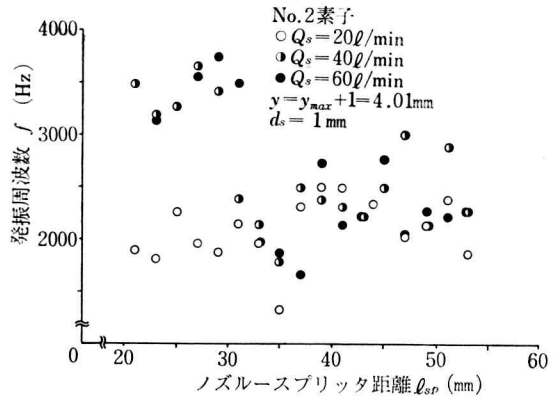
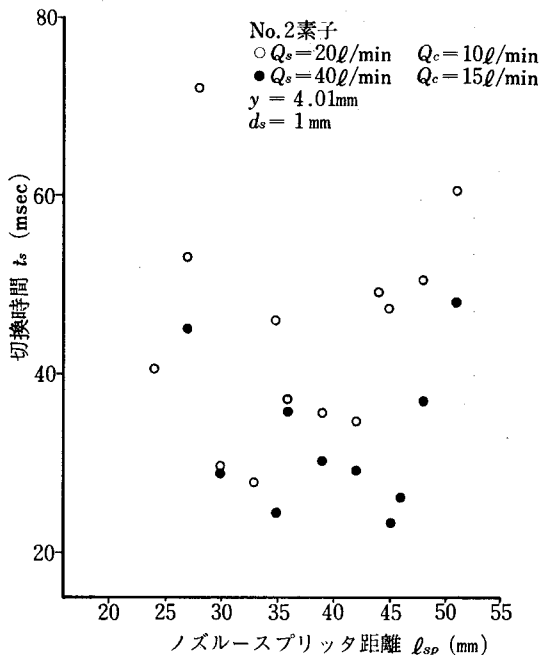


図14 f - l_{sp} 線図

である。ここで、図14と図15とを比較して発振周波数と切換時間の関係を見ると、例えば、主噴流量 $Q=40$ l/min. に注目すると、 l_{sp} が 35mm, 45mmの付近において周波数は低くなり、切換時間は短くなっていることがわかる。また、 $Q_s=20$ l/min. においてもほぼ同じ様な傾向を示している。これらの事からエッジトーン形論理素子の切換時間は発振現象と関係があり、その発振が不

図15 t_s-l_{sp} 線図

安定状態になる所、ジャンプが起こる条件の時切換時間が最小になる。そしてその切換時間は最適形状として場合においても7~9 msec程度であり、側壁付着形論理素子とほとんど同じであった。これは論理可能範囲の実験の項で述べた様に噴流はエッジのみで保持されているのではなく干渉領域の低圧渦領域の働きのもとに保持されているため、噴流の切換えにおいてはこの低圧渦領域を押しよける必要があり、側壁付着形論理素子の場合の低圧渦領域を介して切換わる切換えと大差がなくなるためと考えられる。

5. 結 言

以上の実験より得られた結果を要約すると次のようになる。

1. エッジトーン形論理素子の動作原理はエッジのみ

によって噴流が保持されるのではなく、干渉領域の負圧の働きが必要である。このため、切換時間は側壁付着形素子と大差がない。

2. エッジトーン形論理素子の最適形状はカブースプリッタ距離はカブ位置における噴流幅 Y_{\max} よりわずかに大きい所が良い。またスプリッタ位置はエッジトーン発振が不安定になる附近が良い。

謝 辞

本研究に当り、御指導いただいた神戸大学工学部米持政忠教授ならびに同研究室のかたがたに、お礼申し上げます。また卒業研究として協力された本学卒業生、白石隆久、尾崎忠教、杉田興信、中川好夫の諸君に感謝する。

文 献

- (1) H.L. Fox and F.R. Goldschmied, Proc. of the Fluid Amplification Symp., 1.(1964), 297.
- (2) M.L. Norton and R.E. Bidgood, Fluid Power International, (1969-9), 47.
- (3) L.A. Zalmanson and A.I. Semikova, Automation and Remote Control, 20-4(1959)

抄 録

本研究はエッジトーン形論理素子に関するもので、この素子は切換時間が早いと云われているが、実際には実証されていない。また動作原理についても明確ではない。そこで動作原理の検討、入力静特性、動特性、発振周波数などの実験を行ない検討した結果次の事が明確になった。

- 1) 従来考えられていた噴流が二つのエッジにより保持される事はなく、干渉領域の負圧の力が必要である。
- 2) 1)の結果、切換時間が早い(側壁付着形に比較して)と云う事はあまり期待出来ない。
- 3) 切換時間は素子形状のほか発振周波数に関連があり発振が不安定になる附近が一番短くなる。

ステンレス鋼の超仕上について

田 中 義 雄

On the Superfinishing of Stainless Steel.

Yoshio TANAKA

Abstract—This paper describes the working conditions of superfinishing for stainless steel. In the superfinishing procedures of stainless steel, scratches often occur on the surface of the work with abrasive stone vitrified bond.

To eliminate the scratches, the following procedures are very effective.

- ① To slow down the velocity of the work.
- ② To use the abrasive stone vitrified bond in a low degree (soft).
- ③ To use the working fluid always in clean condition.
- ④ To use the abrasive stone bonded with MgO and MgCl₂.

To get a mirror-finished surface of stainless steel (rod), it is very effective to use the working fluid with high viscosity at the final period, and to use the abrasive stone bonded with Polyester resin.

1. はじめに

元来ステンレス鋼はその材質上、熱伝導率の低いことや、加工硬化性が大いいために切削加工ではその被削性が悪いといわれている。超仕上加工においても、展延性の大きいことからムシレが生じ⁽¹⁾、また一般に炭素含有量が低いので、その鏡面仕上は普通の炭素鋼に比較してかなり困難であるといわれている⁽²⁾。

本実験は、マルテンサイト系、フェライト系およびオーステナイト系のステンレス鋼を対象にして超仕上を行なう場合、砥石の種類ならびに結合度、工作油および作

業条件をかえることにより、加工仕上面にどのような影響を与えるかを調べて、ムシレのない鏡面をうるための資料をえようとするものである。

2. 実験装置およびその方法

実験装置としては、小金井製作所 S F 115型 超仕上機（立型）を用い、これを森精機製旋盤の刃物台に取付けて行なった。

実験に使用した砥石の種類および諸項目を表 1 に示す。

表1 砥石の種類および諸項目

製 作 所	砥粒の種類	粒 度	結 合 剤	記 号	結 合 度 (R _H)	砥石の寸法
ミズホ製作所	WA	600	ビトリファイド	V	40~90	15×15×25 & 15×15×50
大阪金剛製砥	WA	600	マグネシア	MG	40~90	同 上
*同 上	WA	1500	レジノイド	B	50	15×15×50
**同 上	WA	2000	ポリエステル	PO1	75	同 上

備考、*仕上用砥石で減摩剤としてカーボン粉末を混入。

**仕上用砥石で、若干のつや出し剤を混入。

次に工作油としては、軽油、スピンドル油、マシン油およびなたね油等の混合油を使用した。

なお、実験に使用した工作物の化学成分およびその硬

度は表2のとおりであって、形状寸法は直径が35～36mm、長さは200mmの丸棒である。

工作物材料の前加工は、いずれも旋削であって、表面

表2 工作物材料の化学成分および硬度

種 類	成 分	C	Si	Mn	Ni	Cr	硬 度	備 考
フ ェ ラ イ ト 系		0.07	0.63	0.65	0.63	12.60	21 (Hs)	鑄 造 品
マ ル テ ン サ イ ト 系		0.13	0.47	0.67	0.71	13.00	25	同 上
オ ー ス テ ナ イ ト 系		0.10	1.48	1.17	8.78	18.51	28	同 上

あらさは1.5～2.0μである。

各材料に対し、第1、第2工程ともそれぞれ5回ずつ同一砥石を用いて加工し、最後に仕上工程としてカーボン砥石またはPO1砥石を用い、同じく5回加工した。

仕上面の光沢度の測定には、理学電機製福島式NF粗度計を用いた。

3. 実験結果および考察

超仕上加工法は、その要求される仕上面の程度に応じて、1段工程または2段工程が採用されているが、一般にすぐれた仕上面を得るためには、普通2段工程を採用するのが常識になっている。

ところで、超仕上機構の本質を検討するために、一般に切削方向角(θ)と砥石圧力との関係をグラフに書き、その加工状態を、切削状態、半切削状態および鏡面状態の3領域に区別している。本実験では、各領域と作業条件との関連を明らかにする目的で3工程にわけて検討することにした。

なお、切削方向角と作業条件との関係は、

D : 工作物直径(mm),

N : 工作物回転数(毎分)

V_w : 工作物速度(m/min)

V_s : 砥石速度(m/min)

a : 砥石振幅(mm)

f : 振動数(毎分)

とすれば

$$\text{切削速度 } V = (V_w^2 + V_s^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$V_w = \pi DN, \quad V_s = \pi a f \cos \phi$$

$$(V_s)_{max} = \pi a f$$

$$\text{切削方向角 } \theta = \tan^{-1} \frac{(V_s)_{max}}{V_w}$$

$$= \tan^{-1} \frac{af}{DN}$$

3.1 マルテンサイト系ステンレス鋼

マルテンサイト組織は元来硬度が高く、切削加工においては、バイトの摩耗量が甚だしく難削材料の部類に入れている。この実験に用いた材料は上記のようにその硬度はショア25程度で軟かいが、下記の作業条件のもとで超仕上した結果、光沢度は図1に示すように炭素鋼(S35C)とはほぼ同程度で、ムシレの発生もなく比較的容易に鏡面をうる事ができた。

表3 作 業 条 件

項 目	区 分	第 1 工 程 (切 削 状 態)	第 2 工 程 (半 切 削 状 態)	第 3 工 程 (鏡 面 状 態)
砥 石 の 種 類		WA 600 Vit.	WA 600 Vit.	カーボン砥石
砥 石 の 結 合 度		R _H 40 ~ R _H 90	R _H 40 ~ R _H 90	R _H 50
工作物速度 (m/min)		21	51	51 (80)
送 り (mm/Rev)		0.2	0.1	0.1
振 幅 (mm)		1.0	0.5	0.5
振 動 数 (毎分)		1200	1200	1200
砥 石 圧 力 (kg/cm ²)		2.0	1.0	1.0
切 削 方 向 角 (度)		10°10'	2°10'	1°20'
工 作 油 *		軽油+スピンドル 3 : 1	軽油+スピンドル 3 : 1	軽油+スピンドル 3 : 1

備考 * 工作油の給油は第1、第2工程とも2l/minで循環して使用(沈澱方式)
第3工程では1l/minの給油量で新油使用。

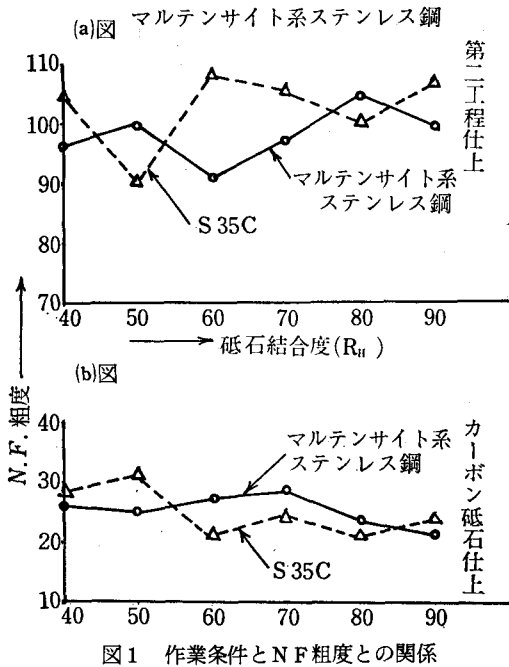


図1 作業条件とN F粗度との関係

図1 (b)は第2工程終了後、カーボン砥石で超仕上を行なって得られた面のN F粗度であって、横軸の結合度は第2工程で使用した砥石の結合度である。

3.2 フェライト系ステンレス鋼

図2 (a)はマルテンサイト系と同じ作業条件でWA600 Vit. 砥石の結合度を変えて第2工程を終了した面のN F粗度を示し、同 (b)はさらにカーボン砥石およびPO1砥石で仕上加工を施した面のN F粗度を示す。

なお (b) 図における横軸は図1と同じ意味をもつ。

図からわかるように、カーボン砥石およびPO1砥石と

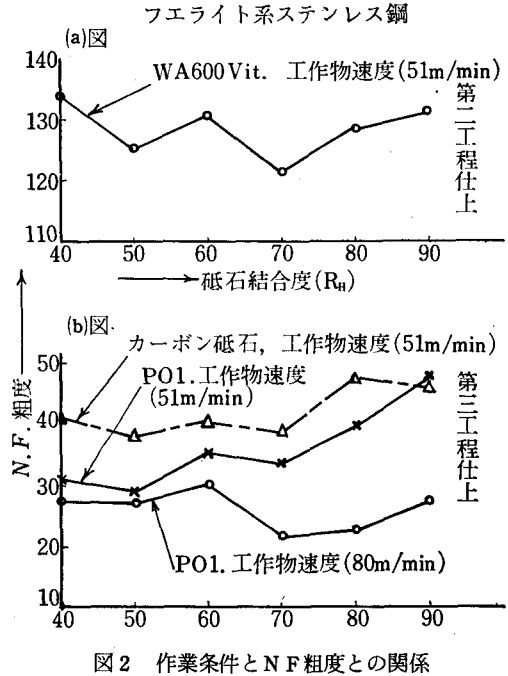


図2 作業条件とN F粗度との関係

もマルテンサイト系と同じ作業条件ではN F粗度が30以下にはならないが、PO1砥石を用い、工作物速度を80m/min. に速めた結果、N F粗度が30以下の鏡面に仕上げられた。

フェライト系ステンレス鋼は元来展延性に富むため、切りくずが砥粒の切刃に粘着し、条件によっては目づまりしやすくムシレの生ずる危険性がある。

本実験においてムシレの発生する範囲と作業条件および砥石結合度との関係をまとめると表4のようになる。

表4 ムシレの発生状況と諸条件の関係

工作物速度	砥石結合度 R _H							備考
	40	50	60	70	80	90		
第1工程	13.3m/min	○	○	○	○	○	△	工循環作油はいて使用れも
	21.0 "	○	○	○	△	△	△	
第2工程	51.0m/min	○	○	○	△	▲	▲	
	80.0 "	○	○	△	△	▲	▲	

備考 ○印は別段異状なく作業可能。

△印は工作油の清浄度いかにによりムシレ発生危険性あり。

▲印は工作油を循環して使用のさい、給油量を半減 (1l/min) した場合、ムシレ発生危険性すこぶる大。

▲印は工作油は循環して使用することは禁物、新油が必要。

この場合、工作油はすべて軽油とスピンドルの混合油でその割合は3対1である。

3.3 オーステナイト系ステンレス鋼

この組織のものは前述のように、熱伝導率が低く、加工硬化性が著しく、また展延性が大きいので、超仕上加工においてムシレの現象が生じやすい。

また鏡面仕上にあたっては、普通の方法では十分な光沢が得られないので、油と $C_{72}O_8$ の混合物を加工面に塗って、いわゆる超仕上式ラッピングにより鏡面仕上を

行なった報告もある⁽³⁾。

本実験においては、超仕上本来の工作法に準拠しながら、砥石の種類および結合度、工作油および作業条件を種々かえて鏡面仕上が得られるかどうかを検討した。

3.3.1 WA600Vit. 砥石使用の場合

前者と同じ作業条件で加工した場合、砥石結合度および工作物速度とムシレ発生との関係を表5に示す。

表5 諸条件とムシレ発生状況との関係

工作物速度	砥石結合度	R _H	"	"	"	"	"	備考
		40	50	60	70	80	90	
第1工程	13.3m/min	○	○	△	△	△	△	工循使用油はなたね油
	21.0 "	○	○	△	△	△	▲	
	21.0 "	○	○	○	○	○	○	
第2工程	51.0m/min	○	○	△	△	▲	▲	工循使用油はなたね油
	80.0 "	○	△	△	▲	▲	▲	
	80.0 "	○	○	○	○	○	○	

注、循環使用の工作油は軽油とスピンドルの混合油（3：1）
なたね油は新油

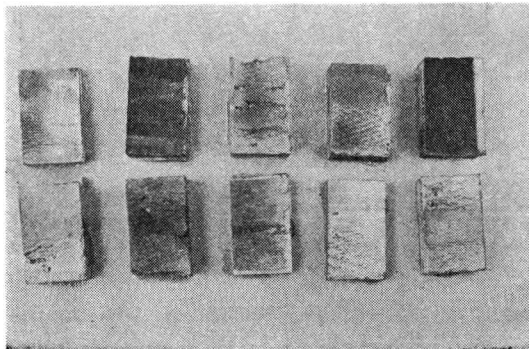
表中に使用した各種符号は表4に同じ。

表4、5からわかるように砥石の結合度が大きいほど、工作物速度がはやいほどムシレが発生しやすい。

一般にこのような条件のもとでは砥石は目づまりしやすくこれが溶着につながり、結局ムシレ現象となるものと思われる。なお上の表からいえることは、軽油とスピンドルの混合油がかなりひんぱんに循環して使用するときは、液中の微粉がかききずやムシレの原因となることは当然のことと思われる。

なたね油使用の場合、まったくムシレが発生していないのは、新油であることとあわせて、粘性および油性が前者にくらべて格段に高いためと思われる。

下の写真は砥石面に生じたかききずおよび溶着金属の様子を示したものである。



次に図3はWA600Vit. 砥石を用い、前者とほぼ同条件で作業した場合の作業条件とNF粗度との関係を示したものである。(a)図は第2工程終了後NF粗度を測定

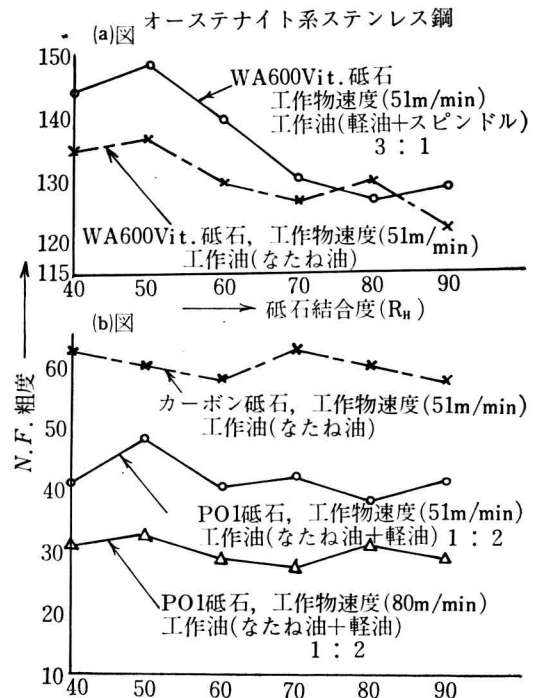


図3 作業条件とNF粗度との関係

したものであるが、実線で示すものは、工作液として軽油とスピンドルの混合油を使用した場合、ムシレが発生しやすいので、危険性の少ない軟かい砥石 ($R_H40, 50, 60$) に対しては循環油を、危険性の多い砥石 ($R_H70, 80, 90$) に対しては新油を使用したものである。

その結果、光沢度に若干の差があることが認められる。

また (b) 図は最終工程として、カーボン砥石および PO1 砥石を用い、若干条件を変えて超仕上終了後 N F 粗度計で光沢度を測定した結果を示す。

超仕上面に及ぼす工作液の影響については、次の項目とあわせて検討することにする。

3.3.2 MG 砥石使用の場合

前述したようにオーステナイト系ステンレス鋼を WA 600Vit. 砥石で炭素鋼と同様の条件で加工を加なうと、ムシレ発生危険性が多く、ムシレをおさえようとするれば、工作物速度を低くするか、結合度の軟かい砥石を使用するなり、しかも軽油とスピンドル油の混合油の場合は新しい工作油をかなり多量に給油する必要があるが経済的にあまり有利ではない。そこで自生作用が活発で、ステンレス刃物の刃つけ用として、またステンレス器具の仕上に用いられている MG 砥石を採りあげることにした。

作業条件は前記表 3 に準じて行なうことにした。すなわち、第 1 工程では工作物速度は 21m/min.、砥石圧力は 2 kg/cm²、振幅、振動数はともに前者と同じ。

第 2 工程では工作物速度は 51 および 80m/min.、砥石圧力は 1 kg/cm²、振動数、振幅とも前者と同じ。

工作液は軽油とスピンドル油の混合油 (混合比は 3 対 1) であってしかも循環させて使用した。

実験の結果、砥石の結合度のいかにかわらず、また工作液の多少の変化にも問題なく、第 1、第 2 工程を通じて、ムシレ発生危険性はまったくなかった。

図 4 は MG 砥石を用いて、前者と同様、第 1、第 2 工程を加工した後 N F 粗度計で測定したものを (a) 図に、また最後の仕上としてカーボン砥石および PO1 砥石を用い鏡面仕上後の N F 粗度を測定した結果を (b) 図に示す。

なお (b) 図の横軸は前者と同じ意味をもつ。

(b) 図からわかるように、フェライト系の場合と同じく工作物速度 80m/min. で PO1 砥石を使用した場合 N F 粗度もっともよく、大体 30 前後になった。

MG 砥石を使用して超仕上加工した場合、ムシレがまったく発生しなかった原因を検討するに当り、まず MG 砥石の構成を調べてみると、その結合剤はマグネシア (MgO) と塩化マグネシウム (MgCl₂) 溶液の混合から生

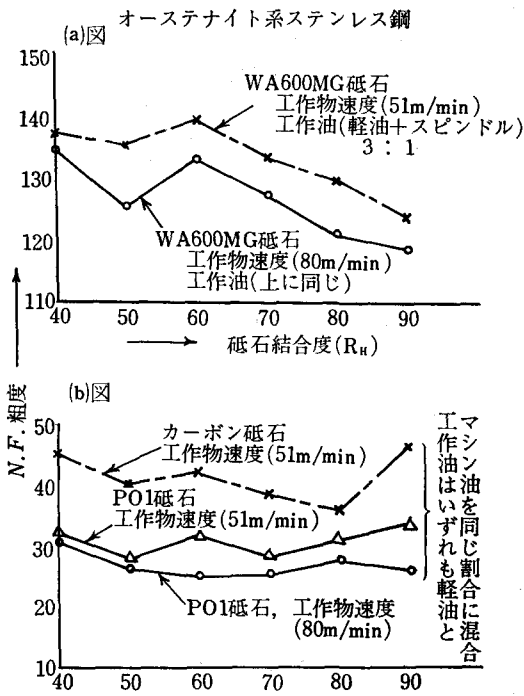


図 4 作業条件と MF 粗度との関係

成するマグネシウム・オキシクロライドの水和物であって、その組成は $[m \cdot MgO \cdot MgCl_2 \cdot nH_2O]$ である、 m, n の適用範囲は次のとおりである⁽⁴⁾。

$$m = 5 \sim 11, \quad n = 12 \sim 20$$

この MG 砥石は水に対して弱ばかりでなく、熱に対しても弱く、温度が 150°C 以上になると、砥石は MgCl₂ の熱分解によって軟化し、その結合度や強度が急激に低下する。このことが砥粒の自生作用を促進する原因になっている。また MgCl₂ の熱分解は吸熱反応であるため、加工にあたり研削点を冷却することになり、工作物の熱伝導率の低い性質を補うことになり、結局砥石の目づまりをおさえ、切りくずが砥石に溶着することを防止し、ムシレのない作業が進行することになる。

しかし自生作用が活発なだけに砥石の寿命はビトリファイド砥石に比較して約 20% 程度短い。

なお、最近切削油および研削油に塩素や硫黄などが極圧添加剤 (E.P. 剤) として使用され、これが砥石の目づまりや切りくずの溶着防止に役立ち、効果をあげているのは周知のとおりである。

この実験においてビトリファイド砥石では、自生作用の活発な軟かい砥石を用いても作業条件のいかによっては、ムシレ発生危険性があったのに対し、MG 砥石ではその結合度のいかにかわらず、ムシレが生じな

かったのは砥石の自生作用以外に、塩素が極圧剤と同様の役目を果しているものと推察される。

次に工作液の役割について検討を加えることにする。

超仕上加工において工作液の果す役割はすこぶる重大で、その選定が適正でなければ、本実験においても見られたように、ムシレ発生の原因ともなり、また仕上工程において所望の鏡面をうるのはかなり困難である。

工作液の主要な作用は次の2項目に要約できる。

- ① 砥石面の洗浄作用。
- ② 砥石と工作物間の潤滑作用。

まず①の項目については、工作液の洗浄性および浸透性が強く要求される。浸透性の程度をあらわすものとして表面張力が用いられるが、一般の研削作業用としては、40dyne/cm前後がよく、ステンレス鋼のような難削材に対しては、それ以下のものがよいとされている⁽⁵⁾。

なお、実際作業にあたっては、粘度の低い不水溶性油(軽油、スピンドル等)をかなり多量に(最小限1cm²当り0.5l/min.)⁽⁶⁾給油することが大切である。

次に②については前記の鏡面領域の加工にあたるわけであるが、これは砥石面に生じた目づまりにより、仕上面が摩擦せられ非晶質の流動層を生じて美しい鏡面仕上が得られる。この際に適当な粘度をもった工作液が摩擦作用を助けるのに大きな役割を果すわけであってこれが砥石と工作物間の潤滑作用の基礎をなすものと考えられる。ところでこの工作液の潤滑性の優劣を表わす尺度として摩擦係数が用いられ、良好な仕上面をうるには、これが0.1以内がよいとされている⁽⁷⁾。

なお、摩擦係数と粘度の関係については、A. M. Swigertが、すべり軸受の潤滑理論によく用いられる zn/p と摩擦係数(μ)との関係を超仕上加工に適用し、説明している⁽⁸⁾。その一端を記述すると下記のとおりで

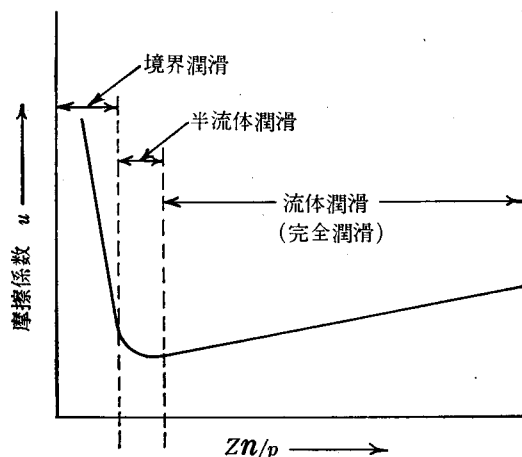


図5 運転条件の変化に対する軸と軸受との摩擦特性

ある。

上図で z : 潤滑油の粘度, n : 毎分回転数,

p : 平均圧力(kg/cm²)

図において zn/p の増大とともに μ の値は低下し、その値は遂に最小値となり、それから zn/p の増加につれて μ の値は漸増する。そこで荷重(p)と速度(n)を一定とした場合、粘度(Z)の大なる程 zn/p の値は大となるから完全潤滑になりやすい。

一般に p , n はともに発熱量のうえから制限を受けるので一定に保ち、 z の高い油を使用して完全潤滑状態を保つようにする。超仕上加工の最終工程は丁度完全潤滑の状態に相当するわけであるから、その際に使用する工作液は粘度の高いものが望ましいわけである。

なお、前記の表5において、工作油としてなたね油を使用したところ、第1, 第2工程とも、砥石の結合度のいかにかわからず、まったくムシレ現象が生じなかったのは、なたね油が軽油とスピンドル油との混合油にくらべて格段に粘性および油性が高いためであって上記の潤滑理論からも容易に理解することができる。

以上工作油のもつ諸性質のうち、洗浄性、浸透性および潤滑性の3者をもその目的に応じ、どのように調整するかが、肝要であると思われる。

4. 結 論

以上の実験結果から得られた主な結論は次のとおり。

(1) マルテンサイト系ステンレス鋼では炭素鋼(S35C)と同一作業条件で、ムシレもなく比較的容易に鏡面をうることができる。

(2) フェライト系ステンレス鋼では最終工程でPO1砥石を用いて工作物速度を速くすることにより鏡面(NF粗度30内外)をうることができる。

(3) オーステナイト系ステンレス鋼では第1, 第2工程においてピトリファイド砥石を用いる場合には、軟かい砥石を使用するか、工作物速度をおそくするかして、新しい工作油を多量(1cm²当り0.5l/min.以上)に給油することにより、ムシレを防止することができる。

(4) MG砥石では砥石の結合度のいかにかわからず第1, 第2工程を通じてムシレは発生しない。

(5) オーステナイト系ステンレス鋼で鏡面をうるためにはフェライト系と同じく最終工程にPO1砥石を使用し、工作物速度をあげることにより達成できる。

(6) 工作液の使用にあたっては、加工の初期には洗浄性および浸透性にすぐれた粘度の低い油を、また鏡面仕上には潤滑性および浸透性のよい比較的高い油を使用するのが効果的である。

終りに、本研究を行なうに当たり、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，試料の提供ならびに助言をいただきました大阪金剛製砥K Kの渡辺工場長に感謝する次第です。

文 献

- 1) 佐々木外喜雄・小倉隆，精機学会誌，149—18 (1952)。
- 2) 田中義信・津和秀夫，精密工作法，共立出版，(1964)413。
- 3) 佐々木外喜雄・小倉隆，精機学会誌，149—18 (1952)。
- 4) 渡辺半十・山元定吉，精機学会学術講演会資料，(1967)95。
- 5) 山本明・鈴木音作，切削油剤とその効果，朝倉書店，(1966)215。
- 6) 精密工作便覧，コロナ社，(昭和41—7)．627。
- 7) 竹中規雄・佐藤久弥，研削作業の実際と研削液，誠文堂新光社，(1973)，95。
- 8) A. M. Swigert: The story of Super-finishing, (1940)357。

物質伝達に関する研究

中 田 敏 夫

Researches on Mass Transfer

Toshio NAKATA

In this paper, the analysis on the thermal boundary layer and the mass transfer boundary layer developed near the flat plate surface within a flow field, has been attempted to find out the temperature conditions that the mass transfer by the naphthalene plate is agreement with the heat transfer by the heated plate.

The mixed gas composed of air and naphthalene is incompressible steady flow and the naphthalene vapour is in thermal equilibrium with air throughout the boundary layer. As the result, it is found that the thickness of the mass transfer boundary layer is good agreement with that of thermal boundary layer when the surface temperature of the heated plate is about 200°C.

1. まえがき

種々の冷却条件におかれた形状の複雑な機械表面の局所熱伝達率を調べておくことは、温度制限の厳しい電気機械や熱交換装置の設計、製作上きわめて重要な事からである。これら実際の機械の熱伝達率についての研究はこれまで二、三の研究⁽¹⁾、⁽²⁾がみられる。また、平板を用いた基礎的な実験⁽³⁾、⁽⁴⁾も行なわれている。しかし、これらの研究は高温発熱体表面からの放熱量と、これと同じ形状の昇華性物質表面からの昇華量との間に成立するアナログを利用した実験であり、物体表面に発達する境界層内の温度分布と濃度分布を考慮した論文はほとんどみあたらない。本論文は加熱平板からの熱伝達とナフタリン平板からの物質伝達がどのような温度条件でよく一致するかを比較するため、定常流れ中におかれた平板上に発達する温度境界層と濃度境界層について理論解析を行なったものである。

2. 記 号

本報告に用いたおもな記号はつぎのとおりである。

C_p : 定圧比熱

D : 拡散係数

f : 無次元流れ関数

g : 重力加速度

l : ($= \rho\mu/\rho_\infty\mu_\infty$)

\dot{m} : 質量速度 (単位面積あたりの質量流量)

P : 圧力

Pr : プラントル数 ($= \mu g c_p / \lambda$)

Re : レイノルズ数 ($= \rho u x / \mu$)

Sc : シュミット数 ($= \mu / \rho D$)

T : 温度

u : x 方向の速度

v : y 方向の速度

V_1 : ナフタリンの平均移動速度

w : 質量濃度

x : 平板にそった座標軸

y : 平板に垂直な座標軸

z : ($= w_1 / w_{1w}$)

α : 温度伝導率

η : 変換座標軸

θ : ($= T / T_\infty$)

λ : 熱伝導率

μ : 粘性係数

ξ : 変換座標軸

ρ : 密度および濃度

ψ : 流れ関数

添字

w : 壁面

- 1 : ナフタリン
- 2 : 空気
- ∞ : 自由流

3. 基礎方程式

ナフタリンが一部昇華した状態で平板上を流れる場合について考える。解析にあたってつぎのような仮定をおく。

- (1) ナフタリン蒸気と空気の流れは同じ速度をもつ。

$$u_1 = u_2, \quad v_1 = v_2$$

- (2) ナフタリン蒸気と空気の流れはどこでも熱的平衡状態にある。

$$T_1 = T_2$$

- (3) 定常流である。

$$\partial/\partial t = 0$$

- (4) x 軸にそって自由流条件は一定である。
- (5) ナフタリンと空気の混合物および空気は非圧縮性流れである。

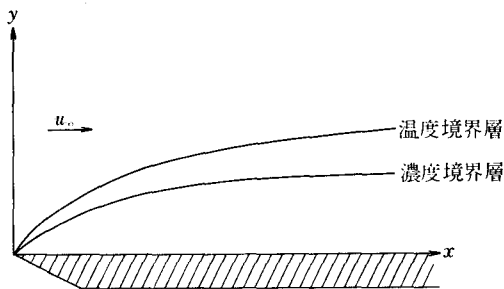


図1 平板上の流れ

以上の仮定を用いて、図1に示すように座標軸をとると、平板境界層の基礎方程式はつぎようになる。

質量保存式

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

運動量保存式

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

エネルギー保存式

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3)$$

ただし

$$\alpha = \lambda / \rho g c_p$$

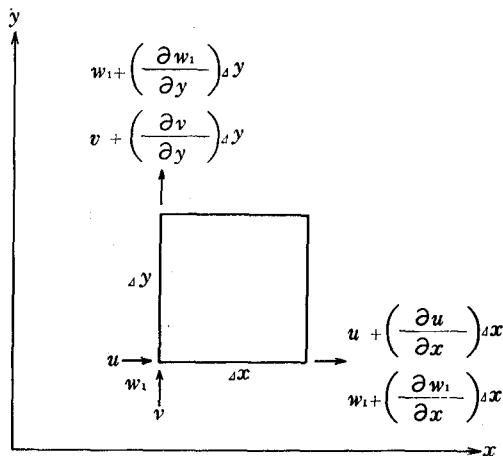


図2 体積要素の濃度バランス

物質保存方程式

図2において、 x 方向に対流により運ばれるナフタリン質量は

$$\begin{aligned} \rho \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x \right) \Delta y \\ \cdot \left(w_1 + \frac{\partial w_1}{\partial x} \Delta x \right) - \rho u w_1 \Delta y \\ = \rho \Delta x \Delta y \left(w_1 \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial w_1}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

同様に y 方向については

$$\rho \Delta x \Delta y \left(w_1 \frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{\partial w_1}{\partial y} \right)$$

相対的な拡散による移動量は

$$\begin{aligned} - \rho D \frac{\partial w_1}{\partial y} \Delta x - (-\rho D) \frac{\partial}{\partial y} \\ \times \left(w_1 + \frac{\partial w_1}{\partial y} \Delta y \right) \Delta x \\ = \rho D \frac{\partial^2 w_1}{\partial y^2} \Delta x \Delta y \end{aligned}$$

定常状態では体積要素の濃度は変わらず一定であるので

$$\rho \Delta x \Delta y \left(u \frac{\partial w_1}{\partial x} + v \frac{\partial w_1}{\partial y} \right) \\ = \rho D \Delta x \Delta y \frac{\partial^2 w_1}{\partial y^2}$$

故に

$$\rho u \frac{\partial w_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w_1}{\partial y} = \rho D \frac{\partial^2 w_1}{\partial y^2} \quad (4)$$

4. 境界条件

境界層端の境界条件は

$$u(\infty) = u_\infty, \quad T(\infty) = T_\infty$$

$$w_1(\infty) = w_{1\infty} = 0$$

壁面における境界条件は

$$u(0) = 0, \quad v(0) = 0$$

$$T(0) = T_w, \quad w(0) = w_{1w}$$

5. 座標変換

相似解をうるためにつきのような座標変換を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \xi(x) = x, \quad \psi = \sqrt{\rho_\infty \mu_\infty \xi u_\infty} f(\xi, \eta) \\ \frac{u}{u_\infty} = \frac{\partial f}{\partial \eta}, \quad \eta = \sqrt{\frac{u_\infty}{\rho_\infty \mu_\infty \xi}} \int \rho dy \end{aligned} \right\} (5)$$

以上の変換を行なうと質量保存式は自動的に満足され基礎方程式としては運動量、エネルギー、物質の三つの保存式を考えればよいことになる。変換に用いる演算式はつきのようなになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \rho \sqrt{\frac{u_\infty}{\rho_\infty \mu_\infty \xi}} \frac{\partial}{\partial \eta} \\ v &= -\frac{1}{\rho} \left[\sqrt{\rho_\infty \mu_\infty} \right. \\ &\quad \times \left(\frac{\sqrt{\xi} f}{2 \sqrt{u_\infty}} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} + \frac{\sqrt{u_\infty} f}{2 \sqrt{\xi}} \right. \\ &\quad \left. \left. + \sqrt{u_\infty \xi} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. \times \sqrt{\rho_\infty \mu_\infty u_\infty \xi} \frac{\partial f}{\partial \eta} \right] \end{aligned} \right\} (6)$$

まず運動量保存式の変換を行なう。 $y \rightarrow \infty$ のとき $\rho_\infty \cdot u_\infty \cdot \partial u_\infty / \partial x = -dP_\infty / dx$ で、また境界層内において y 方向の圧力変化はないから $P = P_\infty$ である。これらの関係を(2)式に代入すると運動量保存式として

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \\ = \rho_\infty u_\infty \frac{\partial u_\infty}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (7)$$

がえられる。(7)式に座標変換を行なうと

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) + \frac{\xi}{u_\infty} \\ &\quad \times \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \left[\frac{\rho_\infty}{\rho} - \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \right)^2 \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} f \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \\ &\quad \left. + 1 \right) + \xi \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial^2 f}{\partial \xi \partial \eta} \right) = 0 \end{aligned}$$

または

$$\begin{aligned} (lf_{\eta\eta})_\eta + \frac{1}{2} f f_{\eta\eta} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \\ \left. + 1 \right) + \frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \left[\frac{\rho_\infty}{\rho} \right. \\ \left. - (f_\eta)^2 \right] + \xi (f_\xi f_{\eta\eta} - f_\eta f_{\xi\eta}) = 0 \quad (8) \end{aligned}$$

ここで、 f_η 、 f_ξ はそれぞれ η 、 ξ についての微分を示す。

つきにエネルギー保存式について考える。(3)式にプラントル数を用いると、

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{P_r} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (9) \end{aligned}$$

となる。上式に前と同じように座標変換を行なうと、

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l}{P_r} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) \\ &\quad + \frac{f}{2} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + 1 \Big) \frac{\partial T}{\partial \eta} = \xi \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right. \\ \left. - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

(10)式に無次元温度 $\theta(\xi, \eta) = T/T_\infty$ の関係を用いると、結局エネルギー保存式として次式がえられる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{l}{P_r} \theta_\eta \right)_\eta + \frac{f}{2} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \\ \left. + 1 \right) \theta_\eta = \xi f_\eta \frac{\theta}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial \xi} \\ + \xi (f_\eta \theta_\xi - f_\xi \theta_\eta) \end{aligned} \quad (11)$$

最後に物質保存式について考える。(4)式にシュミット数を用いると

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial w_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w_1}{\partial y} \\ = \rho \frac{\nu}{S_c} \frac{\partial^2 w_1}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (12)$$

となる。上式に前と同じように座標変換を行なうと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l}{S_c} \frac{\partial w_1}{\partial \eta} \right) \\ + \frac{f}{2} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \\ \left. + 1 \right) \frac{\partial w_1}{\partial \eta} = \xi \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial w_1}{\partial \xi} \right. \\ \left. - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial w_1}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式に無次元濃度 $z(\xi, \eta) = w_1/w_{1w}$ の関係を用いると、結局物質保存式として次式がえられる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{l}{S_c} z_\eta \right)_\eta + \frac{f}{2} \left(\frac{\xi}{u_\infty} \frac{\partial u_\infty}{\partial \xi} \right. \\ \left. + 1 \right) z_\eta = \xi f_\eta \frac{z}{w_{1w}} \frac{\partial w_{1w}}{\partial \xi} \\ + \xi (f_\eta z_\xi - f_\xi z_\eta) \end{aligned} \quad (14)$$

(8), (11), (14)式を簡単化するために、流れ方向のこう配を無視し、 ξ をパラメータのように取り扱うと

$$(lf'')' + \frac{1}{2} f f' = 0 \quad (15)$$

$$\left(-\frac{l}{P_r} \theta' \right)' + \frac{1}{2} f \theta' = 0 \quad (16)$$

$$\left(-\frac{l}{S_c} z' \right)' + \frac{1}{2} f z' = 0 \quad (17)$$

f, θ に対する境界条件は

$$\left. \begin{aligned} f(0) = f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1 \\ \theta(0) = \theta_w, \quad \theta(\infty) = 1 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

z に対する境界条件を考える。壁面からの物質移動量はフィックの法則を用いると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{m}_{1w} = \rho_w w_{1w} V_{1w} \\ = -\frac{1}{1-w_{1w}} \rho_w D_w \left(\frac{\partial w_1}{\partial y} \right)_w \end{aligned}$$

上式に(6)式を用いると

$$\begin{aligned} \rho_w w_{1w} V_{1w} = -\frac{1}{1-w_{1w}} \rho_w^2 w_{1w} D_w \\ \times \left(\frac{u_\infty}{\rho_\infty \mu_\infty \xi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial z}{\partial \eta} \right)_w \end{aligned}$$

となり、この式にシュミット数とレイノルズ数を用いて整理すると次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} z'(0) = -(1-w_{1w}) S_{cw} R_{e\infty}^{\frac{1}{2}} \\ \times \frac{\mu_\infty}{\mu} \frac{V_{1w}}{u_\infty} z(0) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

また

$$z(0) = w_{1w}/w_{1w} = 1, \quad z_w(\infty) = 0$$

6. 数値計算および結果

計算は平板先端からの距離 $x = 0.02, 0.05, 0.10, 0.15\text{m}$ について、平板の表面温度は $T_w = 146.5, 586, 879, 1179^\circ\text{K}$ について行なった。また(15), (16), (17)式の偏微分方程式を簡単化するために $l = 1$ とし、つきのような自由条件をもって温度およびナフトリンの濃度の境界層厚みを計算した。

主流温度

$$T_\infty = 293^\circ\text{K}$$

主流速度

$$u_\infty = 10\text{m/s}$$

流体としては空気を、物質としてはナフタリンを用いたために、 $Pr=0.711$, $Sc=2.640$, $D=0.02127\text{m}^2/\text{h}$ ⁽⁵⁾ にとり、連立微分方程式を解くにあたっては、Runge-Kutta-Gill 法を用い京都大学電子計算機 (FACOM 230-60) で行なった。これらの結果を図3, 図4, 図5に示

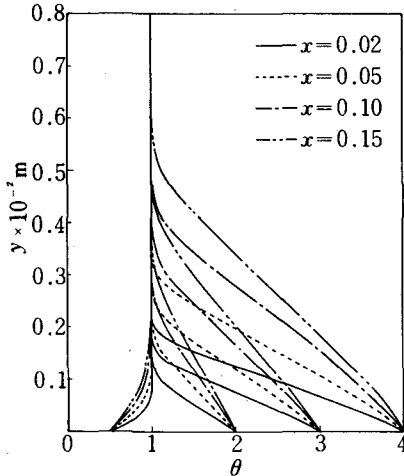


図3 温度分布曲線

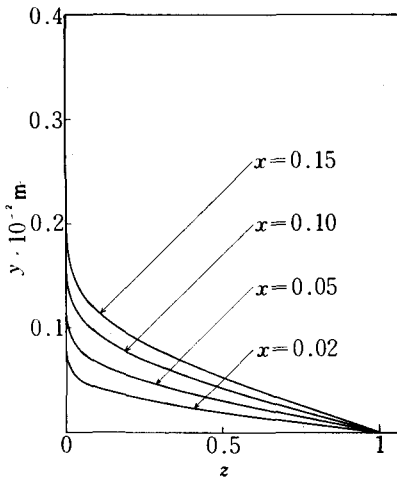


図4 濃度分布曲線

す。図3は無次元温度 θ と平板表面に垂直な距離 y との関係を示している。この図より $\theta > 1$ の場合は $\theta = 1.25$ 附近まで、 $\theta < 1$ の場合は $\theta = 0.75$ 附近まで直線的に温度は変化し、その後は二次曲線的に変化していく傾向が出ている。また、表面温度が大きくなるにつれて y の値も大きくなるが、平板先端よりの距離 x が大きくなると直線部分の傾きが大きくなることわかる。図4はナフタリンの無次元濃度 z と y との関係を示しているものである。これも図3で示されたのと同じような傾向

が出ている。図5は精度99.99%で温度分布およびナフタリンの濃度分布の厚み y と先端からの距離 x との関係を示したものである。 $\theta = 2.0, 3.0, 4.0$ は平板が加熱、 $\theta = 0.5$ は冷却されている場合のものである。 $\theta = 0.5$ は主流温度と平板表面温度との差が同じで加熱される $\theta = 1.5$ と一致する。また、濃度分布線 z は $\theta = 0.5$ と 2.0 の間をほぼ5対2の内分する所を通り、これを比例計算すると $\theta = 1.65$ となる。以上のことより流速が10 m/s で、空気の温度が 20°C においては、平板表面温度が約 200°C に加熱して得られる熱伝達率とナフタリンを用いて熱伝達率を求める間にアナログが成り立つものと思われる。

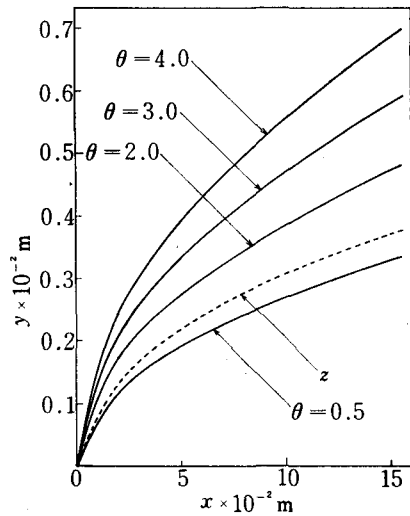


図5 温度および濃度の境界層厚み

7. 結 論

以上の結果によりつぎのことが明らかになった。

- (1) 温度および濃度分布ともに、初め直線的に、その後は二次曲線的に厚みを増していく。
- (2) T_w , z および x が大きくなれば、それにもなっておおの y の値も増加する。
- (3) 平板表面温度が約 200°C に加熱して得られる熱伝達率とナフタリンを用いて熱伝達率を求める間にはアナログが成り立つ。

今後は、ナフタリン平板を何度の空気流中に置いた時に両者の間にアナログが成り立つかを、また速度、圧力を変化させて調べていく必要がある。

文 献

- (1) 坂本, Bull. J.S.M.E., Vol. 11, No.44(1968), 303
- (2) 坂本・福井, 日本伝熱シンポジウム講演論文集

(昭41-5), 53

(3) T.K. Sherwood, Trans. A.S.M.E., (1960-11),
303

(4) H.H. Sogin, Trans. A.S.M.E., (1960-2), 53

(5) 福井・森下, 日本機械学会誌, Vol. 65, No. 525

(昭37-10), 1480

謝 辞

本研究に対し有意義な助言をいただいた中谷洵助教授を始め, 平素より親切なるご指導をいただいている松岡一起助教授にお礼申し上げます。

Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface⁽¹⁾

(1st Report, Plane Jet Reattached to an Unheated Surface)

Makoto NAKATANI and Takao KATOH*

Abstract—The air curtain set up above both heated and evaporative surfaces sometimes has a jet curved and reattached to these surfaces by Coanda effect. And, in the case of this having a very negligible effect, the jet is made to curve by the thermal convection to the opposite direction. We found that on a few assumptions, the results of theoretical analysis calculated to clarify the deformative characteristics of the jet axis, coincided with the experimental values.

In this paper, we are to report on the jet reattached to the unheated surface which is primarily considered to be the basis. That is, on the assumption that the entraining quantities, caused by the inducement of both sides of low pressure and atmospheric pressure of the reattached jet, differ among themselves, we theoretically analyzed the curve of the reattached jet axis. Consequently, if the "inducement ratio" experimentally determined in our formula be taken as $\lambda = 1/3$, it will enable us to calculate it theoretically.

1. Introduction

It has been well known from old times that a reattachment phenomenon, so called Coanda effect, occurs in general when a jet is almost in a direction parallel to a wall a surface of water and so on which are close to the jet, Coanda effect has been investigated by R. A. Sawyer⁽¹⁾ and C. Bourque & B.G. Newman⁽²⁾ etc. and today some considerable detail investigation are made with development of fluidics. These investigations, however, are made mainly in cases which the ratio of the height of touch plate to the

width of the outlet slot (offset ratio) is small order of 2~10, but in cases in which the touch plate has high temperature.

This reattachment phenomenon often occurs also on the air-curtain and push-pull equipment when the air jet is close to the wall or the evaporative surface. It follows that we investigated the characteristics of jet axis deviation when the plane jet in the air-curtain reattached to the heating surface or the evaporative water surface as Coanda effect and it is deviated outside only by the buoyancy of hot air without this effect in case of comparative large off-set ratio.

*Professor, Faculty of Engineering, University of Osaka Prefecture.

In this report, we will describe at first

the reattachment to unheated surface which is the fundamental case.

2. Theoretical Consideration

The jet is deviated as Coanda effect and reattached to surface OZ when the plane jet (width A_0 and mean velocity u_0) outlet slot at a height h from the plate OZ in the direction parallel to OZ as shown in Fig.1.

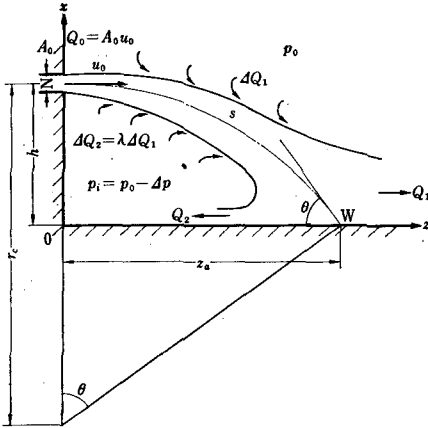


Fig. 1

Now, assuming that the jet has a constant momentum along the axis and the low pressure vortex region has a uniform pressure $-\Delta p$, the jet axis gets to be bent into an arc like the case of side-pressured plane flow. From the geometry

$$s = r_c \theta \quad (1)$$

$$h = r_c (1 - \cos \theta) \quad (2)$$

$$z_a = r_c \sin \theta \sqrt{h(2r_c - h)} \quad (3)$$

where r_c is the radius of arc, W is the point where the arc intersects the wall OZ, that is, the attachment point, s is the length of jet axis \widehat{NW} from the outlet slot to the attachment point, θ is the attachment angle at W, and z_a is the attachment distance OW.

Now, the jet strikes with the wall at the attachment point and flow separately. Sawyer

and others considered this separated flow taking the velocity distribution of main jet into account rather exactly, but, simplifying the analysis, the author assumed that the main inlet jet is potential flow, which has a uniform velocity distribution u , and $u = Q/A$, where Q is the flow rate and A is the jet width.

On the other hand, we may consider the velocity doesn't change during the collision since the jet, having the uniform velocity distribution and the flow rate $Q = uA$, strikes with the plate at angle θ as shown in Fig. 2. It follows that

$$Q = Q_1 + Q_2 = uA_1 + uA_2 = uA$$

and

$$Q_2 = \frac{Q}{2} (1 - \cos \theta) = uA_2$$

therefore, we get the relation

$$A_2 = \frac{A}{2} (1 - \cos \theta) \quad (4)$$

Assuming this relation is held also in case of the curved jet; from Eqs. (2), (4)

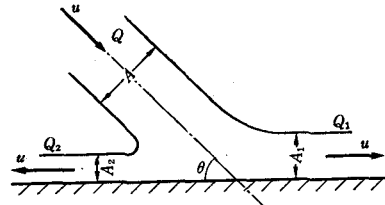


Fig. 2

$$\begin{aligned} Q_2 &= uA_2 = \frac{A}{2} (1 - \cos \theta) u \\ &= \frac{A}{2} \frac{h}{r_c} u \end{aligned} \quad (5)$$

As the jet drags the surrounding air, the flow rate Q across the plane perpendicular to the axis of jet increases as going away from the outlet slot. we may consider that the jet drags the air of both sides equally

for the plane free jet, since the condition of free space at the both sides of jet are equal completely. In this case, the increase ratio of air flow at a distance from outlet slot s is approximately represented by⁽¹⁾

$$\begin{aligned} \frac{Q}{Q_0} &= 1 + 0.0038 \left(\frac{s}{A_0/2} \right) & s \leq 15A_0 \\ &= 0.39 \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} & s > 15A_0 \end{aligned}$$

It follows that the air flow ΔQ induced by the one side of jet is

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \frac{Q - Q_0}{2} = 0.019 \left(\frac{s}{A_0/2} \right) u_0 A_0 & s \leq 15A_0 \quad (6) \\ &= \frac{1}{2} \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} - 1 \right) u_0 A_0 & s > 15A_0 \quad (7) \end{aligned}$$

The field of curved jet, however, has the same condition as the case of free jet which flows straightly in the free space side of jet, that is, outside of arc. But we may consider that the induced flow rate is different from that of the outside, since the inducement is different from that of the outside by the secondary circular flow on the side of vortex region, that is, on the inside of arc. Therefore, if we assume that the induced flow on the outside ΔQ_1 has the same quantity as in the case of free jet and the induced flow rate on the inside ΔQ_2 is λ times of ΔQ_1 (λ is called inducement ratio and $\lambda=1$ in the plane free jet),

$$\Delta Q_2 = \lambda \Delta Q_1 = \lambda \Delta Q \quad (8)$$

It follows from Eqs. (6), (7) and (8) that

$$\begin{aligned} \Delta Q_2 &= 0.019 \lambda \left(\frac{s}{A_0/2} \right) A_0 u_0 & s \leq 15A_0 \quad (9) \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \lambda \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} - 1 \right) A_0 u_0 \quad s > 15A_0 \quad (10)$$

On the other hand, the flow rate of curved jet Q in the distance s from the outlet slot is, from Eq. (6) or the relation Eq. (7) and Eq. (8),

$$Q = \left[1 + 0.019 (1 + \lambda) \left(\frac{s}{A_0/2} \right) \right] A_0 u_0 \quad s \leq 15A_0 \quad (11)$$

$$= \left[1 + \frac{1}{2} (1 + \lambda) \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} - 1 \right) \right] A_0 u_0 \quad s > 15A_0 \quad (12)$$

If the width of jet flowing into the attachment point W is A , the mean flow velocity u on the point is

$$u = \frac{Q}{A} = \frac{1}{A} \left[1 + 0.019 (1 + \lambda) \times \left(\frac{s}{A_0/2} \right) \right] A_0 u_0 \quad s \leq 15A_0 \quad (13)$$

$$= \frac{1}{A} \left[1 + \frac{1}{2} (1 + \lambda) \left(0.39 \times \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} - 1 \right) \right] A_0 u_0 \quad s > 15A_0 \quad (14)$$

Substituting this relations into Eq. (5)

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \left[1 + 0.019 (1 + \lambda) \left(\frac{s}{A_0/2} \right) \right] A_0 u_0 & s \leq 15A_0 \quad (15) \\ &= \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \left[1 + \frac{1}{2} (1 + \lambda) \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_0/2}} - 1 \right) \right] A_0 u_0 & s > 15A_0 \quad (16) \end{aligned}$$

The inflow to the side of vortex region Q_2 occurred by the collision of main jet to the wall must be equal to the induced flow

rate on this side $4Q_2$. It follows that, if $Q_2=4Q_2$, from Eqs. (9) and (15),

$$\frac{s}{A_0/2} = \frac{1 - \cos \theta}{0.038 \left[\lambda - \frac{1}{2}(1+\lambda)(1 - \cos \theta) \right]} \quad s \leq 15A_0 \quad (17)$$

and from Eqs. (10) and (16),

$$\frac{s}{A_0/2} = 3.29 \left[\frac{\lambda + \frac{1}{2}(1-\lambda)(1 - \cos \theta)}{\lambda - \frac{1}{2}(1+\lambda)(1 - \cos \theta)} \right]^2 \quad s > 15A_0 \quad (18)$$

and we can obtain also the following relation from these relation Eqs. (1) and (2),

$$\frac{r_c}{A_0} = \frac{1 - \cos \theta}{0.038 [2\lambda - (1+\lambda)(1 - \cos \theta)] \theta} \quad s \leq 15A_0 \quad (19)$$

$$= \frac{3.29}{\theta} \left[\frac{\lambda + \frac{1}{2}(1-\lambda)(1 - \cos \theta)}{\lambda - \frac{1}{2}(1+\lambda)(1 - \cos \theta)} \right]^2 \quad s > 15A_0 \quad (20)$$

$$\frac{h}{A_0} = \frac{1 - \cos \theta}{0.038 [2\lambda - (1+\lambda)(1 - \cos \theta)] \theta} \quad s \leq 15A_0 \quad (21)$$

$$= \frac{3.29}{\theta} \left[\frac{\lambda + \frac{1}{2}(1-\lambda)(1 - \cos \theta)}{\lambda - \frac{1}{2}(1+\lambda)(1 - \cos \theta)} \right]^2 (1 - \cos \theta) \quad s > 15A_0 \quad (22)$$

If we know r_c and h , we can obtain the cavity length z_a from Eq. (3). The inducement ratio λ is a constant value determined by experiments. It is found from Eqs. (19) and (21), or Eqs. (20) and (22), that the radius of curved jet axis r_c that is, the cavity length z_a is determined if the distance of outlet from the wall h and the width of outlet slot A_0 are given, but it's independent from the outlet velocity.

3. Experimental Equipment and Method

A general situation of experimental equipment is shown in Fig. 3. The air

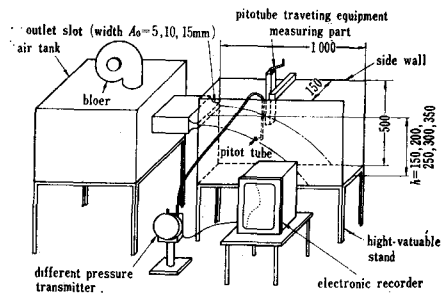


Fig. 3 Abstract of experimental equipment

blowed off from the blower is jetted from the outlet slot in the direction parallel to the bottom of measuring equipment, through a duct fixed on the side wall of tank, after it has been taken away the pulsation occurred by the blower in the air tank. A

wire netting is inserted into the inlet of duct and a velocity distribution of blown off jet is adjusted to be uniform by it. The inlet of slot has a round edge, which has a diameter $A_0/2$, to prevent the separation of flow. Three kinds of slots are used, which have the horizontal width of 150 mm and the vertical width A_0 of 5, 10 and 15 mm respectively. The stand on which the measuring equipment fixed is a high-valuable stand which can change the height of center of slot h from the touch plat, $h=150, 200, 250, 300$ and 350 mm. Therefore, the width is 150 mm, the depth is 500mm and the length is 1000mm. The measuring equipment is fenced off their all direction by steel plates. The cases in which the jet velocity of main jet u_0 is 5, 10, 15 and 20 m/s respectively are measured. The velocity is adjusted by a damper fixed on the inlet of blower. The velocity distribution of jet is measured by pitot tube whose diameter is 2 mm converted into voltage by different pressure transmitter, recorded by electronic recorder and read. The pitot tube is fixed on the stand which is removable on the rail. This stand is removable also in the direction to the bottom of measuring equipment. That is the touch plat. The diameter of jet axis is obtained from this measured result.

4. Experimental Results and Consideration

For example, the experimental values in case of the width $A_0=10$ mm, the height $h=150$ mm and the jet velocity $u_0=10$ m/s are shown in Fig. 4. The measuring port of pitot tube to insert in the direction parallel to the flow. But in this work, since the main purpose is to obtain rather the trace of jet than the velocity distri-

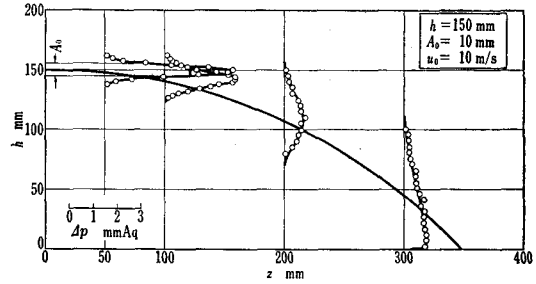


Fig.4 Total pressure distribution of cavity jet

bution, the total pressure distribution are measured in case of the pitot tube is put parallel to the direction of outlet flow and removed in the direction perpendicular to the attachment plate. The real velocity distribution is not obtained from this measured result, but, as it is found from a separate preparatory that a position of this maximum value almost agree with a position of the maximum value of jet velocity distribution, a position of jet axis is considered to be a position of this maximum value. Changing the height of slot h , some example of measured value of a bend of jet axis obtained like these are shown in Fig. 5. Still more, the measured values are shown in Fig. 6 on the non-dimensional

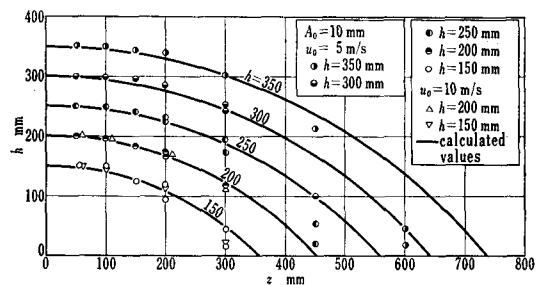


Fig.5 Axis of cavity jet

coordinates $X=x/r_c, Z=z/r_c$. It is described after that these curves in figure is a circle as $\lambda=1/3$. It finds in these figure that the measured values agree with this circle considerably, neighborhood the attachment plate.

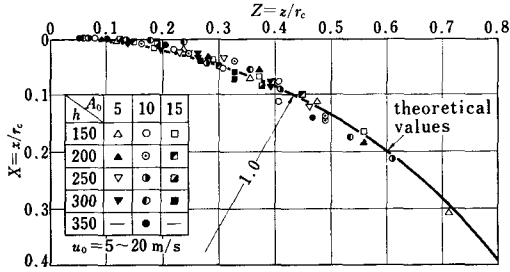


Fig. 6 Cavity jetaxis over unheated surface

It found from the examples of measuring points of $h=150$ mm, $u_o=5$ and 10 m/s in Fig. 5 that the change of diameter of jet axis is not measured as the change of outlet velocity u_o , provided the height h and the width of slot A_o are equal. This result agrees with the analytical result of Eqs. (19)~(22) which has described already.

The relation of non-dimensional diameter r_c/A_o and off-set ratio of outlet port h/A_o is obtained from these measured result and shown as a plot in Fig. 7. Setting the

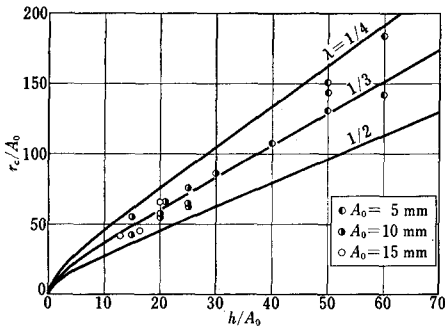


Fig. 7 Value of inducement ratio

inducement ratio $\lambda=1/4$, $1/3$ and $1/2$, the relation of r_c/A_o and h/A_o is obtained as a curve in the figure from Eqs. (19)~(22). In case of $\lambda=1/3$, it represents well a tendency of measured values comparatively. Consequently, the author suggests in consideration of the convenience for calculation that the inducement ratio λ is set as $1/3$. Applying this value, on the air attachment of plane jet like the air-curtain,

1) In case of $s \leq 15A_o$

The inducing volume ΔQ_2 inside of jet is, from Eq. (9)

$$\Delta Q_2 = 0.01267 s u_o \quad (23)$$

on the other hand, the relation of attachment jet axis and height of slot is, from Eqs. (19) and (21)

$$\frac{r_c}{A_o} = \frac{1 - \cos \theta}{0.0253 [1 - 2(1 - \cos \theta)] \theta} \quad (24)$$

$$\frac{h}{A_o} = \frac{(1 - \cos \theta)}{0.0253 [1 - 2(1 - \cos \theta)] \theta} \quad (25)$$

2) In case of $s > 15A_o$

The inducing volume ΔQ_2 inside of jet is, from Eq. (10)

$$\Delta Q_2 = \frac{1}{6} \left(0.551 \sqrt{\frac{s}{A_o}} - 1 \right) A_o u_o \quad (26)$$

and the relation of attachment jet axis and height of slot is, from Eqs. (20) and (22)

$$\frac{r_c}{A_o} = \frac{3.29}{\theta} \left\{ \frac{1 + (1 - \cos \theta)}{1 - 2(1 - \cos \theta)} \right\}^2 \quad (27)$$

$$\frac{h}{A_o} = \frac{3.29}{\theta} \left\{ \frac{1 + (1 - \cos \theta)}{1 - 2(1 - \cos \theta)} \right\}^2 \times (1 - \cos \theta) \quad (28)$$

It is found in Fig. 7 that, since r_c/A_o may be regarded as a straight line when h/A_o is more than 10, the relation

$$r_c = 2.35h + 12.5A_o \quad (29)$$

this held approximately when $h/A_o = 10 \sim 70$.

The attachment distance z_a is obtained from Eq. (3), provided the diameter r_c and height h of jet axis are known. The relation obtained from Eqs. (25), (26) and (27) are shown in Fig. 8. For $h/A_o \geq 10$, applying the

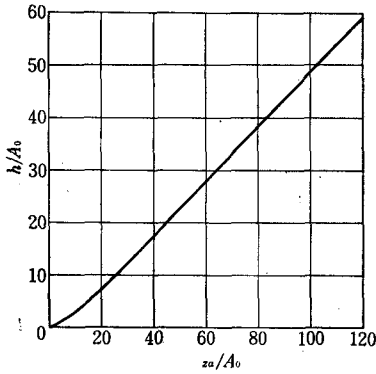


Fig. 8 Attachment distance of cavity axis

practical Eq. (29) for Eq. (3)

$$z_a = \sqrt{h(3.7h + 25A_0)} \quad (30)$$

On the other hand, it is found in Fig. 8 that since z_a/A_0 may be regarded as a straight line, more simply, it's sufficient practically to use the simple equation.

$$z_a = 1.93h + 6.37A_0 \quad (31)$$

5. Conclusion

The author tried to analyze for the deviation of plane jet axis of reattached to unheated surface under a few assumptions and obtained the theoretical equation which agrees with experimental result completely. Namely,

- 1) The diameter of cavity jet axis depends of the width and height of slot and it is independent of jet velocity.
- 2) There is the difference between the inducing rate of outer air due to jet inside of low pressure vortex region

and that of atmospheric air. It may be considered that the inducement rate of low pressure side is 1/3 of that of atmospheric air side.

- 3) The cavity jet axis is given from the following equation

$$\begin{aligned} \frac{r_c}{A_0} &= \frac{1 - \cos \theta}{0.0253[1 - 2(1 - \cos \theta)]\theta} & s \leq 15A_0 \\ &= \frac{3.29}{\theta} \left\{ \frac{1 + (1 - \cos \theta)}{1 - 2(1 - \cos \theta)} \right\}^2 & s > 15A_0 \end{aligned}$$

- 4) In case of $h/A_0 = 10 \sim 70$, the diameter is practically obtained approximately from the following equation

$$r_c = 2.35h + 12.5A_0$$

- 5) The author suggests the following equation as the practical equation which gives the cavity length

$$z_a = 1.93h + 6.37A_0$$

References

- (1) The contents of this paper were published on the Society of Heating, Air-Conditioning and Sanitary Engineers of Japan, Vol. 45, No. 3, (1971-3)129.
- (2) R. A. Sawyer; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 9, Part. 4, (1963-3)543.
- (3) C. Bourque and B.G. Newman; The Aeronautical Quarterly, Vol. XI, (1960-8)201.
- (4) Y. Niitu and T. Katoh; Journal of the Society of Sanitary and Domestic Engineering, Vol. 32, No. 10, (1958-10)587.

Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface⁽¹⁾

(2nd Report, Plane Jet Reattached to a Heated and Evaporative Surface)

Makoto NAKATANI and Takao KATOH*

Abstract—We studied the reattachment of a plane jet to evaporative and heated surfaces caused by Coanda effect on the basis of the results of the first report. Consequently, we concluded the theoretical form comparatively agreed with the experimental value calculated from the model. The form was calculated on the assumption that high temperature in the separation bubble domain may have made the reattached jet buoyant. It was made clear that the jet will never fail to be reattached beyond the critical velocity of jet, but within it the jet will not be attached and differentiated from the curving direction of the jet-axis.

1. Introduction

In the previous report⁽¹⁾, the jet, on which both the temperature of surrounding fluid and reattached surface are same, has been investigated. In this paper, it is investigated in case of the surface that is not only hot wall but also evaporative surface.

Namely, in this case, the temperature of the low pressure vortex region between the cavity jet and attachment surface becomes to be higher than the surrounding fluid removing the heat and material and the difference of density is observed and the side pressure due to buoyancy is added to the jet. From this consideration, an analytical consideration is made and tried to compare with an experimental result under a few assumptions.

* Professor, Faculty of Engineering, University of Osaka Prefecture.

2. Theoretical Consideration

In general there is a heat exchange between attachment surface and vortex region, then the temperature of fluid in the vortex region increases, in cases in which a plane jet reattached to a heated wall and evaporative surface. It follows that a difference of density is observed between the surrounding fluid and the fluid in vortex region, and the buoyancy acts on the jet axis. Denoting this force by $\Delta p'$, we have the following relation:

$$\Delta p' = \bar{h}(\gamma_o - \gamma_i) \quad (1)$$

where γ_o and γ_i are the specific weight of fluid in the surrounding and in the vortex region respectively and \bar{h} is the mean height of center of jet from attached surface (refer to Fig. 1). In exact, \bar{h} should be the mean height of jet axis from heated attached

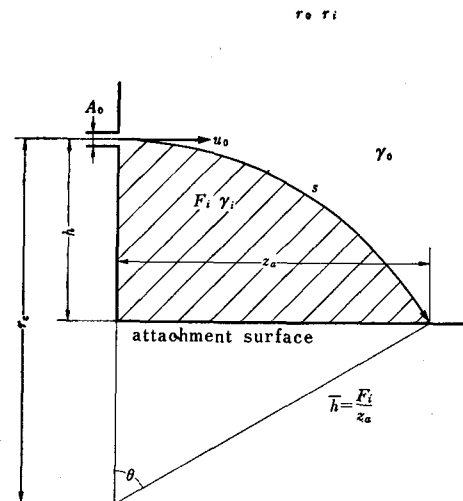


Fig. 1

surface but there is not much difference between this mean height and the approximation by mean height of cavity jet axis from unheated surface which has been described in the first report, since the bending radius of jet axis is sufficiently large in comparison with the height of outlet slot at reattachment phenomenon occurred on air curtain et al.. Namely, denoting the area of hatched position in Fig. 1 by F_i , \bar{h} is given as

$$\begin{aligned}\bar{h} &= \frac{F_i}{z_a} = \frac{1}{2} \left[\frac{r_c \theta}{\sin \theta} - (r_c - h) \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[r_c \left(\frac{s}{\sqrt{h(2r_c - h)}} - 1 \right) + h \right]\end{aligned}\quad (2)$$

where r_c is the radius of cavity jet axis over unheated surface and there are the following relations among these quantities.

$$z_a = r_c \sin \theta \quad (3)$$

$$s = r_c \theta, \quad (4)$$

$$h = r_c (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

$$r_c = \frac{3.29}{\theta} \left(\frac{2 - \cos \theta}{2 \cos \theta - 1} \right)^2 A_0 \quad (6)$$

2.1 Cavity jet over heated surface

As shown in Fig. 2, the air plane jet is bent as Coanda effect and reattach to the

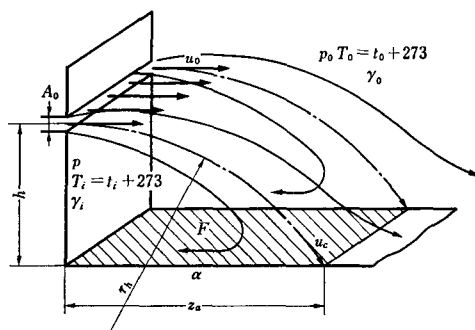


Fig. 2

wall at a distance from outlet slot z_a when the jet outlet with a velocity u_0 from outlet slot at a height from the heated wall h . Denoting the temperatures and the specific weights of air in the surrounding and in the vortex region by T_0 , T_i , γ_0 and γ_i respectively, and since we may consider that the law of perfect gas is approximately held in case of air, we get

$$\gamma_0 - \gamma_i = \frac{1}{R_a} \left(\frac{p_0}{T_0} - \frac{p_i}{T_i} \right) \quad (7)$$

where R_a is the gas constant of air. Since the pressure difference between the outside of jet and the vortex region is small, we may treat as $p_0 \approx p_i$ in above equation. Then, Eq. (7) becomes approximately

$$\gamma_0 - \gamma_i = \frac{p_0}{R_a} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_i} \right) \quad (7')$$

Consequently, the buoyancy acting on jet axis $\Delta P'$ is given from Eqs. (1), (2) and (7) as

$$\begin{aligned}\Delta P_h' &= \frac{p_0}{2R_a T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right) \\ &\times \left[r_c \left(\frac{s}{\sqrt{h(2r_c - h)}} - 1 \right) + h \right]\end{aligned}\quad (8)$$

Next, we consider the temperature in

vortex region $T_i = t_i + 273$. Denoting the coefficient of heat transfer between the attachment surface and the air in vortex region by α kcal/m²h deg, the area of attachment surface bounded by vortex region (hatched position in Fig. 2) by F m² and the temperatures of the attachment surface and the air in vortex region by t_w and t_i , then, the heat flux q is represented as follows:

$$q = \alpha F (t_w - t_i) \quad (9)$$

On the other hand, the temperature of air in vortex region raises from t_o to t_i . Denoting the separated flow rate of jet flowing into the vortex region in the unit interval by G_2 kg/h, we get the following relation:

$$q = G_2 C_{pa} (t_i - t_o) \quad (10)$$

and Eq. (9) must equal to Eq. (10). Consequently, we have

$$t_i = t_o + \frac{\alpha F}{\alpha F + G_2 C_{pa}} \Delta t \quad (11)$$

where $\Delta t = t_w - t_o$. Denoting the vortex region sided inducement of jet by ΔQ_2 m³/s, and since we may consider that the law of perfect gas is held,

$$G_2 = 3600 \frac{p_o}{R_a T_o} \Delta Q_2$$

the vortex region sided inducement ΔQ_2 is, however, from the result of first report,

$$\begin{aligned} \Delta Q_2 &= \frac{0.019}{3} \left(\frac{s}{A_o/2} \right) A_o u_o \quad S \leq 15A_o \\ &= \frac{1}{6} \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_o/2}} - 1 \right) A_o u_o \quad s > 15A_o \end{aligned}$$

then,

$$G_2 = 22.8 \frac{p_o}{R_a T_o} \left(\frac{s}{A_o/2} \right) A_o u_o \quad s \leq 15A_o \quad (12)$$

$$= 600 \frac{p_o}{R_a T_o} \left(0.39 \sqrt{\frac{s}{A_o/2}} - 1 \right) A_o u_o \quad s > 15A_o \quad (13)$$

The author considered that the heat transfer between the attachment surface and the air in vortex region has an analogous system with the heat transfer of forced convection along flat plate. There are some suggested equations for calculation of the coefficient of heat transfer α in this case, and Jurges⁽¹⁾ suggest the following approximate equation for air of combustion gas:

$$\begin{aligned} \alpha &= 4.83 + 3.36u \quad \text{smooth surface} (u < 5\text{m/s}) \\ &= 5.32 + 3.68u \quad \text{rough surface} (u < 5\text{m/s}) \end{aligned}$$

The author assumed that α was represented as above formula also in case of the heat transfer over attachment surface, considered that the situation of attachment surface is the mean situation of smooth surface and rough surface, and treated α approximately as

$$\alpha = 5 + 3.5u \quad u < 5\text{m/s} \quad (14)$$

u in above equation is a velocity of air flow along flat plate. But we may write u using the velocity of center of jet at attachment point u_c approximately as

$$u = u_c = \frac{3.74}{\sqrt{\frac{s}{A_o/2}}} \quad s > 7A_o \quad (15)$$

Eq. (14) becomes

$$\begin{aligned} \alpha &= 5 + 9.25u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} \quad u < 5\text{m/s} \\ &\left(u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} < 1.89 \right) \quad s > 7A_o \quad (16) \end{aligned}$$

The area of attachment surface bounded by

vortex region, which is approximated by the area in case of unheated surface, is for the unit length of outlet slot (refer to Fig. 1)

$$F = z_a \times 1 = r_c \sin \theta = \sqrt{h(2r_c - h)} \quad (17)$$

$$t_i = t_o + \frac{\sqrt{h(2r_c - h)} \left(5 + 9.25 u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} \right) \Delta t}{\sqrt{h(2r_c - h)} \left(5 + 9.25 u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} \right) + 600 C_{pa} \frac{p_o}{R_a T_o} \left(0.551 \sqrt{\frac{s}{A_o}} - 1 \right) A_o u_o} \quad (18)$$

On the other hand, since a side pressure, that is a pressure difference between two sides $p_o - p_i$ acts on the jet in case of the cavity jet over unheated surface, we get the following relation:

$$p_o - p_i = \frac{\gamma_o A_o u_o^2}{g r_c} \quad (19)$$

In case of heated attachment surface, not only the pressure difference $p_o - p_i$ but also the buoyant force $\Delta p_h'$ work on it. Conse-

Consequently, substituting Eqs. (3), (16) and (17) into Eq. (11) the temperature in vortex region is

quently, since

$$(p_o - p_i) - \Delta p_h' = \frac{\gamma_o A_o u_o^2}{g r_h} \quad (20)$$

the radius of cavity jet axis over heated surface r_h is

$$\frac{r_h}{A_o} = \frac{\gamma_o u_o^2}{g \{ (p_o - p_i) - \Delta p_h' \}}$$

Substituting Eqs. (8), (9) and $\gamma_o = p_o / R_a t_o$ into above equation, we get

$$\frac{r_h}{A_o} = \frac{1}{\frac{A_o}{r_c} - \frac{g}{2u_o^2} \left(1 - \frac{T_o}{T_i} \left[r_c \frac{s}{\sqrt{h(2r_c - h)}} - 1 \right] + h \right)} \quad (21)$$

On the other hand, we may obtain the attachment distance of jet z_a from the analogous relation to Eq. (3). It follows that

$$z_a = r_h \sin \theta = \sqrt{(2r_h - h)} \quad (22)$$

2.2 Cavity jet over evaporative surface

The vapor is mixed into the vortex region from water surface by evaporation in case of attachment surface of hot water surface. Consequently, the heatgain of vortex region consists of not only the convection heat transfer from attachment surface but also the heat removal by vapor mixing. For the convenience of analysis, assuming that the

coefficient of vortex region α is the same as in case of reattachment on heated wall and the specific heat at constant pressure of vapor C_{ps} is constant, the heat flux q consists of the quantity of heat by convection q_1 and which bought in with mixed vapor q_2 .

Namely, since

$$q = q_1 + q_2$$

q_1 is given from Eqs. (10) and (16). And denoting the evaporation from attachment surface by G_s kg/m²h, q_2 is given as the

$$q_2 = G_s C_{ps} F(t_w - t_i) \quad (23)$$

the total heat transfer is given as

$$q = F(t_w - t_i)(\alpha + G_s C_{ps}) \quad (24)$$

On the other hand, the temperature of air in vortex region raises from t_o to t_i . The

$$t_i = t_o +$$

$$\frac{\sqrt{h(2r_c - h)} \left(5 + 9.25 u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} + G_s C_{ps} \right) \Delta t}{\sqrt{h(2r_c - h)} \left(5 + 9.25 u_o \sqrt{\frac{A_o}{s}} + G_s C_{ps} \right) + 600 C_{px} \frac{p_o}{R_a T_o} \left(0.551 \sqrt{\frac{s}{A_o}} - 1 \right) A_o u_o} \quad (25)$$

with $t_w - t_o = \Delta t$.

Thus, obtaining the temperature in vortex region t_i , we can determine the specific humidity of saturation x_s for this temperature and obtain the gas constant of humid air in this case.

(1) In case of $F G_s / G_2 \geq x_s$

The vapor evaporated at the temperature t_w is condensed partly as the temperature lower to t_i and the vortex region is in the situation of the saturation air at the temperature t_i . Denoting the gas constant of air by R_a and the gas constant of steam by R_s , and assuming to be the mixing of perfect gases, the gas constant of saturation air is given as

$$R = \frac{R_a + x_s R_s}{1 + x_s} = \frac{29.3 + 47.1 x_s}{1 + x_s} \quad (26)$$

we may, however, calculate the approximate value using the following approximate equation

$$R = 298.15 - 1.7369 T_i + 0.0028125 T_i^2 \quad (27)$$

necessary quantity of heat to raise the temperature is given as Eq. (10) for the unit length of outlet slot the same as in case of reattachment for heated wall. Consequently, since Eq. (10) must equal to Eq. (24), the temperature in vortex region t_i is given as

at $40^\circ\text{C} \leq t_i \leq 80^\circ\text{C}$, where $T_i = t_i + 273^\circ\text{K}$

(2) In case of $F G_s / G_2 < x_s$

It is impossible in the vortex region to become the situation of saturation. Then, the gas constant of humid air R is

$$R = \frac{G_2 R_a + F G_s R_s}{G_2 + F G_s} \quad (28)$$

Obtaining the gas constant of humid air R , we can get the specific weight of air in vortex region as

$$\gamma_i = \frac{1}{v_i} = \frac{p_o}{R T_i}$$

obtain the difference of specific weight between the surrounding air and this, and introduce the buoyancy $\Delta p_s'$ acting on the jet axis, from Eq. (1), as

$$\Delta p_s' = \frac{p_o}{2} \left(\frac{1}{R_a T_o} - \frac{1}{R T_i} \right) \times \left[r_c \left(\frac{s}{\sqrt{h(2r_c - h)}} - 1 \right) + h \right] \quad (29)$$

The radius of jet axis r_h is given, the same as Eq. (1), as

$$\frac{r_s}{A_o} = \frac{1}{\frac{A_o}{r_c} - \frac{g}{2u_o^2} \left(1 - \frac{R_a T_o}{R T_i} \right) \left[r_c \left(\frac{s}{\sqrt{h(2r_c - h)}} - 1 \right) + h \right]} \quad (30)$$

and the attachment distance z_a is given from Eq. (22).

Eqs. (21) and (30) which are given in above analysis show that, the more the buoyancy $\Delta p_s'$ becomes large, the more the radius of cavity jet axis over the heated wall or the evaporative surface becomes large, and the jet gets to separate and $p_o = p_i$ in order that the vortex region vanishes when $p_o - p_i \leq \Delta p_s'$. In this case, the jet gets to be a plane jet which is subject to the heat convection from below and be bent upwards, which will be described later.

2.3 Plane jet under heat convection

When the horizontal plane jet is subject to the heat convection, the jet is bent upwards into a circle, as shown in Fig. 3.

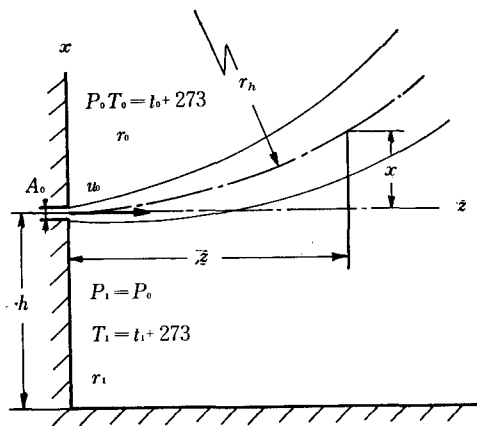


Fig. 3

Denoting the temperature of jet and surrounding air by t_o , the pressure by p_o , the specific weight by γ_o , the outlet velocity of jet by u_o , and the temperature of ascending current by the heat from heat source by t_1 , the specific weight by γ_1 , the buoyant force $\Delta p'$ acting on the plane jet axis is the same as Ep. (1), given as

$$\Delta p' = p_o - p_1 = h(\gamma_o - \gamma_1)$$

(Exactly, the right hand side in above equation should be $[(\gamma_o - \gamma_1) \int h dz] / z = \bar{h}(\gamma_o - \gamma_1)$, but we may treat as $\bar{h} = h$, since the increase of \bar{h} is not large in this case.)

If the law of perfect gas is held for the surrounding air and heat convection also in this case,

$$\Delta p' = \left(\frac{p_o}{R_a T_o} - \frac{p_1}{R T_1} \right) h \quad (31)$$

where R_a is the gas constant of dry air, R is that of humid air. Since the influence of pressure change is negligible in comparison with the influence of temperature change, we may treat as $p_o = p_1$. Consequently, Eq. (31) becomes

$$\Delta p' = p_o h \left(\frac{1}{R_a T_o} - \frac{1}{R T_1} \right) \quad (31')$$

On the other hand, the radius⁽⁴⁾ of plane jet axis subject to side pressure is given as $r_h = \gamma_o A_o u_o^2 / g \Delta p'$.

Substituting Eq. (31) into this relation, the radius of plane jet axis subject to the heat convection is, using the relation $p_o / \gamma_o = R_a T_o$,

$$\frac{r_h}{A_o} = \frac{u_o^2}{g h} \cdot \frac{1}{1 - \frac{R_a T_o}{R T_1}} \quad (32)$$

Especially, we may regard as $R = R_a$ when the wetness of heat convection is not large. Then, above equation becomes

$$\begin{aligned} \frac{r_h}{A_o} &= \frac{T_1 u_o^2}{g h \Delta t} \\ &= \frac{u_o^2}{g h} \left(\frac{t_o + 273}{\Delta t} + 1 \right) \end{aligned} \quad (32')$$

On the other hand, denoting that $X = x/r_h$, $Z = z/r_h$, the circle of jet axis is represented from the relation of circle dy

$$(1 - X)^2 + Z^2 = 1 \quad (33)$$

3. Experimental Equipments and Method

In confirmation of above result, an experiment had been made using the reconstructed equipment from the equipment used in the previous investigation. In the experiment of heated wall attachment, the attachment surface is heated by a electric heater placed below the attachment surface (150×1000 mm steel plate) as in Fig. 3 of the previous report and the heating electric current is adjusted so as the temperature to be 100°C . The temperature is measured by the C-C thermocouple burid in the heated wall. In the case of evaporative attachment, the surface being the saturated water, a tank is placed over the above mentioned heating surface.

The measurement in the experiment of heated surface had been made in cases in which the height of outlet slot from attachment surface h is 200, 250, 300 and 350mm, the width of outlet slot A_o is 5, 10 and 15mm, and the outlet velocity of jet u_o is 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15 and 20m/s respectively. The position of center of iet is obtained from the measurement of total pressure distribution of jet by the pitot tube the same as the case of attachment over unheated wall described in the previous raport.

The experiment of evaporative water surface had been made all the same experimental condition and method as the case of hot surface cavity jet, adjusting the voltage of heat source so as the evaporation from the evaporative tank to be $39\text{kg/m}^2\text{h}$ in 100°C . In this case, decreasing the outlet velocity $u_o = 3 \sim 7\text{m/s}$, the jet is separated from the attachment surface and bent upwards, and it often becomes the jet subject to the heat convection. The position

of center of jet in this case is measured by the same equipment as before.

4. Experimental Result and its Considerations

4.1 Cavity jet over heated wall

For an example, the mesured result of $t_w = 100^\circ\text{C}$, $t_o = 30^\circ\text{C}$, $h = 350\text{mm}$ is shown in Fig. 4. The curve in the figure is illustrated

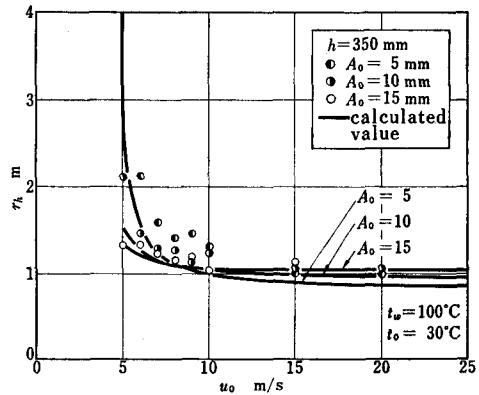


Fig. 4 Radius of cavity jet over heated surface

from the calculation using Eq. (21) as $C_{pa} = 0.24\text{kcal/kg deg}$ and it's found that the theoretical and experimental results agree with each other considerably. It's found in Fig. 4 that $(p_o - p_i) - \Delta p_h' = 0$ in Eq. (20), that is, the radius of cavity jet axis is infinity at the near of $u_o = 5\text{m/s}$ in case of $A_o = 5\text{mm}$. It means that the static pressure in vortex region and the buoyant force of heat convection. According as the outlet velocity of jet it larger of smaller than this velocity, it becomes the cavity jet or the jet subject to heat convection.

4.2 Cavity jet over evaporative surface

For an example of measured result, it is shown in Fig. 5 (a), when the height of center of outlet slot from attachment surface h is 350mm (constant) and the width of outlet slot A_o is 5, 10 and 15mm respectively, and in Fig. 5 (b), when the width of outlet slot

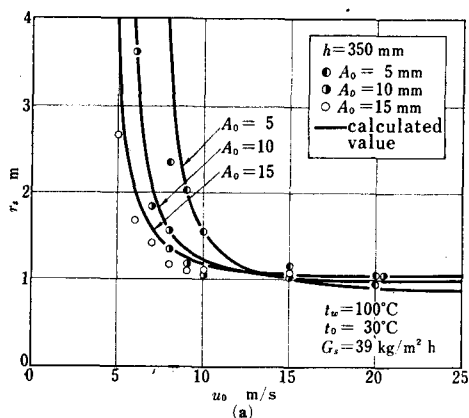


Fig.5(a) Radius of cavity jet over evaporative surface (case of h =constant)

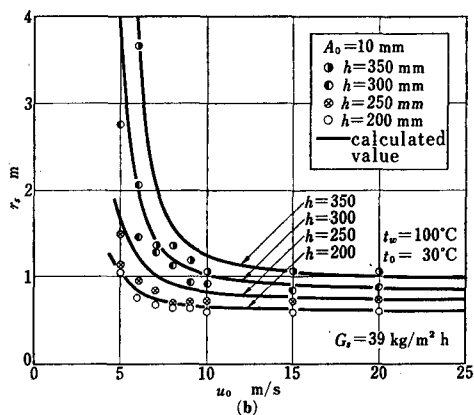


Fig.5(b) Radius of cavity jet over evaporative surface (case of A_o =constant)

A_o is 10mm (constant) and the height of outlet slot h is 200, 250, 300 and 350mm respectively. The curves in these figures are illustrated from the calculated values using Eq. (30) for each case as the attachment surface temperature $t_w=100^\circ\text{C}$, the evaporation is $39\text{kg/m}^2\text{h}$ and the surrounding temperature $t_o=30^\circ\text{C}$. In any cases, the theoretical and experimental results agree fairly well with each other.

Further, for example, in case of the height of outlet slot $h=350\text{mm}$ (refer to Fig. 5 (a)), the radius of jet axis is infinity in the near of $u_o=8\text{m/s}$ for $A_o=5\text{mm}$, $u_o=6\text{m/s}$ for A_o

$=10\text{mm}$ and $u_o=5\text{m/s}$ for $A_o=15\text{mm}$. This is due to that $(p_o-p_i)=4p_s'$ in above cases the same as in case of the heated surface. Since the jet doesn't reattach the surface in case of the lower velocity, the pressures of both sides of jet are equal, and only the buoyant force $\Delta p_s'$ acts on the jet.

Since the gas constant of humid air is larger than that of dry air, in comparison between Eqs. (8) and (29), the buoyant force in vortex region is represented as $\Delta p_h' < 4p_s'$ when the attachment surface temperatures are equal. Consequently, if the outlet velocities are the same, the radius of jet axis is larger in case of evaporative surface than in case of heated surface. Since the outlet velocity u_o is also larger in case of evaporative surface than in case of heated surface when the jet separates from the attachment surface due to $r_s \rightarrow \infty$, it is apt to separate on the evaporative surface than on the heated surface.

It is mentioned above that $r_s \rightarrow \infty$ theoretically as $(p_o-p_i)-4p_s' \rightarrow 0$, and the jet separates from the attachment surface. Actually, however, it is found that the jet separates at a time and reattaches at another and becomes in an unstable state for

$$0 < (p_o - p_i) - 4p_s' \leq 0.04\text{mmA}q$$

under a slight disturbance from wind et al. On the other hand, for

$$(p_o - p_i) - 4p_s' > 0.04\text{mmA}q$$

the jet doesn't separate and becomes in a stable state cavity jet under any disturbances. Therefore, practically, the author calls an outlet velocity of jet for

$$(p_o - p_i) - 4p_s' = 0.04\text{mmA}q \quad (34)$$

the critical outlet velocity u_{ok} regarding it as the lower critical velocity due to

attachmet. Substituting Eqs. (20) and (29) into Eq. (34), we get this critical outlet velocity as

$$u_{ok} = \left\{ \frac{r_c}{A_0} g \left\{ 0.04 \frac{R_a T_o}{\rho_0} + \left(1 - \frac{R_a T_o}{R T_i} \right) \bar{h} \right\} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (35)$$

where T_o is the absolute temperature of surrounding air and R_a is the gas constant of it ($=29.3\text{kg m/kg deg}$). T_i and R are the absolute temperature and gas constant of air in vortex region obtained from Eq. (18) and Eq. (26) or (28) respectively, and r_c/A_0 is obtained from Eq. (6). The mean height of jet axis h is given from Eq. (2) and it varies its value with the width A_0 slightly even if the outlet slot height h has the same value. Practically, we however, regard as

$$\bar{h} = 0.698 h \quad (36)$$

for $A_0 = 10 \sim 50\text{mm}$.

4.3 Free jet subject to heat convection

In case of that the jet velocity is smaller than the magnitude of heat convection mentioned in the previous section, that is, for

$$(\rho_o - \rho_i) - \Delta p' < 0$$

the pressures in two sides of jet are the same value, only the buoyant force $\Delta p'$ acts on the jet. On the other hand, even if $0 < (\rho_o - \rho_i) - \Delta p' \leq 0.04\text{mmAq}$, the jet is unstable, often separates and becomes the plane jet subject to the heat convection in this case. We have shown in Fig. 6 an example of a plot of measured value in non-dimension. This curve is in this figure calculated from Eqs. (32) or (33), and it's found that the theoretical value agrees fairly well with the measured value.

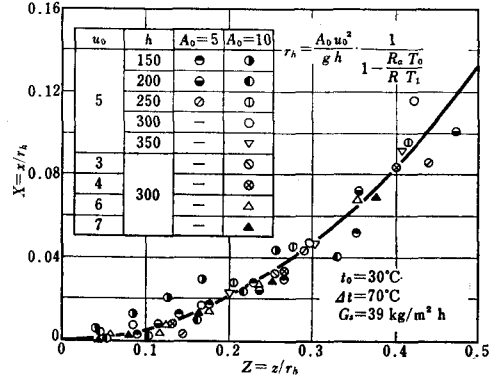


Fig. 6 Plane jet subject to the heat convection

5. Conclusion

The deviation of jet axis has been investigated in case of that a plane jet outlet horizontally attaches to the heated wall or evaporative surface as Coanda effect. The results are summarized as follows:

- 1) In case of either the heated surface or evaporative surface, the radius of jet axis becomes larger than that in case of unheated surface due to the buoyancy vortex region.
- 2) Since this buoyancy is negligible when the outlet air velocity is large, then the radius of jet axis is almost constant, and as the outlet air velocity becomes smaller, this effect appears and the radius becomes large.
- 3) As the air velocity becomes smaller further and the pressure difference between two sides of jet and the buoyancy balance each other, the radius becomes infinity and the jet separate from attachment surface. However, since it is the lower limit where the attachment jet is stable when the difference between this pressure difference and the buoyancy is 0.04mmAq , the author has suggested to regard this outlet air velocity as the

critical velocity of reattachment jet.

- 4) The pressures of two sides of the jet which separates from attachment become equal and the jet is bent upwards into circle under only the buoyant force of heat convection from below.

Consequently, on an air curtain et al extended over a hot liquid tank, since the jet attachment occurs or not according as the outlet air velocity is beyond the critical velocity or not, the dimension of hood for catching jet should be determined under these considerations.

In addition, the produced evaporation has been treated as a vapor regarding the evaporative surface as a water surface. On an air curtain extended over a tank of another solution or solvent liquid, the specific heat of vapor C_{ps} and the gas constant of humid air R in analysis are given exactly from the material constant of

vapor and humid air respectively. However, on a plan for push-pull equipment et al, an approximate value may be presumed also from the value in case of vapor described in this report.

References

- (1) The contents of this paper were published on the Journal of the Society of Heating, Air-Conditioning and Sanitary Engineers of Japan, Vol. 45, No. 7, (1971-7) 513.
- (2) T. Katoh and M. Nakatani; The Society of Heating, Air-Conditioning and Sanitary Engineers of Japan, Vol. 45, No.3, (1971-3)129.
- (3) A. Schak; Industrial Heat Transfer, 1965, Chapman Hall, 148.
- (4) Y. Niitu and T. Katoh; Journal of the Society of Sanitary and Domestic Engineering, Vol. 32, No. 10, (1958-10) 587.
- (5) Y. Niitu and T. Katoh; Journal of the Society of Sanitary and Domestic Engineering, Vol. 34, No. 12, (1960-12)876.

Nonequilibrium Partially Ionized Plasma Flow along a Stagnation Point Stream Line

Kazuoki MATSUOKA, Michio NISHIDA and Goro KAMIMOTO

Abstract

A nonequilibrium, partially ionized stagnation point flow of a biased blunt-body in a supersonic flow is described. Electron temperature profile from a free stream to the wall has been computed for the case where electron is in thermal nonequilibrium with heavy particles in the free stream. Immediately behind a detached shock, the electron temperature solution in an inviscid and boundary layers has been matched with that in the free stream, using the relation for the jump of electron temperature gradient across the shock. The method of matching is described. It has been found that the electron temperature profile across the normal shock is different from that across the detached shock.

1. Introduction

The study of a stagnation point flow of a blunt body in an ionized gas is an interesting problem which has relevance to a vehicle in the ionosphere, the related experiment in a plasma jet wind tunnel, and a stagnation point Langmuir probe. Under the conditions where this problem is considered, the gas is usually in thermal nonequilibrium and a partially ionized state. If a blunt body is placed in such a gas flow, a thermal layer of electrons, where the electron temperature increases, will be formed ahead of a shock due to high thermal-conductivity of the electrons. On the other hand, behind the shock, an electron temperature boundary layer will extend beyond a neutral boundary layer due to high thermal-conductivity of the electrons and consequently electron temperature gra-

dient will not vanish even immediately behind the shock. Accordingly, the electron temperature gradient immediately behind the shock must be determined from the electron temperature solution in a free stream, and on the other hand, the electron temperature profile in the free stream will be influenced by the electron temperature boundary layer. Thus, an interaction between the electron thermal layer and the electron temperature boundary layer will arise. Therefore, in the case of a blunt body problem in the ionized gas, the electron thermal layer and the electron temperature boundary layer should be considered simultaneously.

In previous papers by the authors,^{(1) (2)} the electron temperature profile from the free stream to the wall was obtained for the case of the thermally nonequilibrium free stream the interaction between the electron thermal layer and the shock layer being

considered.

The present analysis is carried out the comparison of the electron temperature for the case of the detached shock and the normal shock.

2. Notations

C_j	concentration of j -species, ρ_j/ρ
C_{pj}	specific heat of j -species at constant pressure, $5k/2m_j$
D	diffusion coefficient or nose diameter of a body
E	intensity of electric field
\hat{E}	energy given to the electron gas per recombination
e	electronic charge
f	dimensionless stream function
J	current density
K	mobility
k	Boltzmann constant
L	energy transfer rate due to inelastic collision
l	$\rho\mu/\rho_e\mu_e$
M	Mach number
m	mass
n	number density
Q_{ij}	cross section of collision between i - and j -species
R	energy transfer rate due to elastic collision
R_N	nose radius of a body, $D/2$
Re	Reynolds number, $\rho UR_N/\mu$
r_p	probe radius
Sc	Schmidt number, $\mu/\rho D$
T	temperature
V_I	mean ion velocity at sheath edge
$\langle V_E \rangle$	mean electron velocity
\dot{W}_j	mass production rate of j -species
z	dimensionless concentration, c/c_s
β	recombination coefficient
γ	ratio of specific heat
Θ	dimensionless electron temperature,

	$T_E/T_{A\infty}$
θ	dimensionless heavy-particle temperature, T_A/T_{Ae}
λ_D	Debye length
λ	thermal conductivity
μ	viscosity
ν_E	dimensionless electron number density, $n_E/n_{E\infty}$
ρ	mass density
σ	$T_{A\infty}/T_{Ae}$
τ	$T_{Er}/T_{A\infty}$
Φ	dimensionless heavy-particle temperature, $T_A/T_{A\infty}$
ϕ	electric potential
ψ	stream function

Subscripts

A	atom
E	electron
I	ion
a	ambipolar
e	boundary layer edge
r	reference point
s	immediately behind a shock
sh	sheath edge
w	wall
∞	free stream

3. Analysis in inviscid and boundary layer

3.1 Basic equations

The following assumptions are introduced: (1) The gas is composed of argon atoms, ions and electrons, (2) the degree of ionization $\ll 1$, (3) sheath thickness is negligible compared with the boundary layer thickness, (4) collision-free sheath is considered, (5) there are no external magnetic and electric fields in the flow, (6) electron-electron and electron-ion collisions are predominant compared with electron-atom collision, (7) $T_A = T_I$.

Under the assumption (2), the behaviour

of the neutral particles is not influenced by the existence of the charged particles.

Therefore, the over-all continuity, momentum and energy equations of the gas of interest are essentially those of the neutral particles.

Hence, the basic equations considered here are the conservation equations of the charged particles, electron energy equation, and Poisson equation. Using the coordinate system as shown in Fig. 1, the basic

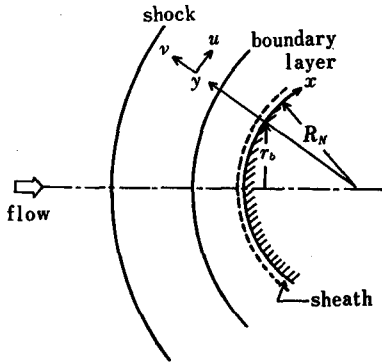


Fig. 1 Coordinate system

equations are written in the following form.^{(1) (2)}

Ion conservation:

$$\begin{aligned} & \rho u \frac{\partial z_I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z_I}{\partial y} \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_I \frac{\partial z_I}{\partial y} - \rho K_I E z_I \right) + \frac{\dot{W}_I}{C_{Is}} \end{aligned} \quad (1)$$

Electron conservation.

$$\begin{aligned} & \rho u \frac{\partial z_E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z_E}{\partial y} = \\ & \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho D_E \frac{1}{T_E/T_A} \frac{\partial \{z_E (T_E/T_A)\}}{\partial y} \right. \\ & \left. + \rho K_E E z_E \right\} + \frac{\dot{W}_E}{C_{Es}} \end{aligned} \quad (2)$$

Electron energy:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{3}{2} k n_E u T_E \right)$$

$$\begin{aligned} & + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{3}{2} k n_E v T_E \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial y} + C_{PE} T_E \right. \\ & \left. \times \left\{ \rho D_E \frac{1}{T_E/T_A} \frac{\partial \{C_E (T_E/T_A)\}}{\partial y} \right\} \right\} \\ & - n_E k T_E \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ & + R + L + J E \end{aligned} \quad (3)$$

Poisson equation:

$$\frac{\partial E}{\partial y} = e \rho (C_I/m_I - C_E/m_E) \quad (4)$$

The relation $n_I = n_E + 0 \{(\lambda_D/\Gamma_p)^2 \text{Re}\}$ is obtained Poisson equation.⁽⁴⁾ This is a quasi-neutral condition. Hence, $z_I \approx z_E \approx z$ and $W_I/C_{Is} \approx W_E/C_{Es}$. If the electrons are Maxwellian at the sheath edge, the current density normal to the surface is expressed as, using the theory of an electrostatic probe,

$$\begin{aligned} J &= n_{Esh} e \frac{\langle V_E \rangle}{4} \exp \left\{ - \frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{k T_{Esh}} \right\} \\ & - n_{Ish} e V_I \end{aligned} \quad (5)$$

where $\langle V_E \rangle = (8kT_{Esh}/\pi m_E)^{1/2}$ and $V_I = (kT_{Esh}/m_I)^{1/2}$.

The continuity of ion mass flux through the sheath edge gives the following relation:

$$\left(\rho D_I \frac{\partial C_I}{\partial y} - \rho K_I E C_I \right)_{sh} = \rho C_{Ish} V_I \quad (6)$$

The left hand side and the right hand side of Eq. (6) express the ion mass flux which arrives at the sheath edge due to diffusion and the ion mass transported from the sheath to the wall, respectively. Similarly, for the electrons,

$$\begin{aligned} & \rho D_E \frac{1}{T_E/T_A} \frac{\partial \{C_E (T_E/T_A)\}}{\partial y} \\ & + \rho K_E E C_E = \rho_{sh} C_{Esh} \frac{\langle V_E \rangle}{4} \end{aligned}$$

$$\times \exp\left(-\frac{e(\phi_{sh}-\phi_w)}{k T_{Esh}}\right) \quad (7)$$

The following relation is obtained from combination of Eqs. (5) – (7):

$$\begin{aligned} \frac{J}{e} = & \left[\rho D_E \frac{1}{T_E/T_A} \frac{\partial \{z(T_E/T_A)\}}{\partial y} \right. \\ & \left. - \rho D_I \frac{\partial z}{\partial y} + \rho(K_E + K_I) E z \right]_{sh} \frac{n_{Es}}{\rho_e} \end{aligned} \quad (8)$$

On the basis of the quasi-neutral state, $E \approx \text{const}$, in the boundary layer. Using Eqs. (1), (2), (8)

$$\begin{aligned} E = & \frac{1}{\rho z(K_I + K_E)} \left[\rho D_I \frac{\partial z}{\partial y} - \rho D_E \right. \\ & \times \frac{1}{T_E/T_A} \frac{\partial \{z(T_E/T_A)\}}{\partial y} + \frac{\rho_e}{n_{Es}} \\ & \left. \times \frac{J}{e} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

Using Eq. (9), the relation $K_I \ll K_E$ and $K_I/(K_I + K_E) \ll 1$, and the Einstein's relation $K/D = e/kT$ in Eqs. (1) and (2), the resultant equation are written as, respectively.

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial z}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z}{\partial y} & = \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho D_I \left(1 + \frac{T_E}{T_A} \right) \frac{\partial z}{\partial y} \right. \\ & + \rho D_I z \frac{\partial (T_E/T_A)}{\partial y} - \frac{\rho_e}{n_{Es}} \\ & \left. \times \frac{K_I}{K_I + K_E} \frac{J}{e} \right] + \frac{\dot{W}_I}{C_{Is}} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial z}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z}{\partial y} & = \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho D_I \left(1 + \frac{T_E}{T_A} \right) \frac{\partial z}{\partial y} \right. \\ & \left. + \rho D_I z \frac{\partial (T_E/T_A)}{\partial y} + \frac{\rho_e}{n_{Es}} \right] \end{aligned}$$

$$\times \frac{K_E}{K_I + K_E} \frac{J}{e} \left. \right] + \frac{\dot{W}_E}{C_{Es}} \quad (11)$$

From combination of Eqs. (10) and (11), we have

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial z}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z}{\partial y} & = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu}{S C_a} \frac{\partial z}{\partial y} \right. \\ & \left. + \frac{\mu}{S C_I} z \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T_E}{T_A} \right) \right] \\ & + \frac{\rho_e}{n_{Es}} \dot{n}_E \end{aligned} \quad (12)$$

where $D_a = D_I(1 + T_E/T_A)$. For the ionized gas, λ_E and R are respectively, of the forms⁽⁴⁾

$$\begin{aligned} \lambda_E = & \left\{ 75k/64(1 + \sqrt{2}) Q_{EE} \right\} \\ & \times \left(\pi k T_E / m_E \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} R = & 12 \sqrt{2} n_E^2 \left(m_E k T_E / \pi \right)^{\frac{1}{2}} \\ & \times \left\{ k(T_A - T_E) Q_{EE} / m_A \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

Now, \dot{n}_E in Eq. (12) is a source term of the charged particles, which is expressed as $\dot{n}_E = \beta n_E^2$.⁽⁴⁾ For $kT_E \leq 0.25$ eV, Hinnov et al.⁽¹¹⁾ gave

$$\beta \approx 5.6 \times 10^{-27} n_E (kT_E)^{-9/2} (kT_E \text{ in eV}) \quad (15)$$

L in Eq. (3) is the energy transfer rate due to recombination expressed

$$L = -\dot{n}_E \hat{E} = \beta n_E^2 \hat{E} \quad (16)$$

For an optically thin argon plasma, Chen⁽¹²⁾ calculated \hat{E} . According to his result, \hat{E} can be expressed approximately as

$$\hat{E} = (2/3)(n_E/10^{18} - 0.1) + 0.9 \text{ (eV)} \quad (17)$$

3.2 Boundary condition

The boundary conditions for Eqs. (3) and (12) can be obtained as follows:

$$\begin{aligned} \left(D_a \frac{\partial z}{\partial y} \right)_{sh} &= \left[1 - \left(\frac{m_E}{m_A} \right)^{1/2} \right. \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{kT_{Es}} \right\} \left. \right] z_{sh} V_I \\ &- \left\{ \frac{D_a}{1 + (T_E/T_A)} z \frac{\partial (T_E/T_A)}{\partial y} \right\}_{sh} \end{aligned} \quad (18)$$

By considering the continuity of the electron energy flux through the sheath edge, the following relation is obtained:^{(1), (2)}

$$\begin{aligned} \left(\lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial y} \right)_{sh} &- \left\{ C_{PE} T_E \left\{ \rho D_E \frac{1}{T_E/T_A} \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{\partial \{ C_E (T_E/T_A) \}}{\partial y} + \rho K_E E C_E \right\} \right\}_{sh} \\ &= \left\{ 2kT_{Esh} + e(\phi_{sh} - \phi_w) \right\} \frac{\langle V_E \rangle}{4} n_{Esh} \\ &\times \exp \left\{ -\frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{kT_{Esh}} \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

Under the assumption (3), the boundary conditions (18) and (19) are taken as those at the wall. The boundary condition of z is

$$z(y_s) = 1 \quad (20)$$

Similarly, for the electron temperature,

$$T_E(y_s) = T_{Es} \quad (21)$$

It has been well known from the shock structure analysis of the partially ionized gas that there is no such jump across the shock in the electron temperature as in the heavy particle temperature but that there is jump across the shock in the electron temperature gradient.^{(1), (2)} Using the relation for the jump of the electron temperature gradient across the shock, the electron temperature solution downstream of the shock is matched with that upstream of the shock. Thus, T_{Es} is determined by matching. The

matching method will be described later.

3.3 Coordinate transformation and nondimensionalization of the basic equations

In order to obtain a similar solution near the stagnation point, the Lees-Dorodnizn's coordinate transformation is used:

$$\begin{aligned} \xi(x) &= \int_0^x \mu_e \rho_e u_e r_b^2 dx, \\ \eta(x, y) &= \frac{u_e}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^y \rho r_b dy \end{aligned} \quad (22)$$

For the stagnation flow condition, we introduce the local approximations,

$$r_b(x) = x, \quad u_e = \bar{\beta} x \quad (23)$$

The parameter $\bar{\beta}$ depends on flight condition and nose diameter, and is expressed as⁽¹¹⁾

$$\bar{\beta} = 8u_\infty / 3\pi D \{ \rho_1 / \rho_2 (2 - \rho_1 / \rho_2) \}^{1/2} \quad (24)$$

where ρ_1 and ρ_2 express the mass densities ahead of and behind the shock, respectively.

Using Eqs. (22)–(24), Eqs. (12) and (3) are transformed to, near the stagnation point.

Charged particles conservation:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\ell}{Sc_a} z' \right)' + fz' + \sigma \left\{ \frac{\ell}{Sc_a} \right. \\ \times \left. \frac{\theta z}{\theta + \sigma \theta} \left(\frac{\theta}{\theta} \right)' \right\}' = W \frac{z^3}{\theta^2 \theta^{3/2}} \end{aligned} \quad (25)$$

Electron energy:

$$\begin{aligned} \theta'' + \left(\frac{5}{2} \frac{\theta'}{\theta} - \frac{\theta'}{\theta} \right. \\ + \frac{3}{2} a \frac{\theta z f}{\theta^{5/2}} \left. \right) \theta' + a \frac{\theta f}{\theta^{5/2}} \\ \times \left(\frac{3}{2} z' + z \frac{\theta'}{\theta} \right) \theta + b \frac{z^2}{\theta^4} \\ \times \left(\frac{\theta}{\sigma} - \theta \right) + d \frac{z^3}{\theta \theta'} \bar{E} = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

where the diffusion heat flux and the Joule

heating are ignored, and $()'$ denotes the derivative with respect to η , and

$$W = (1/2\bar{\beta})(1.092 \times 10^{-8} n_{Es}^2 / T_{A\infty}^{9/2}) \quad (27)$$

$$a = \frac{1 + \sqrt{2}}{5} \frac{P_r \varepsilon \pi e^4 \log \Lambda C_{Es}}{(kT_{A\infty})^2 Q_{Ae} \sigma^{1/2}} \quad (28)$$

$$b = \frac{256(2 + \sqrt{2})}{25\pi} \frac{\mu_e \rho_e}{2\bar{\beta}} \times \left\{ \frac{\varepsilon n_{Es} \pi e^4 \log \Lambda}{2\rho_e (kT_{A\infty})^2} \right\}^2 \quad (29)$$

$$d = 9.25 \times 10^{10} \frac{16(1 + \sqrt{2})}{75} \frac{\pi e^4 \log \Lambda \left(\frac{m_E}{\pi k} \right)^{1/2} \frac{\mu_e}{\bar{\beta} \rho_e}}{k^2 T_{A\infty}^6} \quad (30)$$

$$\tilde{E} = \hat{E} / kT_{A\infty} \quad (31)$$

Sc_a is ambipolar Schmidt number expressed as⁽¹¹⁾

$$Sc_a = \frac{2.51}{1 + (T_E/T_A)} \frac{T_A + 11.5T_A^{1/2}}{T_A + 142} \quad (32)$$

The boundary conditions (23) and (24) are transformed to, near the stagnation point,

$$z'(0) = \left[1 - \varepsilon + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \exp \left\{ -\frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{kT_{A\infty} \Theta_w} \right\} \right] \frac{Sc_{aw}}{\mu_w} \times \left(\frac{\mu_e \rho_e kT_{A\infty}}{2\bar{\beta} m_A} \right)^{1/2} \Theta_w^{1/2} z_w - \frac{\sigma}{1 + \sigma(\Theta_w/\theta_w)} \times \left(\frac{\Theta}{\theta} \right)'_w z_w \quad (33)$$

$$\Theta'(0) = \left(\frac{\mu_e}{\rho_e \bar{\beta}} \right)^{1/2} \left\{ -\frac{1}{2} k\Theta_w + \frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{T_{A\infty}} \right\} \frac{n_{Es}}{2} \left(\frac{kT_{A\infty}}{\pi m_E} \right)^{1/2} \times \exp \left\{ -\frac{e(\phi_{sh} - \phi_w)}{kT_{A\infty} \Theta} \right\} \frac{z_w \Theta_w^{1/2}}{\lambda_{Ew}} \quad (34)$$

4. Analysis in a free stream

In Sec. 3.3, the boundary condition for the

electron temperature is given by Eq. (34), but one more condition is necessary for the profile of the electron temperature in the inviscid and boundary layers to be determined. As described in Sec. 3.2, this is determined by matching the electron temperature solution in the inviscid and boundary layers with that in the free stream with help of the relation for the jump of the electron temperature gradient across the shock. In the present analysis, the shock near the stagnation streamline is considered as a normal shock. Using the coordinate system as shown in Fig. 2, one-dimensional electron

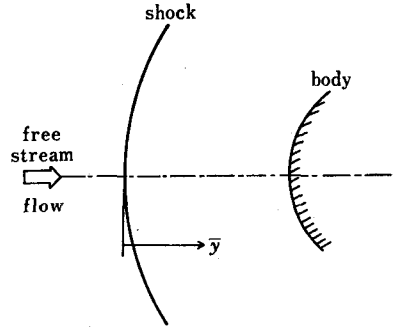


Fig. 2 Coordinate system

energy equation is written in the form⁽¹¹⁾

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\Theta^{5/2} \frac{d\Theta}{d\zeta} \right) - \frac{d\Theta}{d\zeta} + \frac{2}{3} \times \frac{1}{\nu_E} \frac{d\nu_E}{d\zeta} - \frac{25\sqrt{2}}{4(1 + \sqrt{2})\gamma M^2} \times \frac{\Theta - \Phi}{\Theta^{3/2}} = 0 \quad (35)$$

where

$$\zeta = (3/2) (kn_{E\infty} \bar{u}_{\infty} \tau^{5/2} / \lambda_{Er}) \bar{y} \\ \Theta = T_E / T_{A\infty}, \quad \Phi = T_A / T_{A\infty}, \\ (\Theta/\tau)^{5/2} = \lambda_E / \lambda_{Er} \quad (36)$$

subscripts r and ∞ denote the condition at the reference point ahead of the shock and the free stream condition. Upstream of the shock, Eq. (41) can be simplified as

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\theta^{5/2} \frac{d\theta}{d\zeta} \right) - \frac{d\theta}{d\zeta} - \frac{25\sqrt{2}}{4(1+\sqrt{2})\gamma M^2} \frac{\theta-1}{\theta^{3/2}} = 0 \quad (37)$$

5. Matching of boundary layer solution of electron temperature with free stream solution

The point immediately behind the shock is selected as a matching point. We introduce a new variable $Y = \theta^{5/2} d\theta/d\zeta$ according to Grewal et al.'s analysis. It is very easy to match these solutions if the matching is considered on the θ - Y plane. Integrating Eq. (35) from $\zeta = -0$ (immediately ahead of the shock) to $\zeta = +0$ (immediately behind the shock), we have

$$Y_{+0} - Y_{-0} = -(2/3)\theta_s \log(1+3\beta_1) \quad (38)$$

where Y_{-0} and Y_{+0} are the values of Y immediately behind and ahead of the shock, respectively, and $\beta_1 = (M^2 - 1)/(M^2 + 3)$. Equation (38) represents the jump of the electron temperature gradient across the shock. Figure 3 shows the method of the matching.

In the previous papers,⁽¹⁾⁽²⁾ the method of the matching for the case where the electron temperature is known at the position of the zero-electron-temperature-gradient was shown. However, it is practically very difficult to find such a position from the electron temperature measurements. In the present analysis, therefore, the method of the matching is restricted to the case where the electron temperature is known at a given position. For the case where $\theta = \theta_s$ is given at $y = y_s$, one can do the matching as follows: One can integrate Eq. (37) for different values of θ at $Y = 0$ toward the upstream and downstream, and for example one can

obtain the curve Γ'_1 and Γ''_1 . Now, the position $1'$ and $1''$, which are $y_3 = y_s$ distance from the position 3, are determined on the θ - Y plane. Thus, the locus, which represents the distance $y_3 - y_s$ from the position 3, is obtained. This is the curve Γ_4 , which represents the condition immediately ahead of the shock, i.e., the locus of Y_{-0} .

The curve Γ_s expresses the locus of Y_{+0} obtained by using Eq. (38) for the curve Γ_4 . The curve Γ_s represents the condition immediately behind the shock. On the other hand, one must try to integrate Eq. (26) for different values of θ_w , starting at the wall, and one can obtain the values of θ and $d\theta/d\eta$ at $\eta = \eta_s$. Then, the value of Y_s can be determined. By plotting the values of θ_s and Y_s on the θ - Y plane, the curve Γ_s is obtained. Therefore, the curve Γ_s shows the locus of Y_s for different values of θ_w . In other words, the curve Γ_s represents the condition immediately behind the shock, which is determined from the boundary layer analysis.

Accordingly, the intersection of Γ_2 and Γ_s represents the valid condition immediately behind the shock, and so the position 1 expresses the valid condition immediately ahead of the shock. Thus, the electron temperature solution from the free stream to the wall can be obtained as the curve 3-4-1-2-w on the θ - Y plane. This solution is expressed on the θ - y plane as shown in Fig. 4. Now, we must consider the electron thermal layer. By integrating Eq. (37) toward the downstream from the position 3, the curve a-b, which represents $\theta \rightarrow 1$ and $Y \rightarrow 0$ in the infinite downstream ($\bar{y} \rightarrow \infty$), is obtained on the θ - Y plane. This curve shows that the electron temperature approaches the heavy particle temperature due

to the relaxation effect for the case where no shock exists. In the upstream far from the shock, the electron temperature is not influenced by the shock, so that it will approach the curve a-b. The region from the position of the deviation of the curve Γ_1 from the curve a-b to the position 1 is the electron thermal layer. Figs. 3 and 4

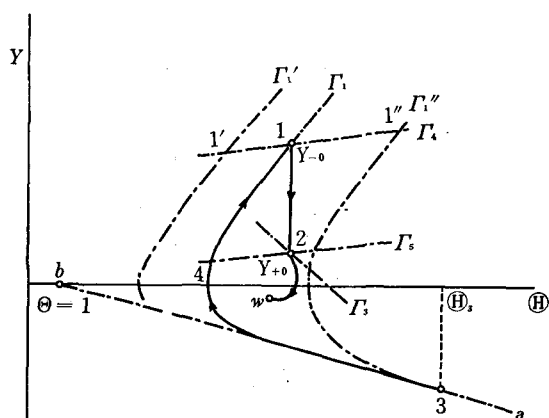


Fig. 3 Matching procedure

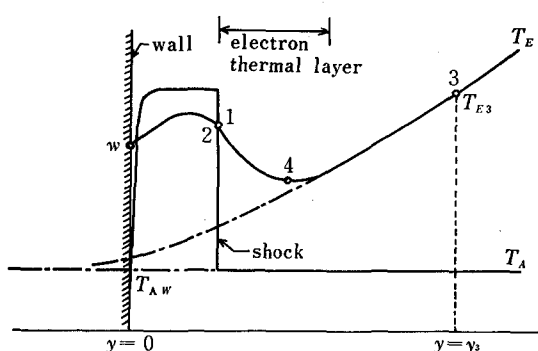


Fig. 4 Predicted electron temperature profile corresponding to Fig. 3

are for the case where the electron temperature gradient vanishes upstream of the shock.

6. Calculated results and discussions

For the purpose of simplicity of the analysis, $Pr=2/3$ and $\iota=1$ are taken. In the boundary layer, Eqs. (25) and (26) must

be coupled with the over-all momentum and energy equations. Since both of Eqs. (25) and (26) are nonlinear, iteration procedures are necessary for solving them. Calculations have been carried out using the Runge-Kutta-Gill method on the digital computer FACOM 230-60. First, we have obtained the solutions of f , θ and $d\theta/d\eta$ by solving the over-all basic equations. These solutions have been used in Eqs. (25) and (26). In the second stage, by taking $Sc_a=1$ and $W=0$ in Eq. (25) and neglecting the third term on the L.H.S. of Eq. (25), an analytical solution of z can easily be obtained. Using this solution in Eq. (26), the approximate solution of θ can be determined with the matching procedure described in Sec. 5. Using these solutions in Eq. (25), the approximate solution of z is obtained. Thus, the iteration has been carried out. Figure 5

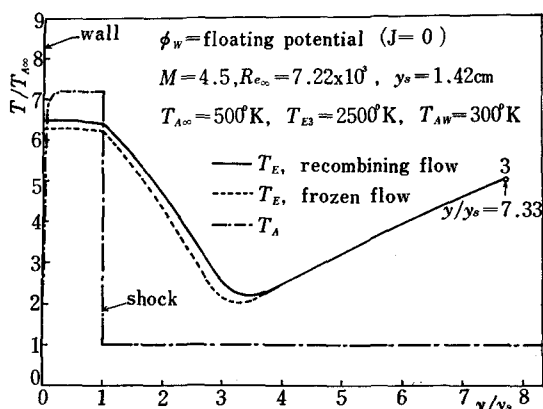


Fig. 5 Comparison of electron recombining temperature profiles for flow and chemically frozen flow.

shows electron temperature profiles from the free stream to the wall for the both cases of the recombining flow and the chemically frozen flow. These results are for the case where $T_E=2500^\circ\text{K}$ is given at $y=10.96\text{cm}$. The electron temperature for the recombining flow is higher than that

in the chemically frozen flow. This is due to the fact that the energy released by recombination is transferred to the electron gas. Figure 6 shows the comparison of the

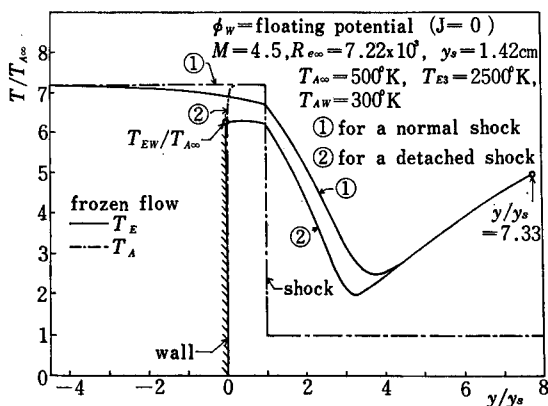


Fig. 6 comparison of electron temperature profiles for detached shock and normal shock

electron temperature for the cases of the detached shock and the normal shock. It is seen from this figure that the electron temperature profile across the normal shock cannot be experimentally analyzed by using the detached shock.

7. Conclusions

By using the relation for the jump of the electron temperature gradient across the shock, the electron temperature solution in the inviscid and boundary layers has been

matched with that in the free stream. It has been found that the matching procedure is easy if it is considered on θ - Y plane. This method being used, the electron temperature profile from the free stream to the wall have been obtained. It has been found that the electron temperature profile across the normal shock is different from that across the detached shock. Therefore, the experimental analysis of the electron temperature across the normal shock is impossible from the analysis for the detached shock of the blunt body.

References

- (1) K. Matsuoka & M. Nishida, AIAA J, 9 (1971), 2457.
- (2) M. Nishida, Phys. Fluids, 15 (1972), 596.
- (3) C.H. Kruger & M. Mitchner, phys. Fluids, 10 (1967), 1953.
- (4) C.H. Su, AIAA J, 3 (1964), 842.
- (5) M.Y. Jaffrin, Phys. Fluids, 8 (1965), 606.
- (6) C.J. Chen, Phys. Rev, 163 (1967), 1.
- (7) E. Hinnov & J.G. Hirsdhberg, Phys. Rev, 125 (1962), 795.
- (8) D.H. Johnson & K.T. Touryan, Sandia Laboratory SC-RR-289, (1967).
- (9) M.S. Grewal & L. Talbot, J. Fluid Mech, 16-4 (1963), 573.
- (10) A.A. Sonin, UTIA Technical Note 58 (1963).
- (11) A.A. Sonin, UTIAS Report 109 (1965).

弱電離平板境界層における電子温度測定について

松 岡 一 起
岸 下 晴 亮

Measurement of Electron Temperature on the Flat Plate Boundary Layer in a Partially Ionized Gas

Kazuoki MATSUOKA
Haruaki KISHIGE

A combined experimental and numerical investigation was conducted on the flat plate boundary layer flow of partially ionized gas. A free molecule cylindrical Langmuir probe was used to measure electron temperature in the boundary layer. Numerical integration was made of the charged species conservation and electron energy equations for a thin plasma sheath. Numerical profile of electron temperature compared favorably with experimental results.

1. まえがき

電離気体の研究は宇宙物理、再突入問題にとって重要なことであり、とりわけ再突入問題と実験室での実験とを関連づける点において一部電離した気体と物体との相互作用を考えることは一層現実的である。この点から一部電離した気体の境界層の構造を究研することは重要であり、また再突入通信問題や、スペース・シャトルの研究にも有用である。電離気体における境界層の研究は1960年初期よりおこなわれてきた。Bredfeldtら⁽¹⁾は円筒プローブとフラッシュプローブを用いてイオン密度を計測している。Back⁽²⁾はシース効果を無視し、両極性拡散を仮定して一部電離した単原子気体から高度に冷却された壁面への境界層熱伝達を理論的に研究した。彼は電子と原子イオン温度が等しいと仮定している。一方Shermanら⁽³⁾はシース効果から壁面での電子温度の境界条件を決定し、境界層内での電子温度分布を求めた。しかしながら彼らはSahaの式を局所電子温度と等価として電子密度分布を得ている。最近Talbotら⁽⁴⁾が実験と理論の比較をしており、よく一致していると報告されている。本論文ではシースを考えながら、一部電離した平板境界層の電子温度分布を化学的再結合を考慮して求

め、円筒プローブを用いて測定した電子温度分布とを比較した。なお衝撃波の影響についても調べた。

2. 記号

本論文で用いるおもな記号はつぎのとおりである。

C : ion mass fraction ($=\rho_I/\rho$)

c_p : 平均定圧比熱

D_a : 両極性拡散係数

f : 無次元流れ関数

g : 無次元全エンタルピー ($=H/H_e$)

H : 全エンタルピー

h : 静エンタルピー

I : 電離エネルギー

k : ボルツマン定数

L : 非弾性衝突によるエネルギー移動量

Le : リュウイ数

l : $\rho\mu/\rho_e\mu_e$

m : 質量

n : 数密度

p : 圧力

Pr : プラントル数

Q_{ij} : i -粒子, j -粒子間の衝突断面積

- q_c : 伝導熱流
 q_d : 拡散熱流
 R : 弾性衝突によるエネルギー移動量
 S_c : シュミット数
 T : 温度
 t : 時間
 u : x 方向の速度
 $\langle V_E \rangle$: 平均電子速度
 V_I : シース端におけるイオンの平均速度
 v : y 方向の速度
 \dot{W} : 質量生成速度
 β : 再結合係数
 γ : 比熱比
 ϵ : $(= (m_E/m_A)^{1/2})$
 Θ : $(= T_E/T_{Ee})$
 θ : $(= T_A/T_{Ae})$
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 τ : T_{Ee}/T_{Ae}
 $\Delta\phi$: シース端と壁面との電位差 ($\phi_{sh} - \phi_w$)
 ψ : 流れ関数
 添字
 A : 原子
 E : 電子
 e : 境界層端
 I : イオン
 j : j 粒子
 sh : シース端
 w : 壁面
 ∞ : 自由流

3. 理論解析

3.1 基礎方程式

図1のように座標軸をとると境界層の基礎方程式として次式がえられる。

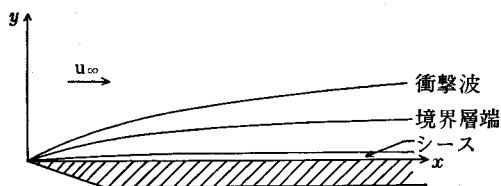


図1 平板上の流れ

連続の式

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

運動量保存式

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

全エネルギー保存式

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

電力-イオン対保存式

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

電子エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{3}{2} n_E k u T_E \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{3}{2} n_E k v T_E \right) \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial y} \right) - n_E k T_E \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right. \\ \left. + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + R + L \end{aligned} \quad (5)$$

(3)式における q_c , q_d はそれぞれつぎのように表わされる⁽⁵⁾。

$$q_c = -\lambda \frac{\partial T_A}{\partial y} - \lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial y} \quad (6)$$

$$q_d = -\rho D_a \frac{\partial C}{\partial y} \left(c_p T_E + \frac{I}{m_A} \right) \quad (7)$$

ここで $\lambda = \lambda_A + \lambda_I$ である。また(4)式の \dot{W} は

$$\begin{aligned} \dot{W} = \frac{d(\rho_I + \rho_E)}{dt} \sim \frac{d\rho_I}{dt} = m_I \frac{dn_E}{dt} \\ (\because n_I = n_E) \end{aligned} \quad (8)$$

となり、 dn_E/dt はつぎのように表わされる。

$$\frac{dn_E}{dt} = -\beta n_E^2 \quad (9)$$

(5)式における R , L はそれぞれ

$$\begin{aligned} R = 12 \sqrt{2} n_E^2 \left(\frac{m_E k T_E}{\pi} \right)^{1/2} \frac{k(T_A - T_E)}{m_A} \\ \times Q_{EE} \end{aligned} \quad (10)$$

$$L = \beta n_e^2 E \quad (11)$$

ここで E は電子によって運びさらされる再結合エネルギーである。 E の値は Choen⁽⁶⁾ によって求められた値を用いる。

3.2 境界条件

境界層端の境界条件は

$$u(\infty) = u_e, \quad T_A(\infty) = T_{Ae},$$

$$C(\infty) = C_e, \quad T_E(\infty) = T_{Ee}$$

壁面における境界条件

$$u(0) = v(0) = 0, \quad T_A(0) = T_{Aw},$$

$$T_E(0) = T_{Ew}, \quad H(0) = H_w$$

シース端における条件は平板が電氣的に絶縁されていることより正味電流密度が零である。したがって

$$n_{Esh} e \frac{\langle V_E \rangle}{4} \exp\left(-\frac{e\Delta\phi}{kT_{Esh}}\right) - n_{Ish} e V_I = 0 \quad (12)$$

ここで $\langle V_E \rangle = (8kT_{Esh}/\pi m_E)^{1/2}$, $V_I = (kT_{Esh}/m_I)^{1/2}$ である。つぎにシース端においてイオンの質量流束と電子のエネルギー流束が連続であることより次式がえられる。

$$\left(\rho D_a \frac{\partial C}{\partial y}\right)_{sh} = \rho_{sh} C_{sh} V_I \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \left(\lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial y}\right)_{sh} - (\rho C_E V_{dE} h_E)_{sh} \\ &= (2kT_{Esh} + e\Delta\phi) \frac{n_{Esh}}{4} \langle V_E \rangle \\ & \times \exp\left(-\frac{e\Delta\phi}{kT_{Esh}}\right) \end{aligned} \quad (14)$$

(12), (13), (14)式がシース端における条件である。今考えているシースは非常にうすいためシース端を壁面におきかえることができる。

3.3 座標変換

相似解をうるためにつぎのように座標変換を行う。

$$\xi(x) = x, \quad \eta(x, y) = \left(\frac{u_e}{\rho_e \mu_e \xi}\right)^{1/2} \int \rho dy \quad (15)$$

$$f(\xi, \eta) = \frac{\psi}{(\rho_e \mu_e u_e \xi)^{1/2}} \quad (16)$$

これらの変換により $f_\eta = u/u_e$ の関係がえられる。こ

こで添字 η は η に関する微分を示す。これらの式を基礎方程式に用いて $\partial/\partial\xi$ の項を無視すると次式のようになる。なお連続の式は自動的に満足される。

運動量保存式

$$(lf'')' + \frac{1}{2} f f'' = 0 \quad (17)$$

全エネルギー保存式

$$\begin{aligned} & \left(\frac{l}{P_r} g'\right)' + \frac{1}{2} f g' = \left[\frac{l}{S_c} \left(\frac{1}{L_e} - 1\right) \right. \\ & \times \left(\frac{1}{H_e} \frac{I}{m_A} + \frac{h_{Ae} \tau \theta}{H_e} C_e z'\right)' \\ & + \frac{u_e^2}{H_e} \left[l \left(\frac{1}{P_r} - 1\right) f f''\right]' \\ & \left. + \left[\frac{l}{P_r} \tau \frac{h_{Ae}}{H_e} \left(C_e z - \frac{\lambda_E}{\lambda}\right) \theta'\right]' \right] \end{aligned} \quad (18)$$

電子-イオン対保存式

$$\left(\frac{l}{S_c} z'\right)' + \frac{1}{2} f z' = \xi \frac{n_{Ee}}{u_e} \frac{z^2}{\theta} \beta \quad (19)$$

電子エネルギー保存式

$$\begin{aligned} & \theta'' + \left(\frac{5}{2} \frac{\theta'}{\theta} - \frac{\theta'}{\theta} + \frac{a}{2} \frac{z\theta f}{\theta^{5/2}}\right) \\ & \times \theta' + \frac{a}{3} \frac{\theta f}{\theta^{5/2}} \left(\frac{3}{2} z' + \frac{z\theta'}{\theta}\right) \\ & \times \theta + b\xi \frac{z^2}{\theta^4} \left(\frac{\theta}{\tau} - \theta\right) + \frac{2}{3} \frac{a\xi}{k u_e T_{Ee}} \\ & \times \beta \frac{z}{\theta} n_{Ee} E_e \times 1.6021 \times 10^{-2} = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

おなじように境界条件はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} f(0) = f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1 \\ g(0) = g_w, \quad g(\infty) = 1 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$z'(0) = S_c(0) R e_e^{1/2} \left(\frac{V_I}{u_e}\right) \frac{1}{\theta_w^{0.818}} z(0) \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \theta'(0) = \frac{64(1 + \sqrt{2})}{75\pi} \left\{ -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right. \\ & \times \log_e(2\pi) - \log_e \varepsilon \left. \right\} \left(\frac{\mu_e}{\rho_e u_e}\right)^{1/2} \varepsilon n_{Ie} \\ & \times Q_{EEe} \xi^{1/2} \frac{z(0)}{\theta(0)} \end{aligned} \quad (23)$$

平板境界層の上に発達する衝撃波の影響については Stewartson⁽⁷⁾ の理論を用いて計算した。平板の先端から 87mm の地点では衝撃波の勾配がほとんどなく、自由流での速度、温度の変化が無視できるほど小さく、したがって境界層端の境界条件は自由流条件とおきかえてもよいことが確認できた。

3.4 数値計算

電子温度を求めるには(17)~(20)式を連立して解かねばならない。数値計算は Runge-Kutta-Gill 法で京大大型計算機 FACOM230-60を用いて行った。最初に(17)式と、(18)、(19)式の右辺を零においた零次近似解を求めた。この計算では $l = 1$, $P_r = 2/3$ とおき S_e は零次近似のときのみ $S_e = 1$ として計算を行った。これらからえられた解を用いて(20)式の数値解(零次解)を求めた。つぎにこれらの結果を再び(18)、(19)、(20)式に適用して繰り返し計算を行い電子温度を求めた。なお繰り返し計算ではシュミット数 S_e に次式⁽⁸⁾を用いた。

$$S_e = \frac{2.51}{1 + T_E/T_A} \frac{T_A + 11.5T_A^{1/2}}{T_A + 142} \quad (24)$$

無次元ガス温度 θ は無次元全エンタルピー g の数値計算結果より次式で計算できる。

$$\theta = g + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_e^2(g - f'^2) + \Gamma(g - z) \quad (25)$$

ここで

$$\Gamma = C_e \left(\frac{I}{m_A} \right) \frac{1}{c_p T_{Ae}} \quad (26)$$

である。

4. 実験

実験は図2に示される低密度プラズマ・ジェット風洞

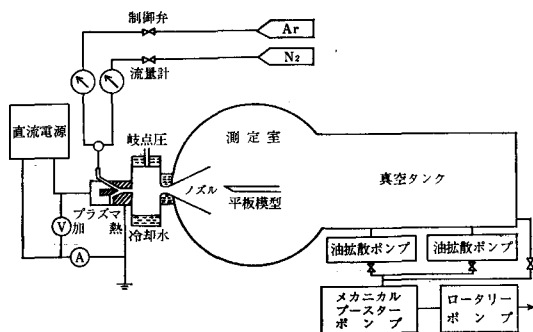


図2 プラズマ・ジェット風洞

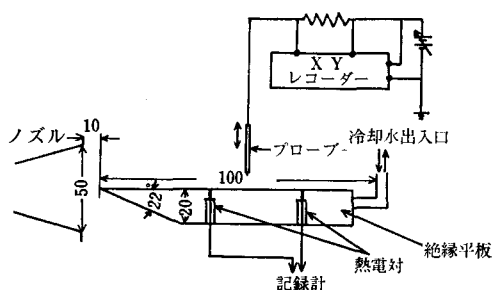


図3 実験装置

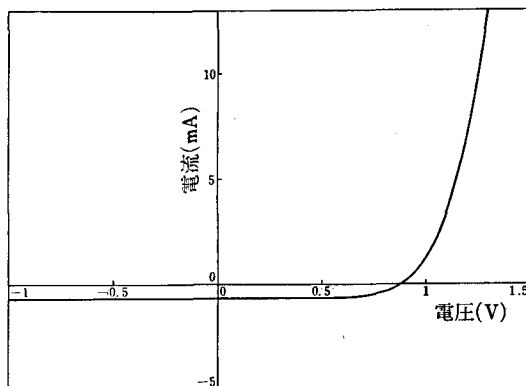


図4 電流-電圧特性(平板より10mm上方)

を用いて行った。この実験では作動気体としてアルゴンを用いた。ノズルはスロートおよび出口の径がそれぞれ 13.7mm, 50mm のものを使った。平板は長さ150mm, 巾100mm, 板厚20mm の黄銅製で先端の開先は22°にとった。平板を十分に冷却させるために冷却水を平板の後方から出入させ、壁温を一定にさせるために平板の2ヶ所に熱電対を埋め込んで温度を記録した。実験中平板の温度差はせいぜい2~3度ぐらいであった。また平板は電気的に絶縁の状態になるよう取りつけた。電子温度の測定にはタンゲステン製の円筒ラングミュア-プローブ(プローブ半径0.14mm, 長さ10.4mm)を用い、平板の

表 1

アルゴン流量(g/sec)	0.099	T_{AW} (°K)	297
岐点圧(mmHg)	5.770	$T_{A\infty}$ (°K)	534.7
測定室圧(mmHg)	0.030	$T_{E\infty}$ (°K)	1419
マッハ数	3.48	u_{∞} (cm/sec)	1.498×10^5
電離度	1.045×10^{-3}		
$n_{A\infty}$ (cm ⁻³)	1.830×10^{15}		
$n_{E\infty}$ (cm ⁻³)	1.913×10^{12}		

先端から87mmの位置で上下させ、電流-電圧特性をX-Yレコーダーで記録した。図3に実験装置を図4にX-Yレコーダーによる記録の一例を示す。この記録例は平板上10mmの点にプローブをおいて取ったものである。実験条件および自由流条件を表1に示す。

5. 実験および計算結果

境界層内の無次元速度分布を図5に示す。これは(17)式を計算したものである。図6に無次元ガス温度分布を示している。これは(18)式より求めた g の分布と(19)式より求めた z の分布を(25)式に代入して求めたものである。この図よりわかるように境界層の中程にガス温度が大きくなる部分がある。これに速度エネルギーがガスに与えられるからである。図7には実験により求めた電子温度分布と理論計算によるものとの比較を示したものである。いずれも壁面に近くなるにしたがって、壁面の冷却の影響によって下降し、上方にいくにしたがって自由流ガス温度の影響によって上昇する。さらに上方にいくと実験値が下降するが、これはノズルから出るプラズマ流が十分に流れていないためである。

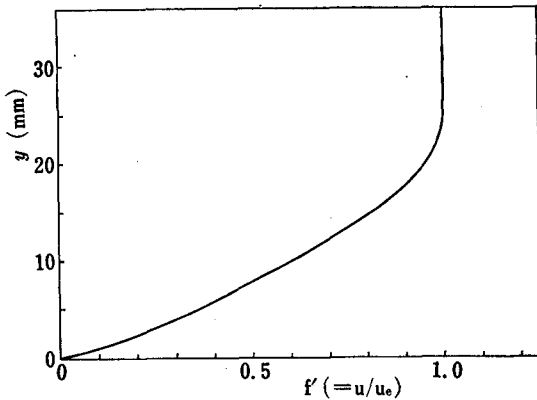


図5 速度分布

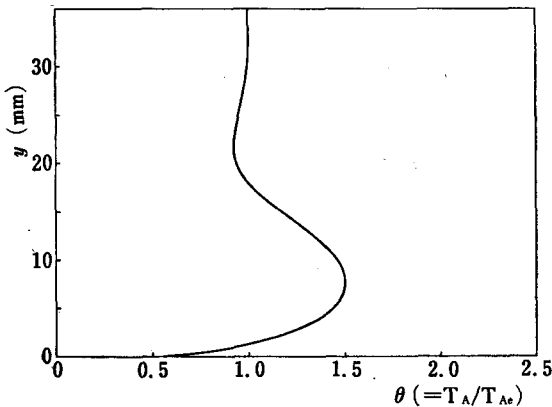


図6 ガス温度分布

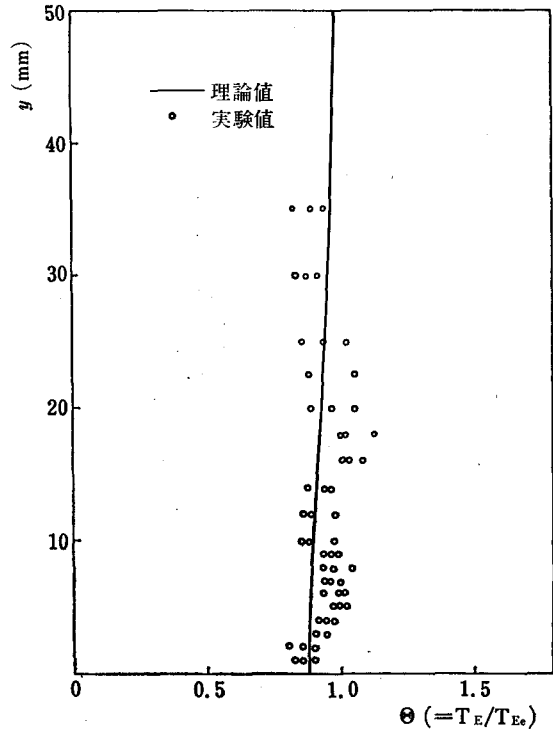


図7 電子温度分布

6. 結論

電子温度分布の測定と理論計算を行った結果つぎのようなことが結論としていえる。

- (1) 境界層内では電子温度はガス温度よりも高い。
- (2) 境界層内での電子温度の変化がゆるやかである。
- (3) 壁面での電子温度の勾配は近似的に零とおける。
- (4) 電子温度の境界層はガス温度境界層よりも厚い。これは電子の熱伝導率が大きいためである。
- (5) 実験と理論は略よく一致している。

文献

- (1) H.R.Bredfeldt, W.E.Scharfman, H.Guthart & T.Morita, AIAA J, 1(1967), 91.
- (2) L.H.Back, Phys. Fluids, 10(1967), 807.
- (3) A.Sherman & E.Reshotko, AIAA J, 4(1969), 610.
- (4) R.C.Tseng & L.Talbot, AIAA Paper, No. 70-86, (1970).
- (5) 松岡・西田, 奈良高専研究紀要, 第6号(昭和45年), 13.
- (6) I.M.Cohen, Phys. Fluids, 6(1963), 1492.
- (7) K.Stewartson, Journal of Aeronautical Sciences, (1955), 303.
- (8) A.A.Sonin, UTIAS Report, 109 (1965).

円孔列を持つ無限平板の応力集中係数

(第2報 2軸引張力を受ける場合と一様せん断力を受ける場合)

水 嶋 巖

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

(2nd Report, For Biaxial Tension Case and for Pure Shear Case)

Iwao MIZUSHIMA

The problems of stress concentration in infinite plates with a row of infinite circular holes subjected to biaxial tension and to pure shear are treated.

The method of calculations is the boundary collocation method using the general form of the stress function.

The numerical results are summarized in some diagrams.

1. まえがき

前報⁽¹⁾では図1のように円孔列を持つ無限平板が任意の方向に単軸引張力を受ける場合の問題を取扱い、

- (1) 応力集中係数と円孔中心間距離の関係
- (2) 最大応力の発生位置
- (3) 引張方向の影響

について述べた。

引続き本報告では前報⁽¹⁾の結果を基礎にして、円孔列

を持つ無限平板が2軸引張力を受ける場合(図2)および

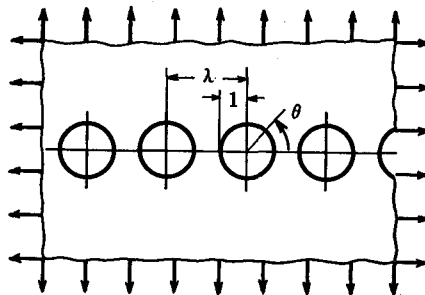


図2 2軸引張力を受ける平板

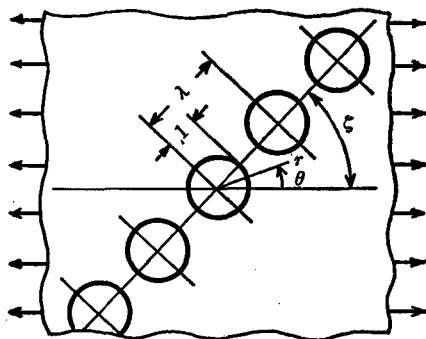


図1 任意の方向に単軸引張力を受ける平板

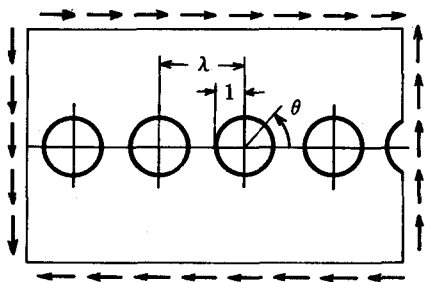


図3 一様せん断力を受ける平板

一様せん断力を受ける場合(図3)の問題を解き、その結果を線図として示すことにする。

2. 解 法

図1に示す諸記号を用いる。

ここに用いる解法は前報^①のものと同じである。すなわち二次元応力状態に対する応力関数の一般形を用いて、多円孔のうちの一つの境界条件を満足するように応力関数の係数を定め、これを用いて他の円孔周縁の半径方向法線応力とせん断応力を求める。つぎに選点法および調和解析法をあわせてこれらの応力を打消すような応力関数を求め、これによりもとの円孔周縁の応力値を計算する。以下この手続きを繰返して多円孔の周縁の条件が満たされるようにする。

2.1 2軸引張力を受ける場合

この場合は前報^①の結果を用いて、 $\zeta=0^\circ$ の場合と $\zeta=90^\circ$ の場合の円孔周縁の応力値を2組加えることにより、たがいに直交する2方向に大きさの等しい引張力を受ける場合の円孔周縁の応力分布を求めることができる。

2.2 一様せん断力を受ける場合

この場合は図4のように、たがいに直交する2方向に

それぞれ大きさの等しい引張力と圧縮力を受ける場合と同一である。故に前報^①の結果を用いて($\zeta=45^\circ$ の場合の円孔周縁の応力値を用いて)一様せん断力を受ける場合の円孔周縁の応力分布を求めることができる。

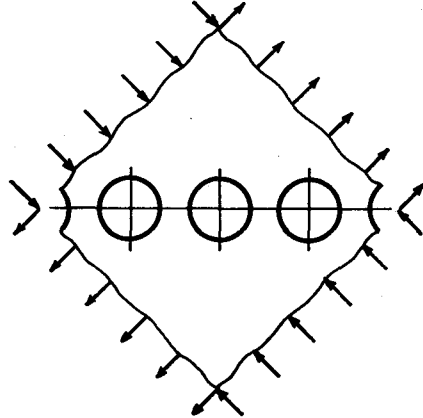


図4 互いに直交する2方向に大きさの等しい引張力と圧縮力を受ける平板

3. 計算結果

円孔の半径を1とし、これに対して円孔中心間距離を

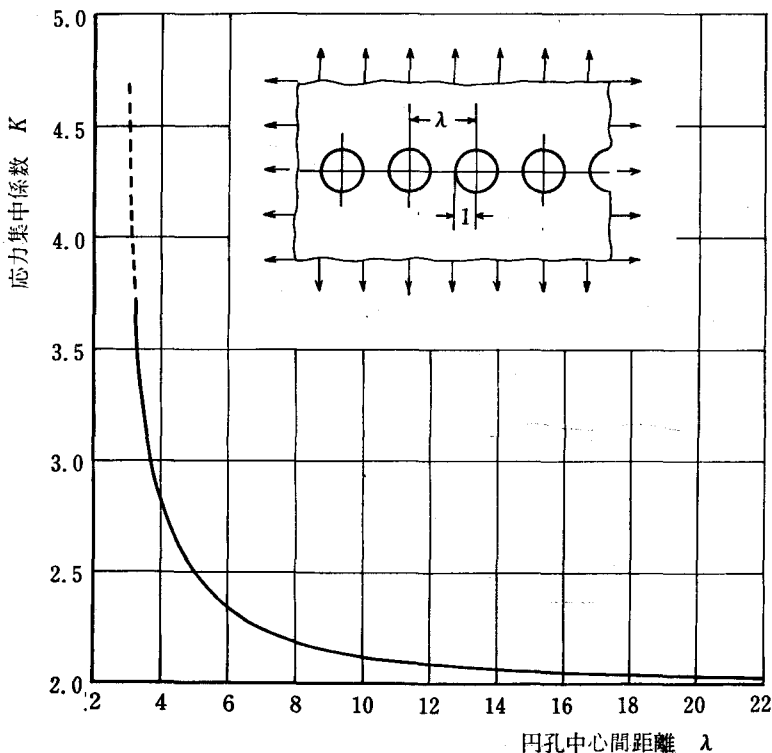


図5 応力集中係数(2軸引張の場合)

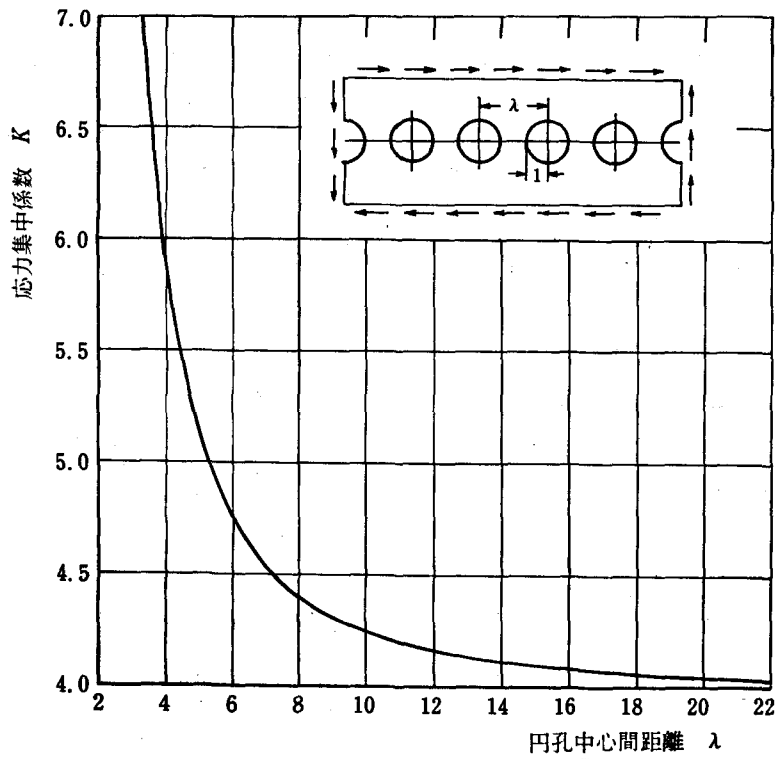


図 6 応力集中係数（一様せん断の場合）

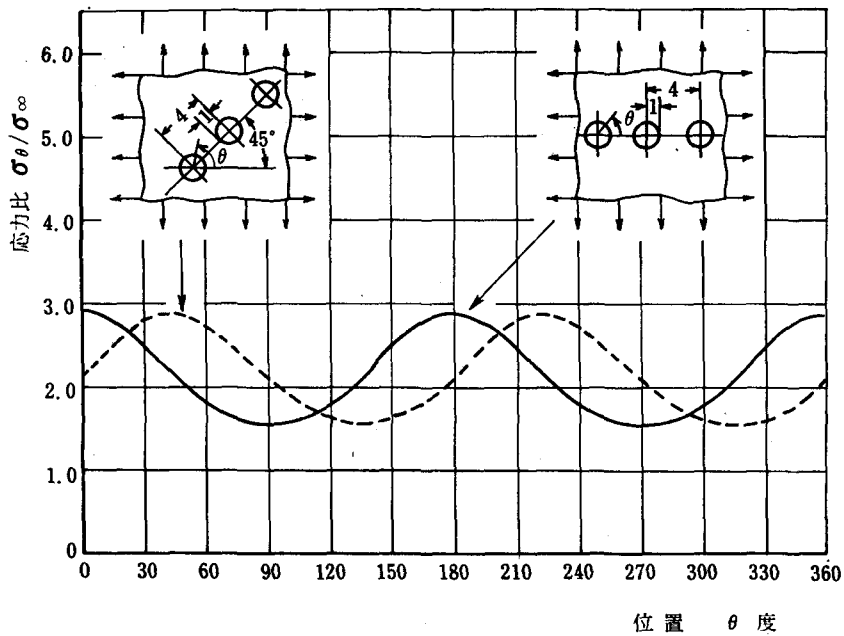


図 7 円孔周縁の応力分布（2軸引張， $\lambda = 4$ の場合）

λ とする。また無限遠における引張応力を σ_{∞} 、円孔周縁に生じる最大応力を $\sigma_{\theta\max}$ とする。応力集中係数 $K = \sigma_{\theta\max}/\sigma_{\infty}$ と λ の関係を図5（2軸引張力を受ける場合）と図6（一様せん断力を受ける場合）に示す。なお数値計算に際しては円孔周縁を360等分して、それらの各点の応力値を求め、これらのうち最大の値を $\sigma_{\theta\max}$ とした。

4. 結果の検討

本計算結果の妥当性を示す根拠としてつぎの2点をあげる。

(1) 前報⁽¹⁾の結果において、 $\zeta=0^{\circ}$ および 90° の場合についてはすでに二、三の資料⁽²⁾⁽³⁾がある。この資料の値と本計算結果を比較するとその差は約1%であり、ほとんど一致していると考えられる。

(2) 2軸引張力を受ける場合の円孔周縁の応力分布を求めて、この応力分布曲線が図1の ζ の値に関係なくどの場合にも同じ曲線になることを確かめた。図7はその一例であって、この場合には一つの曲線を 45° だけ横軸方向にすべらすと二つの曲線は重なり完全に一致することがわかる。

5. あとがき

円孔列を持つ無限平板が2軸引張力を受ける場合および一様せん断力を受ける場合の応力集中係数の資料を線図として示した。

最大応力の発生位置は、2軸引張力を受ける場合には図2において $\theta=0^{\circ}$ 、 180° 付近であり、また一様せん断力を受ける場合には図3において $\theta=45^{\circ}$ 、 135° 、 225° 、 315° 付近である。

本結果の精度については前報⁽¹⁾で述べたが、99.5%以上の精度の解を得たと考えている。

なお数値計算に際しては京都大学大型計算機センターを利用した。

謝辞 平素よりご指導いただいている大阪大学工学部 浜田実教授に深謝します。

文 献

- (1) 水嶋, 奈良高専研究紀要, 第8号(昭47), 43.
- (2) Peterson, R. E., Stress Concentration Design Factors, (1953), 94, John Wiley and Sons.
- (3) 西田, 応力集中, (昭42), 465, 森北出版.

油圧サーボリリーフ弁の試作

若 林 敏 夫
阪 部 俊 也

Trial Manufacture of the Hydraulic Servo Relief Valve

Toshio WAKABAYASHI

Toshiya SAKABE

A hydraulic relief valve is one of the most basic and indispensable elements of the hydraulic equipments that consist of all kinds of hydraulic circuits.

Therefore, the quality of performance of the hydraulic relief valve has much influence on the hydraulic system provided with it.

This time we planned to produce by way of trial the servo-type relief valve that enables theoretical pressure characteristic value to be zero.

In this paper, we present the results of measurements we have had about the static and dynamic characteristics of the trial manufacture and then lead the theoretical analysis and theoretical performance of it.

Thus we compare the servo-type relief valve with the balance piston-type one.

1. 緒 言

油圧リリーフ弁は各種油圧回路を構成する油圧機器の中でも最も基本的でまた欠くことの出来ない重要な要素の一つである。従ってその性能の良否はそれが組込まれた油圧系統に重要な影響を与える。従来実用されている油圧リリーフ弁には、直動形、差動形およびバランスピストン形等の種類があり、とりわけバランスピストン形リリーフ弁がその構造の複雑さ製品加工の困難さにも拘らず比較的安定した高性能の為に最も広く用いられているのが現状である。

本来、油圧リリーフ弁では、異なる流量時に生じる圧力オーバーライド特性、圧力の上昇時と下降時に見られるヒステリシス現象および急激なる流量変動に伴う過渡応答特性等がその性能を左右している。とりわけ圧力オーバーライド特性については弁の圧力特性値——換言すれば流量変化に対する弁入口圧力の変化量——が零に近いもの程理想的と見做されている⁽¹⁾。

上記の諸特性に関連していままでに数多くの実験研究が行なわれ、特にポペット形バルブを用いる場合の可動部分の下流に生じる噴流の流量係数と圧力分布とこれに

伴う流体力に関するもの⁽¹⁾⁽²⁾、弁単体を一つの制御系と見做してその動特性を論じたもの⁽¹⁾、更には供給圧油の発生源である油圧ポンプとその駆動部とそれに至る配管管路を含んだものを一つの制御系と見做してその特性を論じたもの等が報告されて居り⁽³⁾、油圧リリーフ弁の計画、特性改善等の上で数多くの示唆を与えている。

今回筆者らは、油圧リリーフ弁におけるリリーフ作用を供給圧力を感じ取るサーボスプールとそれによって積分動作を行うピストンと連動するポペットを内蔵することにより、上記の圧力特性値の理論値を零となしうることに着目し、従来用いられている諸形式のものとは全く異なった新しいサーボ形リリーフ弁を計画した。計画を具体化する為に試作品を作り、実験回路を用いてその静特性と動特性を測定し従来のバランスピストン形リリーフ弁との性能比較を行った。尚試作と平行してその理論解析も行ない、理論性能を導いた。

2. 構造と動作の概要

2.1 構造の概要

始めに試作したサーボリリーフ弁の構造について述べる。図1は試作品の断面構造を示す。

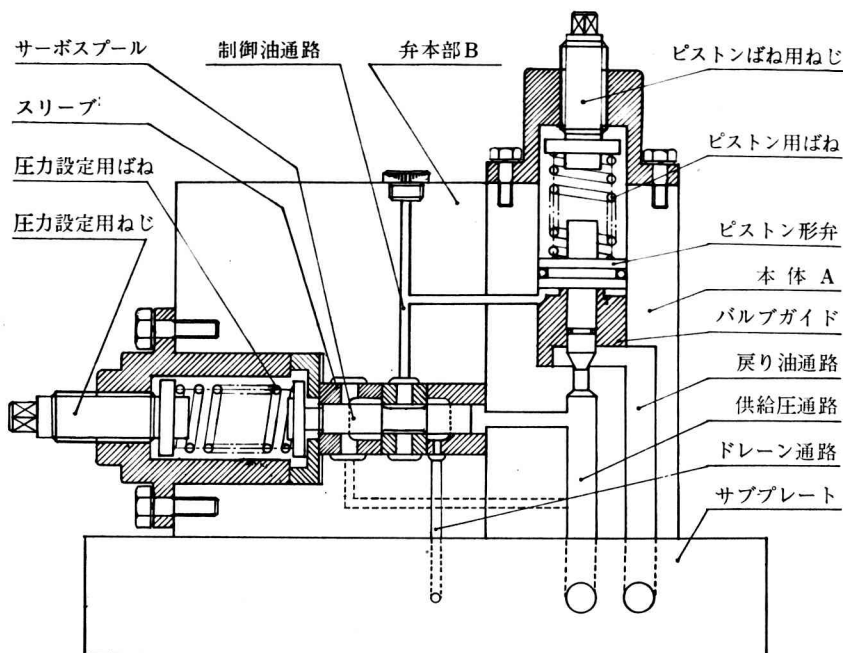


図1 試作品の断面構造図

弁本体Aに固定したバルブガイドの中に、ピストン状をした弁が弁座に接するように入って居り、ピストン用ばねを介してねじで弁座に押しつけられている。弁本体Bには両端部に供給油圧と圧力設定用ばね力を受ける様なサーボスプールが、本体Bに固定されたスリーブの中に納められ、圧力設定用ねじを用いてリリーフ圧力を適宜変えることが出来る。また供給圧通路、戻り油通路およびドレーン通路は本体A、Bの下部に取り付けたサブプレートに導かれ、それぞれ外部配管が可能である。

図2は試作品の外観図である。

2.2 動作の概要

サーボリリーフ弁は、使用するに先立ちサーボスプールが所定の供給圧を受けたときに中立位置になるように圧力設定用ねじを用いて圧力設定用ばねの強さを予め調整する。同時にピストンばね用ねじを用いてピストン用ばねを次に述べる適当な強さに調整する。すなわちピストンはその先端部のみにリリーフ圧力を受けても動くことなく、またその先端部とピストンの下側受圧部にリリーフ圧力を受ければ動きうるような範囲に設定する。

ばねの設定を終り供給圧を加えると、それが設定圧に達する迄はサーボスプールは中立位置を超えることなく、したがってピストン弁は全くリリーフ作用を行わない。供給圧がリリーフ設定圧を僅かでも超えようとするとき、サーボスプールは中立位置から左側に動くことになり、供給圧が制御油通路に達しピストン弁を開くように

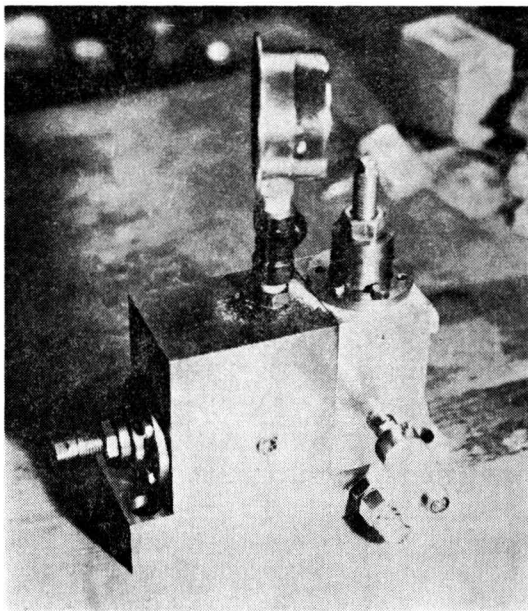


図2 試作品の外観図

働き、これに伴ってリリーフ流量が増加し供給圧が低下しようとするが、これがまたサーボスプールに伝えられ結局これらフィードバック作用によってサーボスプールは常に中立位置を保持することになり、供給流量がいかにか増加しても供給圧は常に一定に保つことが出来る。

3. 理論解析

3.1 静特性

図1の断面構造図から明らかなように、供給圧がリリーフ圧に達する迄ピストン弁が追従するので圧力特性値の理論値は零である。僅かにこれを妨げる要因としてはスプール弁からの流れによる推力とハイドロリックロックが挙げられるが、前者は零重合弁においては極めて小流量であるため無視し、後者は加工精度等に支配されるためその理論値については触れない。

3.2 動特性

リリーフ弁はその機能上、流量の急激なる変化に伴う供給側圧力の応答特性が重要であり、ここではそのインディシアル応答について理論解析を行う。

3.2.1 記号

この報告において用いた主な記号は次のとおりである。

- A₁; ピストンの受圧面積
- A₂; サーボスプールの受圧面積
- A₃; バルブの受圧面積
- A_R; バルブの開口面積
- d₂; サーボスプールの直径
- d₃; バルブシート部の直径

- x₀; 圧力設定用ばねの圧縮長
- x₁; ピストン弁の全閉時位置からの変位
- x₂; サーボスプールの中立位置からの変位
- θ; リリーフ弁頭部の円錐の半頂角
- K₁; ピストン用ばねのばね常数
- K₂; 圧力設定用ばねのばね常数
- F₂; 圧力設定用ばねのばね力
- C; 流量係数
- F₁; ピストン用ばねの設定ばね力
- m₁; ピストンの質量
- m₂; サーボスプールの質量
- C_{f1}; ピストンの粘性抵抗係数
- C_{f2}; サーボスプールの粘性抵抗係数
- P_s; 供給油圧
- P_c; 制御油の油圧
- P_d; 吐出油圧
- Q₁; ピストン室への流入流量
- Q_R; リリーフ流量
- Q_p; ポンプからの吐出量
- Q_e; 有効流入流量
- g; 重力の加速度
- γ; 作動油の比重
- P_m; 1/2P_sP_c

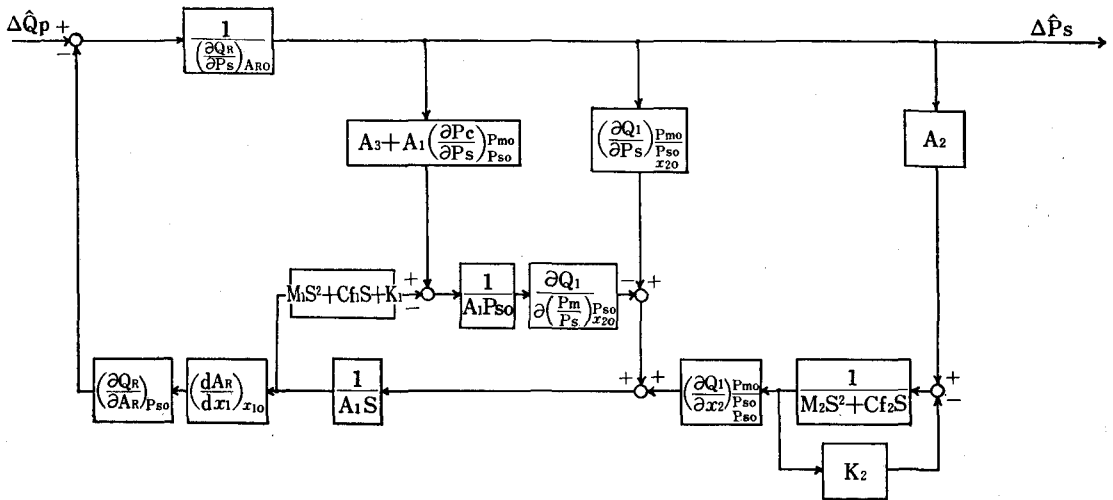


図3 系のブロック線図

3.2.2 系の方程式

理論解析に当り次の仮定を設けた。

- 1 流量係数Cは一定値と見做す。
- 2 サーボスプールおよびピストン弁に働く附加的流体力は無視する。
- 3 作動油の圧縮性および管路の膨脹は無視する。

上の仮定を用い弁の各部に成立つ方程式を導いた。

サーボスプールの運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} m_2 \ddot{x}_2 + c_{f2} \dot{x}_2 + F_2 &= A_2 P, \\ (x_0 + x_2) K_2 &= F_2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ピストン下部室へ流入出する制御油流量は

$$Q_1 = cd_2\pi x_2 \sqrt{\frac{2g}{r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{2} \pm \frac{P_m}{P_s}\right) P_s} \quad (2)$$

$$A_1 \dot{x}_1 = Q_1$$

またピストンの運動方程式は

$$m_1 \ddot{x}_1 + c_{f1} \dot{x}_1 + K_1 x_1 + F_1 = (1/2 - P_m/P_s) A_1 P_s + A_3 P_s \quad (3)$$

バルブの開口面積は

$$A_R = \pi d_3 \sin \theta x_1 - \pi \sin^2 \theta \cos \theta x_1^2 \quad (4)$$

リリーフ流量は

$$Q_R = C A_R \sqrt{\frac{2g}{r}} \sqrt{P_s} \quad (5)$$

アクチュエータを使わない場合の有効流量は

$$Q_e = Q_P - Q_R \quad (6)$$

式(1)~(6)はこの方程式を示す。

3.2.3 系の伝達特性

上に導いた方程式が示すようにこの系は非線形系であるので、微小変動法を用いて系の線形化を行い近似理論解を導いた。図3はこの系の伝達特性を示すブロック線図である。

次にインディシアル応答を求めるために、入力として単位ステップ流量を印加したときの出力の時間関数は次式で表わされる。

$$\Delta P_s = A_0 + A_1 e^{s_1 t} + A_2 e^{s_2 t} + A_3 e^{s_3 t} + A_4 e^{s_4 t} \quad (7)$$

上式において第1項は定常項、第2項第3項は非振動型減衰項、第4項第5項は振動型減衰項である。

図4は入力流量を減少させた場合のインディシアル応

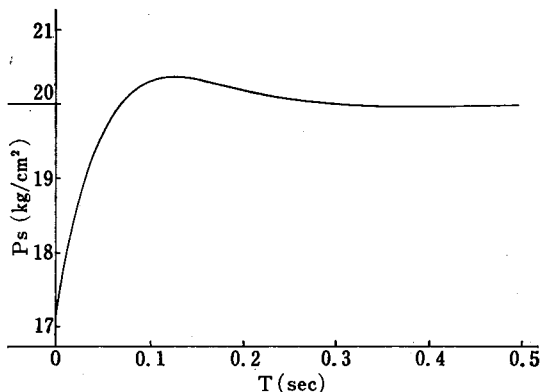


図4 過渡応答解

答の数値計算の一例を示す。

4. 実験結果

4.1 特性実験回路と結果

図5は試作品の特性実験に用いた油圧回路を示す。図中16は試作バルブを示す。

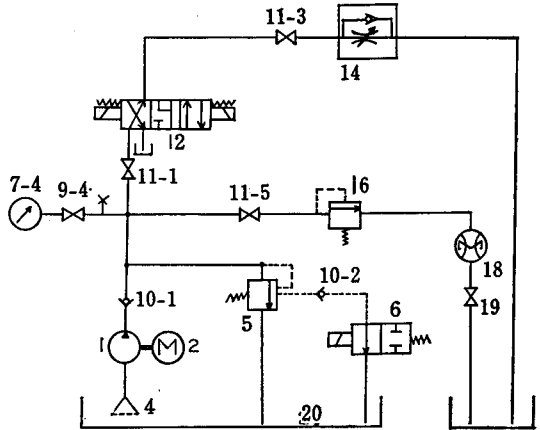


図5 特性実験油圧回路図

静特性実験では14の流量制御弁は取り外し、12の方向制御弁を開いたまま11-1のストップ弁を徐々に変化させながら試作品の圧力流量特性を測定した。また動特性実験では14の流量制御弁を予め定流量位置に設定しておき、12の方向制御弁を開閉させたときの供給側油圧の変化を圧電変換器を使ってシンクロスコープに導き圧力波形を撮影した。

図6は試作品および市販のバランスピストン形リリーフ弁の圧力流量特性の実験値を示す。

図7は試作品および市販のバランスピストン形リリーフ弁の流量減少時の供給圧の過渡応答特性を示す。

4.2 結果の考察

静特性に関して試作品とバランスピストン形リリーフ弁を比較すると、前者の方が(1)圧力特性値はかなり小さい。この傾向はさらに高圧の時にも見られた。(2)したがって圧力オーバーライドが小さい。(3)ヒステリシス現象がやゝ大きい。これはサーボスプールの hidro リックロックが主な原因と思われる。(4)前漏れが見られる。この傾向は高圧になる程大きい。これはバルブシート部の精度不良に起因すると思われる。

次に動特性を最も端的に表わすインディシアル応答について同じような比較を行うと、試作品の方が(1)残留偏差が殆んど見られない。これに対しバランスピストン形リリーフ弁では特に低圧時の残留偏差が大きい。(2)オーバーシュートが殆んど見られなかった。(3)整定時間

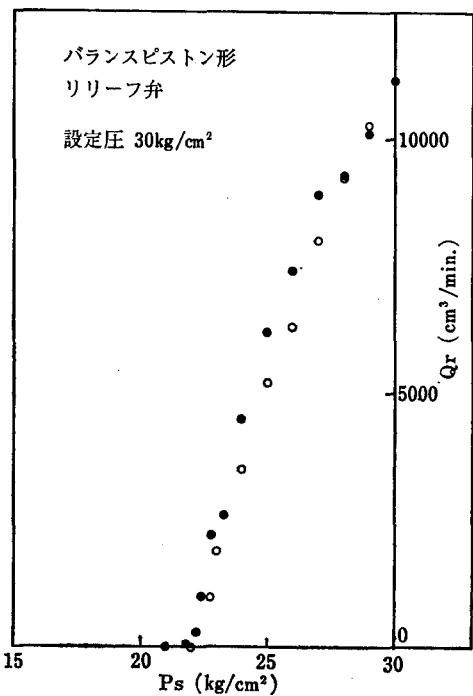
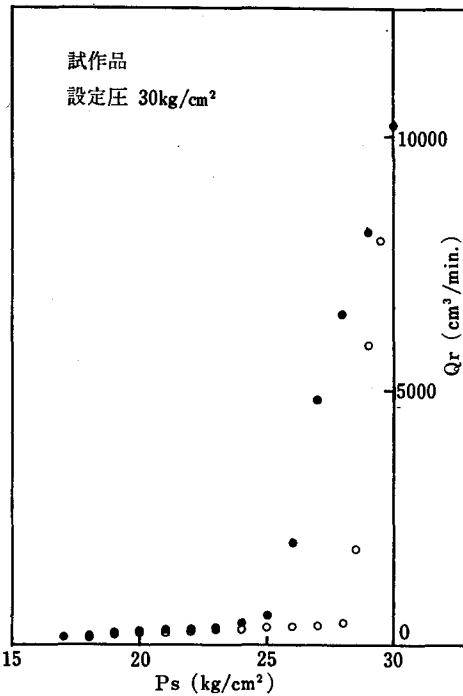
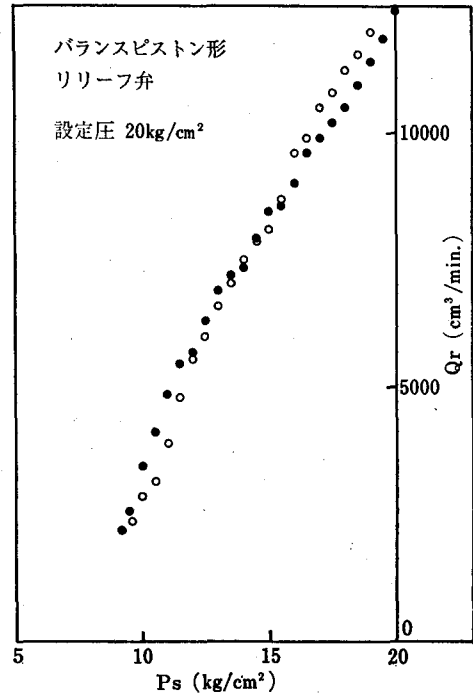
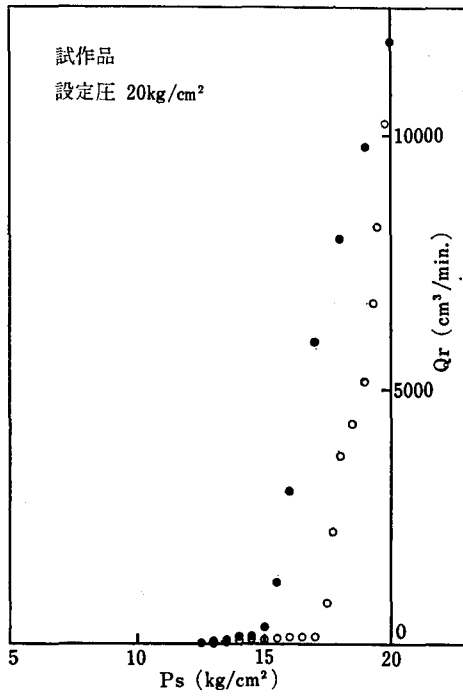


図 6 圧力流量特性

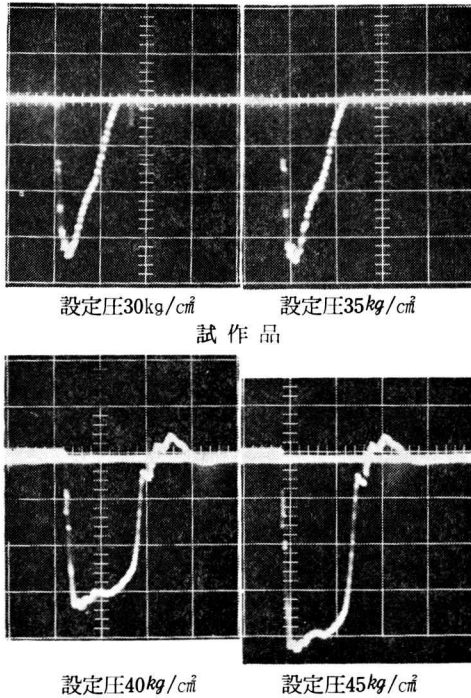


図 7 流量減少時の過渡応答

も可成り小さい。(4)紙面の都合で割愛したが流量増加時のインディシアル応答特性は流量減少時のそれよりさらに良い結果が得られた。

以上を総合すると、静特性に関する(3),(4)の二点を除けば総ての点でバランスピストン形リリーフ弁よりも良好な実験結果が得られた。

5. 結 論

今回の油圧サーボリリーフ弁の試作研究によって得られた結論をまとめると次のようになる。

1. サーボ動作を応用することにより、全く新しい形式の油圧リリーフ弁が得られることが確認された。
2. この試作の最大のねらいである圧力特性値が可成り小さくならしうることが示された。
3. その他の諸特性についても、現在市場占有率の高いバランスピストン形リリーフ弁よりも可成り良い特性を持たせうことが解った。
4. 前述のヒステリシス現象ならびに前漏れについては品質精度を向上することによって改善する必要がある。
5. 使用圧力を高めてゆく場合は、バルブの安定性について研究が必要である。

謝 辞

今回の試作研究に対し有意義な示唆をいただいた日立製作所渡部富治氏を始め、平素より親切なるご指導をいただいている神戸大学工学部米持政忠教授ならびに同研究室のかたがたに厚くお礼申し上げます。また卒業研究として本試作に協力された奈良高専第五回卒業生平井康之、上山定男、金承奎、卒研生 石丸 豊の諸君に感謝します。

文 献

- (1) W. Back'e, M. Rünneburger: Zur Klärung des Verhaltenis von Überdruck Kventilen, Industrie-Anzeiger, (1964)
- (2) J. A. Stone: Discharge Coefficients and Steady-State Flow Forces for Hydraulic Poppet Valves, Trans. ASME, March (1960)
- (3) James E. Funk: Poppet Valve Stability, Trans. ASME, June (1964)

パルス巾制御3相逆変換器の過渡解と動作モード

$$(T/3 < \tau < T/2)$$

井 村 栄 仁

Transient Solutions and Operational Modes of a PWM 3-Phase Inverter

$$(T/3 < \tau < T/2)$$

Shigeji IMURA

Abstract—A method of analysis for PWM three-phase inverter is described. The method is based on a certain matrix which relates initial values in any circuit state to those in the succeeding one and predicts the waveforms of inverter quantities in both transient and steady states.

By applying the Sylvester expansion theorem to the evaluation of powers of matrix mentioned above, the solutions for the steady state phenomena are readily calculated from those for the transient phenomena, if the absolute values of all the latent roots of that matrix do not exceed unity.

1. まえがき

半導体素子（シリコン制御整流素子，ダイオード等）を開閉器に持つ回路すなわち，一般に断続回路と呼ばれる電気回路の解析に際して，従来精密解は，林重憲氏の提案に基づく断続回路の理論⁽¹⁾により求められ，また定常解だけならば定常性をも仮定すると通常の方法で解くことができる。前者は，回路——一般には物理系——の安定性に関する問題への解答を含んだ理論である。その他の方法として，Park vector⁽²⁾による解析法を挙げる

ことができる。
本研究においては先に報告したPWM逆変換器⁽³⁾⁽⁴⁾および転流素子の選定⁽⁵⁾に関する研究に引き続いて，断続回路の理論そのものは用いず，また定常性は仮定しないでPWM3相逆変換器（誘導負荷）の過渡解および定常解が，周期的な回路網の初期値に関するマトリクス漸化式⁽⁶⁾を求めることにより算定できることを述べ，さらに定常状態における動作モードの分類を与える。

2. 解析の手法

回路の断続が周期的である場合すなわち図1に示すよ

うな過渡現象の列において，各1周期はそれぞれ複数個（図1ではm個）の回路状態にわかれ，各々の継続時間（たとえば $t_{(1)}^{[n]}$ ）は，nにも依存するが，回路の接続状態はnに無関係とする。

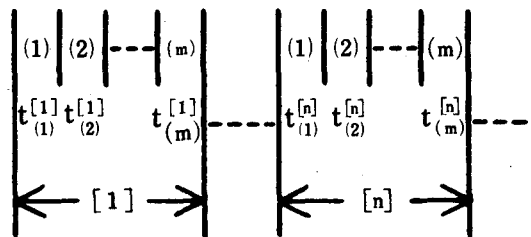


図1 断続回路の過渡現象

今，解くべき変数は電流であるとし，第n周期(1)の回路状態における電流の初期値を $I_1^{[n]} = t(I_{(1)}^{[n]}, I_{(2)}^{[n]}, \dots, I_{(l)}^{[n]})$ ——ただし， l は変数の個数とする——とおく。この場合，一般に第(n+1)周期(1)の回路の初期値と第n周期のそれとの間に関係式

$$I_{(1)}^{[n+1]} = A_n \cdot I_{(1)}^{[n]} + B_n \quad (1)$$

が成立つ。ここに、 A_n, B_n は回路の素子とその接続状態、回路に外部から加えられる強制的な断続期間および n に関する l 次のマトリクスである。しかるに仮定により、回路の接続状態が n に無関係であることと周期性とを考慮すると、 A_n, B_n は n に無関係となり式(1)は

$$I_{(1)}^{[n+1]} = A \cdot I_{(1)}^{[n]} + B \quad (1')$$

$$(n=1, 2, \dots)$$

と書くことができる。これは物理的に解釈すると、まず回路の接続状態が n に無関係であるとは、各1周期内において同形な微分方程式が順序よく並んでいることであり、周期性は式(1)が相隣る任意の2つの周期における第(1)回路状態の初期値に関する不変式であることを意味するからである。マトリクス漸化式(1')を解くと

$$I_{(1)}^{[n]} = A^{n-1} \cdot I_{(1)}^{[1]} + (A - E)^{-1} \cdot (A^{n-1} - E) \cdot B \quad (2)$$

となる。ここに E は、 l 次の単位マトリクスである。

このように $I_{(1)}^{[n]}$ が求まれば、 $I_{(2)}^{[n]}, I_{(3)}^{[n]}, \dots, I_{(m)}^{[n]}$ なども定まり第 n 周期における、すべての電流解が決定される。なお、マトリクス A のすべての固有値の絶対値が、1より小さければ定常状態の解として、式(2)から

$$I_{(1)} = \lim_{n \rightarrow \infty} I_{(1)}^{[n]} = (E - A)^{-1} \cdot B \quad (3)$$

を得る。

3. PWM 3 相逆変換器のモデルと過渡解

図2はPWM3相逆変換器のモデルを、また図3(上部の黒色部分)は対応するゲート信号の長さとしークスを示す。図2のサイリスタの番号は、ゲートシーケンスにしたがって付けられている。逆変換器の1周期を T とおくと、ゲート信号の長さ τ は、 $T/3 < \tau < T/2$ で可変とする。負荷 I, II および III は誘導性の平衡負荷である。このとき、誘導性の強弱によって帰還ダイオードの導通時間に長短を生じ、図3における(i)~(v)の5個の動作モードが現われる⁽⁷⁾。各 $1/6$ 周期は、まず3つのゲート信号が重なる期間と2つのゲート信号が重なる期間とにわかれる。これに帰還ダイオードの効果が加わるので、たとえばモード(i)の最初の $1/6$ 周期の回路状態は、図4に示す(1)、(2)および(3)となる。(1')、(2')および(3')は次の $1/6$ 周期の回路状態であり、(1)、(2)および(3)に対応している。他のモード(ii)~(v)についても、図3にもとづいて各 $1/6$ 周期の回路状態を書けば、変数 i_1 および i_2 (ただし、 i_1 および i_2 は、それぞれ $i_{1(1)}^{[1]}, i_{1(2)}^{[1]}, i_{1(3)}^{[1]}, \dots, i_{1(1)}^{[n]}, i_{1(2)}^{[n]}, i_{1(3)}^{[n]}, \dots$ および $i_{2(1)}^{[1]}, i_{2(2)}^{[1]}, i_{2(3)}^{[1]}, \dots, i_{2(1)}^{[n]}, i_{2(2)}^{[n]}, i_{2(3)}^{[n]}, \dots$)

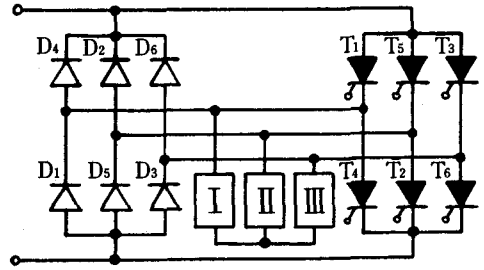


図2 PWM 3相逆変換器

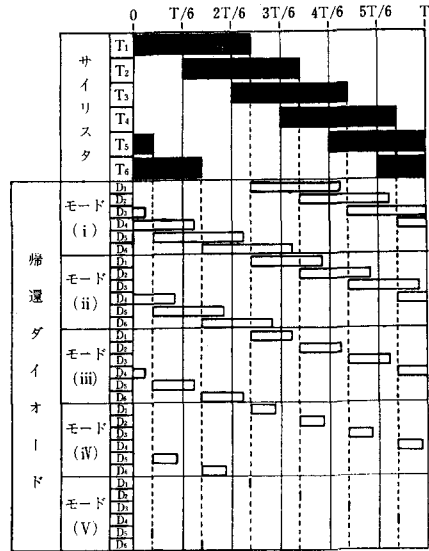


図3 ゲートシーケンスと動作モード

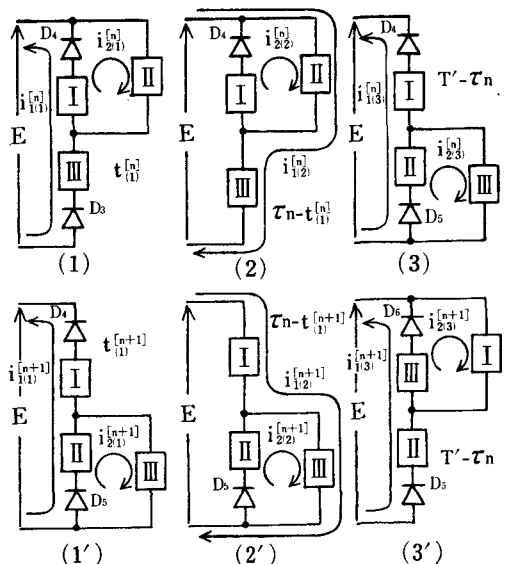


図4 モード(i)の回路状態

$i_{1(2)}^{[1]}, i_{2(3)}^{[1]}, \dots, i_{2(1)}^{[n]}, i_{3(2)}^{[n]}, \dots$ の一般表示とする) に関して各 $1/6$ 周期は、同形な微分方程式を3個含んでいることがわかるが、紙面の都合もありここでは省略する。

次に各モードの解析を以下の仮定のもとで行う。

- サイリスタは、理想的開閉器とする。
- ゲート信号の長さ τ は、 $T/3 < \tau < T/2$ または $2T' < \tau < 3T'$ ($T' = T/6$) とする。ここに T は、逆変換器の周期である。
- 各 $1/6$ 周期において、3つのゲート信号が重なる期間の長さを τ_n 、2つのゲート信号が重なる期間を τ_f とおく。 $(\tau_n + \tau_f = T/6 = T')$
- 各モードの第(1)、(2)および(3)回路状態の継続時間を一般に $t_{(1)}$ 、 $t_{(2)}$ および $t_{(3)}$ で表わし、第 n 周期のそれらは添字 $[n]$ を付して $t_{(1)}^{[n]}$ 、 $t_{(2)}^{[n]}$ 、および $t_{(3)}^{[n]}$ と書く。
- 電源と2つの負荷(たとえば、負荷IとII)を含む閉ループの電流を一般に i_1 で、また2つの負荷を循環する電流を i_2 で示し、第 n 周期(1)の回路状態におけるそれらは、 $i_{1(1)}^{[n]}$ 、 $i_{2(1)}^{[n]}$ などで示す。なお、これらの電流の向きを半導体素子の順方向にとるものとする。
- $i_{1(1)}^{[n]}$ 、 $i_{2(1)}^{[n]}$ などの初期値は大文字を用いて $I_{1(1)}^{[n]}$ 、 $I_{2(1)}^{[n]}$ などを書き、列ベクトル $\mathbf{I}_{(1)}^{[n]}$ などは $\mathbf{I}_{(1)}^{[n]} = t(I_{1(1)}^{[n]}, I_{2(1)}^{[n]})$ などを表わすとする。
- 負荷は誘導負荷とし、 $R/L = k$ とおく。
- 各モードにおける帰還ダイオードの導通時間を一般に t_D とおく。

さて、本逆変換器の場合周期 T の $1/6$ の期間すなわち T' において既に式(1')が成立する。それは、各 $1/6$ 周期がそれぞれの動作モードに対応して、変数 i_1 、 i_2 に関し同形な微分方程式の列(3個)を含んでいることから明白である。

{1} モード(i)の解析

条件： $T' + \tau_f < t_D < 2T'$

$$0 < t_{(1)}^{[n]} < \tau_n,$$

$$t_{(2)}^{[n]} = \tau_n - t_{(1)}^{[n]},$$

$$t_{(3)}^{[n]} = T' - \tau_n$$

図4の回路(1)、(2)および(3)に基づき一般式をたてると

$$\left. \begin{aligned} 2(Ld/dt + R)i_{1(1)}^{[n]} + (Ld/dt + R)i_{2(1)}^{[n]} &= -E \\ (Ld/dt + R)i_{1(1)}^{[n]} + 2(Ld/dt + R)i_{2(1)}^{[n]} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (i)_{(1)}$$

$$\left. \begin{aligned} 2(Ld/dt + R)i_{1(2)}^{[n]} + (Ld/dt + R)i_{2(2)}^{[n]} &= E \\ (Ld/dt + R)i_{1(2)}^{[n]} + 2(Ld/dt + R)i_{2(2)}^{[n]} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (i)_{(2)}$$

$$\left. \begin{aligned} 2(Ld/dt + R)i_{1(3)}^{[n]} + (Ld/dt + R)i_{2(3)}^{[n]} &= -E \\ (Ld/dt + R)i_{1(3)}^{[n]} + 2(Ld/dt + R)i_{2(3)}^{[n]} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (i)_{(3)}$$

となる。これらの方程式(i)₍₁₎、(i)₍₂₎および(i)₍₃₎の解と接続条件

$$\begin{aligned} I_{1(2)}^{[n]} &= i_{1(1)}^{[n]}|_{t=t_{(1)}^{[n]}} = 0, \\ I_{2(2)}^{[n]} &= (i_{1(1)}^{[n]} + i_{2(1)}^{[n]})|_{t=t_{(1)}^{[n]}} = i_{2(1)}^{[n]}|_{t=t_{(1)}^{[n]}}, \\ I_{1(3)}^{[n]} &= i_{2(2)}^{[n]}|_{t=\tau_n - t_{(1)}^{[n]}}, \\ I_{2(3)}^{[n]} &= i_{1(2)}^{[n]}|_{t=\tau_n - t_{(1)}^{[n]}}, \\ I_{1(1)}^{[n+1]} &= i_{1(3)}^{[n]}|_{t=T' - \tau_n}, \\ I_{2(1)}^{[n+1]} &= i_{2(3)}^{[n]}|_{t=T' - \tau_n} \end{aligned}$$

とを用いて、 $\mathbf{I}_{(1)}^{[n+1]}$ と $\mathbf{I}_{(1)}^{[n]}$ との関係を求めれば次式を得る。

$$\mathbf{I}_{(1)}^{[n+1]} = \mathbf{A}_{(1)} \cdot \mathbf{I}_{(1)}^{[n]} + \mathbf{B}_{(1)} \quad (4)$$

ここに、

$$\mathbf{A}_{(1)} = \begin{pmatrix} e^{-kT'} & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B}_{(1)} = \begin{pmatrix} -2E/3R + (E/3R)e^{-k\tau_f} + (E/3R)e^{-kT'} \\ E/3R + (E/3R)e^{-k\tau_f} - (2E/3R)e^{-kT'} \end{pmatrix}$$

これより式(2)にしたがって

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{(1)}^{[n]} &= \begin{pmatrix} e^{-kT'} & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & 0 \end{pmatrix}^{n-1} \cdot \mathbf{I}_{(1)}^{[1]} \\ &+ \begin{pmatrix} e^{-kT'} - 1 & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & -1 \end{pmatrix}^{-1} \\ &\cdot \left\{ \begin{pmatrix} e^{-kT'} & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & 0 \end{pmatrix}^{n-1} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right\} \\ &\cdot \begin{pmatrix} -2E/3R + (E/3R)e^{-k\tau_f} + (E/3R)e^{-kT'} \\ E/3R + (E/3R)e^{-k\tau_f} - (2E/3R)e^{-kT'} \end{pmatrix} \quad (5) \end{aligned}$$

また $I_{(2)}^{[n]}$ および $I_{(3)}^{[n]}$ はそれぞれ容易に

$$I_{(2)}^{[n]} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & (2E/3R) / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \end{pmatrix} \\ \cdot I_{(1)}^{[n]} + \begin{pmatrix} 0 \\ E/3R - 2(E/3R)^2 / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \end{pmatrix}$$

および

$$I_{(3)}^{[n]} = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{k\tau_n} \cdot (2E/3R) / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \\ e^{-k\tau_n} \cdot (2E/3R) / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \\ 0 \end{pmatrix} \\ \cdot I_{(2)}^{[n]} + \begin{pmatrix} -E/3R + (1/2)e^{-k\tau_n} \\ \cdot \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \\ 2E/3R - e^{-k\tau_n} \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \end{pmatrix}$$

として得られる。すなわち、 $I_{(1)}^{[1]}$ を仮定すれば任意の時刻における電流が求められる。なお、 $i_{(1)}^{[n]} = i_{(1)}^{[n-1]} = 0$ から $e^{-kt_{(1)}^{[n]}} = (2E/3R) / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\}$

となる。以下の各モードについては、モードの条件と回路状態(1)、(2)および(3)の接続時間を示し、かつ $I_{(1)}^{[n]}$ だけを与える。

[2] モード(ii)の解析

条件: $T' < t_D < T' + \tau_f$

$$t_{(1)}^{[n]} = \tau_n, \\ 0 < t_{(2)}^{[n]} < \tau_f, \\ t_{(3)}^{[n]} = T' - \tau_n - t_{(2)}^{[n]}$$

$$I_{(1)}^{[n]} = A_{(ii)}^{n-1} \cdot I_{(1)}^{[1]} + (A_{(ii)} - E)^{-1} \\ \cdot (A_{(ii)}^{n-1} - E) \cdot B_{(ii)} \quad (6)$$

$$A_{(ii)} = \begin{pmatrix} 0 & -e^{-kT'} \\ e^{-kT'} & e^{-kT'} \end{pmatrix}, \\ B_{(ii)} = \begin{pmatrix} 2E/3R - (E/3R)e^{-k\tau_f} & -(E/3R)e^{-kT'} \\ -E/3R + (2E/3R)e^{-k\tau_f} & -(E/3R)e^{-kT'} \end{pmatrix}$$

$$e^{-kt_{(2)}^{[n]}} = (2E/3R) / \{(2E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\} \\ + I_{(2)}^{[n]} e^{-k\tau_n} - (E/3R) \cdot (1 - e^{-k\tau_n})$$

[3] モード(iii)の解析

条件: $\tau_f < t_D < T'$

$$0 < t_{(1)}^{[n]} < \tau_n, \\ t_{(2)}^{[n]} = \tau_n - t_{(1)}^{[n]}, \\ t_{(3)}^{[n]} = T' - \tau_n$$

$$I_{(1)}^{[n]} = A_{(iii)}^{n-1} \cdot I_{(1)}^{[1]} + (A_{(iii)} - E)^{-1} \\ \cdot (A_{(iii)}^{n-1} - E) \cdot B_{(iii)} \quad (7)$$

$$A_{(iii)} = \begin{pmatrix} 0 & -e^{-kT'} \\ e^{-kT'} & e^{-kT'} \end{pmatrix}, \\ B_{(iii)} = \begin{pmatrix} 2E/3R - (E/3R)e^{-k\tau_f} & -(E/3R)e^{-kT'} \\ -E/3R + (2E/3R)e^{-k\tau_f} & -(E/3R)e^{-kT'} \end{pmatrix} \\ e^{-kt_{(1)}^{[n]}} = (E/3R) / \{(E/3R) + I_{(1)}^{[n]}\}$$

[4] モード(iv)の解析

条件: $0 < t_D < \tau_f$

$$t_{(1)}^{[n]} = \tau_n, \\ 0 < t_{(2)}^{[n]} = t_D < \tau_f, \\ t_{(3)}^{[n]} = T' - \tau_n - t_{(2)}^{[n]}$$

$$I_{(1)}^{[n]} = A_{(iv)}^{n-1} \cdot I_{(1)}^{[1]} + (A_{(iv)} - E)^{-1} \\ \cdot (A_{(iv)}^{n-1} - E) \cdot B_{(iv)} \quad (8)$$

ただし

$$A_{(iv)} = \begin{pmatrix} (1/2)e^{-kT'} & 0 \\ 0 & (1/2)e^{-kT'} \end{pmatrix}, \\ B_{(iv)} = \begin{pmatrix} (E/2R)(1 - e^{-kT'}) \\ (E/2R)(1 - e^{-kT'}) \end{pmatrix} \\ e^{-kt_{(2)}^{[n]}} = (E/3R) / \{I_{(2)}^{[n]} e^{-k\tau_n} \\ + (E/3R)(1 - e^{-k\tau_n}) + (E/3R)\}$$

[5] モード(v)の解析

この場合は純抵抗負荷を意味し、 $t_{(1)}^{[n]} = \tau_n$ 、 $t_{(2)}^{[n]} = 0$ 、 $t_{(3)}^{[n]} = \tau_f$ で τ_n と τ_f とで定まる階段状の電流波形となる。過渡状態と定常状態との区別は無い。自明だから省略する。

4. 動作モードの分類

前項3.で述べた(i)~(v)の動作モードは、定常状態においてさらにきちんと分類される。時間が経過するにつれて初期値 $I_{(1)}^{[n]}$ および $I_{(2)}^{[n]}$ など、帰還ダイオードの導

通時間 t_D , したがって $t_{(1)}^{[n]}$, $t_{(2)}^{[n]}$ および $t_{(3)}^{[n]}$ もそれぞれの動作モードに応じて, それぞれ一定値に近づくからである。これら定常状態の実現は, 式(4), (6), (7)および(8)に含まれているマトリクス $\mathbf{A}_{(1)}$, $\mathbf{A}_{(ii)}$, $\mathbf{A}_{(iii)}$ および $\mathbf{A}_{(iv)}$ の固有値の大きさに依存する。まず, それらの固有値を求めることから始める。

$$|\mathbf{A}_{(1)} - \lambda \mathbf{E}| = \begin{vmatrix} e^{-kT'} - \lambda & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & -\lambda \end{vmatrix} = 0$$

から $\mathbf{A}_{(1)}$ の2つの固有値 λ_1, λ_2 は共役な複素数

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= e^{-kT'}(1 + j\sqrt{3})/2, \\ \lambda &= e^{-kT'}(1 - j\sqrt{3})/2 \quad (j^2 = -1) \end{aligned}$$

となり, これらの絶対値 ρ は共に等しく

$$\rho = |\lambda_1| = |\lambda_2| = e^{-kT'} < 1$$

である。ところで一般にマトリクス

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}$$

の固有値が共役な複素数 $\lambda = \rho(\cos \theta \pm j \sin \theta)$ であると

$$\mathbf{A}^n = \frac{\rho^{n-1}}{\sin \theta} \begin{pmatrix} a_{11} \sin n\theta - \rho \sin(n-1)\theta & \\ a_{21} \sin n\theta & \\ a_{12} \sin n\theta & \\ a_{22} \sin n\theta - \rho \sin(n-1)\theta \end{pmatrix} \quad (9)$$

となるので⁽⁸⁾,

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{(1)}^n &= \begin{pmatrix} e^{-kT'} & e^{-kT'} \\ -e^{-kT'} & 0 \end{pmatrix}^n = \frac{(e^{-kT'})^n}{\sin \theta} \\ &\times \begin{pmatrix} \sin n\theta - \sin(n-1)\theta & \sin n\theta \\ -\sin n\theta & -\sin(n-1)\theta \end{pmatrix} \\ &\text{ただし, } \theta = \cot^{-1}(1/\sqrt{3}) = \pi/3 \end{aligned}$$

だから $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{A}_{(1)}^n = \mathbf{0}$ 。故に式(3)によって定常解 $\mathbf{I}_{(1)}$ が求められる。同様に $\mathbf{A}_{(ii)} = \mathbf{A}_{(iii)}$ の固有値を計算すると, 今度も

$$\begin{aligned} \lambda &= e^{-kT'}(1 \pm j\sqrt{3})/2 \\ \rho &= |\lambda| = e^{-kT'} < 1 \end{aligned}$$

故に,

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{(ii)}^n &= \mathbf{A}_{(iii)}^n = \begin{pmatrix} 0 & -e^{-kT'} \\ e^{-kT'} & e^{-kT'} \end{pmatrix}^n = \frac{(e^{-kT'})^n}{\sin \theta} \\ &\times \begin{pmatrix} -\sin(n-1)\theta & -\sin n\theta \\ \sin n\theta & \sin n\theta - \sin(n-1)\theta \end{pmatrix} \\ &\text{ただし, } \theta = \cot^{-1}(1/\sqrt{3}) = \pi/3 \end{aligned}$$

で, $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{A}_{(ii)}^n = \lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{A}_{(iii)}^n = \mathbf{0}$ が成立ち, $\mathbf{I}_{(1)}$ の算定ができる。 $\mathbf{A}_{(iv)}$ については, $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{A}_{(iv)}^n = \mathbf{0}$ なることは明白である。

以上によってすべてのモードについて, 定常解の存在が確認できたので, 定常状態の継続時間 t_D , $t_{(1)}$, $t_{(2)}$ および $t_{(3)}$ が計算できる。次に, 定常状態における動作モードの分類条件を与える。ここでは

$$e^{-kT'} \equiv a, \quad e^{-kT'} \equiv b \quad (0 < b < a < 1)$$

とおくことにして, 以下に分類条件を列挙する。

モード(i)

$$\begin{aligned} I_{(1)} &= \lim_{n \rightarrow \infty} I_{1(1)}^{[n]} = (E/3R) \cdot \{a(1+b) \\ &\quad - 2(b^2 - b + 1)\} / (b^2 - b + 1) > 0 \\ t_{(1)} &= \lim_{n \rightarrow \infty} t_{(1)}^{[n]} < \tau_n \end{aligned}$$

より, このモードの条件は, 次の不等式で示される。

$$\begin{aligned} a &> 2(b^2 - b + 1)/(1+b) \\ \text{および } 0 &< b < a < 1 \end{aligned} \quad (10)$$

モード(ii)

$$\begin{aligned} I_{1(2)} &= I_{2(1)}(b/a) - (E/3R) \{1 - (b/a)\} \\ &= -(E/3R) (2b - 1) \\ &\quad \cdot (b - 1)/(b^2 - b + 1) > 0 \\ (I_{1(2)} &= \lim_{n \rightarrow \infty} I_{1(2)}^{[n]}, \quad I_{2(1)} = \lim_{n \rightarrow \infty} I_{2(1)}^{[n]}) \\ t_{(2)} &= \lim_{n \rightarrow \infty} t_{(2)}^{[n]} < \tau_f \end{aligned}$$

$$\text{ただし, } I_{2(1)} = (E/3R) \cdot \{(2-b)a - (b^2 - b + 1)\} / (b^2 - b + 1)$$

から, 次の不等式で与えられる範囲である。

$$\begin{aligned} a &< 2(b^2 - b + 1)/(1+b), \\ (1/2) &< b \quad \text{および } 0 < b < a < 1 \end{aligned} \quad (11)$$

モード(iii)

$$I_{2(1)} = (E/3R) \cdot \{(2-b)a$$

$$-(b^2 - b + 1) / (b^2 - b + 1) > 0$$

$$(I_{2(1)} = \lim_{n \rightarrow \infty} I_{2(1)}^{[n]})$$

$$t_{(1)} = \lim_{n \rightarrow \infty} t_{(1)}^{[n]} < \tau_n$$

から、次の不等式で示される範囲を得る。

$$a > (b^2 - b + 1) / (2 - b),$$

$$b < (1/2) \text{ および } 0 < b < a < 1 \quad (12)$$

モード(iv)

$$I_{2(2)} = I_{2(1)}(b/a) + (E/3R) \cdot \{1 - (b/a)\} > 0$$

$$(I_{2(2)} = \lim_{n \rightarrow \infty} I_{2(2)}^{[n]}, I_{2(1)} = \lim_{n \rightarrow \infty} I_{2(1)}^{[n]})$$

$$t_{(2)} = \lim_{n \rightarrow \infty} t_{(2)}^{[n]} < \tau_f$$

ただし、 $I_{2(1)} = (E/R) \cdot (1 - b) / (2 - b)$

$$a < (b^2 - b + 1) / (2 - b)$$

$$\text{および } 0 < b < a < 1 \quad (13)$$

モード(v)

この場合 $L=0$ だから $k=\infty$ 。故に

$$a = b = 0 \quad (14)$$

上記において関数 $a = f(b) = 2(b^2 - b + 1) / (1 + b)$ および $a = g(b) = (b^2 - b + 1) / (2 - b)$ を考察すると、

$$f(1/2) = f(1) = 1,$$

$$g(0) = g(1/2) = \frac{1}{2}$$

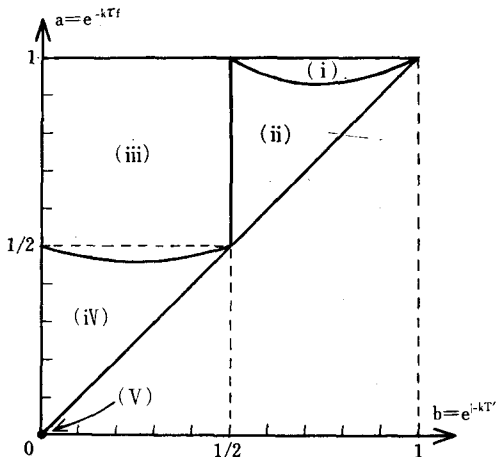


図 5 各モードの動作領域

また、 $1/2 < b < 1$ で $df/db=0$ となるのは、 $f'(-1 + \sqrt{3})=0$ 、 $0 < b < 1/2$ で $dg/db=0$ となるのは、 $g'(2 - \sqrt{3})=0$ 。そして、 $d^2f/db^2 > 0$ 、 $d^2g/db^2 > 0$ が常に成立するから、 $f(b)$ および $g(b)$ は共に下に凸である。図 5 は、不等式(10)、(11)、(12)、(13)および等式(14)の各範囲を示したものである。結局本逆変換器の動作は、ゲート信号の長さ τ (したがって、 τ_n または τ_f) と負荷の時定数 $k=R/L$ を与えると、図 5 によって完全に定まることが判明した。

5. むすび

本論文では、周期的な断続回路を解析する一方法として、回路の諸量(変数)の初期値に関するマトリクス漸化式を用いることができることを述べ、PWM 3 相逆変換器を実例にとり解析した。この方法は、回路の断続が外部から強制的に行われるときには、特に有効であるが、本例で示したように回路の断続が現象そのものに依存する場合にも適用し得る。なお、ここには、記載していないが、定常状態における解析結果は実測波形と一致する。今後の課題として、本法が常に可能であるかどうか、また断続回路の理論における β マトリクスに相当する個所をどのように取扱えばよいかなどの検討が必要である。

謝辞 日ごろ懇切なる御指導をたまわっている本学電気工学科山中正直教授、京工織大・工芸学部電気工学科岡本弘助教授ならびに研究室諸氏に深謝致します。

文 献

- (1) S. Hayashi: Periodically Interrupted Electric Circuits (1961)
- (2) K.R. Jordan et al: IEEE Transactions on Industry and General Applications, Vol. IGA No. 6, Nov./Dec. (1969)
- (3) 井村: 奈良高専研究紀要 第7号 (昭和46年)
- (4) 山中, 井村, 岡本他: 電気学会全国大会 (昭和48/4月)
- (5) 井村: 奈良高専研究紀要 第8号 (昭和47年)
- (6) 井村, 山中, 岡本: 電気関係学会関西支部連合大会 (昭48/10月発表)
- (7) 岡田, 野中: 九大工学集報 (昭和43年)
- (8) 林重憲: 演算子法と過渡現象 (国民科学社)

相互相関法を用いたガンマ線スペクトル解析*

上 田 勝 彦
石 桁 正 士**
西 川 喜 良***

Analysis of Gamma Ray Spectrum Using Cross Correlation Method

Katsuhiko UEDA, Tadashi ISHIKETA,
and
Kiyoshi NISHIKAWA

The cross correlation method was tried to apply to determine an unknown energy spectrum of γ -rays from observed data using a particular γ -ray detector. This method is as follows: taking the response of the detector for a monochromatic γ -rays as the search spectrum, the cross correlation function between the search spectrum and the data spectrum is computed.

The application of the cross correlation method to the observed results enables us to determine the energy spectrum of γ -rays using an organic scintillator. The measurements are performed for γ -rays of radioactive sources with energy over a range from about 0.5 MeV to 1.8 MeV. As compared with the both methods, the response matrix method and that using Fourier transformations, the special merit of this method is that the computing time is very short because the process of computation is simpler than those for the former two methods. For example, the time for processing data obtained by a 400 ch. detector is found to be less than 10 sec. by using the FACOM computer model 230-60. The resolving power by this method—the FWHM value of the peak was in the range from 25% to 90% for the change of energy of γ -rays—was poorer than that by using an inorganic scintillator such as NaI (Tl). However, this problem will be improved with devisery of the shape of the search spectrum and of the process of the computation.

1. 緒 言

相関法は不規則な事象を表わす時間関数または空間関数を対象として、1)事象を表わす信号そのものの解析、2)2つ以上の信号の相関関係の推定、3)システムの動特性の推定の3つをおもな目的として、理工学の方野にお

いて応用され、大きな成果をあげてきた⁽¹⁾。

近年ますます高分解能が要求される γ 線エネルギー分析においては、まず γ 線測定器自体に種々のくふう改善がなされてきたが、情報処理の方野においてもくふうがなされ、フーリエ変換を用いる方法^{(2),(3)}やレスポンス行列法⁽⁴⁾が電子計算機の普及とともに開発されてきた。これらは前述の1)や3)の目的と関連した問題である。

最近、情報処理の方野において、パターン認識などの1つの基本的な考え方になっている前述の2)の考えを γ 線エネルギー分析に適用することも有効な方法であると考えられる。すなわち、いかなる γ 線測定器においてもその出力波高の分布は測定器によってある特有な形を示す。このなかで最も単純なものは検出器に単色 γ 線が入

*) 本論文の内容の一部は既に *Radioisotopes*, Vol. 20, No. 12 (1971) に発表したものである。その後の本研究の進展については、著者の一人(上田)に交付された昭和47年度文部省科学研究費補助金(奨励研究A)に負うところが多い。ここに記して謝意を表わす。

***) 大阪電気通信大学工学部

****) 甲南大学理学部

射した場合の出力波高分布であり、任意の場合の複雑な分布についてはこれらの重ね合わせの結果であると考えられる。このことから、その測定器の単色 γ 線に対する応答関数(サーチ・スペクトル)と任意のデータ・スペクトルとの間の相互相関を求めることにより、エネルギーの決定が行えると考えられる。

以上の考え方にもとづく方法はすでに W. W. Blackら^{5)⑥)}によって提案されているが、Blackらの例はおもに応答関数が正規分布形の光電ピークが得られる場合のみであり、また Blackが用いた計算法についてもいくつかの問題点がある。

さて、 γ 線のエネルギー分析を目的とした検出器としては NaI(Tl) や Ge(Li) などが常識となっており、有機シンチレータはほとんど使用されない。しかし、有機シンチレータは NaI(Tl) や Ge(Li) などに比して、i) 低価格である。ii) 比較的大体積でかつ、任意の形状のものが容易に製作できる。iii) 応答時間が速い、などの特長があり、何らかの方法により有機シンチレータを用いて、 γ 線エネルギー分析が可能になれば、とくに高分解能を要求しない特定の目的に対しては非常に有効な検出器となると考えられる。また上述のことと関連して、サーチ・スペクトルが数学的には非常に簡単な正規分布形を与える測定器に限らず、任意の分布形を与える測定器にまでこの相互相関を用いた情報処理の手法を一般化することはおのおのの検出器の特性を十分生かした測定が可能になるという点で重要であると考えられる。

本論文では以上のような考えから正規分布形でない応答関数を与える有機シンチレータを用いた γ 線測定器について相互相関法を適用することによりエネルギー決定が可能になることを示し、さらにこの場合最も重要な問題と考えられるサーチ・スペクトルの決定方法や今後解決しなければならない相関法に関する一般的な問題点についても述べる。

2. 相関法の適用に関する一般的考え方

2.1 基本的な考え方

時間的または空間的に有限でかつ離散的な関数 $x(t)$, $y(t+n\tau)$ に関する相互相関関数の推定値 $\hat{R}_{xy}(n\tau)$ は

$$\hat{R}_{xy}(n\tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) \cdot y(t+n\tau)\tau \quad (2.1)$$

で定義される^{①)}。ここで τ はサンプル間隔であり、 N はサンプル数である。この相互相関関数の意味は、2関数間の統計的な相関の程度を表わす関数であるということである。

この演算において、移動平均の過程は周波数空間で考えると低域フィルタ特性をもつと考えることができる^{①)}。したがって、データの平滑化効果が期待できる。しかし一方、低域フィルタの特性より分解能を低下させることにもなる。そこでデータの中で必要情報をもつ部分(明確な光電ピークをもつ場合はその光電ピーク部分であり、有機シンチレータの場合のようにほとんどコンプトン成分である場合はコンプトン・エッジの部分)の周波数成分だけを通過させるような特性、すなわち帯域フィルタ特性をもたせることにより、分解能の低下をある程度補償することができる。したがって本研究においては(2.1)式を変形した次式で表わされるような相互相関関数の推定値 $\hat{R}_{xy}(n\tau)$ を用いた。

$$\left. \begin{aligned} \hat{R}_{xy}(n\tau) &= \frac{1}{N-1} \sum_{t=0}^{N-1} x(t) \\ &\quad \cdot \{y(t+n\tau) - A(n\tau)\}\tau \\ A(n\tau) &= \frac{1}{N} \sum_{t=\tau}^{\tau+N-1} y(t) \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

ここで、 N はサーチ・スペクトルの幅、 $x(t)$ はサーチ・スペクトル、 $y(t)$ はデータ・スペクトル、 t はチャネル数、 $n\tau$ はチャネル差である。

さて、以上述べた相関法を γ 線エネルギー分析に適用する基本的な考え方は、まず、その測定器の応答関数である単色 γ 線に対する波高分布、すなわちサーチ・スペクトルを求めておき、ついで任意の γ 線に対する波高分布、すなわちデータ・スペクトルを測定する。データ・スペクトルは任意のエネルギーの単色 γ 線に対する応答(その形はある限られたエネルギー領域においてはほぼサーチ・スペクトルに等しいと考えられる。)の重ね合わせであると考えられるゆえ、サーチ・スペクトルとデータ・スペクトルとの間の相互相関を求めれば、データ・スペクトルのなかでサーチ・スペクトルの形に近い成分をもつ部分での相関値が、他の部分よりも大きくなり、その位置において相互相関関数の推定値はピークをもつことになる。

2.2 サーチ・スペクトルの推定

相互相関法によるデータ処理は、単色 γ 線に対する測定器の応答関数、すなわちサーチ・スペクトルと測定結果であるデータ・スペクトルとの間の相互相関を計算することであるが、このとき最も重要な問題の1つはサーチ・スペクトルをいかに決定するかである。またもう1つの重要な問題はサーチ・スペクトルの形である。なぜなら、この相互相関法は2・1においても述べたように、データ・スペクトルのなかからサーチ・スペクトル

と同じ特徴をもつパターンを抽出しようとするものであるから、サーチ・スペクトルはその特徴抽出に対して、より有形な形をもつものが望ましいからである。

このサーチ・スペクトルの推定方法には主としてつぎの3つのものが考えられる⁽⁸⁾。すなわち、a)単色 γ 線の実測値であるデータ・スペクトルを関数化したもの、b)モンテカルロ法によるもの、c)解析的方法によるものである。これら3つの方法のなかで、いずれの方法によれば最も有効であるかということについては現在検討中であり、明確な結論には至っていないが、相互相関法におけるサーチ・スペクトルはその測定器の特性の本質をより明確に示すものでなければならない。この観点からすると、現実の測定器の諸条件を包含した形でサーチ・スペクトルが得られるという点では、前述のa)の方法によるものが適切であると考えられる。しかし、現実の諸条件に影響されない測定器固有の特性を示すという点ではb)およびc)の方法がすぐれているといえる。しかし、これを計算によって求めるのはかなり労力を要する。

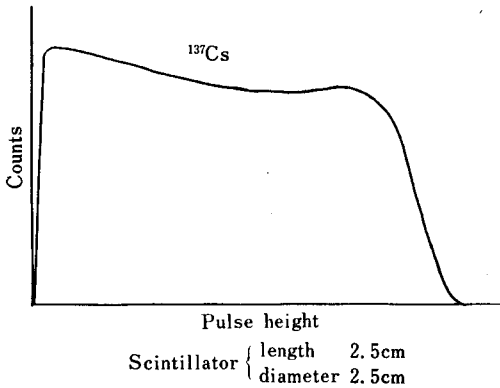


Fig. 1 Experimental pulse height distribution function

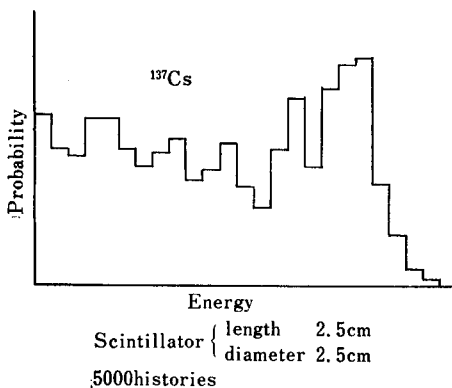


Fig. 2 Monte Carlo estimate of response function

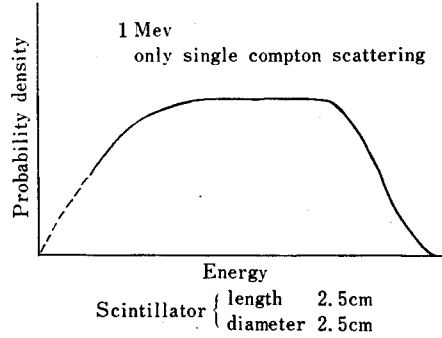


Fig. 3 Result of analytical expectation

有機シンチレータを用いた測定器の場合のサーチ・スペクトルについては著者らは上述のa), b), c)の3つの方法によって推定した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。その結果を Fig.1~Fig. 3 に示す。

以上3つの方法によって得られた有機シンチレータを用いた測定器の応答関数の形 (Fig. 1~Fig. 3) は基本的にほぼ一致しており、有機シンチレータを用いた測定器のサーチ・スペクトルの形としては大体このような関数形をとればよいと考えられる。本研究においては一例としてa)の方法による結果を採用した。

3. γ 線相関スペクトルの計算結果および考察

本研究において対象とした有機シンチレータおよび測定に用いた標準線源は Table 1 に示すとおりである。また測定には 400ch. 波高分析器を用いた。種々の γ 線に対して、各シンチレータを用いて測定した結果、シンチレータの違いによる応答関数の違いはほとんどなく、相互相関スペクトルを計算した結果にもシンチレータの種類による影響はあまりみられなかったため、以下の記述においては、ビフェニールを用いた場合について詳しい考察を行なうことにする。

Table 1 Scintillators and gamma ray sources used in measurements

Scintillators	Gamma ray sources
Biphenyl	137Cs, 60Co, 54Mn, 22Na 88Y
Naphtalene	
Parataphenyl	
Diphenyl	
TolueneLiquid	

まず、Table. 1 に示した各線源からの γ 線に対するビフェニールの応答は、Fig. 4 に示すとおりである。このなかで、¹³⁷Csの0.662MeVの γ 線に対する応答を

サーチ・スペクトルとして、 ^{137}Cs 以外の γ 線に対する測定結果であるデータ・スペクトルとの相互相関を (2.2) 式にしたがって計算した。その結果を Fig. 5 に示す。この処理に要した時間は 400 ch. のデータについて、10秒以内であった。この計算において、サーチ・スペクトルとして ^{137}Cs の γ 線に対する応答を採用した理由は、本研究においては放射性同位元素から放出されている 1MeV 近傍の γ 線の測定に重点をおいたので、このエネルギー領域にある単色 γ 線として ^{137}Cs のデータ・スペクトルをサーチ・スペクトルとし、その関数形は比較的せまいエネルギー範囲においては近似的に変化しないと仮定した。しかしサーチ・スペクトルはエネルギーによって変化するので、この近似が成り立つのはたかだか 1MeV 近くまでであろう。それは Fig. 5 の結果において高いエネルギー側での相関関数の変形となっても現れている。したがって今後、サーチ・スペクトルをエネルギー領域によって変えることを検討しなければ

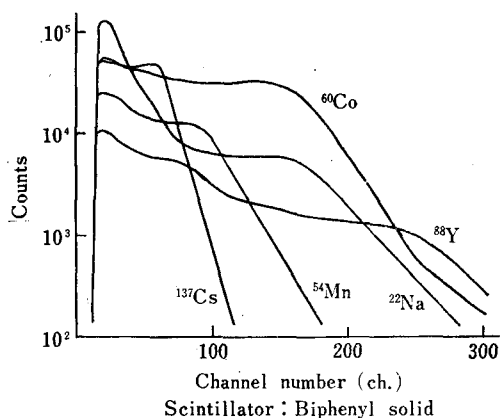


Fig. 4 Pulse height distribution for gamma rays with various energy obtained by using organic scintillator

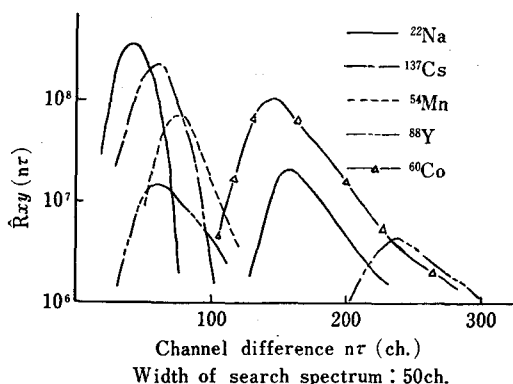


Fig. 5 Cross correlation function between search spectrum and data spectrum

ならない。

この相互相関の計算においては、サーチ・スペクトルの幅 (実測値そのままでは 200ch. におよぶ) により平均化区間が異なり、その結果、通過周波数帯域が異なってくる。このことは分解能に直接影響を与えることになるので、その最適幅を求めるために ^{88}Y の 1.835MeV の γ 線に対してサーチ・スペクトルの幅を変化させながら相関スペクトルの半値幅の変化を求めた。その結果を Fig. 6 に示す。この図からわかるように、サーチ・スペクトルの幅を減少させるにつれて、相関スペクトルの半値幅は減少する傾向がある。

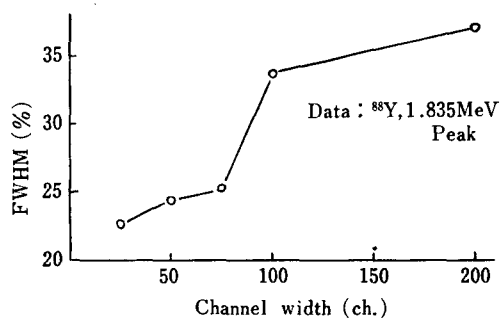


Fig. 6 Change in FWHM of peak of cross correlation function as a function of the width of search spectrum

この理由は、周波数空間において考えるとわかりやすく、サーチ・スペクトルの幅の減少にともなって、通過周波数帯域が高域へ延長され、相対的に高周波成分が強調される結果から生じるものである。しかしそのために比較的高周波成分をもつ統計の変動が相関スペクトルに大きくはいつてくることになる。したがってピークの広がりや統計の変動との兼ね合いから、サーチ・スペクトルの幅は 50ch. の場合が最も適当と考えられた。Fig. 5 の結果はサーチ・スペクトルの幅を 50ch. にして計算したものである。

この結果から相関スペクトルのピークの半値幅を求めると Fig. 7 のようになり、入射 γ 線のエネルギーと相関スペクトルのピーク位置との関係を表わしたものが Fig. 8 である。この結果から相関スペクトルのピーク位置と γ 線エネルギーとの間には明確な関数関係があることがわかる (本研究における結果の場合には近似的な比例性がある)。これは Fig. 4 のデータ・スペクトルとサーチ・スペクトルのピーク位置の関係から、コンプトン・エッジの部分の情報抽出を行なっていることになり、このことは有機シンチレータを用いた場合、 γ 線エネルギーとコンプトン電子のエネルギーとの間に理論的

には関数関係（確率的であるがその分布関数は決定的である）があり⁽¹⁰⁾、さらにコンプトン電子のエネルギーと出力波高値との間に比例関係があるという実験的に確認されている事実⁽⁷⁾からとの2つから説明できる。

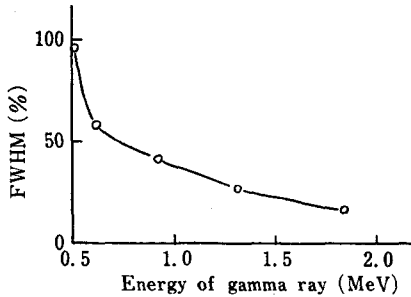


Fig. 7 Change in FWHM of peak of cross correlation function as a function of the energy of gamma rays

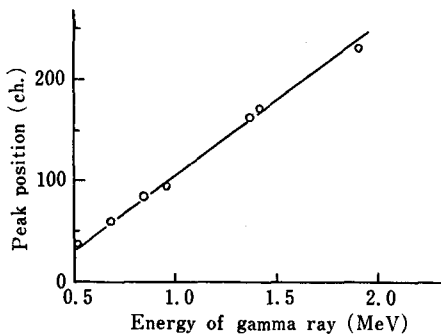


Fig. 8 Relation between the energy of gamma rays and the peak position of cross correlation function

以上の結果から、有機シンチレータは γ 線のエネルギー測定には不向きであるといわれているが、適当な情報処理を行なうことによって、分解能の点ではまだ問題があるが、無機シンチレータと同様に γ 線エネルギーに対応する単峰性のピークが得られ、エネルギー測定がある程度可能になる⁽¹¹⁾。

4. 分解能の改善⁽¹²⁾⁽¹³⁾

前章において計算した相互相関スペクトルは分解能が十分でなく、またこれが直接 γ 線のエネルギー・スペクトルを表わすものではない。この点を解決するために Fig. 9 (a) に示すように、測定器と相関関数の計算過程を一つのシステムとして考える。この図において、 $f(E)$ は γ 線の真のスペクトル、 $\delta(E-E')$ はディラックのデルタ関数であり、単色 γ 線のスペクトルを表わす、 $K(E,t)$ は測定器の応答関数（インパルス応答）、 $A(t,\tau)$

は相関関数計算過程の応答関数（インパルス応答）、 $G(E,\tau)$ は測定器—計算過程システムの応答関数（インパルス応答）、である。このように考えると、相互相関スペクトル $\hat{R}_{xy}(\tau)$ はシステムの応答関数 $G(E,\tau)$ と真のスペクトル $f(E)$ とのコンボリューション積分で与えられる。すなわち

$$\hat{R}_{xy}(\tau) = \int_{E_a}^{E_b} G(E,\tau) \cdot f(E) \cdot dE \quad (4.1)$$

ここで、 E_a はエネルギーの下限、 E_b はエネルギーの上限である。

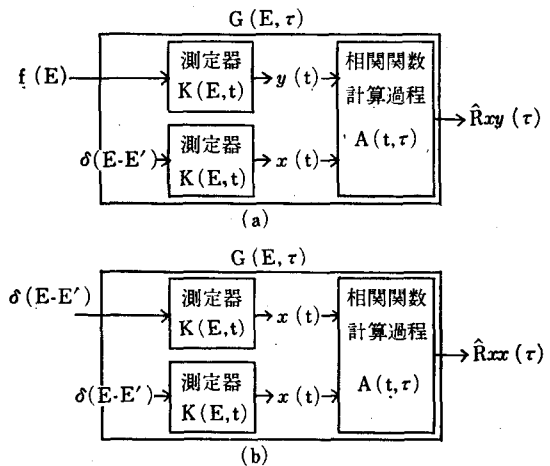


Fig. 9 Blockdiagram of the measuring equipment—correlation processing process system

したがって、この関係よりシステムの応答関数 $G(E,\tau)$ があらかじめ求められていれば、相互相関スペクトル $\hat{R}_{xy}(\tau)$ からディコンボリューション演算により、真のスペクトル $f(E)$ を求めることができる。

この場合、応答関数 $G(E,\tau)$ は次のようにして求めることができる。すなわち、Fig. 9(b) に示すように、単色 γ 線に対する測定器の応答関数であるサーチ・スペクトル $x(t)$ の自己相関関数 $\hat{R}_{xx}(\tau)$ は、いま考えているシステムのインパルス応答そのものであるから、このサーチ・スペクトルの自己相関関数を種々のエネルギーについて求めておけば、これがこのシステムの応答関数 $G(E,\tau)$ を表わすことになる。本研究では、相互相関関数を計算するときに用いたサーチ・スペクトルの自己相関関数をこのシステムの応答関数とした。

(4.1) を数値計算で解く方法には種々のものがあるが、その一例として、ガウス・ザイデル法により (4.1) 式の数値解を求めた結果を Fig. 10, Fig 11 に示す。

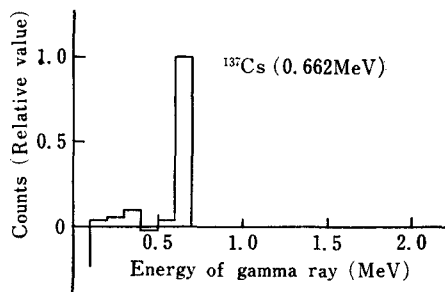


Fig. 10 Energy spectrum of gamma ray from ^{137}Cs

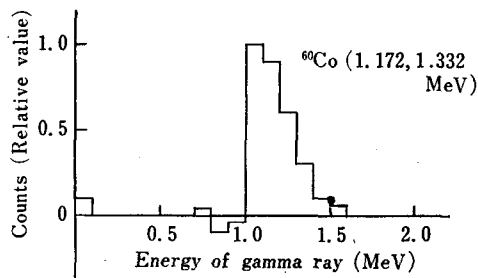


Fig. 11 Energy spectrum of gamma ray from ^{60}Co

この結果と Fig. 5 の相関スペクトルとを比較すると、ディコンボリューション演算を行なうことにより、分解能が改善されていることがわかる。しかし、Fig. 11 の結果にみられるように ^{60}Co からの 1.172 MeV と 1.332 MeV の γ 線の分離は行えなかったが、Fig. 10 の結果との比較から、単色 γ 線でないことは判断できる。また解が正負に振動しているのがみられるが、これは応答関数 $G(E, \tau)$ を決定する際に用いたサーチ・スペクトルにエネルギーの変化による変形効果を考慮しなかったことと、 $G(E, \tau)$ および $\hat{R}_{xy}(\tau)$ の統計的変動によるものと思われる。

5. 結 言

以上のことを総合すれば

1) 有機シンチレータを用いて得られた測定結果に相互相関法を適用することにより、 γ 線のエネルギー測定がある程度可能であることが明らかになった。

2) サーチ・スペクトルの推定法、およびその分布形については問題が多いが、その基本的な推定方法については明らかになった。

3) サーチ・スペクトルの幅については分解能と統計

的変動の観点から一応最適幅を決定することができたが、その証明は今後の問題とする。

4) おもに分解能に関連してサーチ・スペクトルの特徴や相関関数およびディコンボリューションの計算の過程については、今後、検討を要する問題が多く、これらについては周波数空間における考察が有効であると考えられ、また周波数空間での取扱いによって相互相関法の理論的根拠がより明確になるものと思われる。

なお本研究における計算には京都大学大型計算機センターの FACOM-230-60型 電子計算機を使用した。

本研究において用いた各種のシンチレータを製作、提供して下さった和歌山大学教育学部物理学教室久実助教授、および実験にさいして非常にお世話になった日本原子力研究所大洗研究所アイソトープ事業部利用開発室 F P 利用係長和田延夫氏に対し深く感謝する。

文 献

- (1) 磯部 孝：相関関数およびスペクトル，東京大学出版会，東京（1968）
- (2) T. Inouye, N. C Rasmussen : Trans of the A.N.S., 10, 38 (1967)
- (3) N. C. Rasmussen, et al : MITNE-85 (1967)
- (4) J. Kockum, N. Starfelt : Nucl. Instr. & Meth., 4, 171 (1957)
- (5) W. W. Black : Nucl. & Meth., 71, 317 (1969)
- (6) A. L. Connelly, W. W. Black : Nucl. Instr. & Meth., 82, 141 (1970)
- (7) 野口：第6回理工学における同位元素研究発表会要旨集 64 (1969)
- (8) 西川，石桁，上田：第8回理工学における同位元素研究発表会要旨集，45 (1971)
- (9) K. Nishikawa, T. Ishiketa, K. Ueda : Mem. of the Kōnan Univ., Science Series, No. 14 (1971)
- (10) 三輪博秀：応用放射線計測，日刊工業新聞社，東京 (1961)
- (11) 上田，石桁，西川：Radioisotopes, 20, 649 (1971)
- (12) 上田，石桁，西川：第19回応用物理学関係連合講演会予稿集，243 (1972)
- (13) 上田，石桁，西川：第15回自動制御連合講演会予稿集，493 (1972)

Electrical and Optical Properties of Phthalocyanine Single Crystals

Jun KYOKANE, Katumi YOSHINO* and Yoshio INUISHI*

Abstract—The metallic phthalocyanine single crystals were grown by sublimation techniques based on modification of Linsteads methods,⁽¹⁾ and dark conductivity, activation energy, photoconduction spectra and fluorescence spectra were investigated. Their photoresponse was observed about CuPc (1.085 μ) and CoPc (1.2–1.3 μ), but not about H₂Pc and ZnPc. The fluorescence was observed about H₂Pc (763, 808, 860, 917m μ) and ZnPc (795, 888, 948m μ), but not about CuPc and CoPc. The above two facts were explained by S-T interaction introduced by the central metal ion of phthalocyanine molecule.

1. Introduction

The general formula of the metallic phthalocyanine is shown in Fig.1, where M is a bivalent metal, such as copper, cobalt, zinc, etc. It is structurally similar to the biologically important molecules, chlorophyll and haemoglobin. Chlorophyll, for example, central metal is substituted for Mg, and haemoglobin is substituted for Fe. It may also be applied to the compounds of the porphyrin group.

The structural properties of phthalocyanine are discussed on X-ray analysis, polymorphism, electron microscope and absorption spectra.⁽²⁾ While, the electrical and

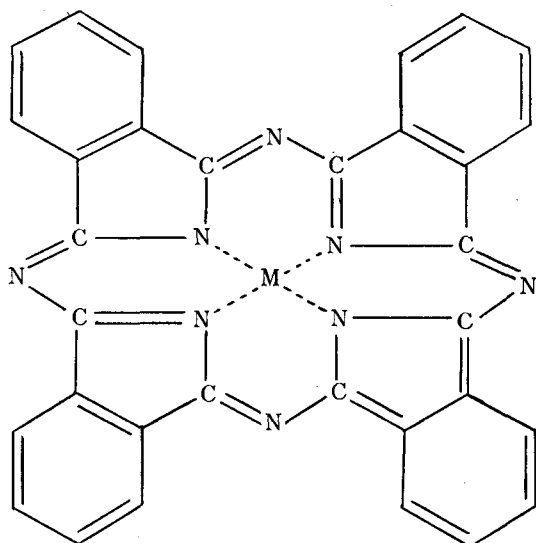


Fig. 1. Structure of the metallic phthalocyanine molecule.

The contents of this paper were presented to J. Phys. Soc. Japan, Vol. 31, (1971) and Technol Repts. Osaka Univ. Vol. 21, (1971)

* Faculty of Engineering, Osaka University

optical properties of phthalocyanine have been much studied, and it is known to show

semiconductive and photoconductive properties. And those properties are reported in several papers.^{(1) (4) (6)} But phthalocyanine is excited thermally and optically, this process which generated free carrier has not been accomplished detailed study in case of anthracene for complicated energy band.

To investigate the electrical and optical properties of phthalocyanine, in this paper we report the dark conductivity, activation energy, photoconduction spectra and fluorescence spectra.

2. Experimental Techniques

a) Sample

A mixture of phthalonitrile and appropriate metal, about four-five nine, in evacuated pyrex glass tube was heated at 250–300°C for several hours. The product was cooled, separated from the excess of metal, and exhaustively extracted with alcohol (Soxhlet), after half hour phthalocyanine powder yield. These powder were grown by sublimation in nitrogen carrier gas under reduced pressure. The apparatus for sublimation is shown in Fig. 2.

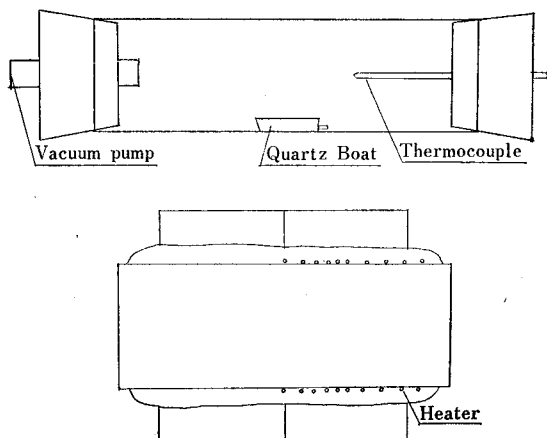


Fig. 2. Schematic of the sublimation apparatus.

Typical dimension of the crystal as grown were; length, 10–30 mm; width, 0.5–3 mm; and thickness, 0.1–0.5 mm.

b) Measurements

The sample was mounted on cleaned plate glass with a thermocouple substrate which was enclosed to a circular copper holder in the cryostat. Gold electrodes were evaporated on two sides across the direction of sample. An electric heater was wound on the outside of the sample holder, and the cryostat was mounted on vacuum apparatus. And it was evacuated to 10^{-5} mmHg before measurement for three

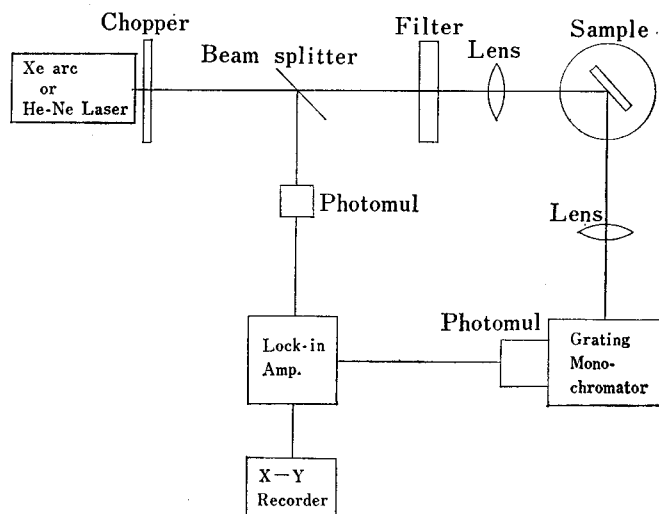


Fig. 3. Experimental apparatus for fluorescence measurement.

hours.

The dark current was measured by vibrating reed electrometer under electric field strength 10^2 – 10^4 V/cm and over the temperature range 77–380°K. W-lamp light was used the measurement of the photocurrent, which was irradiated on sample passing through a Bausch and Lomb grating monochromator.

The fluorescence spectra was observed by the apparatus shown schematically in Fig. 3.

The weak emission light was detected by the RCA-7102 photomultiplier cooled at liquid nitrogen temperature after passing through a similar monochromator and it was amplified by the Lock in Amplifier. To check the experimental apparatus, the emission spectra of phthalocyanine solution was measured and compared with the reported spectrum.

3. Experimental Results

The dark current, V-I characteristics, is shown in Fig. 4. It was linear on applied voltage up to about 10^4 V/cm and began to depend on quadratic of voltage. This quadratic dependence may be due to space charge limited current. In Fig. 5, an ex-

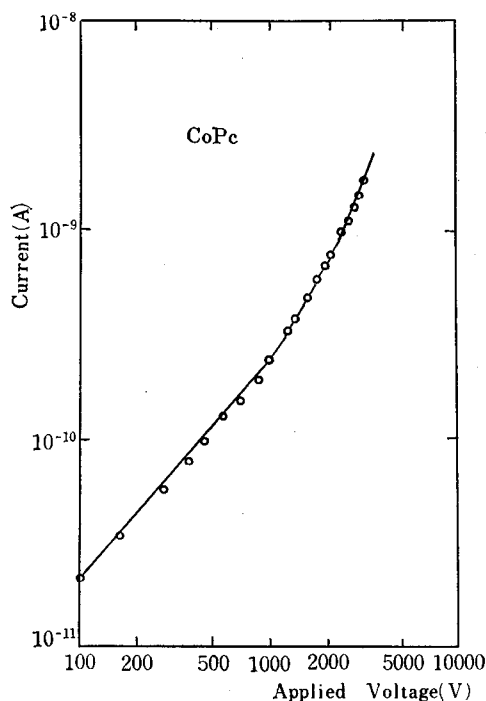


Fig. 4. An example of V-I characteristic.

ample of the dark current as function of reciprocal temperature is shown. The activation energy E_g were determined from the next equation and the slope of log

versus $1/T$ as shown in Fig. 5. A detailed

$$\sigma = \sigma_0 \text{EXP}\left(-\frac{E_g}{2KT}\right)$$

study of activation energy for CuPc is reported by the experiments of Heilmeyer et al⁽¹⁾. According to them measurements the activation energy is observed about 0.72-1.07 ev. Our data are summarized in Table I.

The obtained photoconduction spectra are shown in Fig. 6, Fig. 7, Fig. 8 and Fig. 9

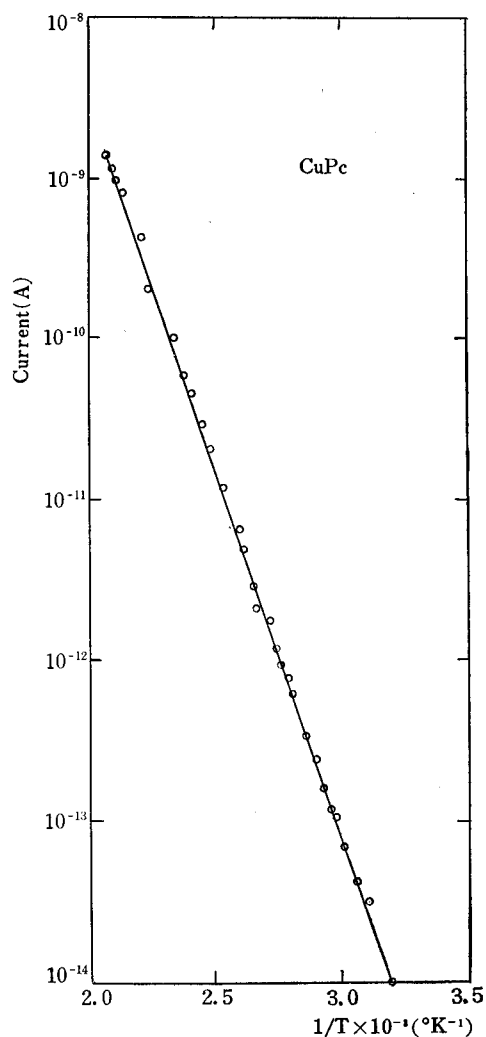


Fig. 5. An example of temperature dependence of dark current.

Table I. Dark current and activation energy

Sample		$\sigma = \sigma_0 \text{EXP} \left(-\frac{E_g}{2KT} \right)$ Activation Energy E(ev)	Conductivity σ_0
H ₂ Pc	No. 1	1.89	5.3×10^{-3}
	No. 2	2.04	1.36×10^{-2}
	No. 3	1.96	3.2×10^{-3}
CuPc	No. 1	1.84	9.0×10^{-2}
	No. 2	2.01	5.4×10^{-3}
ZnPc	No. 1	1.72	2.5×10^{-1}
	No. 2	1.65	3.4×10^{-1}
CoPc	No. 1	1.20	7.3×10^{-1}
	No. 2	1.13	2.76×10^0
	No. 3	1.32	3.6×10^{-1}
	No. 4	1.45	4.23×10^{-2}
PbPc	No. 1	1.56	5.8×10^{-2}
	No. 2	1.72	1.5×10^{-2}

for CuPc, ZnPc and CoPc respectively. The detail of ir-response of CuPc is shown in Fig. 10. The response at 1.085μ was already reported by other workers⁽¹⁾. The broad ir-response was observed also in CoPc at 1.2 - 1.3μ . But for the case of H₂Pc and ZnPc the remarkable response was not observed at near infrared region as shown in Fig. 7 and Fig. 8. The activation energy of photocurrent of these sample are summarized in Table II.

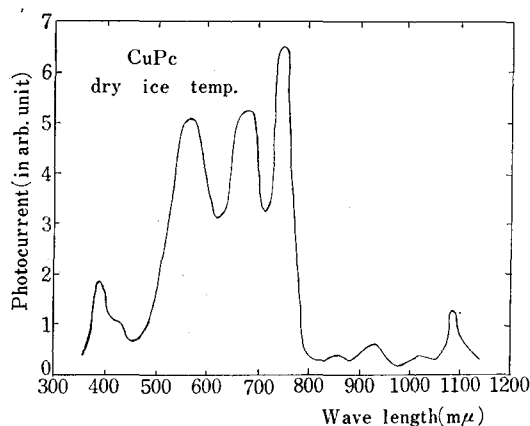


Fig. 6. Photoconduction spectra of CuPc.

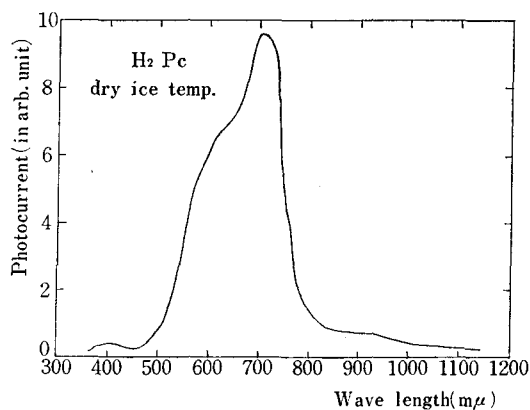
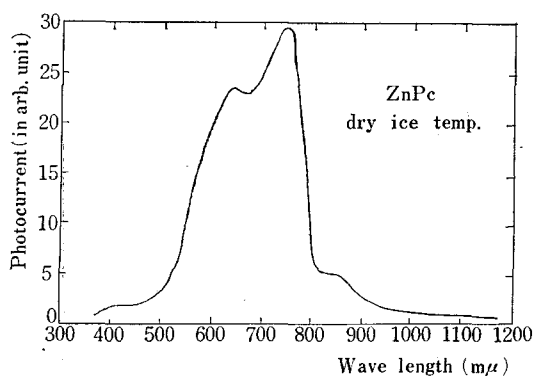
Fig. 7. Photoconduction spectra of H₂Pc.

Fig. 8. Photoconduction spectra of ZnPc.

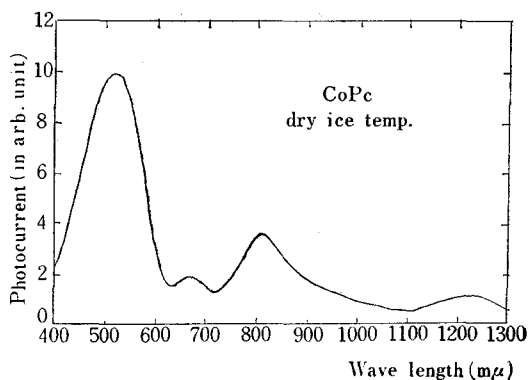


Fig. 9. Photoconduction spectra of CoPc.

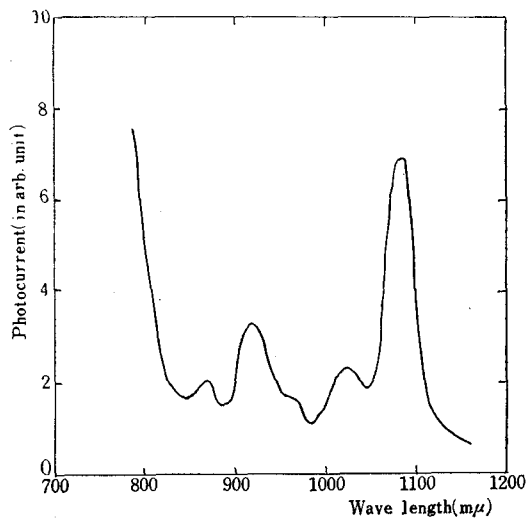


Fig. 10. Infrared photoresponse of CuPc.

Table II. Activation energy of photocurrent

Sample	Activation Energy (ev)
H ₂ Pc	No. 1 0.14
	No. 2 0.076 & 0.22
	No. 3 0.08
CuPc	No. 1 0.164
	No. 2 0.168
ZnPc	No. 1 0.177
CoPc	No. 1 0.198
	No. 2 0.185 & 0.1

The fluorescence spectra of H₂Pc and ZnPc crystals are shown in Fig. 11 and Fig. 12 respectively. The fluorescence band

were observed at 763, 808, 860, 917m μ for H₂Pc single crystal and 795, 888, 948m μ for ZnPc single crystal. The observed spectra of metal phthalocyanines and chlorophylls were summarized in TableIII. These spectra shows fairly good correspondence to the

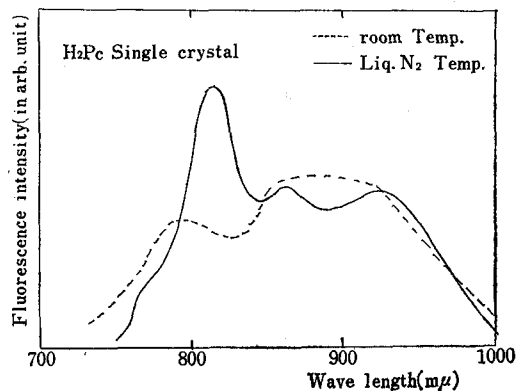
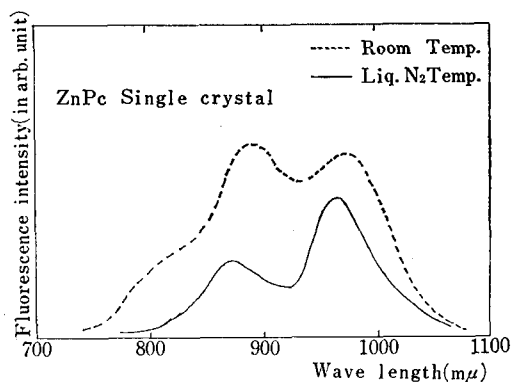
Fig. 11. Luminescence spectra of H₂Pc.

Fig. 12. Luminescence spectra of ZnPc.

Table III. Emission spectra of phthalocyanine and Chlorophyll in solution

Sample	Solvent	Fluorescence (m μ)
H ₂ Pc	Chloronaphthalene	699, 738, 783, 830, 882
ZnPc	Quinoline	687, 719, 757, 850
MgPc	Quinoline	686, 720, 760
MnPc	Quinoline	700, 740, 780 (weak)
VPc	Chloronaphthalene	710, 780, 860 (weak)
Sn(Pc) ₂	Quinoline	703, 735, 781 (weak)
Chlorophyll (a)	Petroleum ether	668, 723
Chlorophyll (b)	Ethyl ether	691, 747

reported spectrum.⁽⁷⁾

4. Discussion

The activation energy for dark conductivity coincides fairly well with the energy of singlet-singlet transition for H₂Pc, CuPc, ZnPc, etc. except for CoPc. And the energy of photoresponse maximum considered to be singlet-singlet transition also agrees nearly with the activation energy. This fact indicates that the conduction electron in the crystal of CuPc, H₂Pc, ZnPc, PbPc must be activated from valence band. On the contrary, the relatively small activation energy of CoPc may be due to impurity center but the details are now under consideration. Recently the relation between pre-exponential factor of conductivity and activation energy are discussed with small polaron theory by B. Rosenberg et al.⁽⁸⁾

For the obtained photoconduction spectra the remarkable response was not observed at near infrared region for the case of H₂Pc and ZnPc. This fact can be understood by considering strong S-T interaction which is expected for paramagnetic metals such as Cu, Co and not expected for diamagnetic metals such as Zn and metal free phthalocyanine. The activation energy of photocurrent may be correspond to trap energy but in this stage we cannot exclude the possibility that this energy may be connected with excitation processes. The above S-T interaction effect will be discussed in connection with the fluorescence spectra.

As shown in Fig. 11, shoulder of emission spectra at 763m μ may be reduced by the self absorption of the crystals and this may be the edge emission. The separation between the peaks are nearly 730-740cm⁻¹ and the infrared spectra of phthalocyanine have revealed a strong common vibration band

at about 730cm⁻¹(9). So we can interpret that the additional bands in fluorescence spectrum are vibrational in origin. As shown in Fig. 12, we could observe three peaks at 795, 888, 948m μ for ZnPc. But the details and origin of these peaks are now under consideration. On the contrary to H₂Pc and ZnPc, we could not observe satisfactorily any emission about CuPc and CoPc single crystals. This fact can be interpreted by comparing with the data of photoconduction spectra of these crystals. CuPc and CoPc single crystals showed ir-photoresponse at 1.085 μ and 1.2~1.3 μ respectively, but H₂Pc and ZnPc did not show remarkable response at this wavelength region. The above two facts may be understood as follows. For the case of paramagnetic metal derivatives (CuPc, CoPc), the strong spin-orbital coupling may cause the large intersystem conversion and quench the fluorescence. This coupling also causes the ir-photoresponse by S-T absorption.

For the case of diamagnetic derivatives (ZnPc, H₂Pc), the spin-orbital coupling is very small and therefore we can observe fluorescence and not observe ir-photoresponse. We are now trying to observe the photoresponse about CuPc and CoPc single crystal, which is not successful up till now.

5. Summary

The dark conductivity and activation energy of H₂Pc, CuPc, ZnPc, PbPc, single crystals were measured. The observed activation energy indicate that the conduction electron was activated from valence band but for CoPc. In the case of CoPc, the electron may be excited from some impurity level.

The photoconduction spectra and lumines-

cence spectra of H₂Pc, CuPc, ZnPc and CoPc single crystals were studied. In the case of H₂Pc and ZnPc, fluorescence was observed but not for CuPc and CoPc. On the contrary, the ir-photoresponse was obtained in CuPc and CoPc but not in H₂Pc and ZnPc. This fact was explained by the singlet-triplet interaction introduced by the paramagnetic metal ion of the molecule. The strong S-T interaction in CuPc and CoPc quenches the fluorescence and induced the ir-photoresponse at near infrared region.

The driftmobility of phthalocyanine was also investigated by time of flight method. The obtained value was about 0.4cm²/V.sec for ZnPc.

Acknowledgements

The authors express their sincere thanks to professor S. Imanishi for his encourage-

ment. The authors are also indebted to K. Kaneto and A. Nakaoka for their assistance in experiments.

References

- (1) R.P. Linstead et al: J. Chem. Soc. **1936**, 1719 (1936)
- (2) F. H. Moser and A. L. Thomas: "Phthalocyanine Compounds" Reinhold, New York (1963)
- (3) G. H. Heilmeyer and S. E. Harrison: Phys. Rev. **132**, 2010 (1963)
- (4) D. R. Kearns and M. Calvin: J. C. P. **34**, 2022 (1961)
- (5) P. E. Fielding and A. G. Mackay: Aust. J. Chem. **17**, 750 (1964)
- (6) P. Day and J. P. Williams: J. C. P. **42**, 4049 (1965)
- (7) R. S. Becker and M. Kasha: J. Am. Chem. Soc. **77**, 3669 (1955)
- (8) B. Rosenberg et al: J. C. P. **53**, 3549 (1970)
- (9) A. N. Sidorov et al: Opt. Spect. **11**, 92 (1961)

オプトロニック全加算回路

高橋 晴雄

An Optronic Binary Full Adder

Haruo TAKAHASHI

本文は、加算光入力受光素子としてホト・トランジスタを、和出力用発光素子として発光ダイオードを、けた上げ出力用発光素子として負性抵抗発光ダイオードを組合わせて構成したオプトロニック全加算回路について述べたものである。

本加算回路は、加算光入力“1”の数に対応する電圧を、S形の電圧—電流特性をもつ負性抵抗発光ダイオードのブレイクオーバー電圧により比較操作を行ない、負性抵抗発光ダイオードから「けた上げ」出力を発光させ、負性抵抗発光ダイオードの端子電圧を発光ダイオードの発光しきい値電圧により比較操作を行ない、発光ダイオードから「和」出力を発光させるように構成されたものである。

本文では、オプトロニック全加算回路の構成原理および動作原理について述べ、動作条件式を導びき設計理論を明らかにしている。

1. まえがき

現在の電子計算機における基本演算要素である全加算回路は、ブール代数論理に基づいた *AND*、*OR* および *NOT* のゲートを組合わせて構成されたものである。

本稿は、加算光入力受光素子としてホトトランジスタ (*PT*) を、和 (*S*) 出力用発光素子として発光ダイオード (*GLE*) を、けた上げ (*C*) 出力用発光素子として負性抵抗発光ダイオード (*GND*) を用いて、ブール代数論理ゲートを用いないで、回路構成が簡単で、入出力に光信号を用いた全加算回路を試作し、回路動作を検討した結果について述べたものである。

2. 構成原理

図1は、オプトロニック全加算回路のブロック図を示

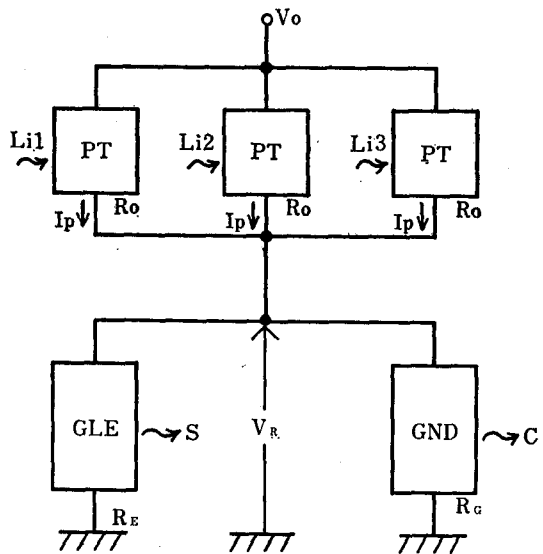


Fig. 1 Block diagram of an Optronic Full Adder

したものである。2つの加算光入力および下位のけたからのけた上げ光出力は、各 *PT* に加えられる。*PT* は光入力のないときには *OFF* の状態であり、光入力のあるときには *ON* の状態 (そのときの内部抵抗を R_o とする) になる。また、*PT* は光入力があれば I_p なる電流を流出する定電流源を構成している。

GLE と *GND* は並列に接続されており、その端子電圧を V_R とする。 V_R が *GLE* の発光しきい値電圧 V_{GLE} を越えれば、*GLE* は発光してその内部抵抗は R_E になる。一方、 V_R が *GND* のブレイクオーバー電圧 V_{GND} を越えれば、*GND* は発光してその内部抵抗は R_G になる。

図1に示した公加算回路は、加算光入力 L_{i1} , L_{i2} および L_{i3} の組合わせ数に応じて、それに対応して発生する電圧 V_R を GND のブレイクオーバー電圧および GLE の発光しきい値電圧とにより、 GND よりけた上げ光出力 (C) および GLE より和光出力 (S) を取り出すように構成されたものである。

3. 動作原理

図2は、オプトロニック全加算回路の動作原理を説明するために、 GLE の電圧—電流特性と GND の S 形の負性抵抗電圧—電流特性とを同一座標上に示したものである。 GLE と GND の特性はつぎの関係を満足するように設定する。

(1) GLE の V_{GLE} が、 GND の V_{GND} よりも小さくなるようにする。すなわち、

$$V_{GLE} < V_{GND} \quad (1)$$

(2) 2入力、すなわち、2つの PT からの電流の和が $2I_P$ になったときに、 GLE の電圧が V_{GND} よりもわずかに小さくなるようにする。(C点)

(3) 上記(2)と同じ条件のもとで、 V_R が増加すると GND がターン・オンする。ターン・オン後の GND の端子電圧 V_R が、 V_{GLE} よりわずかに小さくなるようにする。(E点)

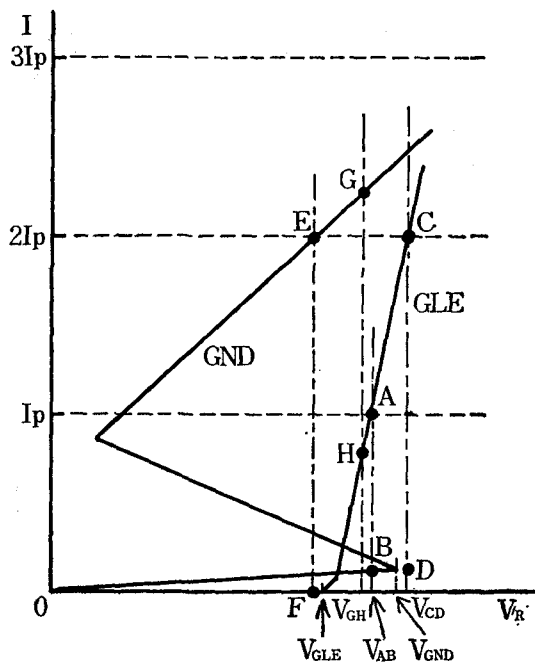


Fig. 2 Explanation of the performance of an Optronic Full Adder

以下、本加算回路の動作過程を図2を用いて、加算入力“1”に対応する光入力の数、1つ、2つおよび3つの場合について説明する。

(1) 1つの場合

1つの PT に光入力加わり、 V_R は V_{R1} となり、

$$V_{GLE} < V_{R1} < V_{GND} \quad (2)$$

なる関係を満足すれば、 GND は OFF の状態を保ち、発光せずにけた上げ出力が“0”であることを示す。 GLE は発光して和出力が“1”であることを表示する。 GLE が発光すると、 V_{R1} は V_{AB} に変化して、

$$V_{AB} = \frac{R_E}{R_E + R_0} \cdot V_0 \quad (3)$$

となる。このとき、

$$V_{AB} < V_{GND} \quad (4)$$

なる関係を満足するので、 GND は OFF の状態を維持することになる。 GLE の動作点は、 I_P なる電流が流れる A 点となる。 I_P は、

$$I_P = \frac{1}{R_E + R_0} \cdot V_0 \quad (5)$$

となる。

(2) 2つの入力の場合

2つの PT に光入力加わり、 V_R は V_{R2} になり、

$$V_{GLE} < V_{GND} < V_{R2} \quad (6)$$

なる関係を満足する。 GLE がまず ON の状態になると、 V_{R2} は V_{R2}' に変化して

$$V_{R2}' = \frac{R_E}{R_E + R_0/2} \cdot V_0 \quad (7)$$

となる。ここで

$$V_{R2}' > V_{GND} \quad (8)$$

であれば、 GND がターン・オンして ON の状態になる。 GND が ON の状態になると、 V_{R2}' は V_{R2}'' に変化して

$$V_{R2}'' = \frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0 \quad (9)$$

となる。ここで、

$$V_{R2}'' > V_{GLE} \quad (10)$$

ならば、 GLE は ON の状態を維持することができず

に OFF の状態に戻る。したがって、 V_{R2}' は V_{EF} となり、

$$V_{EF} = \frac{R_G}{R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0 \quad (11)$$

なる関係を満足する。すなわち、 GND の動作点は E 点となり、 GLE の動作点は F 点となる。2つの入力がある場合には、 GLE は OFF で状態和出力は "0" となり、 GND は ON の状態でけた上げ出力は "1" となる。 GND には $2I_P$ なる電流が流れるので、

$$2I_P = \frac{1}{R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0 \quad (12)$$

となる。

(3) 3つの入力の場合

3つの PT に光入力加わり、 V_R は V_{R3} となり、

$$V_{GLE} < V_{GND} < V_{R3} \quad (13)$$

なる関係を満足する。(2)の場合と同様の動作を行ない、 GLE 、 GND ともに ON の状態になる。したがって、 V_{R3} は V_{GH} に変化して、

$$V_{GH} = \frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_0}{3}} \cdot V_0 \quad (14)$$

となる。この場合、 V_{GH} が

$$V_{GH} > V_{GLE} \quad (15)$$

なる関係を満足するので、 GLE は発光を維持することになる。したがって GND の動作点は G 点となり、 GLE の動作点は H 点となり、 GND 、 GNE には $3I_P$ の電流が分流して流れることになる。3つの PT からの電流 $3I_P$ は、

$$3I_P = \frac{1}{R_E // R_G + \frac{R_0}{3}} \cdot V_0 \quad (16)$$

なる関係を満足する。

表1は、以上述べた動作条件の関係式と GLE および GND の光出力状態をまとめたものである。

4. 実際回路

図3は、試作したオプトロニック全加算回路の実際回路図を示したものである。

トランジスタ T_r は、 PT への光入力に対応して

Table 1. Conditional equations of oa Optronic Full Adder

"1"の 入力状態	動作条件式	出力状態
0入力	$V_{GLE} < V_{GND}$ $V_R < V_{GLE}$ $GLE, GND \rightarrow OFF$	$S \rightarrow "0"$ $C \rightarrow "1"$
1入力	$GLE \rightarrow ON$ $V_{R1} = \frac{R_E}{R_E + R_0} \cdot V_0$ $V_{E1} < V_{GND}$ $GND \rightarrow OFF$	$S \rightarrow "1"$ $C \rightarrow "0"$
2入力	$GLE \rightarrow ON$ $V_{R2} = \frac{R_E}{R_E + R_0} \cdot V_0$ $V_{R2} > V_{GND}$ $GND \rightarrow ON$ $V_{R2}' = \frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0$ $V_{R2}' < V_{GLE}$ $GLE \rightarrow OFF$ $V_{E2}' = \frac{R_0}{R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0$	$S \rightarrow "0"$ $C \rightarrow "1"$
3入力	$GLE, GND \rightarrow ON$ $V_{R3} = \frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_0}{2}} \cdot V_0$ $V_{R3} > V_{GLE}$	$S \rightarrow "1"$ $C \rightarrow "1"$

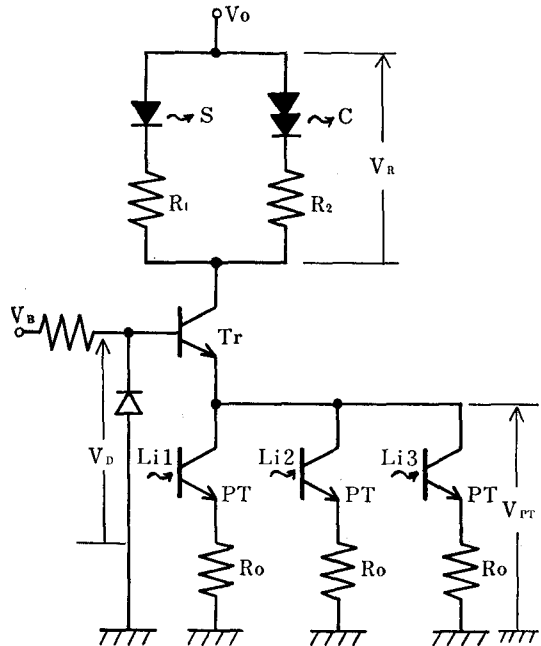
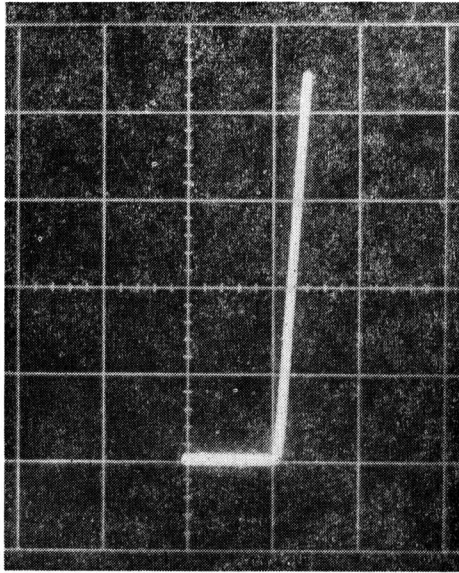


Fig. 3 Connection diagram of an Optronic Full Adder



$$\begin{cases} H : 1V/cm \\ V : 00mA/cm \end{cases}$$

Fig. 4 Voltage versus current characteristic of a GLE

GLE, GND を定電流動させるために付加したものである。1つの PT に光入力があるとき, PT からの電流 I_P は, ベース・エミッタ間電圧を無視すれば,

$$I_P = -\frac{V_D}{R_o} \quad (17)$$

となる。ここで V_D はツェナーダイオード電圧で一定である。したがって, 2つの PT に光入力があるときには, R_o は $R_o/2$ となり, $2I_P$ の電流が流れ, 3つの PT に光入力があるときには, R_o は $R_o/3$ となり, $3I_P$ の電流が流れることになる。

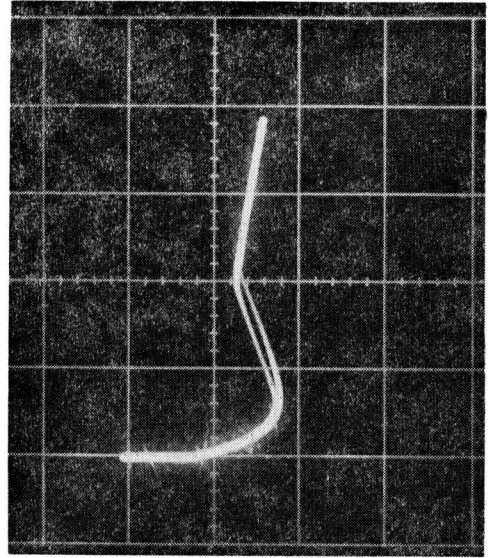
GLE に接続されている R_1 は, V_{GLE} を設定するため, GLE が導通後の R_E を設定するためのバイアス抵抗である。抵抗 R_2 は, GND の R_G を設定するためのバイアス抵抗である。

図4および図5は, 本加算回路に使用した発光ダイオードおよび負性抵抗発光ダイオードの電圧—電流特性の測定結果を示したものである。

図6は, 加算光入力に対する和およびけた上げの各光出力を PT により受光したときの PT の電圧波形を示したものである。

5. 検 討

試作したオプトロニック全加算回路の動作条件の関係



$$\begin{cases} H : 2V/cm \\ V : 30mA/cm \end{cases}$$

Fig. 5 Voltage versus current characteristic of GND

式(1)から(17)をまとめるとつぎのようになる。

(1) 初期条件

$$V_{GLE} < V_{GND} \quad (18)$$

(2) GND の条件

$$\frac{R_E}{R_E + R_o} \cdot V_0 < V_{GND} < \frac{R_E}{R_E + \frac{R_o}{2}} V_0 \quad (19)$$

(3) GLE の条件

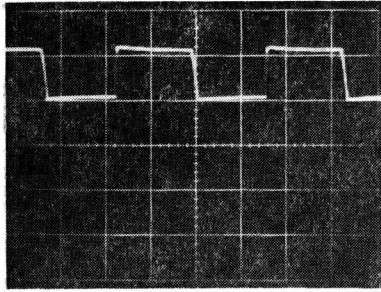
$$\frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_c}{2}} \cdot V_0 < V_{GND} < \frac{R_E // R_G}{R_E // R_G + \frac{R_o}{3}} V_0 \quad (20)$$

(4) 定電流条件

$$n \cdot I_P = -\frac{V_D}{\frac{R_o}{n}} \quad (n = 0, 1, 2, 3) \quad (21)$$

(5) 抵抗条件

$$R_G = 2 \cdot R_E \quad (22)$$



入力：PT に光を加える GLE の電圧波形

$\{H : 0.2\text{mS/cm}$
 $\{V : 5\text{V/cm}$

出力：ELE, GND の光出力を PT で受けとったときの電圧波形

$\{H : 0.2\text{mS/cm}$
 $\{V : 1\text{V/cm}$

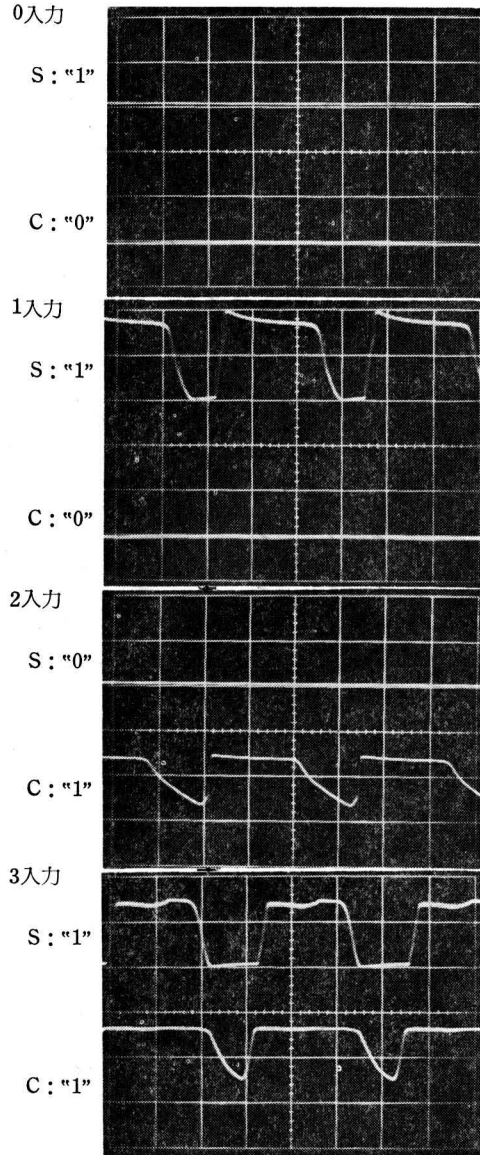


Fig. 6 Operation waveforms of a trial Optronic Full Adder

これらの関係から、

$$\frac{3}{4} < \frac{V_{GLE}}{V_{GND}} < 1 \quad (23)$$

の範囲内で、 R_o は、

$$\frac{2 \cdot R_G (V_0 - V_{GLE})}{V_{GLE}} < R_o < \frac{3 \cdot R_G (V_0 - V_{GLE})}{V_{GLE}} \quad (24)$$

の関係が成立する。

図7は、 R_o の許容範囲 R_{ow} と R_G の関係を求めたものである。ここで、 R_{ow} は、式(24)の左側を R_{oMIN} とし、右側を R_{oMAX} とおけば、

$$R_{ow} = P_{oMAX} - R_{oMIN} \quad (25)$$

となる。これにより電源電圧を高くすれば、 R_o の範囲が増加することがわかる。

表2は、実際回路の直流的な測定結果を示したものである。これより R_G , R_E の値を求めると $R_G = 213\Omega$, R_E

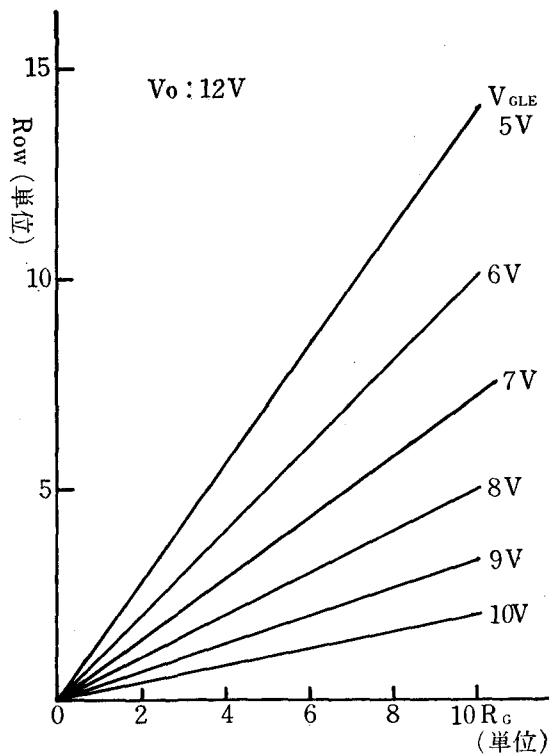
Fig. 7 Dependence R_G on Row calculation

Table 2 Expriment values of the trial Circuit

"1"の 入力数	$I_{(mA)}$	$V_R(V)$	$V_{PT}(V)$	$S_{(V)}$ 太陽電池	$C_{(V)}$ 太陽電池
0	0	0.05	5.55	0.00	0.00
1	27	5.75	5.3	0.19	0.06
2	53	5.45	5.2	0.00	0.22
3	79	5.64	6.1	0.18	0.22

GND : シャープ V_{GND} : 6V
 GLE : $GLE-503$ (シャープ) V_{th} : 1.1V
 PT : $PD-32$ (NEC) (V_{GLE} : 5.45V)
 T_r : $2SC-373$ (東芝)
 RD : $RD-6A$ (NEC) V_D : 6V
 $R_1 = 60\Omega$, $R_2 = 150\Omega$, $R_3 = 150\Omega$
 $R_G = 213\Omega$, $R_E = 106\Omega$
 $V_0 = 12.0V$, $V_B = 9.0V$

$=106\Omega$ となり、式(22)の関係を満足していることがわかる。抵抗 R_1 は、 60Ω であり、 I_P の電流に対する R_1 の電圧降下は $4.4V$ で、発光ダイオードの発光しきい値電圧は $1.1V$ であるから、 V_{GLE} は約 $5.5V$ となる。なお、 V_{GND} は $6V$ である。

6. むすび

以上、オプトロニック全加算回路の構成と動作原理および動作条件式について述べた。ここで、試作のオプトロニック全加算回路についてまとめてみるとつぎのようになる。本加算回路は、

(1) ブール代数論理ゲートを用いなくて、 GND および GLE の電圧比較機能と表示機能を利用しているので回路構成がきわめて簡単になる、

(2) 入出力に光信号を用いたオプトロニックな手法を採用しているので、演算回路を構成しようとする場合には、単に単位回路を光結合させればことたり、従来の回路では問題となる回路相互間の配線、整合などに対する配慮を軽減できる、

などの特長をもつ。一方、

(3) 本加算回路の加算速度は、 PT の立より時間と GND の回復時間により、とくに制限を受けるのであまり期待できない、

という難点がある。今後は、 GND が一度導通するとその状態を保持する出力保持機能を利用して、レジスタ回路の簡単化を検討していく予定である。

謝 辞

おわりに、長年にわたってご指導いただいている大阪市立大学工学部北浜安夫教授にお礼申し上げます。

実験に協力された本校電気工学科山内雅好助手に感謝の意を表します。

文 献

- 高橋, 山内, ほか: 「オプトロニック全加算器」昭和47年電気関係学会関西支部連合大会, G12-2 昭和47年10月。
- 高橋, 北浜: 「オプトロニック全加算器」電子通信学会論文誌, Vol. 56-D, No. 6 論文番号D-62 P384, 昭和48年6月。

空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置の試作

堤 捨 男*
山 内 雅 好

The New Method for the Yarn-speed Measurement Using the Spatial Filter

Suteo TSUTSUMI
Masayoshi YAMAUCHI

Abstract—The purpose of this report is to describe the new method for the yarn-speed measurement using the narrow-band-pass spacial filter. The results of the experiments are shown and several discussions about the measurement accuracy are done.

This system is a method of no-contact speed measurement and it is also applicable to the speed measurement of various materials.

1. まえがき

本報告は、連続的に直線運動をしている糸の速度を測定するに際して、その糸むらをもつウィーナ・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（柵状レティクル）により抽出し、その空間周波数が糸の速度と直接に関係して、時間周波数に変換されることを利用して、この時間周波数を測定することにより、糸の移動速度を知ることができることを示したものである。

本法は非接触測定方式であり、比較的高精度で、連続測定が可能である。実験例として紡績糸の送り速度を測定する例について実験結果を述べ、実用化の可能性を示している。

2. 測定原理

2.1 測定理論

図1に示すように、 $x-y$ 平面上に光の透過光分布 $r(x, y)$ を有する大きさ有限の空間フィルタを考える。いま、平行光線により糸の影の照度空間分布 $s(x, y)$ が、空間フィルタ面上に投影されたとする。このとき、空間フィルタを通過した光は、集光レンズによってすべ

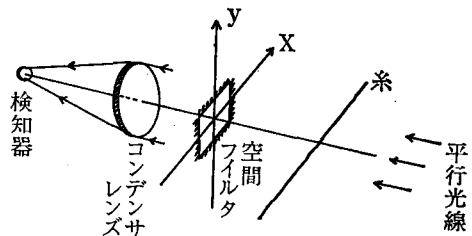


図1 代表的な光学系

て検知器に集束されるものとする、検知器に入射する光は

$$\iint r(x, y) s(x, y) dx dy \quad (1)$$

となる。ただし、積分範囲は $x-y$ 平面上で光が検知器に集束する面積全体である。

いま、糸の影が速度 v で x 軸と平行に移動すると、その影の照度空間分布は $s(x-vt, y)$ となり、検知器出力は時間関数 $u(t)$ として得られる。

$$u(t) = \iint r(x, y) s(x-vt, y) dx dy \quad (2)$$

$r(x, y)$ 、および、 $s(x, y)$ の空間領域での二次元的フーリエ変換をそれぞれ $R(f_x, f_y)$ 、および、 $S(f_x,$

* 京都工芸繊維大学工芸学部教授

f_y) とすると、式(2)は次のように変形することができる。

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(f_x, f_y) S^*(f_x, f_y) \exp(j2\pi f_x vt) df_x df_y \quad (3)$$

ここで、 f_x, f_y はそれぞれ空間周波数の x 成分、および、 y 成分であり * 印は共役を示す。

いま、

$$f_x v = f \quad (4)$$

とすると、 f は時間周波数となり、式(3)は次のようになる。

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{f}{v}, f_y\right) S^*\left(\frac{f}{v}, f_y\right) df_y \right] \exp(j2\pi ft) df \quad (5)$$

式(5)において、右辺のカッコ内の積分は、 $u(t)$ の時間領域におけるフーリエ変換 $U(f)$ にはかならない。すなわち、

$$U(f) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} R\left(\frac{f}{v}, f_y\right) S^*\left(\frac{f}{v}, f_y\right) df_y \quad (6)$$

いま、糸の影を不規則な背景雑音と考え、そのウィーナ・スペクトル密度が $W(f_x, f_y)$ で表わされるとき、検知器出力の時間領域でのパワー・スペクトル密度 $V(f)$ は、式(6)より次のように書き表わされる。

$$V(f) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} \left| R\left(\frac{f}{v}, f_y\right) \right|^2 W\left(\frac{f}{v}, f_y\right) df_y \quad (7)$$

式(7)は、糸の速度が時間周波数領域で解析できることを示す。すなわち、検知器出力スペクトルの時間周波数は、糸の移動方向の空間周波数成分 (f_x 成分) のみに関係し、糸の移動速度 v に比例して、時間周波数軸が伸縮することを示している。

式(7)において、空間フィルタの伝達関数 $R(f_x, f_y)$ が f_x に関し、中心空間周波数 f_{xc} を中心とする一次元狭帯域通過特性であり、入力ウィーナ・スペクトル密度が、この空間周波数 f_{xc} で充分値をもつならば、

すなわち、 $W(f_{xc}, f_y) \neq 0$ であるかぎり、検知器出力が得られ、そのパワー・スペクトルは式(4)で与えられる

$$f_o = f_{xc} v \quad (8)$$

なる時間周波数で急峻なスペクトルをもち、単一周波数の出力信号とみなすことができる。したがって、走行体(糸)の速度を知ることは、結局、検知器出力の時間周波数を測定することに帰着し、この測定値を f_o とすると、式(8)より

$$v = \frac{f_o}{f_{xc}} \quad (9)$$

として、走行体(糸)の速度を知ることができる。

糸の場合、元来、糸のもつひらは不規則なものであり、そのウィーナ・スペクトル密度は、充分広い帯域幅をもつ。この帯域内において、任意の中心空間周波数の狭帯域通過特性を有する空間フィルタが実現できれば、本測定原理に適用することができる。次に一次元狭帯域通過特性をもつ空間フィルタ(柵状レティクル)について考察する。

2・2 柵状レティクル⁽¹⁾

狭帯域通過特性を有する空間フィルタとして、柵状レティクルが考えられる。これは、図2に示すように、幅

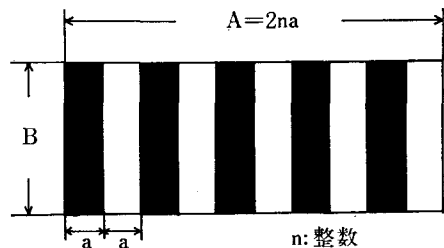


図2 柵状レティクル

a の透明な矩形スリットを x 方向に $2a$ なる間隔で n 個平行に並べたスリット列である。この柵状レティクルの伝達関数は、そのレティクル関数をフーリエ変換して求められる。

$$R(f_x, f_y) = \frac{AB}{2} \sin(\pi a f_x) \frac{\sin(4\pi n a f_x)}{n \cdot \sin(2\pi a f_x)} \cdot \text{sinc}(\pi B f_y) \quad (10)$$

ここで

$$\text{sinc } x = \frac{\sin x}{x}$$

ただし、スリット内は透過率1、スリット外は透過率0とする。図3は、この伝達関数を f_x に対してプロットしたものである。

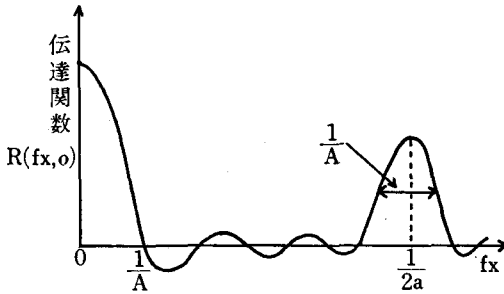


図3 柵状レティクルの伝達関数

図3において、中心空間周波数

$$f_{xc} = \frac{1}{2a} \quad (11)$$

半値幅

$$B_x = \frac{1}{A} = \frac{1}{2na} \quad n \gg 1 \quad (12)$$

を帯域幅とする通過特性領域のみを使用し、附随的に生ずる低域、および、高域通過特性を通過した出力成分は、電気フィルタによって除去することにより、必要とする狭帯域通過特性を有する空間フィルタを得ることができる。

2.3 測定精度

柵状レティクルを用いた場合、その有限な帯域幅のため、瞬時速度の測定精度は、式(11)、(12)より

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta f}{f_{xc}} = \frac{B_x}{f_{xc}} = \frac{1}{n} \quad (13)$$

となる。したがって、測定精度を高めるには、狭帯域化を計るか、中心空間周波数 f_{xc} を高域へシフトするかである。しかし、この種の誤差は、走行体の速度変動の影響が及ばない範囲で、周波数を測定するに要する時間、すなわち、積分時間 T を増加させることにより軽減することができる。この時の測定精度は次式で与えられる。

$$\text{測定精度} = \frac{1}{n \sqrt{T f_0}} \quad (14)$$

他の誤差の誘因と考えられるものに、出力信号の振幅の不規則性がある。いま、周波数を測定する際、出力信号の不規則な振幅のうち、あるしきい値を越えたものをパルス整形してカウントする方式を用いたとすると、しきい値以下の振幅のものはミスカウントされ、誤差となる。糸むらに基づく出力信号が、ガウス分布をしてい

ると仮定し、空間フィルタ通過後の包絡線検波出力の実効値を e とすると、しきい値 y_0 を越えないためミスカウントされる誤差確率 P_{miss} は

$$P_{miss} = 1 - \exp\left(-\frac{y_0^2}{2e^2}\right) \quad (15)$$

で与えられる。したがって、この誤差を軽減するには、検知器雑音等の系雑音の影響が及ばない範囲で、しきい値をできるだけ小さくすることである。

3. 実験

3.1 実験装置

測定に使用した柵状レティクルは

$$a = 0.6 [\text{mm}], \quad n = 34 \quad (16)$$

である。したがって、式(11)より、中心空間周波数 f_{xc} は $0.83 [\text{c/mm}]$ となる。ただし、測定しようとする糸の糸むらは、この空間周波数のスペクトルを充分有していることが、すでに確かめられている。

図4は、本装置のブロック図である。コリメータ・レンズにより平行光線とし、糸の影を空間フィルタ面上に投影する。これは、糸の影の寸法が糸のふれによって変化するのを防ぐためである。検知器としては、 $20 [\text{mm}] \times 10 [\text{mm}]$ のシリコン太陽電池 (SPD-540) を2個並べ、 $40 [\text{mm}] \times 10 [\text{mm}]$ とし、電氣的に並列接続とした。この太陽電池出力を線形増幅器で増幅した後、帯域フィルタによって、柵状レティクルの低域、および、高域通過特性を通過した出力成分を除去した。これは、系雑音軽減のためである。線形増幅器と帯域フィルタの総合利得は最大 $80 [\text{db}]$ 以上である。圧縮増幅器は、入力電圧に対して非線形な増幅度を持ち、式(15)で与えられる誤差をできるだけ小さくするためのものである。シュミット回路はしきい値を選定するもので、圧縮増幅器出力のうち、しきい値を越えた振幅のものだけをパルス整形して、パルス列を得るものである。図5は、圧縮増幅器の出力波形(写真で上、振幅のピーク値 $8 [\text{v}]$)、および、シュミット回路の出力波形(写真で下、しきい値 $0.3 [\text{v}]$)例を示す。圧縮増幅器の出力が半波整流となっているのは、使用した圧縮増幅器に整流作用のあるためである。

実験では、周波数を測定する際、このシュミット回路出力を周波数カウンターにより、積分時間を調整し測定した。実用装置では、シュミット回路の後に、図4に示すように、一種のF-Vコンバータを接続し、直接、指示計器により糸の速度 v を連続的に直読できるようにすればよい。

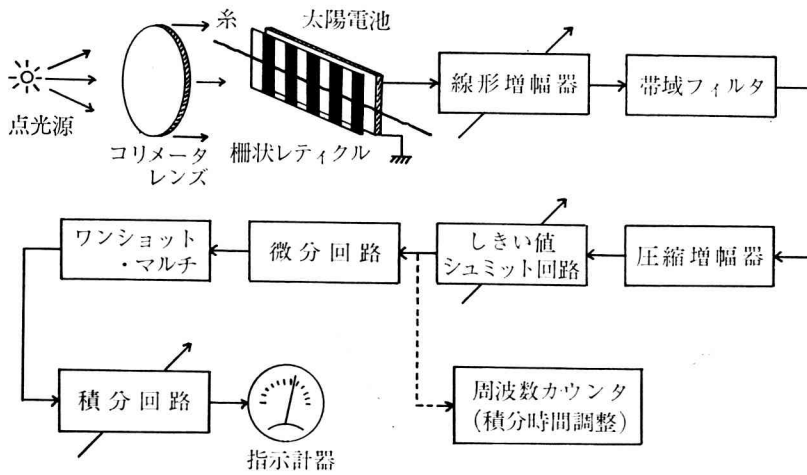


図4 測定装置のブロック

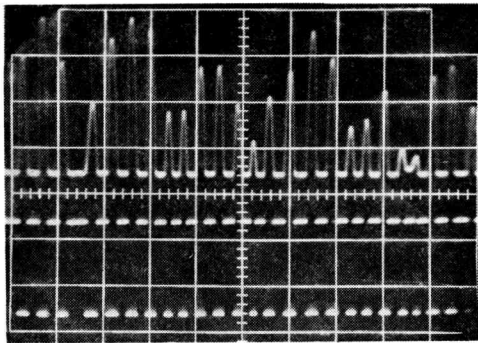


図5 波形例

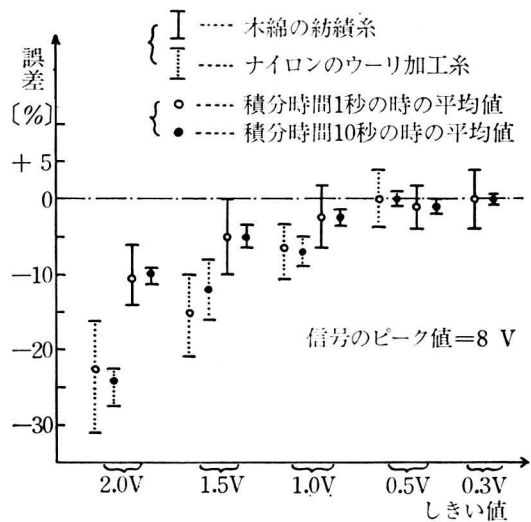


図7 しきい値と測定誤差との関係

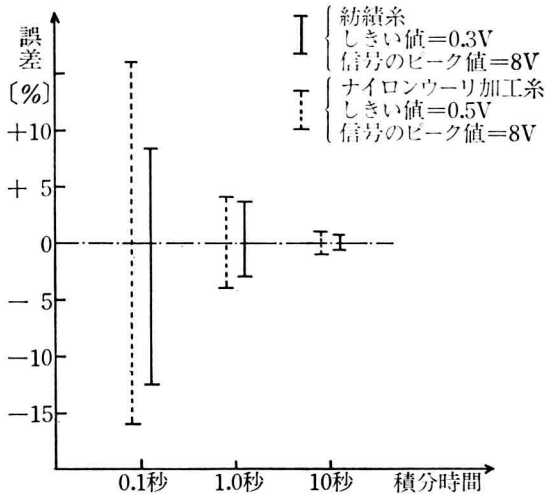


図6 積分時間と測定誤差の関係

3・2 実験、および、結果

実験に用いた糸は、木綿の紡績糸40番と、ナイロンのフィラメントヤーンのウーリ加工糸の2種類である。現状では、真の糸の速度を知る適当な測定法がないため、糸雑音の影響が現れはじめる最もしきい値の小さいときの測定値を最確値とした。ただし、式(14)で示されるように、積分時間を長く選ぶことにより、本質的にいくらかでも精度の高い測定が行なえるので、充分長い時間、圧縮増幅器の出力波形をホットレコーダによって記録し、その周波数を読み取って最確値の正当性を確認した。

ウーリ加工糸は、木綿糸に比べ糸むらが非常に少な

く、誤差を少なくするには、より大きい増幅度が必要であった。したがって、木綿糸の最小しきい値が $0.3[V]$ であるのに対して、糸雑音の影響のためウーリ加工糸では $0.5[V]$ とした。

図6は、各糸に対する積分時間と測定誤差との関係を示す。図7は、同様にしきい値と測定誤差との関係を示したものである。ただし、測定回数は、積分時間10秒、および、1秒に対してそれぞれ20回であり、0.1秒に対して40回とした。

4. 検 討

本実験により、本法で糸の速度を測定できることが明らかになった。しかし、測定精度を高めるためには、積分時間を長くしなければならず、瞬時速度を知るうえで不都合が生じる。これを解決するには、糸雑音を極力小さくすることは勿論、空間フィルタの狭帯域化を計り、図3に示すような低域通過特性をもたない空間フィルタを実現することである。その一方法として、狭い幅 a なる短冊形の太陽電池を電氣的に絶縁し、正負交互の透過特性をもたせた空間フィルタが考えられる⁽²⁾。この伝達関数は、不都合な低域通過特性をもたず、図2の柵状レティクルに比べ狭帯域化が計れる。

木綿の防績糸の場合には、本実験で用いた柵状レティクルで充分実用化できる。

5. むすび

本法は、非接触測定方式であり、比較的高精度で、かつ、連続的に測定できる長所を有している。瞬時速度

は、検知器雑音等の糸雑音、および、空間フィルタの低域、高域通過特性を通過した出力成分の影響が及ばないかぎり、空間フィルタの狭帯域通過特性の帯域幅によってのみ左右される。

被測定対象物のむらのスペクトルが低域のみに存在し、むらが空間的に比較的緩漫である場合は、光学的に縮小した像を空間フィルタ面上に投影することによって、測定することができる。本法のような投影法以外に、被測定対象から放射、あるいは、反射する可視、または、赤外線を利用することもできる。したがって、本法は糸にかぎらず、紙・圧延鉄板・より線等の固体の速度、並びに、粉体・液体等の流速を非接触方式による連続測定が可能である。

おわりに、電子回路に関して助言をいただいた、本校高橋晴雄助教授、立命館大学津田川勝助手にお礼申し上げます。

文 献

- (1) 堤 捨男：“走査式光学探知系に用いる空間フィルタ、および、その応用に関する基礎研究”，ドクター論文（1967）。
- (2) 堤 捨男：“空間フィルタの赤外線応用”，第11回赤外線技術研究会資料 No.35（昭48-05）。
- (3) 堤，福尾，高木：“空間フィルタを用いた糸の送り速度測定装置”，信学会電装研究会資料（昭46）。
- (4) 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）。

Kinetics of Oxidation of Ferrous Chloride in Hydrochloric Acid with Oxygen

Tadashi UMEHARA

Abstract—A study of the oxidation of ferrous chloride with oxygen was carried out in a stirred vessel with four baffle plates.

Since the concentration of oxygen in the bulk solution was nearly equal to the concentration of oxygen in the gas-liquid interface, it was considered that the reaction in the bulk solution might be rate-controlling step.

The reaction rates were independent of hydrogen ion concentration in the solution which had chloride ion constantly and the rates were independent of ferric chloride concentration.

The kinetic order was determined as first-order with respect to oxygen from the experimental results.

The kinetic order was 1.3th-order in ferrous chloride, and third-order in chloride ion.

The empirical equation of reaction rate was obtained by analyzing the experimental results.

Introduction

Ferric salts are used as catalyst for liquid phase oxidation of various metal ions with oxygen, because ferric salts are readily reduced to ferrous salts and ferrous salts are readily oxidized to ferric salts with oxygen.

For instance, in the Höchst-Wacker process, ferric salts play an important role as catalyst for oxidation of palladium metal with oxygen.

Oxidation reaction of palladium metal with ferric chloride proceed rapidly, but oxidation of ferrous chloride with oxygen proceed slowly.

Accordingly, it is considered that the

oxidation reaction of ferrous chloride is rate-determining step⁽¹⁾.

In the Höchst-wacker process using ferric chloride, the knowledge for oxidation reaction of ferrous chloride with oxygen is necessary to design reactors for the oxidation of lower olefins and to regenerate of ferric chloride (promoter) with air.

Study of oxidation reaction of ferrous chloride are little found. Accordingly, we measured physical absorption rate of oxygen in hydrochloric acid and chemical absorption rates of oxygen with ferrous chloride in hydrochloric acid by using a soap film meter in a stirred vessel with four baffle plates, and measured rates of consumption of ferrous chloride by the

method of redox titration.

Over-all kinetic order, reaction rate constant and rate equation were determined by analyzing the experimental results.

Experimental

Materials: Ferrous chloride, ferric chloride and hydrochloric acid were obtained commercially. The grade of reagents was guaranteed grade. Oxygen was obtained from cylinder.

Apparatus and procedure: A reactor used was a stirred vessel with four baffle plates and the inside diameter was 10 cm.

The reactor was immersed in a water bath during the experiments and the absorption rate measuring train was immersed in a air bath.

The apparatus used in the experiments is the same as that used for the study of the oxidation of propylene with palladous chloride⁽⁴⁾.

The experimental procedure for the measurement of physical and chemical absorption rates of oxygen is analogous to the case of the study of the oxidation of cuprous chloride⁽⁴⁾.

Measurement of rates of consumption of ferrous chloride: A method of redox titration with potassium dichromate was preferred as the method of reaction rate measurement for many hours.

The experiments were continued until a conversion was reached to 10%.

Experimental conditions were shown in Table 1.

Results

1) Physical and chemical absorption rate of oxygen

Some results of the experiments were shown in Fig. 1.

According to the film theory, absorption

rates N_A and N'_A of oxygen in physical and chemical absorption were given by eqns. (1) and (2).

$$N_A = dC_A/d\theta = k_L^* a (C_A^* - C) / V \quad (1)$$

$$N'_A = k_L a (C_{A1} - C) / V \quad (2)$$

where k_L^* is mass-transfer coefficient for physical absorption, a is interfacial area, k_L is mass-transfer coefficient for chemical absorption, C_{A1} is concentration of solute in the interface, C_A^* is imaginary concentration of solute in the solution equilibrated to gas phase and V is volume of the solution.

k_L^* and k_L were determined from the data of the experiments by using the eqns. (1) and (2), and shown in Table 2.

As shown in Table 2, values of k_L

Table 1 Experimental conditions

Temp. (°C)	30, 50
Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	0.02~0.2
Conc. of HCl (N)	0.2~3.0
Conc. of FeCl ₃ (mol/l)	0, 0.05
Revn. numb (r.p.m)	200~600
Part. press. of O ₂ (atm)	0.2, 1.0

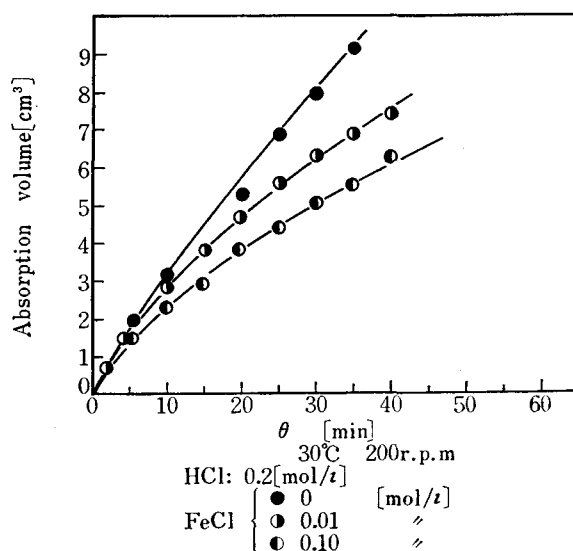


Fig. 1 Exempel of physical and chemical absorption

Table 2 Experimental results of mass transfer coefficient for physical absorption

Conc. of HCl (mol/l)	Revn. number (r.p.m)	Temp. (°C)	k^*_L (cm/sec)	
0.2	200	30	2.88×10^{-3}	
1.5	200	30	3.02×10^{-3}	
Conc. of HCl	Revn. number	Temp.	Conc. of $FeCl_2$ (mol/l)	k_L
0.2	200	30	0.01	2.88×10^{-3}
0.2	200	30	0.1	9.83×10^{-4}
1.5	200	30	0.01	2.99×10^{-3}
1.5	200	30	0.1	1.27×10^{-3}

were smaller than the one of k^*_L . And, enhancement factor β ($=k_L/k^*_L$) was calculated from the data in Table 1. In the case of the 0.1 (mol/l) ferrous chloride-

hydrochloric acid solution, since the interfacial concentration C_{A1} for the solution was less than the one for hydrochloric acid, the values of β would be less than 1.0.

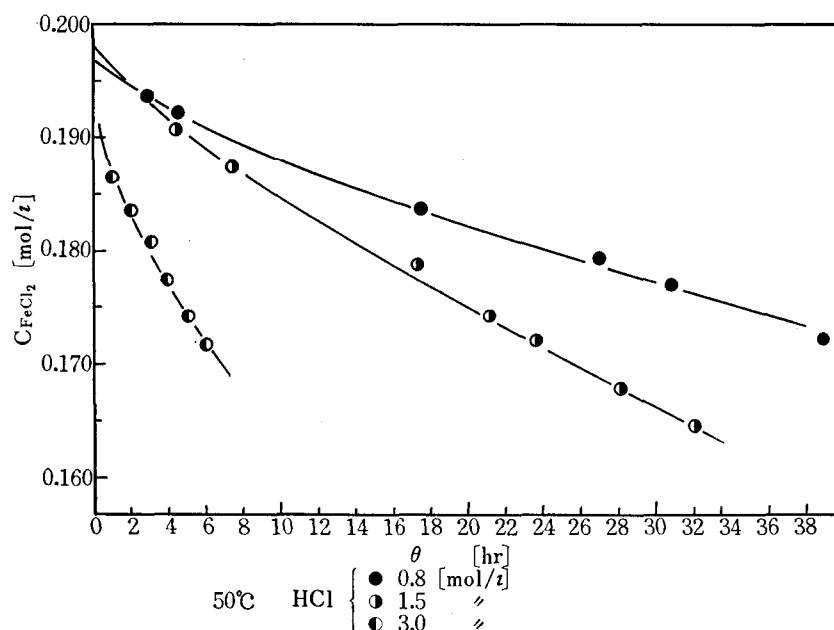


Fig. 2 Example of consumption rate of ferrous chloride

2) Rate of consumption of ferrous chloride

Some of the results were shown in Fig. 2. Reaction rate for the concentration of ferrous chloride was determined from the experimental data by using the graphical differentiation.

The observed values of reaction rate were shown in Table 3.

3) Experimental results for obtaining an order of reaction with respect to oxygen

Reaction rates were measured at conditions that partial pressure of oxygen was varied from 1 atm to 1/5 atm.

The results of experiments were shown in Table 4.

The kinetic order was determined as first

Table 3 Observed values of reaction rate

Temp. (°C)	Conc. of HCl (N)	Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	React. rate (mol/l·hr)
50	0.8	0.019	1.13×10^{-5}
50	0.8	0.049	5.00×10^{-5}
50	0.8	0.091	1.63×10^{-4}
50	0.8	0.186	5.89×10^{-4}
50	1.5	0.018	4.50×10^{-5}
50	1.5	0.045	1.48×10^{-4}
50	1.5	0.100	5.00×10^{-4}
50	1.5	0.192	1.70×10^{-3}
50	3.0	0.019	5.10×10^{-4}
50	3.0	0.049	1.50×10^{-3}
50	3.0	0.078	3.60×10^{-3}
50	3.0	0.190	9.00×10^{-3}

Table 4 Consumption rate of ferrous chloride with air

Temp. (°C)	Conc. of HCl (N)	Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	React. rate (mol/l·hr)
50	1.5	0.0490	3.13×10^{-5}
50	1.5	0.0985	1.13×10^{-4}
50	1.5	0.1930	3.60×10^{-4}

order with respect to oxygen from the results shown in Table 3 and 4.

4) Experimental results for determining the effects of hydrogen ion

The results of the experiment for determining the effects of hydrogen ion on reaction rate being run at conditions that chloride ion concentration was kept in 0.9 (g-ion/l) and hydrogen ion concentration were varied from 0.2 N to 0.8 N were shown in Fig. 3.

Fig 3 shows that reaction rate is constant.

5) Experimental results for determining the effects of ferric chloride on reaction rate

Experiments were carried out at condition that the reaction solution included ferric chloride.

The results were shown in Table 5. Ferric chloride had no influence on the reaction rate.

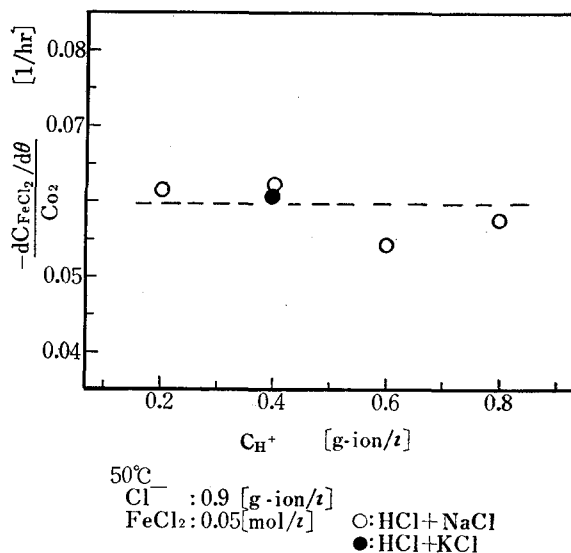


Fig. 3 Relation between $-(dC_{FeCl_2}/d\theta)/C_{O_2}$ and C_{H^+}

6) Experimental results for changing stirring velocity

Experiment was carried out at condition that the revolution speed was 300 and 600 r.p.m. The results of the experiment were

Table 5 Effect of ferric chloride on reaction rate

Temp. (°C)	Conc. of HCl (N)	Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	Conc. of FeCl ₃ (mol/l)	Conc. of Cl ⁻ (g-ion/l)	React. rate (1/hr)
50	1.5	0.045	0.0	1.75	1.96 × 10 ⁻¹
50	1.5	0.048	0.045	1.75	2.12 × 10 ⁻¹

Table 6 Experimental results for changing stirring velocity

Temp. (°C)	Conc. of HCl (N)	Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	Revn. number (r.p.m)	React. rate (mol/l·hr)
50	0.8	0.10	300	1.70 × 10 ⁻⁴
50	0.8	0.10	600	1.65 × 10 ⁻⁴

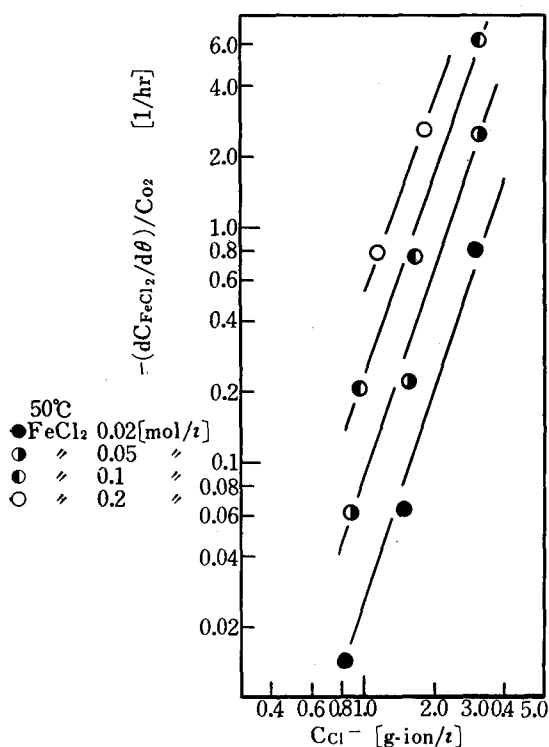
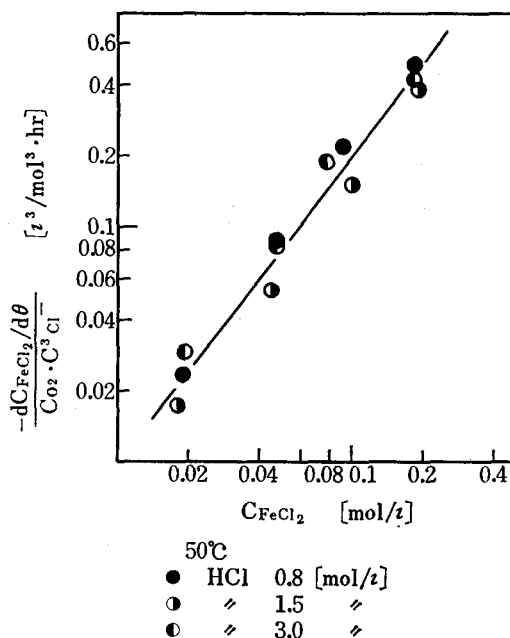


Fig. 4 Effect of chloride ion on reaction rate

shown in Table 6. The stirring velocity had not influenced on the reaction rate. Accordingly, it was considered that the reaction was in reaction controlled region.

7) Experimental results for determining the effects of chloride ion on reaction rate

The results of the experiment for determining the effects of chloride ion on reaction rate were shown in Fig 4.


 Fig. 5 Relation between $-(dC_{FeCl_2}/d\theta)/(C_{O_2} \cdot C_{Cl^-}^3)$ and C_{FeCl_2}

The kinetic order for chloride ion was third order.

Then, the reaction rate $-d(C_{FeCl_2})/d\theta/(C_{O_2})/(C_{Cl^-}^3)$ was plotted against ferrous chloride concentration in Fig 5.

As shown in Fig 5, the kinetic order for ferrous chloride was 1.3th order.

Then, the reaction rate r might be expressed by the following empirical equation.

$$r = k(C_{FeCl_2})^{1.3}(C_{O_2})(Cl^-)^3 \quad (3)$$

$$k = 3.5(1/mol \cdot hr)$$

8) Calculation of the concentration of oxygen in bulk liquid

Concentration of oxygen in bulk liquid Co_{2L} was calculated by using the eqn. (4) to examine the controlling step.

$$-dC_{FeCl_2}/d\theta = k_L^*(Co_{2i} - Co_{2L}) \quad (4)$$

Since the values of β were nearly equal to unity, k_L^* was used in place of k_L in eqn. (3).

The results were shown in Table 7. As shown in Table 7, the values of Co_{2L}/Co_{2i} were nearly unity. Accordingly, it was considered that rate determining step might be oxidation reaction of ferrous chloride with oxygen in the bulk solution.

Table 7. Calculated values of concentration of oxygen in bulk liquid

Temp. (°C)	Conc. of HCl (N)	Conc. of FeCl ₂ (mol/l)	Bulk. conc. (Co_{2L}/Co_{2i}) (-)
50	0.2	0.05	0.98
50	0.8	0.05	0.94

Summary

1) Physical and chemical absorption rates of oxygen in hydrochloric acid and ferrous chloride-hydrochloric acid solution were measured by using a stirred vessel with four baffle plates to study the oxidation reaction of ferrous chloride in hydrochloric acid with oxygen.

2) Since the concentration of oxygen in the bulk solution Co_{2L} exceeded 90% of the concentration of oxygen in the gas-liquid interface Co_{2i} , it was considered that rate controlling step be the reaction in the bulk solution.

3) From the experimental results of chemical absorption by using oxygen and air, the reaction was found to be first order with respect to oxygen.

4) To determine the effect of hydrogen ion on reaction rate, chemical absorption rates of oxygen in the hydrochloric acid-ferrous chloride solution which concentration of chloride ion were held constant with sodium chloride were measured. The reaction rates in the solution which had

above 0.2 (g-ion/l) chloride ion were independent of hydrogen ion.

5) The kinetic order with respect to ferrous chloride was 1.3th order. And the kinetic order for chloride ion was third order.

6) To determine the effect of ferric chloride on reaction rate, chemical absorption rates of oxygen in the solution which included ferric chloride were measured. From the experimental results, the reaction rates were independent of ferric chloride in the range of the experimental condition used.

7) The empirical equation which expressed the oxidation reaction rate of ferrous chloride was obtained from the experimental results.

References

- (1) G. W. Filson and J. H. Walton, J. Phys. Chem., 36, 740(1932)
- (2) T. Yano, T. Suetaka, T. Umehara and A. Horiuchi, Nippon Kagaku Kaishi, No.6, 1226(1973)
- (3) T. Yano, T. Suetaka and T. Umehara, *ibid.*, No.11, 2194(1972)

An Extension of Robinson's Joint Consistency Theorem and Its Application to the Theory of Definition

Hiroyoshi TABATA

The theory of definition has been studied through various techniques (cf. [2],[3],[4]); especially, A. Robinson established the well-known theorem on joint consistency, and used it to prove Beth's definability theorem (cf. [4],[5; page 79]).

With slight modifications we shall use the notion of Γ -morphism initiated by Keisler [1], and we shall obtain an extension (Theorem 1) of Robinson's consistency theorem; moreover, applying this result we shall obtain an extension (Theorem 2) of Beth's theorem.

1. Preliminaries

In this paper, we shall be concerned with the first order language with equality. We use L, L' to denote first order languages. By $L \cap L'$ we denote the language whose nonlogical symbols are only those which are common to L and L' . By T and $L(T)$ we denote a first order theory and its language respectively.

Let L be a language. We use $x, y, x_1, \dots, x_n, \dots$, as syntactical variables which vary through variables of L ; $t, t_1, \dots, t_n, \dots$, as syntactical variables which vary through terms of L ; and A, B, C, \dots , as syntactical variables which vary through formulas of L .

We use $A_x[t]$ to designate the formula

obtained from A by replacing each free occurrence of x by t . We say that t is substitutable for x in A if for each variable y occurring in t , no part of A of the form $\exists yB$ or $\forall yB$ contains an occurrence of x which is free in A . We agree that whenever $A_x[t]$ appears, A, x and t are restricted to represent expressions such that t is substitutable for x in A . Similarly, we use $A_{x_1, \dots, x_n}[t_1, \dots, t_n]$ to designate the formula obtained from A by replacing all free occurrences of x_1, \dots, x_n by t_1, \dots, t_n respectively. Whenever $A_{x_1, \dots, x_n}[t_1, \dots, t_n]$ appears, x_1, \dots, x_n are restricted to represent distinct variables, and $A, x_1, \dots, x_n, t_1, \dots, t_n$ are restricted to represent expressions such that t_i is substitutable for x_i in A for $i=1, \dots, n$. We shall omit the subscripts x_1, \dots, x_n when they are immaterial or clear from the context.

DEFINITION 1.

A set Γ of formulas of L is said to be normal if the following four conditions are satisfied:

(i) every formula of the form $x=y$ is in Γ ;

(ii) for every formula $A \in \Gamma$, every formula of the form $A_x[y]$ is in Γ ;

(iii) for every formula $A \in \Gamma$, every formula obtained from A by replacing a part

of A of the form $Qx \wedge B$ by $Qy \wedge B_x[y]$ is in Γ , where Q is either \exists or \forall and y is a variable having no free occurrence in B ;

(iv) the identically false formula is in Γ .

DEFINITION 2.

Let Γ be any set of formulas of L . For any subset X of the set $\{\forall, \exists, \vee, \wedge, \neg\}$ we denote by $X\Gamma$ the set of all formulas that can be formed from the formulas in Γ using only the connectives and quantifiers in X .

Using the above definition, we can easily see that every subset X of $\{\forall, \exists, \vee, \wedge, \neg\}$ is a closure operator on sets of formulas of L (i.e., for any sets Γ, Γ' of formulas, $\Gamma \subseteq X\Gamma$, $X\Gamma = XX\Gamma$, and $\Gamma \subseteq \Gamma'$ implies $X\Gamma \subseteq X\Gamma'$).

If X and Y are subsets of $\{\forall, \exists, \vee, \wedge, \neg\}$, we write $XY\Gamma$ to denote $X(Y\Gamma)$. If X is a one element set, e.g. $X = \{\wedge\}$, then we shall use the briefer notation $\wedge\Gamma$ for $\{\wedge\}\Gamma$. We can easily prove the following: $\{\vee, \wedge, \neg\}\Gamma = \vee \wedge \neg \Gamma = \wedge \vee \neg \Gamma$; $\{\forall, \exists, \vee, \wedge, \neg\}\Gamma = \{\vee, \exists\}\{\forall, \wedge, \neg\}\Gamma$.

Let L be a language. A structure \mathfrak{A} for L is defined as usual. We use $|\mathfrak{A}|$ to denote the universe of \mathfrak{A} ; for each predicate symbol p of L we denote the corresponding predicate of \mathfrak{A} by $p_{\mathfrak{A}}$; for each function symbol f of L we denote the corresponding function of \mathfrak{A} by $f_{\mathfrak{A}}$. By $M(L)$ we denote the class of all structures for L . If L' is an extension of L , and if $\mathfrak{A} \in M(L')$, then we use $\mathfrak{A}|L$ to denote the L -reduct of \mathfrak{A} .

Let \mathfrak{A} and \mathfrak{B} be structures, φ a mapping from $|\mathfrak{A}|$ to $|\mathfrak{B}|$, and $a = \langle a_i : i \in \omega \rangle$ an ω -termed sequence of elements of $|\mathfrak{A}|$, then we use $\varphi(a)$ to denote the sequence $\langle \varphi(a_i) : i \in \omega \rangle$.

DEFINITION 3.

Let $\mathfrak{A} \in M(L)$, $\mathfrak{B} \in M(L')$, and let Γ be a set of formulas of $L \cap L'$. A mapping φ from $|\mathfrak{A}|$ into (onto) $|\mathfrak{B}|$ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} into (onto) \mathfrak{B} , if whenever $A \in \Gamma$ and $a \in |\mathfrak{A}|^{\omega}$ satisfies A in \mathfrak{A} , $\varphi(a)$ satisfies A in \mathfrak{B} .

(If φ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} , then \mathfrak{B} is said to be a Γ -morphic image of \mathfrak{A} by φ .)

Remark. In the special case in which $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}$ are structures for the same language L , and Γ is the set of all atomic formulas (resp. all open formulas, all formulas) of L , we have the ordinary notion of homomorphism (resp. embedding, elementary embedding).

We can easily prove the following two propositions.

PROPOSITION 1. Let $\mathfrak{A} \in M(L)$, $\mathfrak{B} \in M(L')$, and let Γ be a set of formulas of $L \cap L'$. If φ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} , then φ is a $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\}$ - Γ -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} .

PROPOSITION 2. Let $\mathfrak{A} \in M(L)$, $\mathfrak{B} \in M(L')$, and let Γ be a set of formulas of $L \cap L'$. If φ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} into \mathfrak{B} , then φ is a $\{\exists, \vee, \wedge\}$ - Γ -morphism from \mathfrak{A} into \mathfrak{B} .

2. Main results

LEMMA 1. Let $\mathfrak{A} \in M(L)$, T a theory, and Γ a normal set of formulas of $L \cap L(T)$. Then there is a Γ -morphism from \mathfrak{A} into a model of T if and only if every theorem of T which is a disjunction of negations of formulas in Γ is valid in \mathfrak{A} .

Proof. This is a slight modification of the statement 5. d) in Shoenfield [5; page 93].

LEMMA 2. Let $\mathfrak{A}_0 \in M(L)$, $\mathfrak{B}_0 \in M(L')$, and let Γ be a normal set of formulas of $L \cap L'$. If there is a $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\}$ - Γ -morphism from \mathfrak{A}_0 into \mathfrak{B}_0 , then there exist an elementary extension \mathfrak{A} of \mathfrak{A}_0 and an elementary extension \mathfrak{B} of \mathfrak{B}_0 such that \mathfrak{B} is a Γ -morphic image of \mathfrak{A} .

Proof. By obvious changes in the proof of Theorem 3 in Keisler [1].

THEOREM 1. Let T and T' be theories, and let Γ be a normal set of formulas of $L(T) \cap L(T')$. Then the following two conditions are equivalent:

(i) There exists a Γ -morphism from a model \mathfrak{A} of T onto a model \mathfrak{B} of T' .

(ii) There exists no sentence A in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$ such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$.

Proof. Assume (i). Suppose that there is a sentence A in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$ such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$. Since \mathfrak{A} is a model of T , A is valid in \mathfrak{A} . Hence, since \mathfrak{B} is a Γ -morphic image of \mathfrak{A} , by proposition 1, A is valid in \mathfrak{B} . But \mathfrak{B} is a model of T' and $\vdash_{T'} \neg A$; so $\neg A$ is valid in \mathfrak{B} ; a contradiction.

We now assume that (ii) is true and prove (i). Let \mathcal{A} be the set of all theorems of T' that are formulas of the form $\forall x_1 \dots \forall x_n B$ where B is a disjunction of negations of formulas in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$. Let $T[\mathcal{A}]$ be the theory obtained from T by adding all the formulas in \mathcal{A} as new axioms. We shall show that $T[\mathcal{A}]$ is consistent. If not, we have $\vdash_T \neg A_1 \vee \dots \vee \neg A_k$ where each A_i is a sentence in \mathcal{A} (note that by the definition of \mathcal{A} , for any formula D in \mathcal{A} , the closure of D is also in \mathcal{A}). We can easily check that $\neg A_1 \vee \dots \vee \neg A_k$ is equivalent to a sentence C in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$. It follows that there is a sentence C in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$ such that $\vdash_T C$. But since $\neg C$ is equivalent to $A_1 \wedge \dots \wedge A_k$ and each A_i is a theorem of T' , $\vdash_{T'} \neg C$. This contradicts to (ii).

Since $T[\mathcal{A}]$ is consistent, by the completeness theorem there is a model \mathfrak{A}_0 of $T[\mathcal{A}]$. By Lemma 1, there exists a $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$ -morphism from \mathfrak{A}_0 into a model \mathfrak{B}_0 of T' . Therefore, by Lemma 2, there exist an elementary extension \mathfrak{A} of \mathfrak{A}_0 and an elementary extension \mathfrak{B} of \mathfrak{B}_0 such that \mathfrak{B} is a Γ -morphic image of \mathfrak{A} .

COROLLARY 1 (Craig-Robinson's Joint Consistency Theorem). Let T and T' be theories. Then $T \cup T'$ is consistent if and only if there exists no sentence A such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$.

Proof. The "only if" part is trivial. To prove the "if" part, suppose that there is no sentence A such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$. Then by Theorem 1, there is a Γ -morphism φ from a model \mathfrak{A} of T onto a model \mathfrak{B} of T' where Γ is the set of all formulas of $L(T) \cap L(T')$. Construct a structure \mathfrak{C} as follows: $|\mathfrak{C}| = |\mathfrak{A}|$; for each predicate symbol p of $L(T)$, $p_{\mathfrak{C}} = p_{\mathfrak{A}}$, and for each function symbol f of $L(T)$, $f_{\mathfrak{C}} = f_{\mathfrak{A}}$; for each predicate symbol q of $L(T')$ and $a_1, \dots, a_n \in |\mathfrak{C}|$,

$$q_{\mathfrak{C}}(a_1, \dots, a_n) \text{ iff } q_{\mathfrak{B}}(\varphi(a_1), \dots, \varphi(a_n)),$$

and for each function symbol g of $L(T')$ and $a_1, \dots, a_{n+1} \in |\mathfrak{C}|$,

$$g_{\mathfrak{C}}(a_1, \dots, a_n) = a_{n+1}$$

$$\text{iff } g_{\mathfrak{B}}(\varphi(a_1), \dots, \varphi(a_n)) = \varphi(a_{n+1}).$$

Then we can easily see that \mathfrak{C} is a model of $T \cup T'$. Hence by the completeness theorem, $T \cup T'$ is consistent.

COROLLARY 2. Let T and T' be consistent theories, and let $L = L(T) \cap L(T')$. Then the following two conditions are equivalent:

(i) There are a model \mathfrak{A} of T and a model \mathfrak{B} of T' such that $\mathfrak{B}|L$ is a homomorphic image of $\mathfrak{A}|L$.

(ii) There exists no positive sentence A such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$.

Proof. This is just a special case of Theorem 1, where Γ is the set of all atomic formulas of $L(T) \cap L(T')$.

THEOREM 2. Let Γ be a normal set of formulas in T , and let A be a formula in T . Then the following two conditions are equivalent:

(i) For some formula B in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\} \Gamma$, we have $\vdash_T A \leftrightarrow B$.

(ii) For every pair of models \mathfrak{A} and \mathfrak{B} of T , if φ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} ,

then φ is a $\{A\}$ -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} :

Proof. Using proposition 1, we can easily prove that (i) implies (ii). To prove the converse, let T' be the theory obtained from T by adding new constants e_1, \dots, e_n , and let Γ' be the set of formulas of the form $C[e_1', \dots, e_k']$ where C is a formula in Γ and $\{e_1', \dots, e_k'\} \subseteq \{e_1, \dots, e_n\}$. Then it is clear that Γ' is a normal set of formulas in T' . Let U be the theory obtained from T' by adding the sentence $A_{x_1, \dots, x_n}[e_1, \dots, e_n]$ as a new axiom, and let U' be the theory obtained from T' by adding the sentence $\neg A[e_1, \dots, e_n]$ as a new axiom. By (ii), it is obvious that for any model \mathfrak{A} of U and for any model \mathfrak{B} of U' there are no Γ' -morphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} . Hence by Theorem 1, there exists a sentence B' in $\{\forall, \exists, \vee, \wedge\}\Gamma'$ such that $\vdash_U B'$ and $\vdash_{U'} \neg B'$.

(Note that by the definition of normal sets of formulas we can choose B' so that each x_i does not occur in B' .)

By the deduction theorem, $\vdash_{T'} A[e_1, \dots, e_n] \rightarrow B'$ and $\vdash_{T'} \neg A[e_1, \dots, e_n] \rightarrow \neg B'$; so, by the tautology theorem, $\vdash_{T'} A[e_1, \dots, e_n] \leftrightarrow B'$. Therefore, by the theorem on constants, $\vdash_T A \leftrightarrow B$ where B is the formula obtained from B' by substituting x_i for each e_i .

COROLLARY 3 (Beth's Theorem). Let L be the language obtained from L' by adding a new predicate symbol p (a new function symbol f), and let T be a theory in L such that $\neg px_1 \dots x_n$ is not a theorem of T . Then the following two conditions are equivalent:

- (i) For some formula B of L' , we have

$$\vdash_T px_1 \dots x_n \leftrightarrow B$$

(resp. $\vdash_T y = fx_1 \dots x_n \leftrightarrow B$),

where x_1, \dots, x_n, y are distinct.

(ii) For every pair of models \mathfrak{A} and \mathfrak{B} of T , if φ is an isomorphism of $\mathfrak{A}|L'$ and

$\mathfrak{B}|L'$ then φ is an isomorphism of \mathfrak{A} and \mathfrak{B} .

COROLLARY 4. Under the same assumptions as in Corollary 3, the following two conditions are equivalent:

- (i) For some positive formula B of L' , we have

$$\vdash_T px_1 \dots x_n \leftrightarrow B$$

(resp. $\vdash_T y = fx_1 \dots x_n \leftrightarrow B$),

where x_1, \dots, x_n, y are distinct.

(ii) For every pair of models \mathfrak{A} and \mathfrak{B} of T , if φ is a homomorphism from $\mathfrak{A}|L'$ onto $\mathfrak{B}|L'$ then φ is a homomorphism from \mathfrak{A} onto \mathfrak{B} .

We can prove the following two theorems by obvious changes in the proofs of Theorem 1 and Theorem 2 respectively.

THEOREM 3. Let T and T' be theories, and let Γ be a normal set of formulas of $L(T) \cap L(T')$. Then the following two conditions are equivalent:

(i) There exists a Γ -morphism from a model of T into a model of T' .

(ii) There exists no sentence A in $\{\exists, \vee, \wedge\}\Gamma$ such that $\vdash_T A$ and $\vdash_{T'} \neg A$.

THEOREM 4. Let Γ be a normal set of formulas in T , and let A be a formula in T . Then the following two conditions are equivalent:

(i) For some formula B in $\{\exists, \vee, \wedge\}\Gamma$, we have $\vdash_T A \leftrightarrow B$.

(ii) For every pair of models \mathfrak{A} and \mathfrak{B} of T , if φ is a Γ -morphism from \mathfrak{A} into \mathfrak{B} , then φ is a $\{A\}$ -morphism from \mathfrak{A} into \mathfrak{B} .

As special cases of the last two theorems, we can obtain corollaries which are analogous to the corollaries of Theorem 1 and Theorem 2, but we will here rephrase only one corollary:

COROLLARY 5. Under the same assumptions as in Corollary 3 the following two conditions are equivalent:

(i) For some existential formula B of L' ,
we have

$$\vdash_T p x_1 \dots x_n \leftrightarrow B$$
$$(\text{resp. } \vdash_T y = r x_1 \dots x_n \leftrightarrow B),$$

where x_1, \dots, x_n, y are distinct,

(ii) For every pair of models \mathfrak{A} and \mathfrak{B}
of T , if φ is an embedding of $\mathfrak{A}|L'$ into
 $\mathfrak{B}|L'$, then φ is an embedding of \mathfrak{A} into \mathfrak{B} .

References

- (1) H. J. Keisler: Theory of models with general-
ized atomic formulas. J. Symb. Logic, vol. 25
(1960), 1-26.
- (2) S. Kochen: Topics in the theory of definition,
Proc. of Model Theory Symposium, Berkeley,
1963 (1965), 170-176.
- (3) N. Motohashi: A theorem in the theory of
definition. J. Math. Soc. Japan, vol. 22, No. 4
(1970).
- (4) A. Robinson: A result on consistency and its
application to the theory of definition. Indag.
Math., vol. 18 (1956), 47-58.
- (5) J. R. Shoenfield: Mathematical Logic. Addison-
Wesley, 1967.

夢 と 現 実

—『剃刀の刃』について—

柏 原 啓 佐

Dream and Reality

—On *The Razor's Edge*—

Hirosuke KASHIWABARA

The Razor's Edge は、第一次大戦後のアメリカ人を描いた作品である。当時、アメリカの物質的繁栄は止まるところを知らず、若者たちの理想は、発展する社会の一員として貢献するとともに、安定した生活を築くことであった。しかし、第二次大戦を経た後は、物質文明に対する反省、既成の生活様式に対する懐疑、宗教に対する関心が頭をもたげ始めていた⁽¹⁾。この作品がベストセラーになった一つの要因はここにある。しかしもちろん、ベストセラーであることが、作品の価値を決定するわけではない。この作品に対しては批判も厳しく、宗教を扱った作品の流行に目をつけて、モームもベストセラーをねらったのだという手酷い批評まで出た⁽²⁾。そしてほとんどの批評は、エリオットやイザベルに比して、主人公ラリーが十分に描けていない点に集中しているのだが、R. Cordell も、この作品を *Of Human Bondage* に迫る佳作⁽³⁾と認めながらも、

But the novel misses real greatness largely because one feels that Maugham regards the saintly Larry as a phenomenon rather than a real person;

(1) Robert Lorin Calder: *W. Somerset Maugham and the Quest for Freedom*, Heinemann, pp. 237-8.

(2) Richard A. Cordell: *Somerset Maugham*, Indiana University Press, p.242.

(3) *id.*, p.57.

(4) *id.*, pp.257-8.

(5) Robin Maugham: *Somerset and all the Maughams*, Longmans・Heinemann, pp.139-41.

(6) S. A. Jensen 著、野村博訳：モームの文学，美誠社，pp.52-6.

the reader can believe in him no further than does his creator. (Richard A. Cordell: *Somerset Maugham*, Indiana University Press, p. 157)

と述べて、ラリーが生身の人間ではないことを指摘している。

逆に Cyril Connolly は、英国の批評家たちの無情な批評に首を傾げている⁽⁴⁾。モームの甥である R. Maugham も、当然と言えば当然だが、C. Connolly の説を支持しているようである⁽⁵⁾。S. A. Jensen は、Malcolm Cowley の‘聖水を少量混ぜたモーム風カクテル’という辛らつな評言に代表される *The Razor's Edge* の宗教的浅薄さを突いた批評について、モームは宗教問題に関しても単刀直入で、その不可知論にも独創性がないので、現代作家によくあるように、ばく然と錯そうした方法で述べている場合よりも、浅薄な印象を与えるのであろうと弁護し、宗教の問題に関するモームの真面目さを、作品の背後に感じとっている⁽⁶⁾。

しかし、大方の論者は、ラリーがアンリアルである点において一致しているし、筆者もこの点について異論をはさむつもりはない。ただ、イェンセンも指摘しているように、モームと宗教との関係はもっと突っ込んで考察しなければならないように思われるし、ラリーの存在感の希薄な点も、エリオットやイザベルを対照しながら、その因ってくる場所を見極めることによって、モームの作家としての本質にいきさかでも触れることができたと希望している。

I

The Razor's Edge は、手慣れた第一人称小説の形

をとっている。しかも今度は、語り手は、作家のモーム氏であって、作者が明りような姿で前面に出てきている。

主人公ラリー・ダレルは、航空兵として第一次大戦に参加していたシカゴの青年である。すでに両親はなく、復員後は、世間一般の例に従って就職をするわけでも、大学に入るわけでもなく、亡父の遺産でただぶらぶらと毎日を送っている。彼の許婚者イザベルには、戦前の快活さを失ったラリーの優柔不断とも見える態度がいらだたしかった。しかし、モーム氏にしだいに分ってきたところでは、ラリーは図書館に入り浸って何かを追い求めているらしい様子である。

ラリーの変ぼうは、大戦中の体験によってもたらされたものであった。大空の無限の広がり、空中戦の最中に彼を救おうとして命を落した友人の記憶が念頭から離れず、ラリーは人生に対して懐疑を抱き始めたのである。

そのようなラリーが選んだ道は、本当の人生の意味を求めての放浪であった。彼はパリを振り出しに、フランス北部の小さな炭坑町、ドイツの農村、さらにインドへと各地を転々と流れていく。

ラリーの周辺には、恋人のイザベル、親友グレイ・マチューリン、そしてイザベルの誇高い母親ブラッドレー夫人や伯父のエリオット・テンプレトンたちがいた。彼らは、いわば現世に根を下した人々である。エリオットは、パリこそ社交のひのき舞台だと考えてアメリカを捨てた俗物であり、イザベルやグレイは常識的なアメリカニズムを代表する存在である。このように、彼らとラリーとの間には、どうしようもない深い溝が横たわっていた。

エリオットは、ラリーが結婚を延ばしてパリへ旅立つことに賛成してはいるが、それは、人生の門出に華やかな社交界のふん囲気を味わい、少々放とうとしてみることも将来のためによいだろうという世間智からであった。しかし、このエリオットの期待に反して、ラリーは誰にも居所を知らせず、安宿で気の赴くまま、ただ読書にふけていたのである。

ラリーの意図は、イザベルにもよく理解できなかった。エリオットの招きを受けてパリを訪れた時、彼女は久しぶりにラリーに再会する。ギリシャ語を習っていると言うラリーと、

“And what is that going to lead to?”

“The acquisition of knowledge,” he smiled.

“It doesn't sound very practical.” (p.64)

といった会話を交すのであるが、彼女には、‘practical’

(7) *The Summing Up*, ch. 65.

なことではなければ納得できないのである。結婚後、ラリーが経済的に安定していて、将来性のある職業に就き、幸せな家庭を築くという常識的な道が、イザベルの夢であった。ラリーは、自分の意図を、イザベルに次のように説明している。

“I want to make up my mind whether God is or God is not. I want to find out why evil exists. I want to know whether I have an immortal soul or whether when I die it's the end.” (p.65)

言うまでもなく、これはモーム自身が人生に投げかけた疑問である。その間の事情は、*The Summing Up*でも、*A Writer's Notebook*の後書きでもうかがい知ることができるのだが、*Of Human Bondage*はその肉付けであった。つまり、フィリップの苦悶はそのままりの苦悶であり、*The Razor's Edge*で本格的に宗教問題を扱おうとするモームの意図が、ここでしだいに明確な姿を現わしてくる。従って、この辺で、モーム自身の宗教との関わり合いを洗い直してみる必要が生じてくる。*The Summing Up*⁽⁷⁾を中心に、この点について調べてみよう。

II

パリに生れ、イギリスで牧師の叔父に育てられたモームが、子供のころから、キリスト教文明の洗礼を受けたことは当然のことである。しかし怠惰な叔父、偽善的な近所の牧師たち、モームのどもりにいらだつキングズ・スクールの牧師たちに接しているうちに、しだいに、モームは教会から遠ざかっていった。また *Of Human Bondage* には、キングズ・スクールの仲間からちよう笑されるえび足に悩んで、フィリップが神に祈りを捧げる場面があるが、バイブルの教えによれば山をも動かすはずの彼の祈りは聞き届けられなかった。子供心にも宗教に対する懐疑が、この時から芽生えてくる。このフィリップの‘えび足’が、モームの‘どもり’であったことはもちろんである。そしてついに、ハイデルベルクを訪れた時、叔父の信じていた英国々教会の教えとは異質の宗教を心から信仰する人々に接して、相対的とでも言うべき宗教観を抱くようになった。つまり、どのような宗教を信じようが問題ではないのだという結論である。逆説的な表現を使えば、宗教から解放された自由の歓びを味わったとも言えよう。

だがしかし、ここでモームと宗教との関係が全く切れてしまったと考えるのは、あまりにもせっかちで機械的な結論づけになってしまう。例えば、フィリップの祈りが成就しなかったことは、ただ幼いモームにとって、宗教に疑問を抱く一つの切っ掛けになっただけであって、

彼の本当の宗教との絡み合いは、その後の論理的な思索を待たなければならない。前に引用したラリーの言葉は、モーム自身の模索の出発点でもあった。

ラリーは、炭坑や農場で働いた後、ボンでベネディクト派の修道士に出会った。この博識の僧は、ラリーが信仰の入口にあることを見てとって、祈りを続けることによって惑いを払い、平安の境地に達することができるかと教えながら、修道士たちと一緒に野外で働き、図書館で読書することを勧める。

修道院における三カ月の規律正しい生活は、心に落着きを与えた。しかし結局、ラリーには、修道士たちが称える神を信じるができなかった。ここでもラリーは、モームの考えを代弁している。

修道士たちは、神は自己の栄光を賛美するために世界を創造したと説明した。しかし、ベートーヴェンの交響曲は、内面のやむにやまれぬ表現欲が、音楽となって表現されたものではないだろうか。また、日々の糧を与え給う神に対して捧げる祈りに、何か意味があるのであるか。人の子は、父親から当然のごとくに食物を受け取っているではないか。ラリーには、もし全能の神が、人間の生存に必要なものを与えられないのなら、人間を創造しなければよかったのだ、と思われた。それ以上に彼に納得できないことは、原罪の観念である。ラリーの経験からすると、悪は、人間が本来持っているものというよりはむしろ、遺伝や環境によって生じるものである。責任はむしろ社会に帰せられるべきではないか。にもかかわらず、慈愛あふれる神が、人間を永遠の地獄の責め苦しに落とし込むというようなことが考えられようか。もし神が罪を背負った人間を創造したのなら、その人間を罰するということはどう考えてもおかしい。修道士たちは、人間は弱さを克服し、誘惑に抵抗し、苦痛や悲しみを、神より送られた浄化の試練として受け入れることによって、結局神の恩ちょうを受けられるようになるのだと信じているが、ラリーには、それは、ひとを使いに出して、ただその任務を困難にするために、途中で様々な障害物を設けているのと同じことであるように思われた。何者にも増して賢明な神が、'common sense' に欠けているとは信じられないのである。

モームの神に対する懐疑の基盤は 'common sense' にある。論理的に物事を考える時、神の存在を証明するための議論は、どれも正当な根拠があるとは思えなかった。キリスト教によって人格を与えられ、信ずる者には報酬を与え、不信心者には罰を与える神は、人間を知る

モームには信じるができなかった。そこから次のような告白が生れてくる。

For my part I cannot believe in a God who is angry with me because I do not believe in him. I cannot believe in a God who is less tolerant than I. I cannot believe in a God who has neither humour nor common sense. (*The Summing Up*, ch.69)

The Razor's Edge の出た1944年には、*A Writer's Notebook* にも宗教に関する総括的な記述が見られる⁽⁸⁾。モームが70才の時である。

そこに述べられている宗教観は、*The Summing Up* に披歴されているものと全く同じものであるが、注目しなければならないのは、ヒンズー教に寄せた関心である。

モームがインドを訪れたのは、*The Summing Up* の出版される二年前、1936年のことであった。R. Calder も指摘しているように⁽⁹⁾、当時の宗教映画や宗教小説の流行、それにモーム自身が、A. Huxley たちのヒンズー教宣伝活動に協力していた事実が、*The Razor's Edge* を生み出した背景にあるとしても、キリスト教に背を向けたモームが、東洋の神秘主義に引かれたことは、モームの宗教に対する関心の深さを物語っていると言っても差し支えないだろう。

III

Chapter Six は、

I feel it right to warn the reader that he can very well skip this chapter without losing the thread of such story as I have to tell, since for the most part it is nothing more than the account of a conversation that I had with Larry. I should add, however, that except for this conversation I should perhaps not have thought it worth while to write this book. (p.233)

という断り書きで始っている。この章は、主として宗教的体験についての、ラリーとモーム氏との対話で終始している。ある意味で、物語のドラマティックな面白さに欠けているが、ここには確かにラリーの内面が、ほとんど全て説明されているのである。

ラリーは、修道士たちと別れてから、パリ、スペインを経て帰国の旅に出たが、ボンベイで知り合ったインド人の勧めで、ヒンズー教の故郷を訪ねる。エレファンタの洞窟^{どうくつ}で見たブラーマ、ヴィシュヌ、シバ三神の像と、ボンベイの町の持つ東洋的ふん囲気は、彼をすっかり魅惑してしまい、インドにしばらく止まって、悟りを求め

(8) *A Writer's Notebook*, Heinemann, pp.291-4.

(9) R. L. Calder: *W. Somerset Maugham and the Quest for Freedom*, pp.237-43.

て修業に励むことになった。聖者にも会ったし、書物も読み漁った。

結局、ラリーは、キリスト教に求めて得られなかった悪の存在理由を、ヒンズー教の説明の中に見出した。キリスト教では、悪は人間を鍛練するため、人間の罪を罰するために、神がこの世に送ったものだと言っている。しかし、それでは、まだ何の罪もないはずの子供が脳膜炎で死ぬのは、どう説明したらよいか。人生は無限の生の一環であって、個人の生涯の幸、不幸は、前世の因縁によって決定されるという輪廻の思想が、その点をよく説明しているように思われた。モームは、この点について、次のように語っている。

I have only found one explanation that appealed equally to my sensibility and to my imagination. This is the doctrine of the transmigration of souls. (*The Summing Up*, ch.68)

もし悪が前世に犯された罪の結果であるとすれば、あきらめと希望をもって耐えることができようし、また他人に振り掛かる悪も、あわれみの目で眺め、苦痛を軽減することもできよう。事実、インドの信者たちは、自己のアートマンつまり靈魂が、遍在する絶対者ブラーマとともに存在していると信じて疑わない。しかし、西洋人のラリーには、最後のところで突き破れぬ壁があった。モーム氏に、靈魂再来を信じているかと尋ねられて、

"That's a very difficult question to answer. I don't think it's possible for us Occidentals to believe in it as implicitly as these Orientals do. It's in their blood and bones. With us it can only be an opinion. I neither believe in it nor disbelieve in it." (p.257)

と答えないわけにはいかない。この言葉は、信仰とは何かという宗教の本質と関わってくるのであって、理性的に実在を追求していく人間には、ガンジス河で、腕を差し伸べ頭を上げて、日の出の太陽に祈る半裸のインド人の姿は、異様なものに映るのである。ラリーは、その光景に接して、

Those people believed not halfheartedly, not with reservation or uneasy doubt, but with every fibre of their being. (p.254)

と感懐を漏らしている。だがそれでも、ラリーは、慰めと励ましを与えてくれる人格神ではなくて、自己の魂の中に存在する神を信じたいのである。彼がヒンズー教に

引かれるのは、信じるのが救いの条件である他の宗教とは異って、この宗教は、何物をも信じることを要求せず、ただ実在を知ろうとする激しい渴望を持ち続けられ、喜びや苦痛と同じように、確実に神を経験することができるかと教えているからである。事実インドには、神を経験したと確信している人々が何百と存在する。ラリーは、

I found something wonderfully satisfying in the notion that you can attain Reality by knowledge. (p.261)

と語り、知識により到達する救いは、愛や功德によって得られる救いよりも困難ではあるが、人間の最も貴重な能力である理性により到達できるのであるから、最も高貴な道であるというインドの賢者たちの教えに、意を強くしているのである。

モームのたどった道も、理性による道であった。宗教において、何物にも増して有用な唯一のものは、'objective truth'⁽¹⁰⁾であると言っている。彼がヒンズー教に魅力を感じたのも、輪廻の思想が、悪の存在理由を巧みに説明していたからであった。ラリーとモーム氏との対話は、過去と現在の二人のモームの対話であり、モームは、過去の自分の姿を、余裕をもって眺めているのだと言えよう。しかしモームは、始めも終りもない中性の神秘的な実在に、他のいかなる宗教の神にも見出しなかつた魅力を覚えながらも、それはただ 'impressive fantasy'⁽¹¹⁾にすぎないと述べ、

It (transmigration) does not explain why an all-wise and all-good creator should have been willing or even able to produce error. (*A Writer's Notebook*, Heinemann, p.293)

と、またもや懐疑的な態度に戻ってしまうのである。つまり、彼が究極的に到着したのは、ヒンズー教にも安住できない不可知論者の境地であった。

ところで、ラリーは結局どこに行き着いたのであろうか。

しばらくインドに暮らしたある日のこと、彼は、野獣の住む人里離れた山中に独り入って日の出を拝んだ。その時に見た光沢ある鋼にも似た湖面の美しさは、彼の心を奪ってしまった。その時の感動を、ラリーは次のように表現している。

I had a sense that a knowledge more than human possessed me, so that everything that had been confused was clear and everything that had perplexed me was explained. (p.266)

これが、彼の求めていた至福の恍惚境^{とうとう}であり、啓示であった。それが絶対者と合一した印であるのかどうかは

(10) *The Summing Up*, ch.69.

(11) *A Writer's Notebook*, p.292.

知るよしもないが、その時に味わった平和、歡喜、確信、世界の美しさに対する感動は、その後もラリーの心を離れず、鮮かで生き生きとしているのである。

しかし、ラリーの出発点ともなった悪の問題は、どのような結論に到達したのだろうか。

世界は神の戯れで一種のゲームのようなものであり、喜びも悲しみも、善も悪も存在しなければ、ゲームは続けられないのだという説明にラリーは反発し、美しい装飾のついた陶器も、落とせば粉々に砕けるという例をあげて、

“...Isn't it possible in the same way that the values we cherish in the world can only exist in combination with evil?” (p.270)

と一応の結論を出すのであるが、聞き手のモーム氏と同様に、それに満足しているわけではない。結局、

“The best to be said for it is that when you've come to the conclusion that something is inevitable all you can do is to make the best of it.” (pp.270-1)

というところに落ち着くのだが、これをモームは、次のように表現している。

I cannot penetrate the mystery. I remain an agnostic, and the practical outcome of agnosticism is that you act as though God did not exist. (*The Summing Up*, ch. 69)

そして、今度はこれが出発点となって、モームの場合は、‘pattern’⁽¹²⁾の必要が出てくるのである。つまり、どうせ無目的の人生なら、死ぬまでの人生模様を、どのように織りなすかという問題である。

ところで、もう一度この辺で、ラリーの探究の跡を振り返ってみよう。

彼の出発点は、神の存在、靈魂の不滅、悪の存在理由について、納得のいく解答を求めることであった。しかし、キリスト教の説明には満足できない。その穴を埋めてくれたものは、ヒンズー教の輪廻の思想であり、実在との一体感であった。しかし一方において、靈魂再来を信じ切ることのできない懐疑的な態度、西洋人としての限界意識とでも言うべきものがある。悪の問題についても、輪廻の思想にある程度の満足を見出しながら、結局断定的な結論は引き出すことができなかった。ここから、ラリーに深い思索の結果悟りに至るという姿勢が希薄なため、他人の思想の収集家の段階に止まってしまっ

たという手厳しい批判も生じてくる⁽¹³⁾。確かにその通りで、たとえモームが、彼の宗教観を全て注ぎ込んだにしても、この作品から宗教的な満足を得ることは不可能である。その限界はモームの不可知論にある。だが、モームは、小説家として、また別のねらいを持っていたのではないだろうか。

ラリーは、インドの友人の勧めで、丘の上の洞穴に長年住んでいたというヨガの行者を訪れた。初対面の印象で、彼の持つ落着き、善良さ、平和、無私のふん囲気に動かされ、これこそ探し求めていた人物だと心が躍る。ラリーにとって大切なのは、行者の教えよりもむしろ、行者の人間そのものであった。彼は次のように言っている。

But it wasn't his teaching that was so remarkable; it was the man himself, his benignity, his greatness of soul, his saintliness. His presence was a benediction, I was very happy with him. I felt that at last I had found what I wanted. (p.264)

モーム氏が、

My concern is with Larry. (p.261)

と言っているのも、モームが、神秘主義よりも神秘主義者により深い関心を示していることを実証しているが、評論 *The Saint* の聖者や Mother Superior⁽¹⁴⁾ に対して関心を抱き、尊敬を込めて描いているのは、宗教的信条は別として、彼らの人間としての魅力に引かれたためである。ラリーも、思想的にはモームの跡をたどりながらも、結局、真摯に人生の意味を追求する好ましい人間として描かれている。彼の微笑には心の善良さがそのまま現れていて、モームは、

...he had a smile of great sweetness. It was not a brilliant, flashing smile, it was a smile that lit his face as with an inner light. (p.29)

と表現し、恋人のイザベルはもちろん、誰からも好意を抱かれるような人物を創造しているのである。

IV

ラリーが、精神の世界に住むアメリカ人とすれば、一方に現実の世界を代表するアメリカ人たちがいる。彼らは、ラリーと密接な関係を持ちながら、‘月’に対する‘六ペンス’⁽¹⁵⁾的な存在であるが、端役と言うには、立派に独立できる性格を持っている。ことにエリオットとイザベルに注目しなければならない。

エリオットは、語り手モーム氏の古くからの知人である。物語の始まった1919年には、50代も半ばを過ぎ、背の高い、顔かたちの整った優雅な紳士であった。服装はいつも端然としていて、身に着けるものは全て世界の—

(12) *The Summing Up*, chs.15, 74.

(13) 越川正三：サマセット・モームの全小説、南雲堂、p.186.

(14) *The Painted Veil*.

(15) *The Moon and Sixpence*.

流店のものばかりという凝り方。社交の中心パりに住み、秘密にはしていたが、どうやら抜け目のない画商として産を成していたらしい。しかし、それだけに趣味や知識はあった。パーティーに社交人士を招くことを生きがいにしてはいたのだが、表面を取繕いながら、家計の遺繰りには苦心していたらしい。ヴァージニアの旧家の出身で、独立宣言の署名者の一人を先祖に持ち、後には自ら伯爵の位を手に入れて誇顔であった。要するに、

He took no interest in people apart from their social position. (p.7)

という言葉が、‘snob’ エリオットの本质を簡潔に言い表わしている。しかし、モームは次のように断り書きを入れることも忘れなかった。

If I have given the reader an impression that Elliott Templeton was a despicable character I have done him an injustice. (p.8)

エリオットは気前がよく、世間に通じていて、何かと役に立つ男である。また奇妙なことに、熱烈なカトリック教徒で、教会のために献身的に尽してもいる。モーム氏には、このように賢く、親切で、教養のある人間に、どうして俗物根性が取りついたのかと不思議でならなかった。父親は大学の総長で、祖父もかなり名のある聖職者である。また、彼のパーティーに来る客がほとんど、彼の気前のよい料理目当てにやってくる、無価値で愚かな人々であることが分らぬほど間が抜けてもいない。モーム氏は、エリオットは、これらの由緒ある人々との交わりから、過去の栄光を夢見る熱烈なロマンティズムを感じ取っているのだろうとしか考えようがなかった。いわば ‘the sad Don Quixote of a worthless purpose’⁽¹⁶⁾ である。

エリオットの身近な身寄りには、妹とその娘のイザベルだけであった。ラリーとのつながりは、彼がイザベルの許婚者であることから必然的に生じたものである。家族思いのエリオットは、シカゴで時々ラリーに会っていたが、ぶらぶらしているラリーがどうも気に食わない。

そういう時に、ラリーのパリ行きは、エリオットにとってもつけの幸いであった。彼は、イザベルが、資産家の息子グレイと結婚することを望んでいた。ラリーがいなくなると、グレイにチャンスが巡ってくると、世間智に富むエリオットは考えた。

“...When you're eighteen your emotions are violent, but they're not durable.” (p.38)

である。グレイの父親は株式仲買人で、繁栄するアメリ

カ社会の中で、大きな資産を築いていた。親子ともに典型的なアメリカ人で、エリオットには、グレイがイザベルの絶好の相手だと思われた。

結局、イザベルはグレイと結婚し、子供もできて幸せな家庭生活を送っていた。モーム氏の目には、グレイは優しく愛情の深い夫であり、父親であった。イザベルはみがき上げられた美しさをたたえていた。ところが、そこへ1929年の大恐慌が襲ったのである。

グレイ親子は破産、グレイはこのショックで、いつも頭痛を訴える自信喪失者になっていた。イザベルたちは、エリオットに助けられ、いまでは、もと伯父が住んでいたパリのアパートで暮している。エリオットは、抜け目なく株を処分してあったので、破産を免れたばかりか、リヴィエラに居を構えて、各国の貴族たちとの交際に明け暮れていた。しかし寄る年波には勝てず、社交界にも新しい時代の波が押し寄せていた。そしてついに、最大のパーティーにも招かれられないという、彼にとってはこの上なく屈辱的な衝撃に合う。モーム氏の気転で、何とか招待状は届くのであるが、腎臓の病は悪化して、パーティーには参加できなかった。死ぬ間際まで ‘arch-snob’⁽¹⁷⁾ で通したエリオットは、招待状に対する返事を、モーム氏に次のように書き取らせている。

“Mr. Elliott Templeton regrets that he cannot accept Princess Novemali's kind invitation owing to a previous engagement with his Blessed Lord.” (p.231)

V

エリオットの俗物振りは、芝居じみた台詞の中に生きている。モームは、かつての劇作家の腕前を、この作品でも遺憾なく発揮しているのだが、エリオットが口にする言葉といえ、二言目には洗練されたパリであり、上流階級の華やかさである。モームは、エリオットの戯画化を楽しんでいるようでもあるが、型にはまったように繰り返される台詞は、一方ではユーモラスであるとともに、ややともすると類型に陥る危険がある。それを救っているのは、エリオットの気前のよさであり、家族に対する思い遣りである。彼が尽した人々の忘恩に対する憤激であり、時代の移り変りに対する悲しみである。モームは、希代の俗物に対しても、人間味を付加することを忘れなかった。いつものように、多面的な人間像を描き上げることによって、エリオットは、滑稽さと哀れさの混ざったペーソスを発散する。実際、モーム氏も、死の床に横たわるエリオットを見て、涙を抑え切れなかった。

An old, kind friend. It made me sad to think

(16) p.233.

(17) p.128.

how silly, useless and trivial his life had been. (p.232)

という言葉が、エリオットの全てを語るとともに、モーム氏の心からの悲しみをよく伝えている。

それでは、イザベルやグレイたちを、モーム氏はどのように見ているのであろうか。

イザベルは、ラリーの恋人であるだけに、相当重要な役割を担って登場している。前述のように、彼女は徹底して常識的なアメリカ娘である。頭はいいし、素直なところもあるが、ラリーの求める精神の世界には全く無縁の存在で、生活の糧を得、社会に貢献するために、実務につくのが男の本分だと、かたくなに信じている。本ばかり読み漁っているラリーとの生活に飛び込めないで、将来性のあるグレイとの結婚に踏み切ったのも自然の勢いであった。しかし、彼女の心の底には、いつまでも、ラリーを独占したい欲望が潜んでいた。ソフィーとラリーとの結婚を故意に妨害したのも、ラリーをあきらめ切れない女の意地の現れであった。そこには、女の変欲、執念の恐ろしさ、愚かさが生々しく描かれている。モームのイザベル観には、すでに *Mrs. Craddock* に見られた、女性に対する厳しさがある。ラリーを去ってグレイに走ったのは、恋愛の本質であるパッションが欠けていたからであるが、ただラリーの邪魔をしたくなかったのだと弁解するイザベルの偽善を突いて、

“Come off it, Isabel. You gave him up for a square-cut diamond and a sable coat.” (p.198)

と揶揄し、イザベルを激怒させている。

ソフィーを陥れておきながら、何とか言い逃れようとするイザベルに対しても、

“What a liar you are, Isabel.” (p.291)

と遠慮なく非難の矢を放つ。そして、ソフィーを死に追いやったのはイザベルだとまで断言している。ソフィーは、愛する夫と子供を交通事故で失って、酒、男、麻薬という泥沼の生活に身を委せていたところを、幼友達のラリーが救おうとしたのであった。イザベルは、しつとから、ソフィーのふしだらな生活を頭から否定し、彼女を悪い人間だと決めつけるが、モーム氏は、

“...I call a person bad who lies and cheats and is unkind.” (p.197)

と言ってソフィーを弁護しながら、それとなくイザベルの非を指摘している。ソフィーを欺き彼女に対して不親

切であったのは、外ならぬイザベルであったからである。しかしまた、次のように言って、イザベルを慰めもしている。

“My dear, I'm a very immoral person. When I'm really fond of anyone, though I deplore his wrongdoing it doesn't make me less fond of him....” (p.294)

これは、一見まことに奇妙なことではあるが、モーム氏にとって、イザベルの話し易さ、シックな美しさは、大変な魅力であった。彼女に欠けているものは、優しさだけだというわけである。彼は、10年振りに会ったイザベルの美しさを、次のように描いている。

In fact from the pretty girl whose glowing health, high spirits and brilliant colour had given her attractiveness she was become a beautiful woman. (p.131)

グレイについても、モーム氏は同じような観察をする。グレイは、会話にいつも常套語句を用い、仕事だけが生きがいのような平凡な男だが、根は親切で非利己的であり、気取りがなく子煩悩な愛すべき男である。だからモーム氏は、

I had a real affection for him. (p.295)

と言っている。

要するにモームは、この作品でも、人間性の面白さを観察しながら、殺人犯ローベル⁽¹⁸⁾や、自己完成のために家族を捨てた画家ストリックランド⁽¹⁹⁾を描いたのと同じ態度で、全人的に様々な人間を描き分けていく。そこには、モラルの入ってくる透き間はない。

No action is in itself good or bad, but only such according to convention. (*A Writer's Notebook*, p.2)

若いころのような倫理観は、いつまでも作品に影を落しているのである。

VI

それにしても、*The Razor's Edge* の底を流れているモームなりの理想的人間像というものは、何かあるのではなからうか。当然のことながら、それは主人公ラリーに結晶しているはずである。彼は、ウォルター⁽²⁰⁾と同様、‘detachment’⁽²¹⁾を持っているのだが、ウォルターの、他人から身を引くような態度は、はにかみからくるものであった。一方ラリーは、言葉数こそ少ないが、人付き合いも悪くない。彼がそこにいるだけで、周囲の人々に幸せを感じさせるようなムードを持っている。イザベルには、共に楽しんでいるかと思うと、突然煙の如く逃げていくラリーが理解できなかったが、モーム氏は、それを‘goodness’⁽²²⁾のせいだろうと説明している。

(18) *Christmas Holiday*.

(19) *The Moon and Sixpence*.

(20) *The Painted Veil*.

(21) p.155.

(22) *ibid.*

画家の卵たちと同様に暮しを立てているスザンヌの苦境を救い、倫落のソフィーに求婚したのも、ラリーの善良さの現れであった。そして彼の善良さは、微笑に最もよく現われていた。このように、*The Summing Up* で⁽²³⁾、真善美の中で最も貴重なものは善であると断定したモームは、その肉付けとしてラリーを創造したのであると考えられよう。

ツロロンでソフィーの死体の検分を終え、モーム氏と最後に別れた時、ラリーは、金銭はもちろん、身のまわりの必需品以外は全て処分してしまっていた。彼の理想は、ストリックランドやサイモン⁽²⁴⁾たちの夢と同じで、形こそ違え、‘self-perfection’⁽²⁵⁾である。彼は、アメリカのように統一のない、個人主義の国においても、‘ミシシッピ川の水を素手でせき止める’⁽²⁶⁾ことができると考えている。つまり、インドの聖人たちのように純粋な性格は、真実を求める人間には、波紋の如く必ず伝わっていくと信じている。理想に到達するには、性欲も金銭も邪魔であり、無私無欲でなければならないと信じている。ところが、この点で、モーム氏の考え方は逆である。彼にとっては、金銭は無視できない問題である。モーム氏が、

“... The only thing that may make the kind of life you propose possible is financial independence.”
(p.272)

と力説したのに対し、ラリーは、

“On the contrary, financial independence would make the life I propose meaningless.” (ibid.)

と反ばくしているが、モームにとって、‘金’は人間の第六感のようなもので、ある程度それがなければ、他の感覚もうまく働かない⁽²⁷⁾のである。ラリーは、多分にモーム的要素を持っていて、ほとんど常に、モームの思想や感情を代弁しているが、結局のところ、ラリーはラリーであって、彼なりの必然性に従って行動しなければならないのである。彼は、最低限必要な生活費は、タクシーの運転手をして稼^{かせ}ぎ、残りの時間は全て書くことに当てるという生活の型を選択した。そこには自由と独立がある。つまり、モーム氏が金銭によって得た自由と独立を、ラリーは逆に、それを捨てることによってかち得たのである。言い換えれば、二人は同じような目的で人生の‘pattern’を決定したのであるが、その模様の選び方

には、それぞれ独自の方法があったのだと言えよう。

VII

以上、ラリーを中心に、エリオットやイザベルを対比させながら、登場人物に対するモームの見方を分析してきた。ラリーの生き方は、人生の意味や世界の実在の追求といった点で、若いモームの歩んだ道程を同じようにたどっていると見なしてもよいだろう。常識を超えた自己追求は、モームが繰り返し扱ったテーマであって、*The Razor's Edge* では、人生の究極的な問題である宗教的求道がテーマになっているが、いずれも原型は、*Of Human Bondage* に見出すことができる。しかし、*The Razor's Edge* の特徴の一つは、やはりヒンズー教に引かれるラリー、言い換えれば、モームの心の風景にある。神秘思想についてのモームの理解がどの程度のものであるかはとも角として、彼が、この晩年の作品で、自己の宗教的模索を詳述したことには意味がある。そこには不可知論者としてのモームの心境が、余すところなく描かれている。厳密に言って、彼は神を捨てたのではない。既成の宗教が説明しようとする神が信じられなかったのである。そこに彼の苦しみもあった。彼のいわゆる‘pattern’は、拠所のない人生という思想が出发点になっていて、それは、言わばモームの実存的生き方を示している。つまりそれは、始めも終わりもない人生をいかに有意義に生きるかという問題であった。

この作品のもう一つの特徴は、誰もが指摘するように、*Of Human Bondage* や *The Moon and Sixpence* に比べて、主人公の存在感が希薄な点にある。この意味では、*Cakes and Ale* の主人公ドリッフィールドが、ロウジーの魅力に負けてしまったのと同様に、ラリーは、エリオットやイザベルの現実感に食われてしまっている。その原因の一つは視点にあると思われる。モーム氏は、主人公との対話を通してしか、主人公の心の秘密をのぞくことはできないので、何か舌足らずの印象を読者に与える。ドリッフィールドに比べれば、ラリーによくしゃべっているのだが、テーマが、宗教という深い内面の問題であるだけに、作者は傍観者の立場からではなく、ラリーの心の中に入って語るべきではなかったのだろうか。しかも、ラリーの禁欲的求道は、当然苦しみを伴うものであると思えるのに、その苦痛が実感として伝わって来ない。親の遺産はあるし、鉱山や農家における肉体労働も、むしろ楽しい経験という印象が強い。ラリー自身の善良な性格も、ストリックランドの持っていた謎めいた苦悩と緊迫した内面^{かつよう}の葛藤を感じさせない。そのために、ラリーの微笑は‘spiritual smugness’⁽²⁸⁾の現れだという批評も出てくるのであって、このような

(23) *The Summing Up*, ch.77.

(24) *Christmas Holiday*.

(25) p.272.

(26) *ibid.*

(27) *The Summing Up*, ch.32.

(28) R. A. Cordell: *Somerset Maugham*, p.156.

点が、この作品の弱さとなっていることは否めないようである。

やはり、この作品の魅力は、リアルに描かれた様々な人間模様にある。中でも、現実感が最も濃いのはイザベルである。彼女は、美人で生氣のある魅力的な女である一方において、人間の情欲も物欲も全て合わせ持った人間だからである。

このように、イザベルやエリオットを現実と見なせば、ラリーは、現実の人間が昇華された善の象徴である。彼は、モームにとっての夢であった。

しかし、この点はモームが一番よく知っていて、作品の最後で、ラリーについてこんな風に言っている。

I am of the earth, earthy; I can only admire the radiance of such a rare creature, I cannot step into his shoes and enter into his inmost heart as I sometimes think I can do with persons more nearly allied to the common run of men. (p.303)

ラリーは、金も名声も欲しがらず、肉欲も楽しみ以上のものを求める積極的な欲望はない。彼も、フィリップと同じように、'人間の絆'からの解放、つまり自由の達成が、人生の目標であると考えているようだが、情欲の泥沼の中であがいたフィリップの苦悩の生々しさは、ラ

リーからは感じられない。おそらく、モームの創作態度には、*Of Human Bondage* の場合とは違った安易さがあるのだと思われる。

老成した作家モームにも、宗教の肉付けは困難な仕事であった。しかし、ラリーと対照的な人物群の描き方は、モームの観察力の鋭さを示しているし、これらの躍動する人物たちは、彼の創作生活の出発点となった *Liza of Lambeth* の登場人物を想起させるものがある。そして、穏やかな風刺の調子で描かれているエリオットやイザベルたちの原型は、モームの初期のドラマに見出されるのではなかろうか。この辺のところに、結局、リアリストとしてのモームの限界、逆に言えば、モームの本質があるように思われるのである。

付 記

The Razor's Edge からの引用文と脚注には、すべて書名を省略した。テキストは、*The Razor's Edge, Collected Edition, Heinemann, 1955*を用いた。

文 献

(引用文と注にあげたものは除く)

朱牟田夏雄編：*W. Somerset Maugham*, 研究社

束縛と解放

Lord Jim 像についての一考察

中村元一

Imprisonment and Liberation

An Interpretation of the Motif in *Lord Jim*

Gen-ichi NAKAMURA

I

Joseph Conrad は Author's Note の中で、最初は巡礼船のエピソードを扱った短編を書くつもりで、*Lord Jim* を書き始め、わずか数枚のところまで中断して、後に *Blackwood* 誌の依頼で改作したと述べている。しかし、改作の動機については「自由に彷徨する物語の出発点」として巡礼船のエピソードが好都合であるというだけで、核心に触れた説明をしていない。ところで、Eloise Knapp Hay は最初の草稿と1899年10月連載開始のこの改作を比較検討して、Jim の少年時代における練習船等のエピソードが、改作の際に新たに書き加えられたものだという興味ある事実を指摘した⁽¹⁾。そのエピソードの中には、Jim が冒険物語を耽読するうちに海への憧れを抱いたことや、船室で自分の様々な英雄的行為を夢想したことなどが述べられている。この改作原稿に加えられた記述は、Conrad 自身の体験にも基づいており、そのエピソードの Jim の夢想を題材に *Lord Jim* の筋を発展させようと考えたと推測される。練習船のエピソードには、嵐の中の救助活動で Jim が恐怖のために一瞬ひるみ、カッターに乗り遅れるくだりがある。これは、Patna 号遭難時に Jim のとる行動への伏線をなすが、彼の「恐怖心」もまた重要な題材として浮かび上がってくる。「夢想」と「恐怖心」という想像力の側面が Patna 号の遭難を契機にどのように「自由に彷徨するか」を見ていくことが、この小説の解釈の一つの手がかりとなるように思われる。

改作のもう一つの動機と考えられるのは、語り手

Marlow の起用である。Jim の物語を中断して改作にとりかかるまでの間 (1898~1899) に、Conrad は “Heart of Darkness” を完成したが、この中で、Marlow に単なる語り手とは言えない複雑な役割を演じさせた。彼の初期の短編小説 “The Lagoon,” “Karain” 等の作品の中にも語り手が登場するが、“Heart of Darkness” や *Lord Jim* におけるような複雑な役割は与えられていない。とりわけ *Lord Jim* では narration が重層しており、Marlow の narration の中にいくつもの sub-narration が設けられている。Conrad も言うごとく「収容できる限りの人物とエピソードが詰め込」まれて、時間的空間的に narrator の思い通りに移行できるモンタージュ手法が採用されているのである。こうした手法上の自信も改作の動機の一つにあげられよう。Marlow の登場は第4章の終わりの部分であり、第5章からその narration が始まり、第35章までところどころに pause を置きながら、一晚に語り終わる設定である⁽²⁾。第4章までは frame narrator による全知の視点で語られるが、注意すべきことは Jim に関する叙述の第5章以降との著しい相違である。全知の視点の部分では、Jim は海の冒険に憧れる多感な空想家で、実際の航海では無能力の人物として登場する。ところが、Marlow の視点からは Jim は別人物のように描かれる。Marlow は港湾事務所の前で、Jim を最初に見たときから、彼に好感を持ち、「われわれの仲間 (one of us)」と考え、常に Jim の理解者として語り手をつとめる。‘one of us’ という key word は全編を通じて、10回ほど使用され、それぞれの場合に応じて多面的な含蓄を持つが、直観的な共感

の意識を感じさせることばである。Author's Noteにおいて著者は「共感の限りをつくして、彼の意味を示すにふさわしいことばを求めるとすれば、それは 'one of us' である」と述べている。(p.ix) それゆえ *Lord Jim* の主題は Marlow の Jim に対する一体感を基調に探っていかなければならない。Marlow は聞き手たちに次のように言う。

'I have that feeling about me now; perhaps it is that feeling which had incited me to tell you the story, to try to hand over to you, as it were, its very existence, its reality—the truth disclosed in a moment of illusion.' (p.323)

この引用は Patusan での思い出を述べたものであるが、Marlow が自己の feeling を通してすべてを語ろうとしている点に注意したい。この feeling で Jim のさまざまな側面をとらえ、多様なムードでそれらを語ろうとする。語る対象は Marlow を通して見た Jim ではなく、Marlow の中に生きている Jim なのである。この主観的な Marlow の視点を無視してはこの作品の理解はありえないと思われる。

既述したごとく、第1章での Jim の少年時代の読書癖や海への限らない憧れは、改作の際、書き加えられた部分であるが、ここに多分に Conrad 自身の青春像の投影が見られる。Jocelyn Baines が指摘するごとく⁽³⁾、Conrad が故国 Poland を飛び出して船乗りになった背景には、海洋小説や海の男の伝記物語等の影響がある。彼自身後年このことを述懐して 'Thus the sea has been for me a hallowed ground, thanks to those books of travel and discovery which have peopled it with unforgettable shades of the masters in the calling which, in a humble way, was to be mine, too;' と言っている⁽⁴⁾。Jim の姿は Conrad のこの少年像を彷彿させるが、Conrad 自身は、いつまでも甘い考えを抱いていたわけではなかった。*The Mirror of the Sea* の中に、1881年西印度諸島から帰航中のオランダの遭難船の乗組員を救助したときの模様を述べた有名な一節がある⁽⁵⁾。どやどやと救命ボートに乗り込んで来る船員たちを見て、Conrad は幻滅を感じたが、これらは「やむを得ないことがら」であると認識すると「自分の選んだ人生を冷静に見つめる」ことが可能となり、海の幻影は去り、その魅力だけが残り、はじめて一人前の船乗りになれたという。

一方 Jim はどうであったか。練習船時代遭難救助に向かうカッターへの乗り込みが、風と潮の呪縛にあって不成功に終わり、「英雄」への渴望をいやす好機を逸する。しかし彼はそれを反省もせず、現実のきびしさを自

覚するどころか、逆にその日の「英雄」に対して嘲りの気持を抱き、もっと大きなチャンスに自分の力を発揮することを夢見る。(pp.8~9) かくて「白日のもとで人間の内面的価値を暴露する海の出来事の試練」を受けることもなく、彼は立派な船の一等航海士になったのである。(p.10)

注意すべきは、全知の視点での Jim に関する叙述は、第4章までという事実である。そこでの Jim には試練に出会う前の Conrad の青春の残像があると見られるが、その考え生き方は、およそ現実の社会では通用しそうにないものである。しかし Conrad にとっては、現実ばなれした「夢想」であっても、青春のいとおしい姿だったであろう。それに愛着を感じ、Jim を描くことによって、「夢」を貫徹させることがこの小説の意図であると思われる。そのためには全知の視点で描き切ることが得策ではなく、それ以外の語り手のプリズムを通すことが何はさておき必要であった。従って、Marlow の語りは不可欠のものであり、既述の改作の動機となった諸条件は絶好の手段を提供するものであった。

次にこの作品の表現上の特徴をしるしたい。ほとんどの描写が Marlow によってなされる以上、極めて主観的な色彩を帯びるのは当然であろう。その表現は直截的な描法を避け、暗示と含意に依存することが多い。加えて、象徴的な手法、イメージの頻用が相関しつつ暗示的效果をもたらしている。さらに初期の「マレー物語」における共通の手法といえる濃密な雰囲気描写が、この作品でも採用され、主人公の心理的陰影を写し出す。例えばマラバール・ホテルにおける判決前夜の Jim の切羽つまった気持に対する大雨と雷、Patusan で Marlow が Jewel の話を聞いたあとの冴えわたる月光、Patusan を去る Marlow を浜辺で見送る純白の服装の Jim に対し、夕べの薄明りが暗黒に変わり、Jim の白い姿を吸収する場面、あるいは死を覚悟して岩を出ようとする Jim にとりすがって嘆く Jewel に対し、真赤な夕空を背景におく場面等々である。このような描写方法の持つ暗示性をどう解釈するかが、Conrad 作品を理解するための重要な鍵となる。Conrad の表現の方法を綿密に考証しつつ、その暗示的描写の含意を探っていけば、作品の主題に帰納的にアプローチできると思われる。

Albert J. Guerard は mist, cloud, veil などのイメージが主人公の deceptive な mood を効果的に表現していると指摘している⁽⁶⁾。また、'dark' のイメージは心理的恐怖と結びつき、この作品の主要な undertone になっていることは、多くの批評家が指摘するところである。「本稿」では束縛に関するイメージを手がかりとして、その関連において、Marlow の目を通して見た主人

公の「夢想」や「想像力」がどのようなものであるか、また Marlow の共感の本質はどのようなものであるかを探っていきいたいと思う。

II

Royal Roussel は Conrad の作品には暗黒の中に閉ざされ苦しみ、広い世界へ逃れ出ようとする人物の比喩が多いことに注目し、'such a horror and longing drove Conrad from a landlocked part of Poland to his life on the sea' と述べ、Conrad 自身が Poland から「海」へ脱出したことの理由を、祖国の陸の束縛の恐怖心の中に見出している⁽⁷⁾。Jim が暗黒の束縛から脱出しようともがくイメージの一例を次にあげる。

'it (=Jim's mind) was like a creature that, finding itself imprisoned within an enclosure of high stakes, dashes round and round, distracted in the night, trying to find a weak spot, a crevice, a place to scale, some opening through which it may squeeze itself and escape.' (p.31)

Patna 号エピソードそれ自身が、暗黒の力の巨大な侮蔑によって企てられた脅威 (A threat planned by the tremendous disdain of the Dark Powers) の支配下にあり⁽⁸⁾、Jim の jump は、この暗黒の束縛からの無意識の脱出に他ならなかった。以下このエピソード中の関連比喩を通して、この事情を調べてみたい。

Marlow は海難審判法廷の廊下で Jim とことばを交す機会を得る。そしてその日の夕刻、マラバー・ホテルで海難の状況を Jim の口から聞く。船が衝撃を受けた直後の模様から Jim は話し始める。それによれば、浸水状態から今にも沈没しそうな Patna 号では、800人の回教徒の巡礼が眠っており、Jim の脳裏を彼らの姿がよぎる。彼らを救助することが急務であり、Jim は咄嗟の決断をせまられる。第三者の目から見れば、それはまさに彼の「英雄への渴望」を満たす絶好の機会でもあった。彼のことばによれば、彼には既に最悪の事態への覚悟ができていて、乗客への責任感と海の男の心意気から、一命を賭して事にあたるつもりでいたという。しかし結果は彼の意図に反して、惨憺たる挫折に終わってしまった。理由は何であろうか。Jim の説明はこの一点に絞られる。今にも隔壁を破って迫って来そうな海水の脅威、救命ボートの不足、逃げまどうであろう巡礼の雑踏、一刻の猶予もない時間、等々の予想が Jim の冷静さを奪ってしまったのである。もとより、彼は死を恐れるものではなかった。しかし、彼が夢見た英雄的死とは、Marlow が言うごとく、恐怖心のない死、いわば平和裡に恍惚として迎える従容たる死である。(p.88) 更に第9章では乗客

を放置して難破船を desert するという船員として最も恥ずべき行為の様子が語られる。乗客の救助ができない状態なら、せめて船内に踏みとどまり、死の運命を共にするか、あるいは海中に飛び込んで溺死するか、いずれかの道を選ぶべきであった。しかるに他の破廉恥船員とともに、救命ボートで脱出する破目になるのである。

Jim は、自分のそのときの状態を想起して、暗黒の水平線が突如上方に揺れ、大海原が急に上に傾き、その静かなうねりが急速に迫り、希望のない苦悶のうちに、星の光が納骨堂の丸屋根のように永遠に閉ざされ、(the starlight closing over his head forever like the vault of a tomb) 彼の若い命の反抗とともに一巻の終りが訪れると思ったと語る。そして、彼の身体は石のようになり、ただ頭の中をかたわの想念のみが、踊り狂い渦まくのであった。(The sights it showed him had turned him into cold stone from the soles of his feet to the nape of his neck; but there was a hot dance of thoughts in his head, a dance of lame, blind, mute thoughts—a whirl of awful cripples! (pp.96~97))

Jim は自分の想像力に自縄自縛されて、身動きできなくなる。上記引用文における種々の束縛のイメージがそれを示している。彼自身の想像力による束縛のほか、それをさらに強めるのは周囲の状況である。

'First you see a darkening of the horizon—no more; then a cloud rises opaque like a wall,' (p.101)

'No thunder, no wind, no sound; not a flicker of lightning. Then in the tenebrous immensity a livid arch appears;' (p.102)

この無音暗黒のイメージは、次の比喩で更に束縛感が裏打ちされる。

It was black, black,..... It maddened me to see myself caught like this. I was angry, as though I had been trapped. I was trapped! (p.102)

この束縛感をさらに強めたのは、自分たちだけで逃れようとする他の船員たちの浅ましきである。必死でボートを切り放そうとする彼らに、Jim は嫌悪と侮蔑を感じる。Thomas Moser は Jim の moral isolation を認め、これが Jim の義務不履行の原因と説く⁽⁹⁾。たとえば MacWhirr のような船長のもとでなら、彼は義務を果していたことであろう。逃げ出そうとする Patna 号の他の船員たちの行動を、Jim は low comedy と考え、目撃することすら、屈辱的試練だったとしている。Marlow の前では、Jim は彼らの行為を思い出して、大声で嘲笑するのだが、実際その場に居たときは、彼らから距離を保っているのが精一杯であった。その間 Jim は船の幅だ

け離れたところに釘づけにされていた。(glued to the very spot) その状態で三等機関士が心臓発作で倒れる姿を目撃するのだが、彼は一步も動かない。この段階で乗客の救助のことは、すでに彼の念頭にはなく、彼はなす術を知らずに受動状態に身を置いているのである。そしてその身には、抗しがたいさまざまな出来事や感情が岩にくだける潮のごとく (like the sea upon a rock) 襲ってくる。ボートで脱出を図る他の船員や死んだ三等機関士の事だけではない。まずボートの繫柱のきしる音に、足の先から背骨を通り抜けて頭の先まで伝わるほどの衝撃を感じる。次に近付いてくるスコールのために船体が持ち上げられると、息の根も止まる思いがする。Jimの想像力はここにいたって許容の限界に達するのである。単に想像力による束縛だけではなく、束縛された想像力が、さらに外的なものにより束縛されているのである。そういう状態にいたとき、彼は 'Let go! For god's sake, let go!' の鋭い金切声を聞き、脳と心臓が短剣で突き刺されたかのような思いをする。その叫び声は「死者をも立ち上がらせる」ほどのものであり、Jimの恐慌は絶頂に達する。つづいて Unhook! Unhook! Shove! Unhook! と叫び声が続く。ボートをはずすためのこの指示がJimには、自身の呪縛を解く合図でもあるかのように聞こえた。その瞬間、彼は死人の足につまづいた。

'This was the first time I heard of his having moved at all, Something had started him off at last, but of the exact moment, of the cause that tore him out of his immobility, he knew no more than the uprooted tree knows of the wind that laid it low! (p.109)

想像力が金縛りにあっているJimは、Marlowが言うごとく、自分が動き出した原因がわかっていない。tearやuprootedなどの比喩は、その原因がいかに強力なものであるかを示している。ここで束縛のイメージが強制的解放のイメージに転ずることに注意したい。音、光景、死人の足などの出現が、その原因となるのだが、Jimはそれを意識していない。Marlowは、これを死体にかかる黒魔術 (black magic at work upon a corpse) にたとえている。(p.109)

束縛より解放へと無自覚に動き出したJimが、「跳べ」の叫び声に救命ボートへ跳び降りたことは自然の成り行きであった。頻用されるイメージャリを通して、Jimの跳び降りの原因が、彼の想像力の拘束によると断じてよいと思う。この拘束は「暗黒の力」が支配する独特の雰囲気のもとで生じたものであるが、単なる恐怖心が原因をなすのではない。Tony Tannerが指摘するこ

とく、義務感が欠如した他の船員たちに対する嫌悪もひとつの背景ではあるが⁽¹⁰⁾、これだけではPatna号「跳び降り」の事実との間に矛盾が生じる。要するに、さまざまな原因に基づく心理的拘束が無意識のうちに解放へと動き、「跳び降り」に向かったものと解釈されるべきであろう。第三者から見れば卑劣そのもののJimのこの背信行為も、彼の内面から顧慮するとき、それは回避も選択もできない切羽詰まった行為であったことがわかる。

Jimは自分の行為を 'I had jumped.... It seems.' と述べる。(p.111) jumpしたということは、彼の意志によるのではなく、全く反射的なものであった。呼び声さえなければ、彼は跳び降りしはしなかったであろう。だからこそ「彼らが引きずり降ろした (p.123)」といい、Patna号事件の善悪の差は紙一重もなかったと弁明する。彼の弁解は、卑怯な言い逃れではなく、正直な述懐なのである。ここに青春期における人間の、ずるさと同一視されがちだが、そうではない無器用さ、もどかしさがあるのであり、Conradはそれを言いたかったのだと思われる。客観的には弁解の余地のないこの行為に対するJimの心情は、第三者を介さずしては語り得なかったであろう。誰かに説明したい、解ってもらいたいと願うJimにとって、Marlowはありがたい存在であった。時には厳しく批判的ではあるが、徹頭徹尾Jimの理解者になろうとMarlowはつとめる。ここに作者Conradの意図が強く感じられるのである。

III

若干の批評、主観をまじえながらも、MarlowはPatna号に関する叙述について、ほぼJimのmouthpieceとしての役割を演じている。「冒険小説のヒーローの夢」を追い求め、現実にて、挫折と失敗を続けるJimの姿はMarlowにどのように映じたか。仕事の連帯 (the solidarity of the craft) を重んずる年輩の一船長Marlowから見れば、Jimの存在には微妙な不健全さ (the subtle unsoundness) があり、またその態度には一種の不満も感じられた。それにもかかわらず、何ゆえにJimに魅せられ、惹きつけられたのか。既述のごとくMarlowの共感視覚的印象から出発している。波止場でJimを見ると 'I liked his appearance; he came from the right place! (p.43) と評し、さらに 'his appearance alone added a touch of personal concern to the thoughts suggested by the knowledge of his weakness' (p.51) と言う。魅せられたのは、Jimが、若々しい容姿、素直な態度、無雑作な微笑、青年らしい真面目さの持ち主だったからである。Marlowは、

'this appearance appealing at sight to all my sympathies' (p.78) と述懐する。この視覚的好印象が Marlow の Jim に対する共感の根幹にあることを忘れてはならない。Marlow の Jim に対するこの好感を土壌に二人の友情は育っていくのである。マラパー・ホテルで対談した際も、Marlow はこの無名の青年のあらゆる面に心を惹かれ、無気味で不可解な側面に触れながら、かえって強い感動を覚えたのである。(p.93)

Jim の態度には、一種独得の不思議さがあった。Marlow は、Jim との対話を続けていくうちに、次第にその不思議さに魅せられていき、ついには、'he had gone to the very fount and origin of my sympathies, he had reached the secret sensibility of my egoism!' (p.152) というほどに、彼に共感を覚えたのである。ここに至って、Patna 号事件の是非を理性に照らして判断する必要など、全くなくなってしまったのである。Jim のこの不可思議さが、最後まで Marlow をひきつけた力であった。それは incomprehensible, misty, mysterious, inexplicable, impalpable, not easy to define などのさまざまな形容で表現されるが、これがかみどころのない Jim の魅力の本体を指していることには変りはない。Roussel が Jim の容姿の背後に「暗黒」がひそんでいる⁽¹⁾と指摘するとおり、不可解な面は言い知れぬ恐怖の一面を持っている。この暗黒の面を含めて、Jim のすべての側面が appeal したと Marlow は言っているのである。そして 'it seemed to me that the less I understood the more I was bound to him in the name of that doubt which is the inseparable part of our knowledge!' (p.221) ということになり、ついには 'He existed for me, and after all it is only through me that he exists for you!' (p.224) となるのである。ここにおいて Marlow の feeling が主となり、Jim の存在は従となる。Jim は Marlow の feeling の中にしか存在しないからである。そして Marlow は Jim を同情の対象としてではなく「自分たちの周囲に居てもらいたい」「失いたくない」存在だと評価する。就職口を斡旋してやるのも、墮落して身をもちくずすのを防ぐためであり、Jim のためというよりもむしろ自分の夢をこわしたくないと思っている Marlow 自身のためなのである。判決の下った夜、たずねてきた Jim とことばを交しながら、Marlow は Jim が墮落して浮浪者の隊伍に加わり、底なしの深淵への行進をはじめのを想像し、彼を捨ておくことは自分にとって許せない行為だと思ふのである。これは一種のエゴイズムでもあった。Jim を Brierly の言うごとく、葬り去るか、Chester が提案した Walpole 環礁行きに託した方が得策だとい

うことが解っていても、自分自身の手で彼の身の振り方を決めてやらねば気がすまなかったからである。

'He was not clear. And there is a suspicion he was not clear to himself either. There were his fine sensibilities, his fine feelings, his fine longings—a sort of sublimated, idealised selfishness. He was—if you allow me to say so—very fine—and very unfortunate.' (p.177)

本体がさだかではないにしても、この繊細で、不幸な Jim に魅せられたがゆえに、Marlow は Jim を誰にも引き渡したくないと述べ、かつて自評したごとく sympathy が彼自身の egoism に触れたことを明らかにする。(he had reached the secret sensibility of my egoism)

以上 Marlow は Jim を自己の feeling 中にとらえることによって、一体感を獲得し、かつ共感を得たということを述べた。Marlow は Jim の茫漠たる夢想と名誉心を測り難く思うが、それを肯定的に見つめていこうとする。

さて Marlow の feeling であるが、その背後にあるものとして、われわれは何を見るべきであろうか。

'Surely in no other craft as in that of the sea do the hearts of those already launched to sink or swim go out so much to the youth on the brink, looking with shining eyes upon that glitter of the vast surface which is only a reflection of his own glance full of fire. There is such magnificent vagueness in the expectations that had driven each of us to sea, such a glorious indefiniteness, such a beautiful greed of adventures that are their own and only reward!' (pp.128~129)

Jim を見ることで、Marlow の心には海への限りない憧れと情熱を持った己れの若き日々が甦る。それゆえに一層 Jim に強く引きつけられる。この海への憧れと情熱は茫漠無限のものであるが、何かを期待して、海へと人間を向かわせる原動力となるものである。筆者はこれを「海のロマンチズム」と名付けたい。海に向かうすべての男達の胸に去来するのは、おそらくこの感情であろうが、幾多の海洋経験を経るうちに、この感情は各々の胸から次第に色あせ消えていく。Conrad 自身も船員生活で何度か幻滅感を味わった筈で、後年のの中編小説 *The Shadow Line* の冒頭の部分で、青春期の終りに見られる倦怠感とか不満について述べているが、これに付合した体験といえよう。上記の引用文のあとで、Marlow もこの幻滅感に触れたあと、海のもつ魅力はそれでも消えることがないと強調している。先にも述べたが Conrad

は最初、海難救助で海の厳しさに接した時のことを、
 'Its illusion was gone, but its fascination remained.'⁽¹²⁾と回想している。幻滅を経たにせよ、自分がこの魅力から逃げられなかったがゆえに、同じ魅力の虜となった Jim のような青年に引かれるのである。一方 Jim はどうであったか。彼は幻滅を乗り越えようにも幻滅を感じることできぬ男であった。彼からは海の幻想は消えないのである。現実の厳しさにつまづいても、それに気付かぬ男であり、相も変わらず「何が起きても平然としていることができる」という幻想を抱いて夢を追い続けるのである。彼は、失われた名誉を回復するという大義名分のもとに、何とか自己の egoism を満たすような機会がないのかと焦っているのである。社会的通念から言えば、およそ非現実的で愚かにも見える生き方である。しかし Marlow はそれを肯定しつつ、老いた船乗りたちに情熱をこめて次のように語りかける。

'it is respectable to have no illusions—and safe—and profitable—and dull. Yet you, too, in your time must have known the intensity of life, that light of glamour created in the shock of trifles, as amazing as the glow of sparks struck from a cold stone—and as short-lived, alas!' (p.225)

Marlow は若き日の強烈な生の体験、ささいなことにも生ずる魅力の火花は、幻想をぬきにしては考えられぬことを強調するのである。幻想を抱き、それに忠実に仕えた若き日々があったからこそ、おのれの存在の重みを確かめ得るとするのが、おそらく作者 Conrad の主張であろう。Marlow すなわち Conrad の Jim への共感の根源には、この意識——海のロマンチズム——があると解釈してよいと思う。そして、これが Jim に感応した Marlow の feeling の本体と考えてよいと思う。

Chester の太平洋における死は、Conrad が理想に描く海の男の最後であった。(p.176) Chester や Brown は、ある意味では彼が求めた海の間人像といえるであろう。これらの人物は、過去の帆船時代を代表するエネルギーの持ち主であるからだ。Conrad は *The Mirror of the Sea* において Nelson を範とする英雄的活躍を讃美している⁽¹³⁾。それは帆船を舞台にしてのみ可能となるものであった。帆船こそ苦しい試練の中で、海の男の想像力を発揮させ、限りない夢をはぐみ満たしてくれるものであった。一方近代的蒸気船は人間に一個の歯車としての労働を強要し、船員の創造的活力に依存する程度が極めて低い。Conrad が二等航海士として勤務中、わけのわからぬ退屈におそわれ、ノイローゼ状態になったのは、Vidar 号という蒸気船においてであり、Jim が一等航海士としての職務を果し得なかったのも、

Patna 号という老朽蒸気船においてであった。帆船の操作は「不確定」に挑むという点で一種の芸術であるが⁽¹⁴⁾、蒸気船の操作には芸術性が欠けており、いわばほとんど知りつくされた枠の中の世界の労働であり、そこには一種の「束縛」があるのである。帆船には大自然「海」の持つ最も原始的な要素との強い結びつきがあり、「未知なるもの」に向かっての無限の雄飛がある。過去の英国の海外発展の歴史を見れば、「未知なるもの」に対する飽くことなき希求が発見できるが、これこそ海のロマンチズムであろう。Conrad は帆船にそれを求め、蒸気船は除外して考えた。'The sea took some, the steamers took others'⁽¹⁵⁾という明確な区別をしているのである。帆船のイメージは測り知ることのできぬ海そのものの 'dark' なイメージである。Conrad は *A Personal Record* の中で次のごとく言う。

If I only live long enough I shall become a bizarre relic of a dead barbarism, a sort of monstrous antiquity, the only seaman of the dark ages who had never gone into steam.⁽¹⁶⁾

彼の願望は、「暗黒の時代の船乗りであること」で、「dark なる時代」の産物「帆船」に強い愛着を示しているがここには、近代科学の洗礼を受ける以前の時代への彼の郷愁があると思われる。*The Nigger of the 'Narcissus'* の最終章で、長い航海のあとロンドンの造幣局前の白い敷石の上を歩く船員達を 'dark' のイメージで捉えているが、これも彼のこの郷愁につながるものといえよう。

Conrad が海の男を分類して、第一にあげたのは「文明に先駆して、暗黒の海域で」(ahead of civilization, in the dark places of the sea) 生きぬいた男たちであった。(p.13) この 'dark' のイメージは「未知なるもの」の意味を包含する。かって貿易商人たちは「未知なるもの」を目指して東洋の世界へ乗り込んだのであった。(pushing out into the unknown) (p.227)

Conrad は東洋を「神秘的」で「暗い」「未知なるもの」としてとらえる。そして海の男たちの東洋への憧れは、海のロマンチズムに根ざすものであった。"Youth" で 20才の Marlow が苦難の果てにたどりついた、花の香を漂わせて沈黙を守る暗い神秘的な東洋の世界は、海の男のこの憧れを満たすに足るものであった。この東洋のイメージは、Jim の求めた機会という名の「東洋の花嫁」にも象徴される。この「花嫁」に憧れて、彼は「未知の世界」へ跳躍(a jump into the unknown)したのであった。(p.229)

Roussel は Jim の背後にひそむ 'darkness' について、これには恐怖の概念がつきまとうと指摘したが、筆者は

それに 'inconceivable' 'inscrutable' 'unknown' などの意義も付して考えたいと思う。Jim の姿はその多義性のもとにとらえられると思うからである。

Jim がかって練習船のマストの上で望見した遠い海は「未知」の世界であり、海のロマンチズムの舞台であった。そして、周辺にうす汚れた空に向かって林立する町工場の煙突は、「既知」の世界の象徴であった。

Conrad はある文芸批評家が彼を 'un puissant rêveur' と評したのに対し、Yet perhaps not such an unconditional dreamer as all that. I will make bold to say that neither at sea nor ashore have I ever lost the sense of responsibility.⁽¹⁷⁾ と抗弁し、自分が夢想家であると同時に、責任感のある人間であると主張している。Marlow も現実の諸条件に合致した生活規準や社会との連帯意識を持っており、その点で責任感のある信頼できる人物として描かれている。しかし Marlow も Conrad と同様、若き日には、海への憧れを持ち、大いなる幻影を追い求める夢多い青年であったことが、"Youth" に登場する Marlow から連想できる。従って Lord Jim の Marlow は、若き日にかくありたかったという一種の理想の自画像を、敗北や挫折を経ながら、なおかつ自己の夢幻に忠実に生きる Jim の中に見出して nostalgia を感じているのである。

Marlow は海の男共通の意識の根源に横たわる茫漠たる憧憬を Jim の夢幻の中に発見した。作者 Conrad はその夢幻を肯定し、貫徹させる方法を考えついた。すなわち Patna 号事件の判決以後の Jim の歴史がそれである。

IV

Marlow は判決の直後、Jim をホテルの自室に呼んで就職斡旋の手紙を書く。そのとき、大雨の中で墮落していく Jim の姿を想像する場面があるが、この中で用いられる ranks の比喩は象徴的である。

Jim は社会の連帯からはみ出した落伍者 (straggler) である。一方 Marlow は目立たぬ群衆の ranks の中に生きる人間であり、それを自身ではっきり認めている。(p.334) 白人の社会で Jim は ranks をはずれており、孤立してしまったのである。

この隊伍 (ranks) から落伍 (straggle) するイメージは Conrad 自身の姿の反映と見ることも可能である。海への憧れを胸に、故国 Poland を離れ、各地を彷徨した末に英国船員となった彼は、祖国と民族的繋りを持ち得ず、その意味で straggler の運命を担っていた。Poland の環境の外へ立ち跳びた事情と、Lord Jim の jump を結びつけて考察するのは Baines の方法である

が⁽¹⁸⁾、Conrad の自伝的要素は、むしろ、Patna 号から jump した後に Jim が辿った運命に見出されると思われる。Marlow は Jim の立場を憂い、'Woe to the stragglers' と言いながらも 'We exist only in so far as we hang together.' (p.223) と連帯の必要性を説く。

Jim の運命は、満たされぬ心を抱いて人間との連帯を求め、その ranks に加わりとうひたむきに努力し続ける straggler (a straggler yearning inconsolably for his humble place in the ranks) (p.224) の悲劇であるといえる。人間の社会には拘束はつきものである。拘束がなければ、連帯は成立し得ない。自我心を買こうとすれば、必然的に社会から straggle する。のちに Jim は自我に忠実に生きる道として従容として死を選び、社会的連帯からはずれたままで生涯を終える。この Jim の生き方を、Marlow は「彼は社会の秩序や進歩の法則などより、もっと強力な信念を認めたのではなかったか」(p.339) と評価する。これを Conrad の立場にあてはめると、祖国を離れ自己の歩む道を異国に求めた彼の生き方を正当化したものとも受け取られよう。しかし英雄への夢を捨て切れぬ Jim の背後には、祖国をもちたてようとする「ポーランド精神」がうかがわれるとする説もあり⁽¹⁹⁾、その通りだとすれば、祖国との民族的連繋を忘れていない Conrad の立場を察することができる。

Patna 号事件の審判の結果、海員権を剥奪された Jim は、窮況を脱出するために、新しい社会に 'ranks' を求めて再就職を決意したのであった。そこで彼は Marlow が提供した仕事に誠実に従事しようと努力するのである。しかし、その water-clerk としての勤務は、およそ夢をはぐくむ要素に乏しいものであった。それは Jim にとって全くの drudgery で、単に一日の糧を得させるものでしかなかった。彼はそれに耐え、好成績を上げたが、彼の魂は羽を傷つけて穴の中でじっと死を待つ小鳥同然であった。(his wounded spirit, like a bird with a broken wing, might hop and flutter into some hole to die quietly of inanition there.) (p.184~185)

このように、義務感や責任感の強さにもかかわらず、Jim の自我心は、Patna 号事件の影をも含めた社会的連帯の絆に拘束されると、身動きができなくなってしまふ。彼の自我心と拘束の間には妥協は成立しない。自我心は拘束から逃げるより他に生きる道はないのである。Marlow は思いあぐね、意を決してロマンチスト Stein に Jim の生き方について相談をもちかける。

V

Stein は Jim の自我心を romantic と評し、破壊的要素に身を沈める以外に救済の方法はないと述べる。

'A man that is born falls into a dream like a man who falls into the sea. If he tries to climb out into the air as inexperienced people endeavour to do, he drowns—*nicht war?* No! I tell you! The way is to the destructive element submit yourself, and with the exertions of your hands and feet in the water make the deep, deep sea keep you up.' (p.214)

破壊的要素とは「海」の比喩であらわされる「夢」自体の姿である。Albert Guerard は上記引用文の含意を「人間誰しも自分の理想を追い求めるが、一旦それが逸脱した形でなされると、破滅を招くので、この理想は受け入れた上で、行動を通して生かすように努めるべきである」と解説している⁽²⁰⁾。こういう意見の持ち主 Stein は、「塵芥の上にとまる蝶」のごとき存在であり、ranks の中に根を生やして「夢」を実現することのできた人物である。Jim に関して言えば「破壊的要素に身を委ねた夢」とは、Dorothy Van Ghent が述べるように⁽²¹⁾、'his dream of heroic responsibility and truth to men' を指すものであろう。Stein が Jim の再生の地として選んだ Patusan は、こうした夢を果らせることができるかどうかを試みるための場所であったとも考えられる。Patusan のことを聞いた Jim は、Marlow が眉をしかめるほどの喜びようであった。これこそ自分の待ち望んだチャンスだと雀躍りする。(p.230) 少年の日に読んだ冒険小説の影響で、夢想した自分の蛮地での活躍を思い浮かべたからである。が、果して Patusan は Jim が期待した蛮地であったか。Jim は夢を実現できる未知の秘境を心に描いて出発 (jump into the unknown) した。しかし、かって胡椒貿易で栄えたこの地は、その栄光は消え失せ、その残骸をさらすだけの地であった。(p.227) 商社の駐在所は荒廃して見る影もなく、集落はその支配権をめぐる醜い闘争に明け暮れていた。輝くばかりの健全さと権威をもって君臨するはずの王族は、悪臭を放つごみ小屋のごとき場所で、阿片を吸引している。この地は、よきものはほとんど文明社会に奪い去られたあとの一種の墓場であった。Patna 号が老朽蒸気船であったのと同様に、Patusan も文明の廃墟以外の何ものでもなかった。Cornelius や貿易商社の駐在所などは、正にそれを象徴するものだったのである。この意味で "Heart of Darkness" で Kurz が見出したアフリカの原始世界と好対照をなしている。Kurz は

この原始世界の中で自己の本能に目覚め、文明社会の抑制をはなれ、恣意的に生きる生涯を送った。Jim の場合、Patusan の社会に同化し、その地で自我心貫徹させることができたであろうか。'jump into the unknown' を夢見た Jim の目に Patusan はどう映じたか。目ざましい活躍の結果、たしかに Jim は短期間で人心を掌握し、新しい支配者としての信望をあつめた。その意味では、その地は、彼に ranks から落伍することのない完全な人々と対等 (the equal of the inpeccable men who never fall out of the ranks) (p.393) だという自信を与えてくれた。しかし、彼を待ち受けていたのは、巡回、仲裁、裁定といったよまかい世俗的任務であった。人々から信頼されたとはいっても、それは原住民たちの神格的崇拜の対象とされたのであって、一個の人間として理解されることはなかった。Jim は言いようのない孤独感にとらわれる。妻の Jewel の愛情も従者の忠実な護衛も、彼をとりまくすべてのものが、彼の孤独感を深めるだけであった。

'The land, the people, the forests were her (Jewel's) accomplices, guarding him with vigilant accord, with an air of seclusion, of mystery, of invincible possession. There was no appeal, as it were; he was imprisoned within the very freedom of his power ; even Tamb' Itam allowed himself to put on the airs of uncompromising guardianship, like a surly devoted jailer ready to lay down his life for his captive.' (pp.283~284)

上記引用文中の拘束や隔離のイメージは Patusan における Jim の状況を示すものである。Patusan の世界は、wall, cage など類似のイメージでしばしば叙せられるが、やはり Jim の状況を象徴しているものと言えよう。がんじがらめの束縛の世界が Patusan なのである。このような世界での成功が Jim の野望を満たし得ないことは明らかである。Patusan を訪れた Marlow に "I am satisfied nearly." と言葉を濁し、空しさを訴える Jim の心底には被束縛の意識があることを彼は見逃さない。Jim は 'in every sense a captive' であり、彼の成功は 'success within the wall' であった。

これら一連の束縛のイメージは、すべて Jim 自身の作り出した世界に閉じこめられた心理的孤立感に由来すると Rousset は説く⁽²²⁾。

Marlow の語りの最後の部分にあたる第35章では Jim の世界は、幻想によって描かれた一幅の絵にたとえられる。その「絵」はその後も、色あせもせず Marlow の心の中に残るのだが、その絵の他の Patusan の人々と異なり、Jim の像だけははっきりしない。

'I am certain of them (=the people in Patusan). They exist as if under an enchanter's wand. But the figure round which all these are grouped—that one lives, and I am not certain of him. No magician's wand can immobilise him under my eyes. He is one of us.' (pp.330~331)

一幅の絵画の枠は Patusan の閉鎖性を示すものであるが、その中におさまり切らぬ Jim のとらえがたい姿が Marlow の feeling の中において彼と一体化されている点に注目すれば、そのイメージは更に広大なものを憧れる海のロマンチズムと結びつくことが理解できる。

第35章で Conrad は閉鎖的な Patusan の世界に雄大な海洋のイメージを対比させつつ、Jim の社会的連帯意識と、ロマンチックな憧憬との葛藤を描いている。ジャングルが切れて外洋が姿をあらわしたときの Marlow の解放感¹は次の比喩的表現で示される。

'it was as if a great hand far away had lifted a heavy curtain, had flung open an immense portal.' 'I let my eyes roam through space, like a man released from bonds who stretches his cramped limbs, runs, leaps, responds to the inspiring elation of freedom' (pp.331~332)

これらは、Patusan 社会の拘束性と外洋の解放性を対比させる象徴的イメージでもあり、抑圧された Jim の立場を、これらはより鮮明にするのである。その象徴性は陋屋の群がる海岸と、無限に広がる外洋の対比的叙述の中にも示される。陋屋の群は Patusan の社会の延長であり、ここで Jim を待ちうけていたのは、海亀の卵の所有権をめぐるのイザコザであった。無限に広がる「黒々」とした大海原との対比において、Jim の mundane power の卑小さが示されている。その外洋に目を向けつつ Jim は言う。

'I have got back my confidence in myself—a good name—yet sometimes I wish ... No! I shall hold what I've got. Can't expect anything more.' He flung his arm out towards the sea, 'Not there anyhow.' He stamped his foot upon the sand.' This is my limit, because nothing less will.' (p.333)

外洋の世界は、果てしない夢を満たす可能性を秘めた世界である。Jim の力で作り上げた Patusan の世界も、彼にとっては一つの「夢」の構築であったが、「破壊的要素」に身を沈め切れぬ以上、その夢はもろくも崩れ去る運命にあった。海亀の卵をめぐるもめごとを裁定したり、老人夫婦の内輪めめを和解させたり、あるいは、Rajah の出す毒入りかも知れぬコーヒーを飲んだりする世俗的なわずらわしさは、Jim にとって耐えがたいもの

になりつつあった。また、Jim が根本的改革を加えたにせよ Patusan の社会は、胡椒貿易盛んなりし頃、西欧文明の洗礼を受けた世界であり、その残骸をさらけ出したような醜い環境に囲まれていた。

未知の広い世界に憧れる Jim にとって、Patusan の持つ意味は、第35章の象徴的表現の中に語られている。彼の「夢」はその破壊的要素に沈み切れず、絶えず膨張しより広大なものに志向している。枠にはまった既成の世界は、残骸以外の何ものでもなく、彼の「夢」が希求するものでもない。過去の帆船時代に海の男たちが大海原に求めた無限の希求に彼の夢は比すことができる。第35章では上述のようなことが強調されるのである。

外洋の世界が Jim の果てしない夢を満たす可能性を秘めているにせよ、Jim は自分の限界は Patusan の地であることをはっきり悟っていた。いかに多くの世俗的任務が待ち受けていようとも、「自信」を取りもどすことに成功した土地にしっかり根をおろそうと決意しているのである。Patusan の絵画の枠にはまり切らない Jim の姿に、一抹の不安を感じた Marlow は、'I shall be faithful' と繰り返してひとりごとを言う Jim の誠実さに心をうたれる。しかし Jim の心の空虚さと淋しさは包みかくすことができない。外界とのつながりを絶たれた Patusan の社会において、余生を送らねばならぬわびしさが胸にこみ上げてくるからである。Jim が 'I shall be faithful' と Patusan に信義を誓ったそのとき、真赤に輝く夕陽のもとで無限の広がりを見せていた大海原が、暗紫色のかげりを見せはじめるという描写はきわめて象徴的である。

Patusan の世界で、Jim は何ゆえに満たされぬのであろうか。彼は偉大な実力者として君臨し、人々の絶大な信頼を得たにもかかわらず、'he was imprisoned within the very freedom of his power' (p.283) とか、'all his conquests, the trusts, the fame, the friendships, the love, all these things that made him master had made him a captive.' (p.247) と、自分の力で得たものによって、かえって束縛されているのである。

海の男たちの集団は、自我の意識^{ちゆう}を紐帯に結びついている。嵐の中で超人的な活躍をした Narcissus 号の船乗りたちや、曳航を断って燃える船に残り、船の最後を見届けた Judea 号の老若の男たちには、自分たちの力で苦難を乗り切ろうとする共同の連帯意識があった。Jim と Patusan の人々との心の交流において欠けていたのは、この連帯感であった。そこに Jim は不満を覚えている。人々は、Jim に絶大な信頼を寄せ、Jim も彼らに献身的に奉仕しているのに、おたがひ同志の間には心に沁みる

ような共感が湧きおこらない。

'People had trusted him with their lives—only for that; and yet they could never, as he had said, never be made to understand him,' (p.409)

この理解の得られない淋しさ、もどかしさ、苦しさは何ゆえであろうか。Patusanにおいては、一ばん身近な妻の Jewel からも、嫉妬深いほどの愛情は得られても、人間としての理解は得られない。Jim の Jewel に対する愛情は、義父 Cornelius の冷酷な仕打ちから、彼女を救うとした彼の同情から出発したものであり、その動機は *selfless* なものであった。

もともと船乗りたちの共感 *selfish* なものである。Jim の測りがたい「夢想」が *idealized selfishness* であることを Marlow はすでに見抜いている。(p.177) Jim が、Patusan をアラブ人の暴政者から救ったのも、*idealized selfishness* によったものであろう。しかし人々との繋りにおいては、*selfish* な共感 *selfishness* は起きず、いわば *idealized selflessness* が成立しただけであった。これでは、献身的服従と崇拜を得ても、Jim のさびしさは拭い切れない。Jim は Marlow との別離のときに 'I must stick to their belief in me to feel safe' と言いながらも、'to keep in touch with those whom, perhaps, I shall never see anymore. With—with you, for instance.' と外界へ未練を示し Marlow をその相手に名指したのは、海の男の世界に存する *selfish* な絆に執着したものと解釈したいのである。Marlow は Patusan 滞在中、この連帯の成立しない社会での生活が、Jim の心を束縛していることに気がついている。

'Jim the leader was a captive in every sense. The land, the people, the friendship, the love, were like the jealous guardians of his body. Every day added a link to the fetter of that strange freedom, I felt convinced of it as from day to day I learned more of the story.' (p.262)

Jim は、Patusan のこの束縛から解放されなければならない運命におかれていた。東洋の花嫁のごとき「機会」を求めて Jim の歴史は最後の山場を迎えることになる。

このあと Gentleman Brown との対決、Jewel との生活、故郷の父親との関係、Jim の死などについて論じるつもりであったが、紙数の都合でこれらについては機会を改めて述べたいと思う。

本稿では Jim の少年時代の「夢想」が語り手 Marlow の feeling において「測り難い不可解なもの」としてと

らえられながらも、束縛を拒む「海の男の夢」に identify されていることを述べたつもりである。筆者は、この小説を "Youth" とともに Conrad の青春挽歌と見なしたい。帆船時代の最後の時期に、夢と自由とを求めて波乱の多い青春期を送った Conrad の「若さ」への限らない *nostalgia* が感じられるからである。

付記

使用テキストは *Lord Jim Collected Edition of the Works of Joseph Conrad* (London: J. M. Dent & Sons)。テキストからの引用等は文末に () で示した。

「注」

- (1) E.K. Hay: *Lord Jim: From Sketch to Novel, Twentieth Century Interpretations of Lord Jim* (A Spectrum Book) p.15
- (2) *pause* は第8章で2回、第10章で1回、第34章で3回ある。
- (3) J. Baines: *Joseph Conrad: A Critical Biography* (Weidenfeld Goldbacks) pp.30~32
- (4) *Last Essays* p.21
- (5) *The Mirror of the Sea* pp.141~142
- (6) A. J. Guerard: *Conrad the Novelist* (Atheneum) p.162
- (7) R. Roussel: *The Metaphysics of Darkness* (Johns Hopkins P.) p.99
- (8) *Lord Jim* p.121 参照
- (9) T. Moser: *Joseph Conrad; Achievement and Decline* (Harvard U. P.) p.30
- (10) T. Tanner: *Butterflies and Beetles—Conrad's Two Truths, Twentieth Century Interpretations of Lord Jim* (A Spectrum Book) pp.55~56
- (11) 書名注(7)に同じ。 p.88
- (12) 書名注(5)に同じ。 p.142
- (13) *Ibid.* The Heroic Age 参照
- (14) *Ibid.* p.30
- (15) *The Nigger of the 'Narcissus'* p.172
- (16) *A Personal Record* p.117
- (17) *Ibid.* p.111
- (18) 書名注(3)に同じ。 pp.254~255
- (19) 書名注(1)に同じ。 p.32.
- (20) 書名注(6)に同じ。 p.165
- (21) D. V. Ghent: *On Lord Jim Twentieth Century Interpretation of Lord Jim* p.70
- (22) 書名注(7)に同じ。 pp.100~101

視聴覚教育による外国語教授法の試み

—語学フィルム「グーテン・ターク」を用いて—

田 北 寛 剛

Ein Versuch der Unterrichtsmethode der deutschen Sprache mit dem Sprachfilm “Guten Tag”

Hirotake TAKITA

はじめに

外国語の知識の初級段階の基準を「日常の生活活動に必要な程度の基礎的語学力」⁽¹⁾と見るとき、どの程度のもを指すのであろうか。完全に近い音構造と簡単な文法的知識と約1,000の語い⁽²⁾といわれている。我々がある事柄を表現しようとするとき、複雑な構文や言い廻しを知らなくても、簡単な言い方である程度はその意を通じさせることはできるが、音声の領域では、発音に少しでも不正確なところがあれば、その発話全体が異様に聞こえてくるものである。つまり語いと文法的知識はある程度不完全でも役には立つが、発音だけは最初から完全さが要求されるのである。この点で我々がドイツ語を第2外国語として読むことにだけ重点を置いて、ことばとしての機能を無視した従来の（特に戦前の）教育法に問題がある。

このように考えるとき、我々の外国語習得の基礎段階は「限られた語いの範囲で、音組織を完全に習得し、簡単な文法構造を自動化するまで身につける」⁽³⁾ことと見なしてもよいであろう。

これらの条件を満足させるには、少なくとも音韻については、Native speaker でない我々には従来の読書中心の教科書では困難である。最近急激に工業技術が発達し、地理的、歴史的に本を通してだけ外国語と接触していた日本人も直接に外国人と話す機会がふえると共に、必要にせまられてテープやフィルムによる教育工学的機器の需要が増し、我々の手に入るようになってきた。

本校でも昨年、ドイツ語クラブの学生を対象に、Goethe Institut 大阪支部から語学教育フィルム“Guten

Tag”を借り出して、実験授業を始めたが、昨年10月に在神戸西独総領事館の御好意と学校当局の御理解で、“Guten Tag”全26巻とその付属機器一切を手に入れることができ、本格的に実験授業に取り組み始めた。

フィルムにはテープにない視覚、スライドにない動き等、秀れた面がある一方欠点も多く見られる。

1. 一方通行的性格を持っているため、学習者の活動が限定される。
2. 機械的要素にふりまわされ、教師が技師化するか、教師が二人になり、学習者が混乱する。
3. 劇的要素の強いフィルムでは、それ自体は興味をそよるが、単発的でカリキュラムから遊離する。
4. 簡単に自作できなく、既成フィルムの数が少ないため、教材が限定され、且高価である。

(4)を除けば、これらの欠点を除去するには、やはり従来の教科書と同様、教材の選び方とプログラミングの建て方にかかっていることが分り、試行錯誤を繰り返しながら、次に述べるような教授計画を立ててみた。

Sprachfilm “Guten Tag”⁽⁴⁾

このフィルムは西独外務省の依頼で、Bayern 州の放送局がテレビ放映のために、Goethe Institut と共同で制作し、Inter Nationes から発行された初級ドイツ語教育用フィルムで、26巻からなっている。

全巻を通じてごく日常に使われるドイツ語だけで話され、各巻それぞれ独立した劇形式となっていて、ドイツに始めてやってきた外国の女子留学生、実習生、商人、

旅行者（二人で一組）の5人が、色々な日常的出来事に出くわして、ドイツ人と会話をかわす形をとっている。

第1巻（導入部で人物を紹介）と26巻（終結部）を除いて各巻は次の3部から成り立っている。

Vorbereitungsteil 2分間

対話に出てくる重要な構文や表現を、解説者 Felix が劇の場面とは違った抽象的な小道具を使って解説する。時には字幕も使われる。

Spielhandlungsteil 10分間

上記の人物がそれぞれドイツ国内の日常生活で出くわす種々の出来事を劇化している。たいていの場合、見るだけで筋が分かるように作られているが、時には前以って筋の概略を教師が説明するほうがよい巻もある。

Wiederholungsteil 2分間

劇中の重要構文が話されている 2・3 の場面が再現され、学習者に向けて模倣するように、そのセリフを2回繰り返す。始めは普通で、2回目は字幕と共にゆっくり話す。

この Sprachfilm は語学教育用のものであるが、いわゆる自学自習用のものではない。つまりフィルム自体の中に教師がいて、文法的説明や解説をおこない、その応用練習まで指導するあの型のフィルムではない。この種のフィルムは教室に教師が二人いる結果となり、一人は単なる映写技師になってしまうか、無理に指導すれば教授法に食い違いが生じ、学習者はかえって混乱してしまう。この“Guten Tag”に現われる解説者 Felix は、各巻の始めに、2・3 の重要構文を演劇を使って意味を分からせるだけにとどまり、決して教師の領域にまで入って来ていないので、これを授業に組み入れてもそのクラスの目的にそって自由に使用できるように制作されている。

対話は Situation を中心に進めている関係で文法的に見れば、ばらばらに出てくるが、構文的には簡単なものから、巻がすすむにつれて、段階的に複雑化するように配慮されている。初級教科書として正規の授業に使っても困難は感じられない。日常的に使える最小限の範囲に限って思い切って制限したため、我々の眼から見て、少し不便ではないかと思えるほどである。項目別に主なものを挙げてみると、

動 詞： 現在形(強変化動詞を含む)、過去形(hatte, war, wurde 以外は弱変化のみ)、分詞強変化、弱変化、ge のつくもの、つかないもの)、助動詞、再帰動詞、分離動詞)。

名 詞： 単数、複数、格変化

代名詞： 人称代名詞、所有代名詞、指示代名詞、不定代名詞、再帰代名詞

冠 詞： 定冠詞、不定冠詞(keinを含む)

形容詞： 述語的用法のみ(数詞を含む)

前置詞： 方向、状態等、イディオムのなもの

シンタクス： 動詞の格支配と前置詞の用法

完了形： sein, haben と分詞の位置

受身： werden, wurde と分詞の位置

分離前綴、過去分詞、不定詞等の位置

nicht の位置

単文のみ

このフィルムで取り扱われていないもの：

強変化動詞の過去形、関係詞、複合文、形容詞の付加的用法、不定詞構文、接続法

語いに関しては、ドイツで日常使われていると想定される単語の中の最重要なものだけに限定し、名詞(固有名詞を除く)384、動詞191、形容詞62を使用している。これに前置詞、接続詞、冠詞、数詞及び合成語を加えても1,000語にみえない。しかし外国語教育の立場から見れば、「学習の初期の段階では、語いはできるだけ限定し、その範囲内で音、リズム、イントネーション、文の構造、配列等を正確に模倣し、それらが自動的に習慣化する」^⑤ことが最重要であるので、その点を考慮しているのであろう。そこでクラスの学習目的によっては、それに関連した Situation の場で適当に関連語、類語、反対語を使って語いを増加することも可能である。

Sprachfilm “Guten Tag” と教室授業

この Sprachfilm を教室で使用する場合は、次に挙げるものを併用することを編者は薦めている。

1. テープカレコード： このフィルム26巻の対話が全部収録されている。適当にポーズをとって再録すれば反復練習等に使用できる。
2. Begleitbuch： 解説用の簡単な筋を前や途中に入れた全対話、構文の文法的説明、それらの練習問題、巻末には解答がつけられている。
3. スライド： 各巻から重要な構文や表現が話されている対話の場面を、約10ヶ所ずつ抜き出して、計261枚のスライドに収めてある。その場面を見て直接にドイツ語で言う練習、Situation に応じて自由に会話をする練習に役立つ。
4. その他： 教師用解説書；暗幕、映写幕の設備された教室；16mmトーカー；スライド投影机；テーブルコーダー等。

このフィルムをどのように授業に組み込むかについては編者は決して詳細には規定していない。そのクラスの語学習得程度、能力、その目的、教授方針によって自由に使うことを望んでいるが、フィルムを中心に授業をおこなう場合、すなわちテキスト代りに使用するとき、次のような順序を基本方針として使用することを薦めている。

- | | |
|--------------------------|-----------|
| 1. 1 回目の上映 | 筋の把握 |
| 2. Hörübung | 音声の把握 |
| 3. 語い、文法の説明 | 内容の把握 |
| 4. 2 回目の上映 | 筋と音声の同時把握 |
| 5. Nachsprechübung | 学習者自身の活動 |
| 6. Verständnis-Kontrolle | 理解度の確認 |
| 7. Anwendung im Gespräch | 自由会話への展開 |

このフィルムは Goethe Institut が西独政府から多大の資金の援助を受けて優秀な言語学者を動員して、自国語の分析をおこない、長い年月に渡って国内、国外でドイツ語の教育をしてきた経験を基に制作されたものである。語いの選び方、文法的配列、種々な Situation の選び方等は綿密に計算されて配置されている。

しかし我々日本人が使用するとき、このフィルムが日本人のためにだけ、そして日本語と言語構造の差を意識して作られたものではないことを考慮に入れるべきである。そしてこのフィルムが詳細なまでに教授法の指定がないところに、我々がこれらを日本人に適応できる利点ともなるのである。

フィルムと授業計画

このフィルムの編者は、授業計画案の一例として、第 2 巻を使用する場合を例に次のような時間配分を挙げている。

1. 3. Vorführung (Film 1)	15Min.
2. Übungen mit Buch	15Min.
3. Gespräch (Film 1)	30Min.
4. Diktat/Test (Film 1)	15Min.
5. 1. Vorführung (Film 2)	15Min.
6. Tonband-Hörübung (Dialog 2)	5Min.
7. Wortschatz (Film 2)	10Min.
8. Grammatik (Film 2)	20Min.
9. 2. Vorführung (Film 2)	15Min.
10. Tonband-Nachsprachübung (Dialog 2)	10Min.
11. Verständnis-Kontrolle (Film 2)	5Min.
12. Gespräch (Film 1~2)	25Min.
	<hr/> 180Min.

この時間配分は 45 分 4 時間、60 分 3 時間、90 分 2 時間いずれも可能である。本校での受講生は 3・4 年の混合クラスで、ひと通りの文法習得者であり、クラブ活動の一環であることを考慮に入れて、次のことを重点に置いて組み変えた。

1. 発音の正確さ、対話の流れ、速さ、イントネーションを重視する。
2. Hören と Sprechen を繰り返し、文のリズムを憶えさせる。
3. 文法の説明は簡単にし、文を使って Strukturübung を数多くする⁽⁶⁾。
4. 学習者自身の発言の機会を多くし、会話のたのしみを味わせる。(そのため L・L 教室はさき、彼らの席を円形にならべ、彼らどうして対話をするときに、相手の顔が互いに見えるようにした。)
5. 近年中に正規の授業に組み込むための実験と準備を兼ねる。

1 日目

10. 3 回目の上映 (前 Film)	15分
11. Begleitbuch による練習	15分
12. 自由会話練習 (既出の言語材料も使って)	20分
	<hr/> 50分

休憩：次の Film 上映準備

(必要に応じて筋の簡単な補足説明)

1. 1 回目の上映 (新しい Film)	15分
2. テープによる聞き取り練習	10分
3. 新出単語の説明、必要なら文法説明	15分
	<hr/> 40分

2 日目

4. テープによる発音練習 (単語重点)	10分
5. 2 回目の上映	15分
6. テープによる発音練習 (対話の完全模倣)	15分
7. 理解度チェック	10分
	<hr/> 50分

休憩：次のスライド準備

8. Film の Schlüsselsätze 中心の対話練習 (スライド使用)	15分
9. 対話練習 (言語材料限定)	25分
	<hr/> 40分

この計画で週に 1 巻ずつ進み、3 週に 1 回自由会話、個々の学習者に登場人物の役割を演じさせ、場面の再現練習、又は Diktat 等を行なえば、1 年間で全 26 巻を終了出来ることになる。次にその授業法を簡単に紹介しよう。

授業の方法について

1 1回目の上映

この時の学習者の関心は、主にその内容、すなわち筋をつかむことに向けられている。音声すなわち対話の方は付随的で、一部あるいは殆んど理解されていない。

筋の方は見るだけで分かるように制作されているが、それだけで分かりにくいと判断すれば、上映に先立って、又は途中で補足してやるのが良い。しかし上映の途中で学習者の注意がそれないように、フィルムのとキーと同じスピーカーから解説の声が出るようにマイクをセットした方が良い。又 *Wiederholungsteil* では必ず *Nachsprechen* するように習慣づけておく。

2 テープによる聞き取り練習

今度は音声を中心となり、学習者は今見た場面を頭に浮かべながら、聴覚的に受け入れようとする。テープには対話が全部録音してあるが、動作、擬音部がないので、あらかじめ別のテープに続けて再録しておけば、15分で充分2回聞ける。

3 単語と文法の説明

学習者に *Begleitbuch* を出させて、新出の単語及び熟語の説明をする。教師はそれらをまず発音してやり、学習者に模倣させた後説明する。

文法については抽象的なことはさけて、フィルムの対話が理解でき、続く“*Übungen und Aufgaben*”が解ける程度にとどめる。これらの練習問題を一週後の(前出の表を参照)宿題にする。

本校の場合は語いも文法事項も知っている学習者が多いので、反対語、類語、関連語を教えている。時間のある時には4年生はドイツ語で、3年生には日本語でフィルムの筋を言わせている。

4 テープによる聞き取り及び発音練習

日本人は聞き取りに弱く、特に年令が増すにしたがって発音練習を怠る傾向がある。そこで2回目の上映の前後にこの時間をもうけた。この時間は次の上映で聞き取り易くするために、単語やイディオムの発音練習に重点を置く。

5 2回目の上映

筋は分かっているから、見ることへの緊張はゆるめられ自然、対話に注意が向けられている。そして単語の意味が分かり、構造的に理解し *Hörübung* も終え、自らも発音できるようになった後、学習者は対話の流れの中で言語的に意味を理解して視ることになり、自然、場面と対話は結びついたものとなる。

6 テープによる発音練習

学習者はテープを聞き一斉に模倣することによって、今見たばかりのフィルムの対話の流れから、個々の文や表現を音構造として分離して認識する。この時は対話の中の生きた言語として、その抑揚、リズム、速度に注意を喚起させる。教師は個々の学習者の発音に注意しながら時にはテープを止めて、*Vorsprechen* してやり、自然に発音できるまで繰り返し練習させる。

7 理解度チェック

学習者が対話の流れを完全につかんでいるかどうかを確認するためにおこなう。最初は *ja, nein* で答えられる質問で始め、学習が進むにつれて *was, wer, wo* 等の質問も混ぜてゆく。全体をチェックする意味で、一人一問ずつする方が良い。答は簡単でよい。

8 フィルムの *Schlüsselsätze* 中心の対話練習

Schlüsselsätze を直接に *Situation* に結びつける方法としては、無声映画よりスライドの方があき来ない。

最初スライドを30秒ほど見せた後、テープを聞かせて学習者に模倣させる。2・3枚ずつ繰り返して枚数をふやして行く方が効果的である。

スライドは、後の対話練習の質問、あるいは自由会話の *Situation* を作り出すのにも使える。又復習に前巻の *Schlüsselsätze* を思い出させるのにも便利である。フィルムとスライドの併用は効果を倍加する。

9 対話練習

現在使っている言語材料の構造を憶えさせるための練習である。問答の形で進めていくが、完全な形の答をするように指導する。間違ったり、不完全な答にはヒントを与える程度にし、一人にこだわらず、別の学習者(隣の学習者ではない)にやらせ、正答を得た後、再び間違った学習者の口から正答を引き出した方が良い。この時スライドも使えば効果的である。

10 3回目の上映

Situation と対話の流れの結びつきの再認識であり、整理の段階である。学習者は話されている対話を苦勞なしに理解でき、自信がついてくる。しかし上映回数は3回が限度であり、これ以上は倦怠感をおぼえる。

11 *Begleitbuch* の練習問題の解答

解答は巻末にあるので、本を閉じたまま、で口答でやるのが良い。学習者が教師やテープの補助なしに文字から直接に音声を出す作業は、このように充分な発音練習をした後の方が効果的である。

12 自由会話練習

言語材料を限定しないで、上述の対話練習と同じ方法

でおこなう。即答練習のために同じ学習者に3.4問集中的に尋ねるのも良い。又既習の対話の筋を少し変えるように指示して、学習者間で対話させるのも良い。この場合会話の喜びを味わわせるために、表現上のまづい点にはあまりこだわらない方が良い。スライドを適当に組み合わせて、語らせる方法もある。

ま と め

上述のような方法で、実験的にフィルムによる課外授業をおこない、次の結果を知り得た。その長所として、

- 1 集団視聴が可能であるため、経験の個人差を一様化することができ、学力差を比較的無視して教えられる。
- 2 活字の言語や音声の言語、いわば想像上だけの言語と異なって、Situation と音声言語が直接に結びつくことによって、学習者の理解度が非常に速く、能率的である。
- 3 劇形式であり、ドイツ国内の生活も分かるので、学習者の関心が強まり、学習意欲がわく。
- 4 Native speaker のいない学校でも生きた言語が聞かれ、テープでは不可能な視覚が伴い、スライドにない動作があり、テレビではできない繰り返しが可能である。
- 5 テープ、スライド、本を併用すれば、フィルムの欠点である一方通行的、受動的にはならず、学習者の積極的参加が可能である。

始めに挙げたフィルムの一般的欠点は、このようにこのフィルムの優秀さと授業のやり方の工夫で一応消滅したが、なお、いくつかの欠点が見られた。

- 1 購入時の費用が高い：フィルム、テープ、スライド等直接教材だけで50万円ほどかかる、本校でも、次の中級段階のフィルム“Wie geht's ?”はいつ購入できるか めどが立っていない。
- 2 映写設備のある教室しか使用できない。他の外国語との部屋の割り当て調整や、準備の関係で前の授業時間をあけなければならない。
- 3 準備や後の整理に時間がかかり教師の労働時間は倍加する。たとえば授業前には、1) 即座に映写できるように映写機を出し、フィルムを整える。2) テープをその巻に適した位置まで巻き、音量を調べる。3) スライドの順序を決め、画面が裏返し、逆さ、横になっていないか調べ、色の濃度を整える等。これらの準備は当然のことであり、今更言うまでもないが、実際には非常に負担となり、一人では苦しい時もある。こ

れらは手を抜けば、授業の流れが途中で止まり、学習者の興味がそがれるため、効果が半減する。

以上挙げた欠点は外的条件によるものである。技術的欠点には助手をつけ、教師の担当時間を少なくすれば解決するわけである。

しかし財政的問題がからむとき、その解決は容易ではない。語学授業は従来から非実験科目、つまり「本と辞書があれば学べるもの」と言う考え方が日本人全体の意識の底にあるのではないだろうか。

我々はこのフィルムによる外国語の授業に入る準備作業として“Guten Tag”を見せた後で、初級授業にフィルムによる教授法の賛否をたずねるアンケートをとってみた。

Aグループ……学生(外国語専攻以外の大学高専の学生)

Bグループ……一般人(主に他教科教員並びに学校関係者)

- 1 外国語の初歩段階に、このような音声を中心とする授業が望ましく思うか。

A 賛成	70%	反対	20%	不明	10%
B "	75%	"	25%	"	0%

- 2 反対の場合はその理由

1 費用がかかる	A 20%	B 20%
2 無駄である	A 15%	B 25%
3 学習に負担がかかる	A 35%	B 5%
4 読書力がつかない	A 15%	B 35%
5 その他	A 15%	B 15%

これらの反対の理由を全体的に見た場合、費用がかゝり不用だとする人は、Aグループで半数であるが、Bでは80%となっている。個別に見ると、1) は理由が比較的明白である。2) は折角ドイツ語が話せるようになっても使う機会がないし、学生たちの将来の職業とあまり関係がないという実利的な理由であろう。3) の理由を挙げたのは大部分が学生で、予習、復習の時間がふえて、他の学科の勉強にさしつかえる(或いは遊ぶひまがなくなる)からであろう。4) Aは他大学や大学院等の進学希望者で、早く読解力をつけたいので、あまり余計なことはしてくれるなどの希望である。しかしBの数は意外に多いことに気付く。この理由は、——この様な簡単なアンケートで結論づけるのは危険であるが——やはり、上に述べたように、「外国語を勉強するのは読書力をつけるのが目的で、会話は一部の専門家がやるもの」という考え方が一般通念になっているからであろう。

日本人は、地理的に周囲が海に囲まれて、直接に外国人と接する機会は殆んどなかった。又歴史的にも、ヨ-

ロッパ人のように互いに侵略を繰り返した経験もなく、東南アジア民族のように被圧制民族として、他国語を公用語に強制された苦しみも知らなかった。日本人は他国民に自分の意志を伝える経験のない民族であった。こうして明治以来の外国語教育は、本来の意味の**ことば**を教える教育ではなく、一般庶民には無縁な、一部のエリートの一種の読書記号にすぎなかった。

この観点から現在の第二外国語の時間数を見るときその意味が首肯できる。週2時間で3年間、或いは週3時間で2年間では読書力だけ又は会話能力だけをつける最少時間数ではないだろうか。語学教員が文法の時間をさいて視聴覚教育に踏み切れないでいる学校が多いのもこの点にあるように思える。文部省の「高専教育課程の標準」の第二外国語の目標⁽¹⁾に達するには、実験授業ではさらに課外に週3時間を必要とすることが実証された。

このように考えるとき、語学教師は外国語を本来の**ことば**として教えるためには、自らをそれに近づける研修や教授法の考案に加えて、周囲の人々に外国語を教える正しい意味をも理解してもらえるように努力する必要があるのではないだろうか。

※本論の一部は昭和48年5月全国高専ドイツ語教育部会で紹介した。

謝 辞

フィルムを購入に際し在神戸ドイツ総領事館の文化担当官 Ulrich Zagorski氏にフィルムとテープ、関係書籍の一切を寄贈して頂き、教授法については在大阪 Goethe Institut の Dr. M. Lechner, G. Lorenz 両氏に半年に渡って直接指導して頂いた。又実際面並びに本論作成には天理大学三好成美、中川義英、Johannes Laube の三先生に助言して頂いた。厚くお礼申し上げます。

註1 「文部省高等専門学校教育課程の標準」の目標

- 1) 一般教育の一環として、文の構造や使用テキストの内容を通して、西欧の文化やものの見方に触れさせ、国際的視野を広めると共に教養を豊かに

する。

- 2) 実用外国語として、日常の生活活動に必要な程度の基礎的語学力をつけさせると共に科学技術関係の文献や記事が読解できる読力を養う。
- 2 ドイツ語の語いに関する統計研究によれば、基本語1000語 80%、2000語 90%、4000語 95%で日常用語をカバーできるといわれている。
- 3 Charles C. Fries; Teaching and Learning English as a Foreign Language, 1945, p.5
- 4 本文中の“Guten Tag”に関する解説は、次の3冊からの引用である。
Werkhefte für technische Unterrichtsmittel Heft 2, Heft 3
Guten Tag, Schlüsselsätze zu Situations-Bilder
- 5 Fries の Direct method を要約した。
- 6 Goethe Institut の教授法である次の4冊を参照されたい。
Deutsche als Fremdsprache; Struktur Übungen und Tests I, II
Deutsch als Fremdsprache; Dialogische Übungen I, II Ernst-Klett Verlag

文 献

- 講座：英語教育工学 1.2.3.4巻 研究社 1973
現代英語教育講座 2.11巻 研究社 1966
入谷敏男：言語心理学 誠信書房 1966
内藤四郎：外国語学習における発音習得上の諸問題
ドイツ文学 49, 1972
乙政潤訳：R. Freudenstein: Unterrichtsmittel
Sprachlabor 南江堂 1972
Lado, Robert: Moderner Sprachunterricht, Hueber, 1969
Bohlen, Adolf: Bild und Ton im neusprachlichen Unterricht, Lensing, 1962

成身院光宣について

法隆寺との関係

朝 倉 弘

はじめに

本稿でとりあげる成身院陽舜房光宣は、彼が五十才の坂をこえた以後の、いわば後半生である。時期的には、嘉吉（一四四一）から文明にいたる間である。この時期は、いづれは、応仁の乱をへて戦国期に推移する時期であるが、大和では、筒井氏（順永）が南大和の越智氏を中心とする支配勢力と対抗しながら、北大和で領主制の基盤の確立につとめた時期である。

光宣は弟順永の領主制の基盤の確立にその後半生をかけた。いわば順永の後見人であったとみなしえよう。しかし、領主制形成の観点に立つならば、脇役であったとみなしう。そのためか、光宣を正面からとりあげた研究は、披見の及ぶ限りでは見当たらない。今日までのところ、筒井氏の枠内において、あるいは順永との関係において、または応仁の乱などとの関係でとりあげられている状況である^①。といっても、本稿は光宣を正面からとりあげるといってもいい。

反面、光宣は一般に興福寺僧としてとりあげられているが、本稿は、以上の諸側面における光宣の動きを基礎としながら、法隆寺との関係について多少とも触れ、光宣像の多角化の一助にしようとするものである。

当面、興福寺僧（実際には僧俗兼帯）としての光宣について触れた上で、法隆寺との関係について考察することにする。

光宣の出自

光宣の出自、筒井氏の系譜については、「大乗院寺社雑事記」「多聞院日記」などを中心とした研究がある（『郡山町史』など）。それらを参考にしながら、成身院光宣について、系譜的に、多少とも触れておく。

嘉吉元（一四四一）年九月、筒井氏（順弘 光宣 尊覚）（大乗院日記目録）（嘉吉元九二六条）

の一旦の没落のなかで、惣領順弘は、「光宣以下兄弟」（日記目録 嘉吉）に背かれる。こうした状況のもとで、「光宣之弟相国寺僧」（日記目録 嘉吉）の順永が筒井氏の惣領職を獲得してしまう。光宣は、はじめ順永の惣領職に反対したが、のち順永と結ぶ。以後光宣は順永に終生協力することとなる。

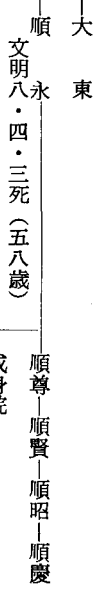
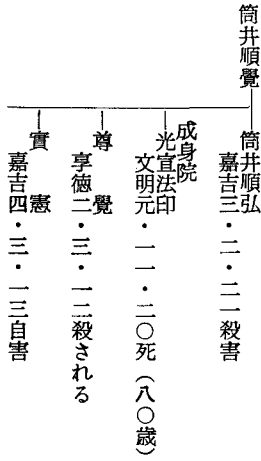
こうした筒井氏の内紛のなかで、さらに光宣のもっていた、興福寺造営料所で

あった摂津の「河上五ヶ関務代官職」が、順弘との間で争奪の対象となった。この代官職をふくむ筒井氏の内紛は、結論的には順弘の敗北により、彼は光宣らに殺害されてしまう。もともと、その罪科によって光宣ら（「光宣 尊覚 實憲 順永 以上弟也」〔日記目録 嘉吉〕）は処罰され、光宣の前記代官職もとりあげられてしまう。しかし、光宣らの反撃（鬼園山の合戦）における勝利によって、惣領となっていた順永は、もとのごとく「官符衆徒」であることを認められ〔日記目録 文安〕、「河上五ヶ関務代官職」も、もとのごとく光宣の知行が認められ〔日記目録 文安〕、筒井氏の内紛は落着をみせることとなった。この間、實憲は一時戦況不利のなかで喜多院において自害してしまふ〔日記目録 嘉吉〕。尊覚は供目代（学侶集会書記役）となるが〔日記目録 文安〕、享徳二（一四五三）年古市と戦って鬼園山で打死する。

以上の嘉吉元年から文安二（一四五五）年にわたる間の筒井氏の内紛によって筒井氏の基礎は固まったもののように、以後筒井氏は惣領順永を中心として領主制形成発展にデグザグの径路をとりながらもすすんでゆく。兄光宣は順永に協力する立場で生涯を終ることとなる。この筒井氏内紛のなかで光宣が自ら惣領とならなかつた経過を具体的に明らかにすることはできないが、一五才年下の順永に以後終生協力を惜しまなかつたところに光宣の人の一面を一応みておきたい。反面、順永の人の一面もそこに伺うことができる。

さて、筒井氏の内紛の落着の上で、光宣は文安四（一四四七）年、法隆寺小別當に任せられるのであるが、この点は後述したい。

右の筒井氏の内紛のなかで明らかにされた筒井氏の系譜を、「郡山町史」を参照して簡単に整理すると左のごとくなる。



なお、光宣は筒井氏出自であるが、成身院に入って僧となった。この点、惣領となつた弟順永も相国寺に入っていたものである。こうした方法で家元筒井氏の立場の強化がはかられていたものである。

成身院は「大乘院社雑事記」（以下「雑事記」と略称する）によると「井院方」にぞくする寺（興福寺）外の院坊である〔文明元・八〕。

一 乘院文書（京都大学所蔵）の「簡要類聚抄第一」によると、浄瑠璃寺、菩提寺、忍辱山、大悲山などともに一乘院門跡の「御祈願寺」の一つにあげられ、「中河 号成身院」と記されている。中河は現奈良市中川である。

同院については、「元亨釋書」によると、忍辱山の僧實範（藤原顕實の第四子）が建立し、成身院と名付けた旨記している。

成身院がいつ頃一乘院門跡の祈願寺となったものか明らかでないが、「簡要類聚抄」からみて、鎌倉中期以前であろう。

興福寺における光宣

光宣は、文明元（一四六九）年十一月二十日、八十歳の高齢で死去した。本稿でとりあげる光宣は嘉吉元年以降であるから、およそ五十才以降の彼の生涯であることは前述した。

以下「雑事記」を中心に、興福寺内における光宣の活躍についてみてゆく。

まず、光宣の役職についてであるが、長祿四（一四六〇）年、好慶のあと職として修理目代に任せられ（七・二九条）、以後文明元年に死去するまで、その間に二回同職を辞退するという動きもあったが、修理目代に任じた。修理目代は作事奉行である。もともと、「雑事記」では光宣が修理目代として活躍したという記事は殆んどみられない。就任早々、勅使坊破損の修理をおこなった程度のことしかみられない〔雑事記 長祿〕。しかし、記録の有無にかかわらず、光宣は修理

目代に終始する人物ではなかった。光宣の本領は、むしろ、奈良―京都の間において、幕府、中央有力守護などの政治的な諸関係にあったものとみるべきで、とくに応仁の乱との関係は早くから明らかにされてきているところである。光宣の興福寺内における活躍の背景には、右の政治的活躍が存したわけで、修理目代にとどまる人物でないとは、このような意味においてである。

光宣が六方衆であったことはすでに指摘されているところであるが（『郡山町史』）、当時として高度な政治的立場に立っていた光宣は、寺内においては六方衆は勿論、学侶集会に対しても、実質的には指導的役割を果していたものである。「雑事記」によって二、三例示しておく。

長祿四・八・十七条

一揆揚譁々衆之内證、專願舜房、昨日逐電、所作不成立故云々、本衆也、第三藤法師也、以外次第也、為寺門會式違乱可為珍事之間、如此緩急不法之仁、向後永可加罪科之旨、学侶評定云々、光宣僧都今日出仕、学侶集會色々及引付了、諸刃取乱之間、此二十余年不出集會之處、此事為寺門大儀之間、以別段之儀出仕云々、珍重者也、

史料によると、事件の翌日早速学侶集会が開かれているから、緊急臨時の集会であろう。その議題となる事件の詳細はわからないが、第三藤法師の願舜房證尊が、「所作不成立」という理由で「逐電」したということである。寺家は「寺内會式違乱珍事」として重視し、その処罰をめぐって学侶集会を開いたのであるが、この集会に対する光宣の動きについては、光宣は「諸刃取乱之間」、つまり多忙のために「此二十余年不出集會」という状況であったが、「此事寺内大儀」としてあえて「出仕」したというわけである。この記事は、光宣が学侶衆であったのではないとも考えさせるものであるが、当面この点とはもかくとして、翌十八日の記事は「寺門沙汰并光宣所存嚴密之間、證專法師夜前帰寺云々」と記されている。総括してみるに、光宣の学侶集会内における指導的役割を伺わせるものがある。

いま一件、寛正二（一四六一）年八月二日に始まる寺訴（幕府への訴え）の件がある。この寺訴は、久米井用水、桜井郷、兵庫関に関する訴えで、寺訴三ヶ条といわれている（『雑記寛正』）。この寺訴については寺務が上落して交渉に当る反面、（春日）社頭を閉門してその決意を表明しようとした。そのうち、十一日の社頭閉門については、九日に光宣から延引すべき旨の申状があったため、学侶・六方集会は延引を議決してしまった。その後、寺訴三ヶ条のうち、久米井用水の

件の解決の見通しがなかなか立たない。おそらくその関係で十一月六日には、社頭閉門の上、学侶たちが神水する旨を決定したが、この場合も、光宣の意見によって神水は中止となってしまった。その上で、光宣は十一月十一日に上落し、十六日には奈良に帰った。翌々日の十八日に、関連して学侶集会が開かれた。その記事はつぎの通りである。

光宣僧都来、対面了、寺訴事悉以落居、随分罷上申沙汰也云々、仍学侶集會ニ光宣令出仕、致披露、来廿日寺門可有開門之由一決云々、

この史料によると、光宣の上落によって、難解の久米井用水の件も解決し、「寺訴事」は「悉落居」したので、それにもとづいて学侶集会は閉門の解除を議決した。この寺訴については、光宣はいわばダークホースとしてその解決の扉を開いたものであろう。その背景には、かねてよりの奈良―京都間の光宣の中央との間の政治的立場があったものである。

ここで、集会とは下意上達のための会議である。そのうち、学侶集会は、満寺集会を除いて考えれば、定期的に開かれる興福寺最高の集会というべきもので、この意味で学侶集会を左右することは実質興福寺の運営を左右するものであったとみなしえよう。光宣は、いわば興福寺運営の実権を掌握していたとみても過言ではないであろう。

学侶集会との関係で、光宣の興福寺内における実質的地位について一瞥してみただが、彼の活躍は万般にわたるものであった。この間、彼は、前記もしたごとく、絶えず中央政界と政治的関係をもっていたわけであるが、この政治的な中央との関係については割愛し、「雑事記」の記事によって総括しておく。

文明元・七・二十六の条

成身院法印光宣下向、至醍醐辺細川・赤松之手者共送之、自同所大和衆五百人計迎之、路次無難無為無事也、珍重々々、去々年正月五日上落、其以後者、今日下向了、当年七十五歳也、所見六十計云々、希代者也、今度一天大乱根元此仁也、六十余州無其隠、且奈良法師名譽也、

この史料は、「去々年正月五日」以来、つまり二年半ぶりに、「細川・赤松之手者共」に見送られ、「大和衆五百人」に迎えられて、京都から奈良に無事帰ったことに関する記事である。それと関連して、この二年半にわたる間の、京都における光宣の活躍については、「今度一天大乱」、すなわち応仁の乱の「根元」は「此仁」であること、「六十余州」にかくれなきこととし、このことは「奈良法師之名譽也」と「雑事記」の執筆者尋尊は結んでいる。応仁の乱の勃発と光宣

とがいかにか深く結ばれていたかを端的に示す言葉であろう。尋尊は光宣の応仁の乱への関与については再三触れている。後堀文明元年十一月二十日の条では、「軍方種々悪行、他国・自国無其隙」とし、光宣を平清盛に比定している。応仁の乱に関する、尋尊の光宣に対する評価は、所詮過大評価をまぬかれないであろう。しかし、その過大評価は、よかれあしかれ、興福寺内における光宣の重みの表現でもあろう。

さて、光宣はその後も活発な動きをみせる。十月五日には細呂宣・坪江庄以下の直務に関して「計略」すべき旨をうける。十月二十六日には京都へ出陣、十一月十六日には祭礼のために奈良に帰る。翌十七日には福原庄について指示を受けることがあった。光宣は十一月二十日「辰刻」に死去したのであるから、記事との関係からいうと、死の三日前まで活躍していたことになる。急逝というほかに、享年八十。光宣の死去当日の「雑事記」をあげておく。

光宣法印於円明院今日辰刻入滅、八十歳、年久シク奉公分也、不便々々、仍筒井并明舜法師方ニ、為訪遣清賢法橋了、今日則於般若寺茶毗了、天氣快然無風雨難、僧僧・衆徒以下相具、又臨修（終）正念唱地藏并、定座合掌、希有事也、今度一天大乱ハ一向此仁計略旨云々、其外就軍方種々悪行、他国・自国無其隙之間一期候畢、定可為如清盛公之由、兼日各相存之處、思外時宜、中々無是非次第也、但此仁ハ神事・法會并寺社事、懸生涯致計略了、且又大正直之者也、仍諸事叶神慮之間、三宝御引導不能左右、可喜々々、不便々々、

右の史料のうち、応仁の乱関係の尋尊の評価については前にふれた。そのほか尋尊は、光宣の寺家に対する態度、その人柄についての評価もおこなっている。そのうち、寺家に対する光宣の態度は前記の寺内における光宣の動きからもうかがいいうるところであるが、尋尊の記事としては、「此仁ハ神事法會并寺社事」に生涯をかけて「計略」をいたしたとしている点からうかがいよう。光宣の生涯をみると、表面的には寺家に反抗する動きも勿論多々みられるにしても、基本的には生涯寺家に対して忠節をつくしたものとみてよいであろう。この点は、光宣がその半生を懸けて協力した順永についてもいいうるところであって、「雑事記」の文明二（一四七〇）年五月二十八日の条では「為寺門為寺社ハ随分忠節者也、國中無為無事も一円筒井計略故也」と記されている。

法隆寺における光宣

光宣と法隆寺との関係については、披見の及ぶ限りではまだ触れられていないようである。この点について、異本「法隆寺別當次第」によって多少とも明らかにしたい。

そのまえに、異本「法隆寺別當次第」^①についてであるが、その解題は「別當記解題」^②（荻野三七彦氏）にまかせて、ここでは当面必要な限りでふれておく。

「法隆寺別當次第」では、献納本にしても、類従本にしても、異本「法隆寺別當次第」と比較すると、いづれも、別當孝俊僧正と仁田僧正との間に二人の別當（俊祐律師と俊田僧正）が記載もれとなっていることがわかる。そして異本によると、記載もれとなっている両別當の項に、小別當として光宣が記されている。関係部分を抄出しておく。

俊祐律師 佛地院 先別當御弟子 烏丸殿御舎弟

喜吉三癸亥十二月廿九日居拜堂任之 治七年

小別當專慶 忍観房権大僧都 観音院住

同時補任 文安四年丁卯正月十六日ニ他界 治四年

公文順□延松房

次ノ小別當 光宣 陽舜房律師 二月廿八日 任之 拜當ノ儀在之

俊田僧正 大納言 東北院 松浦殿伯父

宝徳二年庚午十一月廿四日拜堂儀在之

小別當 光宣 再任 此時公文目代慶賢順□房

小別當文明元年己丑十一月廿日逝去八十歳

（以下略）

両別當ともに興福寺僧である。うち俊祐は大乗院系佛地院の出であり、前任別當孝俊の弟子である。「法隆寺別當次第」によると、法隆寺別當ははじめ「専寺人」（法隆寺僧）から任ぜられたが、その後、東大寺、興福寺、仁和寺などからも任ぜられるようになる。それも琳元己講（永承一〇四六一以降）からは殆んど興福寺僧によつて独占されていたといつてもよい。いうまでもなく、この過程は法隆寺が興福寺の末寺化する過程である。「興福寺末寺帳」によると、興福寺末寺には「一乘院御門跡末寺」「大乘院御門跡末寺」「興福寺末寺」があるが、法隆寺は「興福寺末寺」の筆頭にあげられている。したがって、法隆寺別當は興福寺の院坊から任ぜられた。このような状況のもとにあつては、興福寺僧光宣が法隆寺小別當に任ぜられることは当然のことでありうる。彼は文安四（一四四七）年、専慶（法隆寺僧カ）の死によつて、そのあと二月二十八日法隆寺小別當に任

ぜられた。その後、次の俊円僧正（一乗院系東北院）の時代も、宝徳二（一四五〇）年「再任」の形で、引続き小別當に任ぜられ、文明元年十一月二十日死去にいたるまで、前後あわせて二四年に及んだ。

小別當は「法隆寺別當補任寺役次第」によると、「別當仁満威儀師 此任中以仁靜威儀師補任小別當職云々、其以前ハ不見者也」と記されている。仁満別當就任のときはじめておかれたものである。時期は長元（元一〇二八）年である。

「法隆寺別當次第」では、右について「仁靜威儀師小別當職任、兼又橋寺別當任」と記している。仁靜は法隆寺の小別當に任ぜられるとともに、法隆寺末寺の橋寺別當を兼任している。

小別當は一般的（辞書などによる）には、別當のもとに臨時に設けられたもので、末寺の別當をも兼ね、本末関係の緊密化をはかるとされている。仁靜の場合一般的なものである。また法隆寺小別當は仁満のときにはじめておかれ、次別當久円のとしまでおかれたが、以後百四十年間は小別當はおかれていない。仁靜の小別當は、法隆寺とその末寺橋寺との間での何等かの必要に応じておかれたものであろう。

しかし、法隆寺では安元二（一一七六）年賀賀僧侶が別當になると、いわゆる三綱などのほかに久しぶりに小別當をおいた。記載順は、小別當は別當に次ぎ、公文上座などより前記されている。以後、別當次第の記載方法は別當について小別當を記載する形式が多くみられるが、別當と小別當のみ記す形式は半ばをこえている。賀賀別當以降は小別當は常置の職に転化したとみて差支えない。また寺内での地位は、その記載形式からみると三綱などよりも上位と考えられる。また末寺の別當を兼ねるといふわけでもない。このようにみえてくると、賀賀別當以後の小別當は、以前の小當のごとく、本末関係の緊密化のために設けられるというよりは（緊密化を否定しない）、別當補佐役となった観がある。

さて、光宣が任ぜられた小別當は後者であることというまでもない。記載形式としては小別當のほかは、公文などが記されているだけで三綱などの記載はない。光宣の小別當在任期間は、前記したごとく二四年の永きに及ぶものであった。また、光宣は興福寺においては、実質その管理運営を左右するものであった。以上のことから推測するならば、興福寺末寺法隆寺においても、形式的には別當補佐にあたったにしても、実質的にはその運営を左右したであろう。その一例として桜池用水の管理運営についてふれておく。

桜池は法隆寺内西郷にある溜池である。谷をせき止める形で築造されたもので

あり、桜（サクラ）の名前はその地形からとられたものであろう。水路は桜池を南下し、門下司・東浦をへて、法隆寺南部に展開する諸庄園を灌漑するものである。

さて、時代は多少とも下るが、延徳三（一四九一）年にこの用水をめぐる法隆寺と龍田氏との間に争論がおこった。龍田氏は地理的には法隆寺西部の在地豪族であるが、興福寺一乗院方の衆徒であり、筒井氏と同系統である。しかし一面、法隆寺との関係も密で、その衆徒でもあったものである。

ところで、法隆寺はこの龍田氏との争論において、「門下司東浦溝河者桜池通水也、於用水者至ニシタ、リニマテ悉以寺家進鉢無類處仁彼シタ、リ者龍田兵庫方進鉢由被申、井テヲ落シ剩他領へ入言言語道断子細也云々」（「法隆寺伍師年會衙記録」）と主張している。桜池用水の、そのしたりにいたるまで、その支配権は法隆寺にあるとする徹底した立場は、いうまでもなく、桜池築造以来の法隆寺の伝統的立場であるが、戦国期においてもなお主張し続ける執ようさをもっている点注目値する。この用水争論は龍田が先例を否定した結果おこったもので、結局は法隆寺の主張が通ったものである。この用水論に関しては、法隆寺の用水支配への意欲についてとりあげるにとどめ、時代は前後したが、光宣との関係で、長祿三年の桜池用水争論関係史料をとりあげる。

桜池用水を利用する庄園の一つに、法隆寺寺辺（南部）に石橋西庄がある。同庄については別稿を準備しているが、興福寺一乗院領庄園と考えている。同庄と桜池用水に関する史料「石橋庄井水之事」をあげておく。

龍田殿被仰候處、自筒井殿此事可被沙汰にて候處、成心院中人として以先例井水を五ニわけて、二をは戸のうらへおろし、三をは五百井の助二郎へくたされ候、此水を一をは吉田へおとし、又一をは志んわんとはとりの庄にわけてくたし候、のこり一をはいしはしはの庄へ入候、此事龍田殿筒井殿たつたのよりは南殿兵庫殿御出候て戸の水を御左多候、又筒井殿よりおわ田殿同じく助二郎と兩人出候てむかしのこく水をわけ候事かくれなく候、仍為後日支證筒井成心院よりの御状をへ候て□□若又後日いかやうの子細候とも此状を□□て筒井殿へまいり沙汰□□

長祿三庚辰八月十日定之

大助二郎（花押）

この史料で問題となっている「井水」は桜池用水のことであるが、龍田氏の違乱があったものであろう。前記延徳の場合もそうであるが、龍田氏は中世を通じて違乱を繰返したもののようである。この点ともかくとして、この史料は争論の

結果を示すものであるが、史料によると、桜池用水の支配は「自筒井殿此事可被沙汰」とあるように筒井氏（順永）に掌握されていたものようである。実際には仲介人として「成心院」つまり成身院（光宣）が用水の配分を先例にもとづいて五つに分け、龍田氏もこれに従ったものである。

長祿三月といえ、光宣は法隆寺小別當となつてすでに十三年目である。また「雜事記」によると、この年は筒井順永・光宣は畠山氏の内紛に關係して没落し、細川氏のはからいによつて六月赦免されて順永・光宣ともに奈良に帰つた年でもある。しかし六月十四日には筒井本城に入り、七月一日には「小泉之館」を陥れ、小泉欠所の若槻・新木両庄に進出し、八月二日には番条庄をも配下に収めるなどして、筒井周辺諸庄に勢力圏を形成しはじめた。前記史料は「八月十日定之」となっているが、右の間、多忙な順永に代つて光宣が仲介の労をとるといふ關係が背後にあつたのかも知れない。いづれにしても筒井氏の支配勢力はまた平群地域へも伸びてゆく。

ところで前記桜池用水關係史料であるが、延徳の時点においてさへも、「シタ、リニ至マテ寺家進駄無類也」と主張した法隆寺は直接史料の表面にはあらわれない。それは小別當光宣という形で表面化しているものとみなしえよう。つまり、法隆寺の桜池用水の支配権は、小別當光宣を介して順永の掌握するところとなつた。ここに光宣の法隆寺内における地位は小別當であるが、実質的には法隆寺運営の実権を掌握していた観がある。

以上、光宣と法隆寺との關係、寺内における光宣の実質的な地位について多少とも考察した。

なお、光宣のあとをついだのは成身院順宣（のち順盛）であるが、彼もまた法隆寺小別當に任じた。「法隆寺別當次第」^③の關係部分を抄出しておく。

仁圓僧正 東北院 文明十六年十二月十四日御拜堂 治

小別當 順盛律師成身院明應七年十二月七日拜堂

(中略)

晃圓上人 東北院 永正十五年戊刀七月廿八日御拜堂

小別當順盛 同上 同十一月 拜堂再任

次小別當^{（常カ）} 興藝 大永五年十二月十六日拜堂

(以下略)

順盛は明応七（一四九八）年小別當に任じ、永正十五年（一五一八）年に再任している。彼の死去は大永四（一五二四）年四月二日であるから、二七年の永き

にわたつてその死にいたるまで小別當に任じた。光宣をしのぐ期間である。従つて、成身院と法隆寺との關係は光宣なきあとも続くのであるが、順盛については稿を改めたい。

結 び

興福寺における光宣の実質的な地位を基礎にして、法隆寺小別當でもあつた光宣の法隆寺における実質的地位について、桜池用水支配の問題をとりあげた。はじめのべたごとく、本稿は光宣を正面からとりあげるものではない。またそれにいたつていない。それは本稿を石橋庄研究の一環として考えているからである。光宣の評価の問題などもあるけれども、本稿は、光宣と法隆寺の關係の究明にとどめておく。

注

- ① 『郡山町史』、熱田公氏「筒井順永とその時代」（『中世社会の基礎構造』所収）、永島福太郎氏「奈良県の歴史」など。
- ② 荻野三七彦氏編「別當記」による。
- ③ 奈良県斑鳩町五百井、大方 保氏所蔵。

『独歩集』と『運命』

——その自然主義的傾向について——

細井誠司

はじめに

近代日本文学史上における独歩は、浪漫主義文学者であるとともに、自然主義文学の先駆者の一人として位置づけられている。「源叔父」(三〇・八)など初期の作品は、浪漫的な作風を示し、晩年の「窮死」(四〇・六)や「竹の木戸」(四一・一)などは、自然主義的な傾向を示しているのであるから、これは至極当然なことであろう。

そこで、いつごろの、どの作品から、作風に変化が生じて、自然主義的な傾向を示すようになったのかは、興味ある問題である。

独歩の第二文集『独歩集』(三八・七)は、第一文集の『武蔵野』(三四・三)よりは注目されたが、評判にはならなかった。第三文集の『運命』(三九・三)を上梓するに及んで一躍名声を博し、独歩は文壇的地位を確立したが、そのきっかけになったのは、『破戒』出版直後の藤村が、この『運命』に、自然主義の作品として折り紙をつけたことであつた。

確かに、『運命』は、自然主義的な傾向をおびている。しかし、『独歩集』も、これとほぼ同時期の作品を収めており、質的にみても、何ら区別すべき理由はない。そこで本論では、この二集を一括して考察の対象とし、各々の作品を分析することで、浪漫的傾向から自然主義的傾向への移行過程を見極めようとした。

対象となる作品は、『独歩集』所収の「富岡先生」、「牛肉と馬鈴薯」、「女難」、「第三者」、「正直者」、「湯ヶ原より」、「少年の悲哀」、「夫婦」、「春の鳥」、「運命」所収の「運命論者」、「巡查」、「酒中日記」、「馬上の友」、「悪魔」、「画の悲み」、「空知川の岸辺」、「非凡なる凡人」、「日の出」のあわせて十八編の作品で、時期的には、発表年月の最も早い「牛肉と馬鈴薯」(三四・一一)から、最も晚い「夫婦」(三七・七)まで三カ年にわたり、中期の作品はほぼ網羅している。

結論的に言えば、両作品集には、浪漫的なものから自然主義的なものまで、並列的に混在していて、年次的な傾向の推移は明確にならないので、類似したものを幾つかにグループ分けする結果となつた。

十八編中、最も自然主義的傾向から遠いと思われる作品は、「日の出」(三六・一)と「非凡なる凡人」(三六・三)とで、これらは、ともに理想主義的である点において、他の浪漫的諸作品からも区別される作品である。

「日の出」は、一度は死を決意した青年が、一老人に、日の出の壮なる様に学んで生きるよう説諭されて、翻然と悟り、生まれ変わって働く結果、ついに、独力で小学校を創設して、老人の一子に献ずる。その老人の一子を校長に戴き、薫陶を受けた卒業生が、母校の由来と教育とを誇りに思つて、語り聞かせる話である。

一方の「非凡なる凡人」は、平凡な才能の持ち主にすぎない一少年が、「西国立志編」を愛読して、その感化を受け、周到な人生設計と着実な実行力により、自己の運命を開拓して行く結果、おのずと、非凡な仕事をなし得た物語である。

どちらの主人公も、自己に与えられた運命(境遇、才能)に安んじて対処し、全能力を出きつて運命を開拓して行く人物として描かれているが、こうした、明るい向目的な人物像は、「欺かざるの記」時代の独歩が、カーライル等から学んだ理想の人間像——全能力を発揮して人としての義務を果たす人間こそ真の英雄——を具象化したものである。また、三十六年当時の、独歩の精神動向は、しだいに現実主義的傾向を強めて、厭世的でさえあったのが実情である。したがつて、これら二作品に見られる理想主義的傾向は、必ずしも、当時の独歩の思想状況を語っているものとは認められない。二作品が、自主独立の精神を説き、勤勉主義を説いて、倫理的、教訓的であるのは、掲載誌(「教育界」と「中学世界」)を意識して書いた結果であろう。

主人公たちにとって、自己の運命は、懷疑や蹉跌の対象ではない。自分の意志や理想と矛盾しない、したがつて、安んじて服従し得るものであり、同時期に書かれた「運命論者」(三六・三)の主人公が、自分の運命に恐懼し、暗い宿命観を抱いているのとは対照的である。

以上述べたように、これら二作品は、理想主義的であり、自然主義的傾向からは遠い作品と言えよう。

「湯ヶ原より」(三五・六)以下、「画の悲み」(三五・八)、「少年の悲哀」(三五・八)、「馬上の友」(三六・五)、「春の鳥」(三七・三)等の諸作品は、第一文集「武蔵野」に近い浪漫的傾向の作品である点で、一括される。

「湯ヶ原より」では、主人公は、一人の女を恋して湯ヶ原まで会いに行くが、失恋する。その体験を踏まえて、奔放不羈な魔力をもつ恋を、人の至情として肯定し、恋が、倫理、道徳に拘束されないことを説いている。作者は、晶子の有名な歌「春みじかし何に不滅の命ぞとちからある乳を手にさぐらせぬ」を引用して、官能的な恋愛至上主義を主張している。

同じ浪漫的な傾向の作品でも、「画の悲み」、「少年の悲哀」、「馬上の友」、「春の鳥」においては、郷愁、憧憬、哀愁等の共通してみられるのが特色である。

まず、「画の悲み」であるが、この作品は、絵の好きな青年の回想談となつてゐる。主人公は、自分よりも絵が上手で、学校中の人気を独占している一少年に對して、強いライバル意識を燃やすが、絵への興味から、我を折つて親交を結ぶようになる。そうした、純粹無垢な少年時代への郷愁を主題としている。成人となつた現在の主人公は、人生や生死の問題に直面して苦悩しているが、その現実を語らずに、もっぱら、過去を回想し憧憬する情の方に力点を置いている。

「少年の悲哀」も、回想談である。主人公は、少年時代、一人の遊女に引き会わされたが、その夜の光景と、薄幸の女とを、成人後の今日も忘れることができず、その時覚えた悲哀感、年とともに増すばかりだと語る。

このやるせない悲哀感、とりもなおさず、独歩の、人生に對して覚える悲哀感である。悠久なる天地の一角に生を享け、人は、大海に漂う孤舟にも似て、その運命測りがたくさすらい行くとは、独歩の、生涯変わらぬ人生観であったが、その人間の流転の姿の象徴として、この女を見ているわけである。人間流転の相に對する詠嘆は、独歩のロマンチズムの中核をなすもので、この一作にも、それが強く出ている。

「馬上の友」の浪漫性は、過去の世界に郷愁を寄せる物語であるとともに、浪漫的自我の確立の物語でもあるという二重性に存する。

船乗りになることを夢見ながら、頑迷固陋な父親の犠牲になつて、田舎に埋れていた少年が、ついに膝下を飛び出して、所期の志を果たす話で、同じ少年物の

立志談でも、「非凡なる凡人」は、少年が自己の運命に安んじて着実に開拓して行く、その過程を描いているのに対して、「馬上の友」は、自我の解放を求めて苦闘する物語となっている。作者固有の詩情に満ちた回想談であり、ハッピーエンドの結末になってはいないもの、底に流れる哀愁感も、また拭いがたい。

上述の三作品においては、郷愁を寄せる対象が、過去の世界であったのに対し、同じ回想談でも、「春の鳥」では、郷愁、憧憬の対象として「自然」が語られているところに、この作品の特色がある。

「欺かざるの記」時代、独歩は、ワーズワースの汎神論的自然観の影響を受けて、自然と自己、人生との一致調和を願い求めながら、確信するまでには至り得ず、歓喜と暗愁との間を蕩揺した経験があるが、そうした浪漫的な精神が、なおも生き続けていて、この作品の主題の底流となっている。

白痴であるがゆえに、世俗の汚濁に染まらぬ純粋な「自然」の児「六蔵」の運命に、作者は、自然と人生との調和を見て、素朴、原始の世界である自然への賛美、憧憬をうたう。と同時に、悲哀の情が湧くのも、隠そうとはしていない。結局、調和感が得られないからである。

なお、この作品は、三十七年三月の発表であるが、その内容から見て、既に論じられているごとく、三十三年ごろの成立、と考えるのが自然であろう。

以上の五編の作品は、内容からして、第一文集『武蔵野』に近い浪漫的な作品であるが、それらの中にも、自然主義的な観点が見られないわけではない。

たとえば、「非凡なる凡人」の桂正作は、父から「山気」の気性を、祖父からは「大いなる気根」を受け継いでいると述べ、「馬上の友」では、糸井専造の零落の原因を、彼の性癖によるものとし、「春の鳥」では、六蔵の白痴の原因を、父の大病と母の遺伝に求められていること等で、人間の性格や境遇、遺伝などが、人間の運命に大きな影響を与えることとみる自然主義的な考え方が、ここには表わされている。

しかし、そうした人間解釈は、作品全体の中では、あくまでも副次的なものであって、作品の中心主題は、浪漫的な心情そのものにある。

3

前記2の諸作品の特色が、回想的ロマンチズムにあるとすると、「空知川の岸辺」(三五・一一)、「悪魔」(三六・五)、「牛肉と馬鈴薯」(三四・一一)

等の浪漫性は、「天地生存の感」や「驚異」思想を主題としているところに、その特色がある。

そして、これらの作品は、天地自然や人生の不思議に驚異したい、との願いを語っている点では浪漫的であるが、同時に、そこに没了しきれないまま苦悶する自己の現実の姿をも明らかにしており、その点では現実的な傾向を見せているのである。

まず、「空知川の岸辺」であるが、この作品は、「欺かざるの記」時代の二十年八月九月当時、独歩が、北海道拓殖のための土地選定を目的として空知川沿岸を踏査した、その折の体験を基にしてまとめた作品である。

「社会感」を捨て、「個人感」に徹した生き方をしようとして、大原生林に分け入ったのである。しかし、その「自由の天地」で独歩が見出したのは、自己の理想を嘲笑するかのよう、冷徹で親しみがたく隔絶した存在の自然であり、憂愁、孤独の感に堪えずして、かえって人寰を懐かしんでいる。初期のワーズワースの自然観から、ツルゲネーフ的な自然観への移行が見られる点で、注目される点である。

しかし、エピソードでは、七年後の今日、なおも、空知川の大自然が「余」を引つけるやうに感ずる」と述べて、独歩の浪漫性が、存続していることを証す結果になっている。

次に、「悪魔」であるが、この作品の主人公謙輔(「独歩の分身」)は、名利を求めて生存競争に狂奔する都会生活を嫌悪し、無窮の大自然に没入、一体化することで、永遠の生命を獲得したいと願って田舎にやって来る。しかし、数カ月後には、飄然と姿を消し、再び都会へ戻って行く。田舎で見たものは、人々が、死への存在であるその本質を忘れて、習慣的な日常性の中に埋没している姿だったからである。

謙輔は、人間が、本来「天地生存」的な存在であるという事実、絶えず覚醒し驚異していたいと願っている。昂揚した自己の精神が、自然の生命を感得する刹那の充実感——彼の言う「天地生存の感」——に、自己存在の証しを強く感じ、それが忘れられないからである。

しかし、この新鮮で切実な純粹体験は、瞬間のもので永続性に欠け、たちまち「社会生存」的な意識に領略されて、霧消しがちだ。そこに謙輔の苦悶がある。しかも、彼は、そうした自分について、「人の力を以てしては逃げ難きもの」を

追求しており、すべてを忘却して日常性の中に埋没してしまえばかえって幸福なのだという、理性的な認識をもっている。そこに二重の悲劇がある。

謙輔の手記という形をとって、独歩の思想を語っているこの小説は、「空知川の岸辺」と同様、自然への憧れという浪漫的な性格をもちながらも、自然との一致冥合を確信し得ないところから生ずる苦悩、悲哀感を語ることに力点が置かれており、その点で、より現実的な傾向を強めていると言える。

前記の二作品に比べれば、「牛肉と馬鈴薯」では、さらに現実的な傾向が強まっている。

理想と現実との優劣論争において、上村という男は、北海道開拓の夢が、数カ月にして破れた青年時代の体験を基に、理想を貫徹できないまま現実主義者に轉身した事情を物語り、過去の自分の理想主義精神や信仰に対して、ひどく自嘲的、揶揄的な態度を示す。

また、近藤という男は、何事に対しても厭きやすく熱中し得ない現代人の姿を語り、特に、女性に対しては、△恋愛に倦み▽やすくしかも△生命に倦む▽ことがないのが△女子の天性▽だと、辛辣きわまりない見方を述べている。女性の性格の、現実的な一面のみを侮蔑して強調したこのような女性観は、独歩の特論の女性禽獣論につながるものであり、自然主義的な観点に近いもの、と云うことができる。

同じく、独歩の分身の一人である岡本は、ただ△喫驚したい▽、△信仰無くしては片時たりとも安ずる能はざるほどに此宇宙人生の秘義に悩まされ▽たいと、驚異への憧憬を語るが、同時に、△言ふ可からざる苦痛の色▽を浮かべて、半ば自嘲的である。

「悪魔」に比べると、浪漫的性格は一段と影を潜め、もはや単純な浪漫的憧憬には浸り得ない苦悩、現実にも理想にも徹底し得ない知識人の苦悩が、中心主題となって語られている。総じて現実的傾向が強く、幻滅感や虚無感があらわな作品である。

「夫婦」(三七・七)や「巡査」(三五・二)になると、現実的傾向はいっそう顕著で、作品の基調はリアリズム中心になっている。

「夫婦」は、浪漫的な心情から醒めた後の幻滅感、諦念を主題にしており、その点では、「牛肉と馬鈴薯」に通ずるものがある。

七年前の恋を成就して結婚した夫婦が、恋愛時代の昔に戻って、もう一度昔の情熱をとり戻そうと苦悩するが、恋愛の情熱とは違って、夫婦には夫婦の情があ

って然るべきだと悟り、かえって落ち着く話である。

この作品の主題は、「湯ヶ原より」のような、浪漫的な恋愛賛美にあるのでもなければ、恋愛時代への郷愁にあるのでもない。恋から醒めた後の幻滅であり、青春の夢が△年と共にさめゆく▽現実を、人間性の△自然の成行▽として肯定しようとする諦念にこそある。

このように、現実的な傾向をもった作品ではあるが、倦怠感に苦しむ夫婦の姿を描いて写真に徹しているのかというと、そうでもない。艱難を乗り越え現実をより向上させようとする△人の心▽こそが大切だと述べて、理想主義的な志向を見せている辺りに、なおも残る作者の浪漫的な心情を、みてとることが出来る。主題が、幻滅であり諦念であるのに、虚無感を感じさせないのは、ここらに原因があるだろう。

「巡査」は、独歩が西園寺公望侯邸に寄宿していた当時知りあった護衛巡査を、モデルにして書いた作品だという。

主人公の巡査は、故郷に家族を残して赴任し、独身生活を悠々と楽しんでいく。その気楽なさまが、主観をまじえず淡々とスケッチ風に描かれている。内容的に軽い写生文である。

4

以上のように、これら十二編の作品は、その思潮傾向を分析してみると、浪漫的色彩の濃いものから、現実的な傾向の強いものまで、幾つかの段階に分かれるが、次の六編の作品では、自然主義的な人間解釈——人間の性格や環境、遺伝などが人間の運命に大きな影響を与える——が、その作品の中心主題としてクローズアップされているのが特色である。「馬上の友」や「春の鳥」などの作品の中にも、そうした観点はみられたが、あくまでも付随的であったのに対し、これらの作品では、浪漫的な主題に代って作品の中核に置かれていることが、前述の諸作品との相違点になっている。

まず、「富岡先生」(三五・七)、「第三者」(三六・一〇)、「酒中日記」(三五・一一)の三作品であるが、これらは、いずれも性格悲劇の物語となっている。

「富岡先生」は、松下村塾の富永有隣をモデルとする老主人公が、維新の変革期に、△妙な機▽から出世コースを踏みはずして一人とり残され、同輩後進の出

世をよそに田舎に隠棲するが、鬱積した不平憤懣は遣りようもなく、一人娘がかたづく程なく、この世を去って行く話である。

この小説は、そうした先生像を鮮かに描いて、傑出した作品となっているが、その主眼は、結局富岡先生の性格にあり、先生の性格が境遇によって歪められた事実と、その歪んだ性格がもたらした悲劇とを描くことに、主題があると思われる。

先生は、八妙な機、運命のいたずらが原因で立身出世の機会を逃がし、その結果同輩後進との間に大きな境遇の差ができ、不平不満が嵩じて八変物、頑固、片意地、尊大な性格になったという。しかし、先生の心中には、この頑固で偏屈な性格の陰に、歪められない本然の性格もある。そうした、物わかりがよくて優しい本来の性格と、逆境が生み出した後天的な性格とが、先生の心中で相闘って人格を絶えず分裂させているところに、先生の悲劇があるという。

逆境が先生の性格を変え、その性格が先生の悲劇を形造っているとして、境遇や性格を重視する自然主義的な観点から、作者は分析しているのである。一人娘の梅子の存在や、塾生たちの梅子への思慕も、先生の性格と悲劇を鮮明にするための添え物にすぎない。

そうした観点にたつての、独歩の、先生に対する人間認識は鋭く、かつ厳しいものであるが、排主観の、客観主義に徹した自然主義的作品とは違って、どこかに温かみを感じられるのは、才能に恵まれながら、不遇の中に一生を終えた先生に対する、作者の同情の眼が注がれているからであろう。

八余が目的は此一種の人物を描くに在て、此人物を詩化する為めに、あれだけの事件が出来上つたのである（「余が作品と事実」）とのことばも、純客観に徹していない独歩の立場を物語るものである。

「第三者」は、一組の夫婦の葛藤、破局を、第三者の立場から冷静に観察し、徹底的に批判する形をとっている。

夫は、妻への包容力に欠け、愛情を暴力でしか表現できない性格、対する妻は、八むら気、感情豊かな性格の持ち主である。同居に堪えられなくなった妻は、さとに逃げ帰っているが、最後には夫に同情して心中するという意外な結末になる。

「夫婦」が、恋から醒めた後の幻滅感や諦念を主題にしているのに対して、「第三者」は、恋から醒めて破局を迎えた原因の究明を主眼にしており、その原因を二人の性格の欠陥、不一致に求めている。特に妻のお鶴の性格については、作

者はそれに女性共通の欠点を見て、女は感情に溺れやすいから恋の相手にはよくても妻とすべきではないなどと、女性禽獸論に通ずる不自信を開陳している。

八持て生れた気質は生涯変らないと言っても可い位のもの、八性格の衝突は本人ですら如何とも為難いものである、そんな性格に生まれついた二人は、八薄運、薄命、八幾千万人にして僅に一人が陥るべき不幸に陥つたと述べているところには、性格を宿命として把握する運命観が見られる。諦念の見られることでは前記の「夫婦」に仿り、運命観という点では後述の「運命論者」にならる。

ただ、二人が、最後に心中するという不自然な結末については、独歩も後には、八渠等は心中すべき男女にあらず。一面に醒めて一面に美を欲する小きき吾が心は、渠等をして斯る無理なる、馬鹿々々しき死態を扱はせたり。余は確かに詩人かぶれせり（「病牀録」）と述べて、失敗であったことを認めている。二人を心中せしめて、そこに美を見ようとしたところに、独歩の浪漫性を看取することができよう。

「酒中日記」も、性格悲劇の物語であり、その構成は、一中年の男の書き残した日記と、それを紹介する作者の所感とからなりたつている。

主人公の大河は、謹厳実直、世人の信望も厚い小学校の教師であったが、お人好しで気が弱く、八思ひ切つて人に逆らうことのできない性格の持ち主である。それがために、強情な母親とわがままな妹の墮落をおしとどめ得ず、母を泥棒にし、自分にまで盗みを犯させ、妻子の心中を引き起こして一家を破滅させてしまう。廃人同様となり、零落流転の果てに瀬戸内の小島に流れついて、酒に溺れた短い一生を終える。

主人公は、「女難」の主人公と同様、意志の弱い性格破産者であり、ただ、気が弱く意気地がないばかりに、非情な運命の細目から逃れられず、破滅の一路を辿って行く。彼にとつては、すべてが恐ろしい運命であり、金も八恐ろしい力、冷酷無慈悲な母親も、八どうすることもできない存在である。「第三者」と異なるのは、性格のみならず境遇までが、主人公にとって運命となっていることであり、その点が、この小説に運命悲劇としての性格をも与える結果になっている。

しかし、作者は、この一連の悲劇の根源に、主人公の性格の弱さを見ており、すべてがその弱さに起因しているとして、この小説を性格悲劇の物語にしている。持つて生まれた弱い性格は、一つの悪運を引き起こすが、性格は容易に変わるものでないから、それだけにとどまらず、後の運命までもすべて悪く導くとも

ている。これが独歩の運命観の一つであった。

作者の主人公に対する態度も、「第三者」とは異り、意志の弱いこの男の悲劇を、冷酷非情な傍観者の目で眺めてはいない。性格を運命と見、人間の力を超絶したその運命の力が、男を不幸に陥れたと見て、深い同情を寄せている。末尾の作者の所感——「記者は彼を指して不幸なる男よといふのみ、其他を言ふに忍びず、彼も亦た自己を憐れみて、やゝもすれば曰く、あゝ不幸なる男よと」——が示すように、自己憐愍の情や、人間の運命を、孤独ではかない「悲惨」なものとして歎嘆する心情が強い。独歩のロマンチズムの「根本」になっているものも、ここにも表出されている。

5

「運命論者」(三六・二)は、独歩の運命観に基づいた運命悲劇の物語である。すなわち、八余は半面運命論者にして、半面事実論者たるなり。人間の権威能く運命を作る事を否定せざると同時に、或点以上人力を以て運命に抗すべからず、運命の力に、人間は服従せざるべからざる事を肯定す(「病牀録」という運命観を、具体化した作品である)。

その構成は、教奇な運命に弄ばれた男(主人公)の告白を、八自分Vなる人物が聞く形になっている。

主人公の高橋信造は、少年時代から、自分の出生に暗い疑惑を持ち、それを拭いきれないまま成人するが、やがて結婚してみると、その相手の最愛の妻は異父妹であり、義理の母は実母で、しかも幼い日の自分と父とを捨てて情夫と駆け落ちをした八仇Vであったことがわかる。八怪しいV運命に八呪われVた主人公は、こうした冷酷非情な現実を前に、ただ、酒に苦悶をまぎらして、八自滅Vするのを待つばかりだと語る。

「第三者」や「酒中日記」も、性格を宿命として把握する運命観が見られる点だけから言えば、運命悲劇の性格をもっていた。しかし、「運命論者」において人間の運命を決しているのは、性格や境遇ではない。「酒中日記」の主人公にも共通する気弱な性格が、自己の運命に対する抵抗力を弱めている一面はあるが……)主人公の運命を根源的に決しているのは、もっぱら八妙な機V(「富岡先生」)であり、超絶的な存在である。

作者の宿命的な見方にもかかわらず、性格は意志と努力しだいで、なお変え得

るものだとする見方もなりたとう。しかし、八人間の力以上の者Vであってみれば、八抗すべからVざるものとして、ただ服従あるのみである。主人公は、八人は到底運命の力より脱るゝことは出来ないでせうVと語って、自己の運命に絶望している。

したがって、文字どおり運命悲劇なのだ。この小説の中心主題は、そうした運命の不条理性、非合理性を説くところにある。

だが、この作品は、テーマが、運命という神秘的なものであり、題材も特異であるせいか、巧みな構想、構成にもかかわらず、観念的で現実感が薄く、不自然な感じがするのは免れない。むしろ、苦悶し絶望する作者の姿の方に、リアリティーを感じさせられる作品である。

しかし、自然主義的な観点から言えば、人間の愛欲、本能の問題が新たに提示されていることが重要で、次の「女難」や「正直者」では、このテーマを継承し発展させている。

「女難」(三六・一二)は、性格悲劇の物語であるが、作者は、運命悲劇として理解しようとする傾向が見られる。

まず、その構成から見ると、尺八を吹いて門付けをする盲人が、半生を回想して語る話を中心になっている。主人公は、早く父に死別し、母と祖母との女手で育てられ、意気地のない、女のような性格に成長する。ある時、占師から女難の相があると占われて、自戒しつつ成人するが、結局そのことばが適中して、十二歳から始まって二十八歳になるまでに、大きな女難を三度体験し、その間八女に欺されV、八何時も女のことで大車の場合を失策ってV、遂に盲人になり零落してしまう。

主人公の母親は、夫に先立たれて生活に苦勞したためか、八ことばの少ない物案じ顔の色つやの悪い女Vであり、子供を溺愛した。その結果として主人公は、おとなしくて気が弱い、女性的な性格に育ったのである。どの女難の場合でも、この性格に影響された点が大きく、自らの弱さが災いして悲劇を避けられないのだ。その意味では、「第三者」や「酒中日記」の性格悲劇をうけ継いだ作品と言えよう。

ところが、作者は、そうした観点を、必ずしも重視しているとは思われない。むしろ、「運命論者」に見られる運命観をうけて、「第三者」や「酒中日記」の中の、性格を宿命として把握する観点を、一段と発展させているのが注意される。そうなるについては、八女難Vという題材に因つているところが大きい。

「運命論者」における運命は、観念的な超絶的存在であったが、この作品では、運命が、女難という具体的な問題としてとらえられている。その女難は愛欲であり、人間の本能の問題であるから、主人公にとっては、性格以上に、どうにも変えようのない宿命的なものである。つい女の誘惑に負けてしまう。

また、女難は、△親切らしいことを女が言ふのは皆な欺すので、うかと其口に乘らうものなら直ぐ大難に罹りますぞよ▽と言ひ聞かせる母親のことが示すように、女からもたらされて主人公が受ける災難、という性質をもつものだけに、受身の立場にある者の意志や努力では避けにくく、罹れば諦めるより仕方ない宿命的なものである。

作者は、こうした考え方にたつて、主人公の女難を宿命と見ているのであり、占師に占い当てられた運命を辿り行く者として、主人公を描き出しているのである。

作者は、この物語を、運命悲劇としてとらえているのであるから、そこに、おのずと浪漫的な詩的雰囲気が出されていることは否定できない。「酒中日記」と同様、不思議な運命を流転して行く人間の姿に、詠嘆しているのである。

自然主義的傾向をおびたこの小説の中にあつて、異質なところをもう一点挙げるとすれば、主人公の△女難の二つ三つを懺悔いたしましたよ▽ということばに見られるように、どこか倫理的、道徳的な調子をもっていることである。徳田秋江が、△「女難」と「正直者」とは氏の作品中唯二つしかない肉感小説である。が、それさへ私には何処かに道徳的調子があるやうに思はれる▽と評した倫理性を、独歩はどうしても捨てきれないのである。

「正直者」(三六・一〇)は、肉欲を主題としており、十八編の中で最も自然主義的な傾向をおびた作品である。

「女難」と「正直者」とを並べて、花袋が△明治の文壇に於ける最初の肉欲小説▽と言つたように、両者とも、肉欲の問題をとりあげている。ただ、「女難」の主人公が、愛欲に対して消極的な、受難者であり、自己の運命を悲劇ととらえているのに対して、「正直者」の主人公は、積極的な加害者であり、そうした自己の現実に対する皮肉や懺悔が述べられている点が違うだけである。

自然主義的な観点が見られるのは、肉欲を主題にしている点ばかりではない。主人公の性格や境遇、父親譲りの遺伝的資質を重視していることにおいても、それが見られる。冷酷非情な人間性を中に秘めながら、一見、正直そうに見え、相手から善人として信用されやすいのを利用して、周囲の者をだまし、下宿先の娘

を弄んで、結局捨ててしまう。主人公の、そうした性格や所行は、遺伝的資質や生立ちに因るところが大きい。

妻を亡くした父親は、△肉欲の満足を得る▽ことだけが目的で、△女中兼帯の妾▽たちを置き、△真の家庭らしいもの▽を作らなかつた。主人公は、母の愛情や家庭の温かさを知らず、暗く冷たく、いつも△寂寞として▽いる雰囲気の中で、△孤児同然▽に育つた。その必然の結果として、無感動で、冷酷非情な性格破産者になつたのである。そうした性格は、父親譲りの、無口で不活発な資質と相俟つて、万事に冷静で慎重な行動をとらせ、よそ目には、正直、誠実な人物と映じさせたのである。

この性格や行動性向に、父親譲りの△特別な天性▽△肉欲が結びつき、△正直▽の仮面をかぶつた時、主人公の所行は、△誠に浅ましい醜いものとなつた▽と
言う。

この物語では、主人公の性格が相手の娘に悲劇をもたらしている。その意味で一種の性格悲劇と言えようが、性格を宿命的なものとしてみている作者の考えに従えば、運命悲劇でもあろう。しかし、作者の視点は、加害者の主人公の側のみであるから、「女難」の場合とは異つて、運命に対する詠嘆は見られない。代わつてあるのが、倫理性である。

主人公は、自分のエゴイズムに徹した姿を、冷静、無感動に語つて行く。そこには、「運命論者」や「女難」に見られなかつた酸いリアリズがある。

しかし、同時に、主人公は、自分の行為を、△誠に浅ましい醜いもの▽と恥じ、△容易ならぬ罪▽を犯したと懺悔している。作者は、その行為に見合うだけのモラルトーンをもつて、主人公に自己批判させているのだ。「正直者」とは、この上もなく不正直な者を逆説的に表現した題であり、道徳的苦痛をも含ませた表現である。こうしたところに、独歩という作家は、単なるリアリズムにはとまり得ないで、主観をもつて現実を領略せずにはいられない資質の持ち主であつたことが、はっきりと示されている。

ま と め

『独歩集』と『運命』所収の作品を、その思潮傾向から分類すると、「日の出」と「非凡なる凡人」の二作品は、理想主義的な傾向を見せている。

「画の悲み」、「少年の悲哀」、「馬上の友」、「春の鳥」には、郷愁、憧憬、

悲哀感などが共通してみられ、「湯ヶ原より」も含めて、第一文集の『武蔵野』に近い、浪漫的な内容の作品となっている。

「空知川の岸辺」、「悪魔」、「牛肉と馬鈴薯」も、同様に浪漫的な作品であるが、浪漫的な憧憬に、もはや単純には浸りきれないことから生ずる苦惱、幻滅、虚無感などがあらわで、現実的な傾向を見せ、「夫婦」では、幻滅や諦念が主題となつて、いっそう現実的な傾向を強めている。「巡査」は、写生的な短編である。

「富岡先生」以下の六編では、性格や境遇などを重視する自然主義的な観点が主題にとり入れられ、そのことにより、作品基調としてのリアリズムは、不動のものとなつている。いずれも、性格悲劇の物語としてみてよいが、各々の特色を簡単に列挙すれば、次のとおりである。

「富岡先生」では、性格と、その性格に影響を与えた境遇とが、重視されていること。「第三者」では、性格を宿命視する運命観がみられること。「酒中日記」では、性格が境遇を決めるとみていること。および、境遇を宿命視していること。「運命論者」では、性格悲劇としての性格が最も弱く、人間を支配する超絶的な力を認めて、宿命観が強いこと。および、自然主義文学の主要なテーマの一つ、愛欲、本能の問題をとりあげていること。「女難」では、愛欲を宿命視して、運命悲劇的にみていること。「正直者」では、肉欲をテーマにし、性格、境遇などを重視して、最も自然主義的な作品になっていること。

以上で明らかになつたように、この二つの作品集には、浪漫的なものと自然主義的な傾向のものが、並列的に混在している。その中で、自然主義的な傾向は、「富岡先生」(三五・七)に始まり、「正直者」(三六・一〇)でピークに達している。

独歩の作品に、こうした傾向が見られるようになった原因の一つは、言うまでもなく文壇の趨勢にある。

明治三十三、四年ごろから、ゾラの主張の影響が、日本の文学に現われ始め、天外、荷風、友人の花袋、藤村らは、相次いで、自然主義的な問題意識をもつた作品を発表し、ここに、いわゆる前期自然主義の時代が現出した。独歩が、こうした文壇の風潮に刺激されたことは、まちがいなからう。

しかし、既に見てきたように、これら二集の作品を、自然主義の作品と呼ぶには、あまりに主観的すぎることに、これまた明らかである。

性格悲劇のどれをとつても、詩的に美化されていたり、運命への同情や詠嘆が

みられたり、あるいは道徳的調子をおびていたりして、作者の主観に染まつていない作品はない。後の自然主義文学が標榜した△無理想無解決▽、△排主観▽など、とうてい探るところではないのである。

独歩は、本質的にロマンチストであった。したがって、本来の抒情的なものの中に、自然主義的な観点が入つて来ても、その本質は、変わることがなかったのである。

『独歩集』と『運命』の二作品集は、最初期の「牛肉と馬鈴薯」と最末期の「夫婦」が、いみじくもその性格を代表して示しているように、現実的な傾向を強めた段階でとどまつている。

文 献

- ① 島崎藤村「緑蔭雑話」(「読売新聞」)(明治三九・四・九)。
- ② 福田清人「国木田独歩全集」第三卷解題。
- ③ 坂本 浩「国木田独歩」一四二頁。
- ④ 山田博光「日本近代文学大系国木田独歩集」補注。
- ⑤ 柳田 泉「座談会明治文学史」の「独歩と藤村」の項。
- ⑥ 徳田秋江「新潮」国木田独歩号(明治四一・七)の「性格の国木田独歩」。
- ⑦ 田山花袋「早稲田文学」三三三号(明治四一・八)の「国木田独歩論」。

△付記▽

引用の本文は、すべて『学習研究社版国木田独歩全集』によつた。

子規歌論の「趣向」について

小 谷 稔

子規が文学や絵画等の論評で「趣向」という用語を愛用したことはよく知られている。それは写生という用語と並んで子規の文学論の中枢に位置しているとも言えよう。小論では必要に応じて俳論等をも参照しながら歌論上に見える「趣向」について、子規の趣向観の展開を見たいと思う。子規が本格的に短歌に取組んだ明治三十一年の「歌よみに与ふる書」の前後から検討し、短歌の独自性の自覚を経てさらに「趣向」の目立たない作風に至る過程を見ようとするものである。

「趣向」の重視

子規の「趣向」についての考え方の概要は「俳諧大要」の「第三 俳句の種類」で知ることができる。

一、俳句を分ちて意匠及び言語（古人の所謂心及び姿）とす。意匠に巧拙あり、言語に巧拙あり。（略）

一、意匠と言語とを比較して優劣先後あるなし。（略）

一、意匠に勁健なるあり、優柔なるあり、壮大なるあり、（中略）其他區別し来れば千種万様あるべし。

一、意匠に主観的なるあり、客観的なるあり。主観的とは心中の状況を詠じ、客観的とは心象に写り来りし客観的事物を其儘に詠するなり。

一、意匠に天然のなりあり、人事的なるあり。人事的とは人間万般の事物を詠じ、天然的とは天文、地理、生物、鉱物等、総て人事以外の事物を詠するなり。

必要なものだけの抄出にとどめたが、終りの三項についてみると、意匠の勁健、優柔等の区別は美の種類様相である。次の主観的客観的の区別は詠み方、対象を扱う態度についてであり、次の天然的人事的というのは対象そのものの区別である。これら三者は種々の組合せがありうる。例えば人事的な対象を主観的に詠じ、滑稽な意匠の作にするなどである。この意匠については子規は「意匠は古今東西を通じ各種の美術を貫きて敢て異なる者に非ず。」^①と云って、芸術における意匠の普遍性不易性を指摘している。したがって子規の追求してやまなかつた意匠の新、変化は前記抄出した意匠の基本的な性格の内部のものであることは言うまでもない。子規が力点を置いたのは、天然や人事から何を取り上げるか、それを主観的、客観的にいかに扱うか、そこからどのような新しい様相の美を創造するかということである。子規は「意匠」よりもそれと同義の「趣向」という語を

用いることがはるかに多いがそれらは前述の三面に代表されていて、作品の美的総合的印象を言うこともあれば題目、素材の取り上げ方、扱い方についてのこともあつて一義的ではない。

「意匠の美は文学の根本にして人を感動せしむるの力亦多くこゝにあり」と言うように子規の意匠重視は強い自覚に根ざしているが一方、時代とのかかわりから「和歌革新運動の初期にあつては、まさにさうあるべき心的機転であつたらう。」とみられ、さらに俳句との関係から「俳句に於いて趣向の重んぜられねばならないのは、その詩形の短小、季題の制約等から来て居るところが多いと思ふが或は子規の一規準とした蕪村の作風に負ふ所も少くないであらう。」と考えられている。子規が在来の和歌を「千篇一律」の陳腐なものと評したことは明治二十五年の「我邦に短篇韻文の起りし所以を論ず」以来しばしば見るところである。「意匠の上より言へば本邦普通の和歌程意匠に乏しき者あらず。」そしてその改良の第一著として和歌と俳句の調和をはかることを志しそれには和歌の言語に俳句の意匠を用いるのが第一であるとして明治二十七年には改革の方針が具体化している。こうして「意匠」が短歌改革論の前面にはっきりと出て「歌よみに与ふる書」につながっている。

時間的趣向と短歌

「歌よみに与ふる書」を発表した明治三十一年の歌論にみられる「趣向」に関する観点はそのほとんどが「陳腐なる趣向」「理窟つばき趣向」の批判で占められている。これは旧派和歌を集中的に論難した年であるから当然のことである。したがってそれまでの俳論にあるような精細な趣向論は表面に出ていない。しかし「歌よみに与ふる書」と大体並行して発表された「百中十首」の末作は「和歌の言語に俳句の意匠を」という論の具体化がみられるものが多いことは周知のことである。この期間を経て明治三十二年に「歌話」の「歌は全く空間的の趣向を詠まんよりは少しく時間を含みたる趣向を詠むに適せるが如し。」という考えに脱皮するわけである。この時間的趣向を詠むに適した和歌の特性を発見するに至る過程をその論からたどってみると、それは主として俳句の特質を自覚したことに対応して発見したものと考えられる。明治三十年の「俳人蕪村」で、

天然美に空間的の者多きは殊に俳句に於て然り。蓋し俳句は短くして時間を容るゝ能はざるなり。故に人事を詠ぜんとする場合にも、猶人事の特色とすべ

き時間を写さずして空間を写すは俳句の性質の然らしむるに因る。

俳句は短いために時間を入れることができないという一つの特性がとらえられている。さらにさかのぼって「時間」に関する発言をみると、二十九年には「主観の勝たる者、長時間を含みたる者にも好詩あらん。されども好詩は寧ろ客観の勝たる者、時間の短き者に多かるべしと信ず。(中略)長時間を含む意匠は統一し難く冗漫なり易し。」とあり、同年に虚子の句を評して、「意匠の新奇なる処は、時間を含みたること、複雑なる人事を詠じたること、客観中に一種少量の主観を現したること等にあり。」ともあつて「時間」的趣向についての関心の深さが知られる。また「明治二十九年の俳句界」では「俳句の趣向が包含する空間の広狭は、自ら其空間を現すべき文字が占めたる空間の広狭、又は其空間を現すべき言語が占め得たる時間の長短と関係あり。」とあつてこれは「空間」を問題にしているがこれとよく似たものとして明治三十一年「曝背閑話」に「時間を現すべき場合には文字の長さ(調)と時間の長さ(趣向)と略々一致せざるべからず。」とある。以上の言説を考え合わせて、俳句が短小で時間を入れられない性質をもつこと、文字の長さ(調)と時間の長さ(趣向)とがほぼ一致すべきことなどに注目すれば俳句より「文字」の長い短歌と時間的趣向との結びつきも予想されるのである。前記の虚子評は俳句の性質に反する傾向であるが、それらの傾向ゆえに「意匠の新奇」と注目されているものである。

文字の長さ(調)と時間の長さ(趣向)の一致という考え方を作品評で示したものは三十二年の「歌話」に集中している。

むら雨の露もまだひぬ真木の葉に霧たちのぼる秋の夕暮

この歌について「時間」に関する評語を抄出すると、「霧が一面に掩ひかかるといふは、瞬間の景色にあらざして稍々長き時間を要する事なるに、此歌にては僅に七字にて之を言ひ了り、之に反して『むら雨の露もまだ乾ぬ真木の葉に』といふは、一瞬間に見得べき景色なるに、之を十七字の長さ(調)のべたり。」といい、

おほなむちすくなくひこなのいましけむしづの岩屋は幾代経ぬらむ

については「時間を主としたる趣向にて、歌の全体に時間を含めれば極めて穏当なり。」と評している。この「歌話一〇三」に発表されたのは断片的な十七の文章であるが、このうち万葉集にふれているもの八、時間とか現在など時間的趣向にふれたものが五つある。それらを受けて「歌話四」で「歌は全く空間的の趣向を詠まんよりは、少しく時間を含みたる趣向を詠むに適せるが如し。」という重大な発見が示されているのである。そして例歌として、

田子の浦ゆうち出でて見れば真白にぞ不尽の高嶺に雪はふりける(赤人)
 箱根路をわが越えくれば伊豆の海や沖の小島に波のよる見ゆ(実朝)
 わかの浦に潮満ちくれば瀉をなみ芦辺をさしてたづ鳴きわたる(赤人)
 大海の磯もとどろによする波われてくだけて裂けて散るかも(実朝)

これらを見て、前後二首ずつは時間の長短によって分けられたものであるが、歌の性格を示すにあたってこれら短歌の中でも特に叙景的な歌をあげたことは子規の短歌の標準が俳句的なものから明確に脱皮したことを示している。そして同じく「歌話四」に「俳句にては全く空間的な趣向を詠むに易く、時間を詠むに適せず。」「俳句にては雑の句は極めてつまらぬ者なれど、歌にては雑の歌に面白きが多し。これは歌の調子のびたるために調子上の美を感じるならん。」とあるのをみれば、短歌の独自性をとらえた確信のひびきが感じられるように思う。

以後の子規は時間的趣向という面から歌を論ずることはないようである。次の年明治三十三年の「万葉集を読む」では巻頭の雄略天皇の長歌について調子について述べたあと「趣向の上よりいふも初めに觸ふぐしの如き具象的の句を用る、次に其少女にいひかけ、次にまじめに自己御身の上を説き、終に再び少女にいひかけたる処固よりたくみたる程にはあらで自然の情のあらはるゝ歌の御様なり、殊に此趣向と此調子と善く調和したるやうに思はる。」とあって、「趣向」を構成的時間的にとらえながら、単なる分析に終っておらず、「たくみたる程にはあらで自然に情のあらはるゝ」という万葉調の特質にただちに触れている。子規は作品を小趣向、全体の趣向などと分析的に捉え、そこから空間的時間的趣向という具体的な分析に発展、また趣向と調子との調和を鋭くつかんで俳句と短歌のそれぞれの特性を身をもって体得したわけである。長い時間の趣向にはそれにふさわしい長いことばを用いるという点など形式的に過ぎると言えようがそこには子規の対象に即した表現を尊重する意図があらわれている。それは自然な現実的な歌風を旨ざしていることである。

平 淡 な 趣 向

前章で述べたように空間的時間的趣向の広狭長短が文字と釣合うこと、趣向と調子との調和などの考え方は趣向の立て方の平明自然につながるものである。それを見ていくに当たっては俳論の方でよく知られている「無意匠」を回顧しなけ

ればならない。これは「明治二十九年の俳句界」にあるものであるが略記すると、赤い椿白い椿と落ちにけり 碧梧桐

ほか数句について、これら写生的絵面の小幅を見る感じのすゝ、小景の純客観的な「印象明瞭」の作風は対象の形状配置の上に多少の選択取捨は必要であるが、他の主観の強いものに比較して「無意匠」であるというものである。純客観的な写生では対象の選択の取捨という形で作者の作意つまり意匠がみとめられている。この場合を言う「無意匠」は「古今集の如き言語ありて意匠なき歌」と言う場合の「無意匠」とは質的に全く異なることは言うまでもない。「印象明瞭」の特色について要点を整理すると

対象——純客観で小景瑣事

意匠——多少の選択取捨

価値——印象明瞭という美の一体で余韻という美とは別のもの

ということになる。ついで明治三十二年一月の「俳句新派の傾向」では、

水汲んで氷の上に注ぎけり 虚子

のような句風を新趣味として、淡白平易で中心が一点に集中せずや放散した傾向をもち、そこに一種の微妙な味わいを持つものと言っている。この微妙な味わいは現代人の鋭敏な感情に適しており、前の「印象明瞭」もこの新趣味に付随するものと説かれている。

歌論の方には「俳句新派の傾向」の前年に「歌よみに与ふる書」がある。この短歌改革の論は本質論に力点があるから似た時期の俳論に見る精細さが無いのは当然である。しかし「俳句新派の傾向」の翌々月三月から発表された「曙覧の歌」では俳句の論と関連するものがみられる。「趣向」の面で、曙覧の歌が瑣事俗事活人事活風光をとらえて自由であること、新趣向を求めて歌想が豊富であること、景象を明瞭に眼前に浮ばせる叙景法であることなどである。こうして題詠によらず日常の生きた現実から自由に趣向を取るといふ態度がここでも確かめられている。明治三十二年七月と九月の「歌話」で言った短歌と俳句の特質のちがいは左千夫が子規の談話を記憶によって書いた中に、俳句は短小な形であるが総合的な性質をもち、一句の内に幾個にも切れるから種々の配合物を入れられる、しかし歌は連続的なもので、幾個にも切れては物にならない、一本の竿、一筋の紐のようにしなげばならない、俳句より形は長いが俳句よりも単純であるというような形で具体的に後日語られているが、歌のこの「単純」と客観写生による「無意匠」とによって子規晩年の歌風の平淡さが納得されるのである。

子規の歌風がしだいに意図的な趣向が目立たなくなり、平淡な趣向に移っていった様子を実作の上にもよとするのであるが作品は明治三十一年からのものとする。明治三十一年のいわゆる「百中十首」の時代は趣向の目立つ作が多く、俳句の実作で身につけた技量を中心に縦横に趣向を立てる傾向である。この実践から「歌話」にあつたような短歌と俳句の性格のちがいの発見があり、それは子規にとつて画期的なものであるけれども実作の上ではそう容易に具体化していかないことは作品が示している。ここでは山吹と牡丹を詠んだ作品を例としてみる。

(1)人も来ず春行く庭の水の上にこぼれてたまる山吹の花(明三二)

(2)久方の曇り払ひて朝日子のうらくに照す山吹の花(明三三)

(3)水汲みに往來の袖の打ち触れて散りはじめたる山吹の花(明三四)

(1)について土屋文明は「この歌は新しい開拓地でありながらすでに一つの完成した姿を持つてゐて、年処を隔てた今にても未熟といふ様なところは微塵もない。俳句から悟入した境地を持つてゐたからとはいへ、驚くべきその力量に何人も瞠目するであらう。」と評している。(2)は意識的に万葉調にしている。(1)の前進とは言えないが一つの試みとして意味がある。(3)は(2)よりも(1)に連続する歌風であるが(3)は現実に対しより直接的という方向で万葉調の深化を見ることが出来る。(3)は結句を「山吹の花」という同じ形で一連十首そろえた中の一つであるが、結句をそろえるという形の趣向としては単純なものである。

(1)赤き牡丹白き牡丹を手折りけり赤きを君にいで贈らばや(明三一)

(2)あらだての草のいほりをゆるがして鉢に栽えたる牡丹持て来つ(明三二)

(3)たく委さわやが下のいたつきに牡丹の花見れば悲しも(同)

(4)山川を埋めてふれる雪の中に咲ける牡丹の花只一つ(明三三)

(5)くれなゐと真白と並び咲く花の牡丹も君をことほぐが如し(明三三)

(6)病みふせるわが枕辺に運びくる鉢の牡丹の花散過んかも(明三四)

(7)今日明日に君来まさずば我庭の牡丹の花散過んかも(明三四)

(8)病を我をなぐさめ顔に開きたる牡丹の花を見れば悲しも(同)

(1)は碧梧桐の「赤い椿白い椿と散りにけり」で問題になった「印象明瞭」の手法が取り入れてある。俳句の趣向を歌に転じたという形である。下句は新体詩にあるような趣向で一首試作の域を出ないと言えよう。

(2)は兩人が牡丹を持って来てくれたところで、題詠でなく実際に即している。上句には蕪村の「地車のとどろとひびく牡丹かな」の趣に通じるものがみられ、蕪村的な牡丹の美を意図している。その点の趣向が目立つが下句は簡潔に写生して

おり、調子もひきしまっている。

(3)は前掲「山吹の花」の(2)に対応する万葉風である。万葉風の形にとられた傾向は強いが下句の直接的な端的な詠嘆によって真実の声調を伝えている。

(4)は「艶麗体」と題した題詠である。大胆な空想によって趣向を立てた意図が目立つ。この作が三十三年にあることが不思議なほどであるがこの種の趣向立ての作はこの作を含む一連が最後である。

(5)は(1)に通じる趣向であるが(1)に比べると平淡になり一すじの連続的な調べや、やや重い上句を受けて結句を字余りにしたところなど著しい変化が見られる。

(6)は(2)と同じような場面でも人から牡丹を贈られた折の作である。病臥の身と牡丹の花との配合というような意図は全く感じられない。運ばれる牡丹の動きが新鮮に活写され病む作者の目は静かに澄んでいる。この作に比べると(2)は作者の構えた趣向の部分から古めかしさが感じられる。

(7)(8)はともに趣向というほどのものもなく、事に触れて自由に自然に詠まれている。(8)の下句は(3)の下句とほとんど同じであるが、(3)のころ意識的に取り入れた万葉調がこうして擬古の臭味なく渾然と生かされている。以上わずかな例に過ぎないが子規が俳句と万葉調から吸収したものを懸命に実作に生かした過程をみる事が出来る。「趣向」という点から言えばそれはことさら「趣向」を捨てていった過程といふことができる。

子規はこうして趣向の目立たない歌風を深化させて、三十四年には藤の花や山吹の花の作、「しひて筆をとりて」など生涯の代表作を生んだがこの同じ年の「墨汁一滴」で平賀元義を論じ「元義は終始万葉調を学ばんとしたるがために其格調の高古にして些の俗気なきと共に其趣向は平淡にして変化に乏しきの感あり。」「元義の歌は其取る所の趣向材料の範囲余りに狭きに過ぎて従つて変化に乏しきは彼の大歌人たる能はざる所以なり。」と「趣向」の平淡、狭さに一点の不満を述べている。これは元義が「妹」に関するもの「ますらを」に関する歌に偏していることへの不満であつて、他の少数の作から将来発達し得べき材能の潜伏していることを認めてそれが大成しなかつたことを惜しんでいる。こう批評する子規自身は病気の進行もあり趣向材料の狭さを余儀なくされているがそれを単調にしない努力がいわゆる連作という形であろう。また三十四年の「藤」の歌から前書や後書などつけることが多くなつたのも一変化であろう。一首一首の趣味は鋭くこまかい神経によつて歌い分けられ、連作のまとまりとなつてさらに各歌が映発するといふきわめて微妙な世界での変化をなしたとげたのであつた。左千夫の記憶

によつて書かれた子規の談話に連作について「極めて単純なる物、それ一つにてはさびしく物足らぬ感じの起るは当前ならずや。長歌とても即ち中にて切ることの出来ぬものであるから、長くとも漢詩などに比して、非常に単純なり。況や短歌や。物それ自身が非常に単純である故に、他の物に依らねばさびしい理窟である。短歌が、歌と歌と相依りて連作となるか、文章に依るかの必要あるが如く思はるるは、単純であるからと云ふの外ない。」と語つたという。連作の根底にある考えが知られるが子規は左千夫のように連作論の組織化はしていない。三十四年五月の「ほととぎす」十首の末尾には「歌は得るに従ひて書く順序なし。」ととくにことわつてゐるのも配列への関心がみられるとともに配列においても趣向の目立たない平淡さをよしとしたものと考えられる。趣向をたくまず無造作な中に至味を寓したものであるのは子規の晩年の理想であつた。したがつて、連作という形に新しい変化を求めたといつても、一首一首の単純平淡に到達した子規の連作は連作という形を駆使することに関心があつたのではなく、「物に依らねばさびしい」とあるように一首の単純さからおのずと求められた作爲のない平淡な味わいものであつたのである。

文 献

- (1) 文学漫言（改造社版子規全集）
- (2) 俳人蕪村（ ）
- (3) 正岡子規（斎藤茂吉全集）
- (4) 短歌小径（土屋文明）
- (5) 文学漫言（改造社版子規全集）
- (6) 左千夫歌論抄
- (7) 子規短歌合評
- (8) 左千夫歌論抄

科学教育についての インフォメーション・アナリシス^(注)

上 田 勝 彦
田 中 邦 宏*
石 桁 正 士**
西 川 喜 良***
北 川 治****

Information Analysis on Science Education

Katsuhiko UEDA, Kunihiro TANAKA,
Tadashi ISHIKETA, Kiyoshi NISHIKAWA
and Osamu KITAGAWA

In order to grasp the actual features of science education, We must collect, arrange, formalize the informations on science education more objectively. This information processing is called "information analysis".

In this paper, the information analysis on science education was performed, and the process of our research on science education was clarified. As an example of this analysis, the formalization of the methods of learning and of teaching was tried. The result of this formalization will enable us to select the most fitted method objectively from among many methods of learning and of teaching.

1. まえがき

現在に至るまでに、科学教育に関する研究や実践の結果について、ぼう大な量の報告がなされてきた。しかし、報告された量ほどに教育の進歩はみられず、現在においても、なお多くの矛盾に悩まされている状態である。

このような状態になった原因の一つは、人間が作り出した科学教育という複雑な対象を不十分な分析のもとに

みたことからの“解釈の相異”によると考えられる。換言すれば、科学教育は古い歴史をもつ反面、多くの因習、権威主義が存在し、また誰もが科学教育に関して容易に意見をもち得ることから、独善や無理解が生じたりすることによる。もし、このような状態であるならば、科学教育に対するこの解釈の不統一ともいべき状態を整理し、客観的に認識し、科学教育を科学化しなければならぬ。科学教育事象をより客観的に認識するためには、科学教育に関する情報を客観的にとらえ、処理し、構造化しなければならない。この情報の処理のことを我々はインフォメーション・アナリシスと呼んでいる。このような情報の処理は情報学の考え方に基づいて行なうのが合理的であると考えられる。情報学の基本的な考え方は「視座」を意識し、「視点」を設定し、「因子分析」し、「構造化」することをおもな内容としている。更に、「構造化」したのものもつ「階層」を知ることや、

注) この研究は教育情報研究会(構成員は著者らのほかに、中谷真澄(河北中学校)、中瀬雄三(和歌山県立医科大学)、大林一夫(星林高校)、寺垣慎一(北高安小学校)の各氏)での共同研究によるものである。

*) 大阪府立工業高等専門学校

***) 大阪電気通信大学工学部

****) 甲南大学理学部

*****) 大阪教育大学教育学部

「論理性」を知ることもその内容となっている^{(1)~(2)}。

本論文では、この情報学の考え方に基づいて、科学教育についてのインフォメーション・アナリシスを行ない、我々の科学教育に関する研究の展開の過程を述べる。

2. 視座の設定、視点の設定、因子の分類、階層の設定、論理の根拠

科学教育という複雑な事象をよりよく認識するためには、科学教育に関する情報の客観性の確立が必要である。しかし、この科学教育という事象を観察するのは人間であるから、そこから得られた情報は当然、主観的なものである。そこで、情報の客観性の確立には、主観の主観たる所以を明らかにすることである。それには、まず情報収集者の視座、視点等を分析することである。以下、この情報の客観性の確立に必要な条件について述べる。

2.1 視座の設定

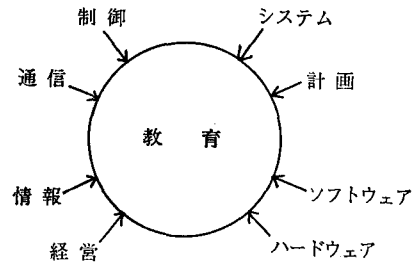
視座とは簡単に言えば、認識する対象をどういう立場から、それをみるかということの意味する。同じ対象であっても、それを観察する立場（視座）によって、そのとらえ方が異なってくる。したがって、科学教育を観察して得られた情報は、どのような立場でとらえられたものであるかという視座を常に明らかにしておく必要がある。本論文で選んだ視座は科学教育を科学として研究する立場である。

2.2 視点の設定

認識すべき対象の何をみているかという着目している

点を視点という。事象を観察するとき、その事象の何をみるかによって、全く異なった問題解決に至ることが多い。

以上のような意味で、科学教育という事象のどのような点をみているか（視点）ということに常に意識しなければならない。第1図にその例を示す。我々の選んだ視点は科学教育に関する種々の情報である。



第1図 人工物の科学的な教育学における視点の例

2.3 因子の選択

人類が幾多の困難な問題を解決してきた道を整理してみると、視点を変えた思考、たとえば、帰納と演繹、分析と総合、絶対と相対というように、問題の対立したカテゴリーに着目することにより、解決してきているようである。したがって、まずカテゴリーを作ることが前提となっている。それには更に、カテゴリーを作る基本原理を考えなければならない。現在、この種の問題の研究は情報処理の分野に属し、一般にドキュメンテーションとして知られているものもその一つである。この原理のいくつかの例を第1表に示す⁽³⁾。

第1表 因子選択原理の例

因子選択原理	視 点	選 び 出 さ れ た 因 子
第1 P.M.A.	人間の行動の理由性	Purpose(目的), Means(手段), Advantage(利点)
7W1H1D ⁽⁴⁾	時空間内での人間の行動の記述	時刻, 場所, 主体, 客体, 目的, 内容, 構造, 方法, 行動
第2 P.M.A.	営存システムの機能	Planning(企画), Mngement(経営), Administration(管理)
3C ⁽⁵⁾	プロセスの機能	Control(制御), Communication(通信), Computation(処理)
F.I.O.F.L.	プロセスの要素	伝達関数, 入力, 出力, 帰還回路
V.R.G.	研究の企画	Visual point, Research activities, Goal
M.E.	接近法	Means(手段), Fnds(結果)

ここでは古くから用いられていて、しかも比較的受け入れやすい形の原理の一つを採用して、複雑な科学教育の問題をカテゴリーの特徴（これを因子と呼ぶ）を基にして因子分析し、科学教育の研究において考慮しなければならない条件を明らかにする。

本研究では、第1表に示したいくつかの因子選択原理の中の「7W1H1D」を因子選択原理として採用する。これは新聞記者用語に「5W1H」⁽²⁾という文章構成として必要な因子を選択する際の原理があるが、これを更に拡張したものである。この原理は文章構成要素（カテゴリー）を明らかにするものであって、いつ（時刻因子）、どこで（場所因子）、だれが（主体因子）、だれをまたはだれに（客体因子）、何の目的で（目的因子）、なにを（内容因子）、どのような構造で（構造因子）、どのような方法で（方法因子）、どうする（行動因子）、とい

うように九因子に分けることを内容とする原理である。

これらの因子によって、科学教育という領域での研究の対象を分類し、その問題点をより明確にすることができる。すなわち、1) 科学教育はどのような能力を持った人間が行なうのかという主体の研究、2) 科学教育を受ける人間はどのような特性を持つかという客体の研究、3) どのような目標を設定したらよいかという科学教育の目的の研究、4) どのような内容を選択するかという内容の研究、5) その内容をいかなるつながりにして、あるいは順序で教えるのかという構造の研究、6) どのような学習法、教授法を用いるかという方法の研究、7) どのような行動をとるか、あるいはとらせるかという行動の研究等が研究課題としてあげられる。以上の事をまとめると第2表に示す通りになる。

ここで、重要なことは、これらすべての因子がまった

第2表 7W1H1D因子選択原理

因子	時刻	場所	主体	客体	目的 (理由)	内容	構造	方法	行動
意味	いつ	どこで	だれが	だれに だれを	何のため に	何を	どういう 形で	どのよう に	……する ……させる ……される
因子間の相 関	主体の意志 によって決 められる	主体の意志 によって決 められる	独立	主体の意志 によって決 められる	主体の意志 によって決 められる	目的が決ま ると内容と して選択す る範囲が決 まる	内容が決ま ると構造と して選択す る範囲が決 まる	主体、客 体、構造が 決まるとそ れらの状態 によって選 択する範囲 が決まる	主体、客 体、方法が 決まるとそ れらに関連 して決まる

く独立に決定されるのではなく、ある因子が決まると、それが他の因子の決定に影響をおよぼすということである。換言すれば、因子に相関性が存在しているのである。たとえば、「7W1H1D」因子選択原理によって選んだ因子の中の目的、内容、構造、方法の四因子の間を考えると、科学教育の目的が決まると、その目的を達成するための内容が定まり、目的、内容が決まると、それによって内容の構造化が可能となり、そして教授法、学習法などの方法を選び得るといった時間的先行性がある⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾。したがって、たとえば方法因子について考えるためには、少なくともそれより時間的に先行する目的、内容、構造の各因子について、明らかにしておく必要がある。しかし、現実には、方法因子だけについて、多くの提案がなされている場合があるが、方法因子を除く他の因子との相関性によって、それだけ方法因子に関する選択の自由度が低下するにもかかわらず、方法因子だけを独立に取り扱うこととなり、事実と合致しない面が出てくる確率が高くなる。このことが科学教育の方法に関する新し

い提案の量ほど、それらが現実の教育の場に定着し得ない理由の一つであると考えられる。

2・4 論理の根拠

我々が研究を行なう場合、常に正しいことを求める。この「正しい」ということの基準は何であろうか。この基準が明確にされないでいると、正しさというものが全く各個人の主観の産物になってしまう可能性がある。したがって、この「正しさ」の基準である論理の根拠を明らかにしておかねばならない。

我々が選んだ論理の根拠としては、一つは「合致性」である。これは思考したことと、観察して得られた事実とが合致するとき、その思考に用いた論理は「正しい」とする。次に、「無矛盾性」である。これは、はじめに設定したことと、それから思考したことが矛盾しないとき、その思考に用いた論理は「正しい」とする。最後に、「検証可能性」である。これは思考して得られたことが検証可能であるとき、思考したことが意味があるとする。以上三つの基準を満足したときに、その思考に

用いた論理は「正しい」として採用するのである。

2・5 階層の設定

2・3で述べたように、科学教育という複雑な事象を因子に分類することによって、その問題が明確になったが、更に観点を変えると別な問題が考えられる。たとえば、2・3の1)の研究題目を例にとって教師に関する研究を考える。そうすると、i)だれがあるいはどのような機関が教師という科学教育の主体を研究するのか、ii)どのような教師を研究の対象とするのか、iii)どのような具体的な目標で研究するのか、iv)どのような研究をその内容とするのか、v)どのような構造で研究するのか、vi)どのような方法で研究するのか、というような問題が生じてくる。同様に視点を変えると、2)~7)に関しても問題が生じてくる。

ここで、混乱を避けるために階層の考え方を導入する。それは、2・3の1)~7)の問題は、ある時点で生じている共時的問題と考えるのである。それに比べて、前記i)~vi)の問題は1)~7)の問題より時間的に先行あるいは後行している。したがって、共時的でないから1)~7)とi)~vi)とは互いに別の領域(階層)に属する問題と考えるのである。この例の場合のように、別の時間領域にあることを示す言葉としての階層を時間的階層と呼ぶ。なお、階層については、この他に因果的階層や包含的階層など数多く考えられる⁽⁷⁾。第3表に我々が設定した科学教育の主体である教師の活動についての時間的階層を示す⁽³⁾。このように階層を導入することによって、研究を分類することができ、それぞれの研究の特徴を明らかにすることができる。

第3表 階層の例

階層	教師の活動
哲学する	教育について思考する
科学する	教育を事実としてとらえ、法則性をみつけ出す
工学する	法則性にもとづき、方法を確立する
経営学する	与られた条件下で、最良の結果を得るようにする

3. インフォメーション・アナリシスの効果

前章で、情報学の考え方に基づいた科学教育のインフォメーション・アナリシスの基本的な考え方について、因子分析を中心として説明したが、ここでは現在までに得られた結果を基にして、このようなインフォメーション・アナリシスを行なうことの効果について述べ

る。

3・1 概念の構造化

科学教育の研究にあたっては、何を目的として行なうのか、どのような手段を用いて行なうのか、それはどのような利点があるのかという合理性を常に意識しなければならないが、そればかりでなく、過去の因習や研究者の独善に陥らぬためにも、常に客観性の確立が意識されていなければならない。このためには、研究者は自己の主張する視座や視点を明確に意識し、またそれのみに固執するのではなく、他の研究者などの視座に立ち、他の視点もみなければならない。この視座、視点を換えることによって、より多くの新しい情報を得ることができるが、それと自己の主張する立場で得ている情報との相関性をみることにより、自己の主張を研究全体の中で位置づけることや、自己のもつ概念を構造化することに役立つのである。

3・2 因子間の関連性の決定

たとえば、「7W1H1D」の中の目的、内容、構造、方法の四因子間で考えると、まず科学教育の目的が定まると、次いで内容が定まり、それによって内容の構造化が可能となり、そして教授法、学習法などの方法を選び得るという時間的先行性が決まり、教育研究計画の順序性が明らかになる⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾。

3・3 新階層の必要性

教師は第3表に示した各階層をすべて経験することが望ましいが、対象が複雑かつ分化していくと共に、一つの階層にのみとどまることになり、階層間の断絶が生じ、ある階層で得た情報は他の階層へ伝達され難くなる。したがって、これら四つの階層間に情報を能率よく、かつ正確に伝えるための新しい階層(インフォメーション・エンジニア)が必要となることがわかる⁽⁷⁾。

4. 学習法・教授法のフォーメーション化⁽⁸⁾

前章までにおいて、著者らは科学教育の客観的な研究の手法として、視座の設定、視点の設定、因子の選択の三原則に基づくインフォメーション・アナリシスの考え方と、その必要性について述べてきたが、ここでは、この科学教育のインフォメーション・アナリシスの具体例として、種々の学習法・教授法のフォーメーション化について述べる。

現在、科学教育の方法と考えられるものには、範例提示教授法、発見学習法、プログラム学習法、チーム・ティーチング法、仮説実験授業、……、と非常に数多い。一般にこれらの科学教育の方法として、種々雑多なものが統一のとれないままでも用いられている場合が多いように思われる。しかし、前述の因子分析の結果から明らか

なように、本来、科学教育の方法は教育環境、学習者の発達段階、教育の目的、内容、構造などの各条件下でどのような方法を採用すれば、科学教育の効果が大きいかがということが明確に判断できるように整理された形でまとめられるべきものである。前述の「7W1H1D」因子選択原理を用いて、科学教育の因子分析を行なった結果、主体、客体、目的、内容、構造が決まると、それらの状態によって、方法因子の中に属する数多くの学習法、教授法の中で一つを選択する範囲が決まる。ついで、設定した教育経営の方針に、より適した方法をその範囲内から選択して、最良の学習運営をしていくという学習の経営的な考え方が必要である。

第4表 方針の例

最大多数 最大理解	できるだけ多数の生徒にできるだけ多くの理解をさせる方針
上下切りす て(採中)	よくできる生徒も、できない生徒も切りすてて、ほぼ標準の者にベースをあわせる方針
少数精鋭	よくできる生徒に学習のベースを合わせ、少数の者を十分に教育する方針
個性尊重	学習を生徒一人一人の性格、発達段階に合わせていく方針
最適	生徒のレディネスや学習可能性などを量的に定めて、最適性を設定していく方針
ミニ・ マックス	達成しなければならぬ目標に最も速い生徒をできるだけ近くする方針

ここで、方針というのは学習運営の基準を与えるものであって、今までに数多くの方針が出されている。その例を第4表に示す。この方針に沿った学習法、教授法の選択は教師自身が自主的に行なうべきものであって、教師は常に最適な学習運営の主体者でなければならない。このように、いくつかの学習法、教授法の中で最適なものをただ一つ選択するためには、学習法、教授法は一般化され、技法化され、いわゆるソフトウェア的道具として確立されている必要がある。このことは言換えれば、科学教育の方法、特に学習法、教授法はフォーメーション化した形でまとめられなければならないということである。

以上の考え方に基づいて、学習法、教授法をフォーメーション化するために、我々はブレイン・ストーミング法によって、学習法、教授法の視点を15個選び、各学習法、教授法について、これらの点を明らかにすることにより、フォーメーション化を行なった。この視点を第5表に示す。なお、具体的にとりあげた学習法、教授法は現在のところ第6表に示す程度のものである。

第5表 学習法、教授法の視点

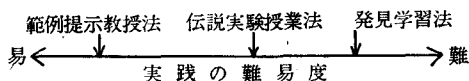
視 点	
この方法の	何か
目的は	どの程度達成される見込があるか
	どのような原理に基づいているか
この方法で教える内容は	
どのような教科に適するか	
先生は	どの程度の意欲が必要か
	どのような能力が必要か
	どのような行動をするか(授業中)
	どのような経験をつんでおくべきか
生徒は	どの程度の意欲が必要か
	どのような能力が必要か
	どのような行動をするか
	どのような経験をつんでおくべきか
	何人位いが望ましいか
	どのような満足を得るか
授業の展開(フローチャートで表現)	
どんな準備 が必要か	授業の前に(フローチャートで表現) 補助教員などは 環境は 必要な費用は 今までの授業方法とのつながりは
	授業中にどのような情報か
	先生にフィードバックされるか どう処理されるべきか どんな形で記録されるべきか
この方法の安全性は	
この方法に予想される障害は	
この方法は最低限どれ位い続けねばならないか	
この方法を 評価してみ ると	生徒はどんな喜びを得るか
	生徒はどの程度知的潜在力をもつか
	生徒はどの程度転移力をもつか 生徒はどの程度記憶保持ができるか
この方法についてのあいまいさは何か	
この方法はどんな変種が可能か	

第6表 フォーメーション化を行なった学習法・教授法

伝説実験授業、発見学習法、プログラム学習法
バズ学習法、プロトコール学習法、探求学習法
ホワイトペーパーを用いる学習法
アルゴリズム教授法、範例提示教授法

このようにして、フォーメーション化された各学習法、教授法の中から最適の方法を選択するには、選択する教師が第5表の各視点について、学習法、教授法を順次比較していくことにより、与えられた種々の条件に最もよく一致するものを選択すればよい。また、その学習法、教授法を実践する場合の難易度やそれに用いる費用などについての判断は第2図の例に示すような順序尺度によって、比較しておけば便利である。

第2図 順序尺度の例



以上、述べてきたような考え方に基づいて、現在ある学習法、教授法をフォーメーション化しておくことにより、明確な判断基準によって、より客観的に最適な学習法、教授法を選択することが可能となる。

5. むすび

科学教育を科学として発展させるために、我々は科学教育の研究の中にインフォメーション・アナリシスという新しい一つの領域の設定が必要であると考えている。更に、研究はアナリシスから開始されるが、その結果は個々別々に決論されるものではなく、研究結果が科学教育という事象を合理的に総括するためにもインフォメーション・シンセシスの過程が当然必要になってくるであろう。

最後に、教育も工学として眺めようとしつつある現在、第2章において述べた九因子の他に評価因子とフィード・バックに関する考え方を導入する必要のあること

を指摘しておきたい。

文 献

- (1) 北川 敏男：情報学の論理，講談社，(昭44)，
(講談社現代新書200)
- (2) 中村 幸雄：情報処理I，共立出版，(昭43)，
(情報科学講座C・11・1)
- (3) 石桁正士 他：日本教育学会第29回大会講演要旨集，(昭45)
- (4) 石桁 正士：物理教育，17，63，(1969)
- (5) 宮脇 一男：制御工学，13，709，(1969)
- (6) 田中邦宏 他：日本教育学会第30回大会講演要旨集，(昭46)
- (7) 石桁 正士：物理教育，18，103，(1970)
- (8) 上田勝彦 他：日本教育学会第31回大会講演要旨集，63，(昭47)

学習の設計とその制御

山 本 績

A Study on Design and Control of Learning

Isao YAMAMOTO

抄 録

教育の歴史はきわめて古い。教育とは人間形成であり、人間としての価値を付与してその優劣を区別する過程であるとする純粋哲学に立脚する教育観が長年にわたって支配的であった。

近年教育に自然科学研究の手法を導入し、実験を行ない、その効果を客観的定量的に測定することは人間形成すなわちその設計と制御にきわめて有用であることが次第に認められるようになってきた。

ここでは情報伝達とその相互制御に関する基礎的研究を行なった。

1. まえがき

教育のプロセスは教育をする者（教師）、教育を受ける者（生徒）*およびその環境（教育媒体）を構成要素とする1つのシステムと考えることができる。

従来このプロセスを教師側からみるときはいわゆる教授、生徒側からみるときは学習といわれてきた。

初期の教育プロセスは個人としての教師が個人としての生徒に対して主として知識情報を伝達するという形をなしており、情報の一方的伝達がなされてきた。

近世に入り、いわゆる装飾的知識（古代ローマに由来する文法、修辞、論理学、算術、幾何、天文、音楽の7自由科目）の習得よりはむしろ社会的、公民的知識を多数の者に対して同時に伝達する必要が生じ、学校あるいは学級が設立された。この集団としての教育を取上げたものの集団教育を目標とするのではなく、教育に対する経費の軽減を旨としたものといわれている。

現在でも教育は将来への投資といわれているが、教育プロセスの効率向上あるいはその最適化についての研究

は殆どなされていない。

国および地方公共団体における教育予算はきわめて大きい割合をしめているにもかかわらず、その投資、効果との関係については研究はなされていない。

これは教育プロセスが人間を構成要素とするシステムであって、きわめて複雑であり解析が難しいためと思われる。ここではこのプロセスの大半をしめる情報の伝達に関してシステム工学的アプローチをこころみ、学習の最適化の基礎的研究を行なった。

現在では教育は単なる知識の伝達にとどまらず、知識・理解・技能の育成であって、管理的、教授のおよび訓練的分野を含むものとされている。

教育プロセスのモデルを考える場合、生徒を単なるブラックボックスとして入力に対する反応を研究する方法よりは生徒を1つのサブシステムと考え、その状態変数と入出力との関係を明らかにする方法の方が都合がよいと思われる。したがって生徒の状態に着目し、いわゆる学習という見地からプロセスを解析しおよび設計をこころみた。

初期の集団あるいは学級としての一斉学習法は多数の生徒を1つの集まりとはするが、実さいには個別の教授（個人指導）を行っていた。後になってこれらの集まりを年令別〔コメニウス〕、学力別〔ラサール〕に分別して最少の費用で教育効果を上げようとした。さらにプロシアにおいては義務教育制の施行によりペスタロッチが主張したような学級の成立をみるにいたった。しかし、この学級では市民の人格陶冶というよりは為政者のための情報の一方的伝達をねらっていて現在の教育とはその目的が少しく異なっていたように思われる。

しかしながら多人数教育の手段としてこのような学級制の実施をみたものまもなくその欠陥が表面化するようになってきた。とくに教育の義務化によりレディネ

* 学生、生徒、児童を区別せず、総称して生徒という。

ス、学習意欲、能力などを全く無視した年令的集団としての学級を編成したため学級内における能力差が著しくなり、一斉学習法のもとでは学習の成立が困難になってきた。

すでにこれらの年令別学級制の弊を除く方法としては能力別学級を編成し、1学期ごとに能力を判定して年令に無関係に進級させる案〔ハリス〕や補助教師を介して個別学習と一斉学習とを併行実施する案（バタバヤ法）などが提案された。

現在わが国においては一斉学習法を実施しているが、上述のように学級内の生徒の能力の格差が目だっており、学年制を固執することによって高等学校以上の学校においてはいわゆる留年者が激増しつつあることは周知の通りである。

現行の教育制度のもとでは留年制はいく分かの懲罰的意味をもつとしても生徒そのものの教育すなわちそのエキセレンシの育成には殆ど役立たないことは明らかであろう。

全員入学またはこれに近い状態では年令別学級編成（とくに中学校、高等学校）は能力差の大きい集まりをつくり、学習が成立しにくいという声が高い。

小学区制をとる場合義務教育の低学年の場合をのぞき、学校間の格差はあるいは少なくなるかもしれないが、学級内での格差はきわめて大きくなっているといわれている。

この年令別学級の弊はすでに、1870年代に明らかになっているにもかかわらずわが国では現在のところこの制度を固執しその教育効果ということは全く考慮していないように思われる。

たしかにハリスのセントルイス法やバタバヤ法あるいはパーカストのドルトン案などを実施するならば別に別な複雑な問題が派生することはさげられないかもしれないが、単に学級の生徒数を若干減少させる程度ではこの問題を根本的に解決することはできないであろう。教師は悪戦苦闘の連続を余儀なくされて教育に対する情熱を失いつつあり、生徒にとっては難行苦行のくりかえしとなり次第に学校から逃避しようとするようになってきている。

もっとも教育方法あるいは学習指導法の比較は大変難しい。教育目標を具体的、客観的に表示することおよびその試行の結果を数量的に測定する方法が明らかにされない限り、学習指導法の良否の判定は不可能に近いであろう。

たとえ可能な教育手段 m_i の集合 M 、教育の条件 x_i の集合 X 、教育手段 m_i による結果 r_i の集合 R が明示され、 $r_i = \phi(m_i, x_i)$ の関数形 ϕ が既知であったと

しても、教育手段 m_i のウェイト w_1, \dots, w_N は教育者によって一致した値を示さないのがふつうであるため良否の判定はできないとされている。

わが国においてはこのような年令別学級制を維持しながら能力の格差の大きい生徒群を教育しうる方法の開発が久しく待望されている。

この1つの方法としてスキナー、クラウダラの提唱したプログラム学習法がわが国に導入され試行された。しかし、その後10年以上も経過するがこの方法は広く普及するにいたっていない。その原因の1つはこの方法は個人に対する学習法であるのにこれを学級の中で一斉学習法の変形として用いようとしたため予期したような効果がえられなかったものと思われる。原因のその2はプログラム学習法という名称あるいはその形式に対する偏見が少なからず存在していることであろう。

プログラム学習法の初期の考案者といわれるプレッシィはテスト法と大して区別せず、形式上は再生法または再認法による客観式テスト法ときわめて類似した方式を採用したため多くの教師にとっては学習の本質とは異なるものとうけとられたためであろう。

従来の指導案は一斉授業を前提とする教師側の意志表示であって、生徒の個々の反応の問題は全く考慮していなかった。これに対しプログラム学習法は個別学習における生徒の期待しうる行動を目標行動として取上げているところに大いに意義があると思われる。しかし、このように目標行動を取上げたとしてもそれはあくまで個人に対するものであって集団の期待値に対してではない。したがって能力差の小さい集団であればともかく格差の大きい集団としての学級における一斉学習法としてこのプログラム学習法を適用しようとしたところに無理があったものと思われる。

このような考えからすればプログラム学習法はむしろ個別シーケンス学習法と表現する方が適切であって誤解をまねかないであろう。

ここではこのような意味での学習についてその設計と制御についてシステム工学的考察を行なった。

2. 学習とそのモデル

学習のモデル作成にあたって学習の内容すなわち基礎教材的である語学、内容を主とする理科あるいは技能を主とする技術、工学などの別によって学習プロセスも若干の差がみられるとされているので、ここでは内容学科の1つである理科を対象としその学習について考えることにした。

学習はきわめて複雑であるのでそのうちで比較的数量的に取扱い易い情報伝達の部分を取上げそのモデルを考

えた。

学習のモデルとしては心理学的モデル、パプロフの刺激・反応モデルあるいはゲシュタルト派の認知モデル、コミュニケーション・モデル、プロセスモデルなどが知られている。

ここではプロセスモデルに準ずるモデルを取上げることにした。

もっとも人間の頭脳は簡単な近似すらできない程複雑なものとされているので、この単純化されたモデルが実さいのプロセスをどこまで忠実に表現しうるかについては議論の余地がある。

情報ラベルの集合 U (これは超集合 Ω の部分集合である)、その要素を $u_i (u_i \in U)$ とする。

期待される情報の集合 Y 、その要素 $y_i (y_i \in Y)$ とする。

いま入力 u_i が与えられるとき、出力 $x_i^* (= G_i^* \cdot u_i)$ が期待する値 $y_i (= G_R \cdot u_i)$ に等しくなるように、実さいにはある微小な正数 ε_i が与えられるとき

$|x_i^* - y_i| \leq \varepsilon_i$ が成立するように U および ΣG_i^* を選定し決定することが学習の設計であり、特定の情報ラベル集合 U_a について $G_a^* (= \Sigma G_{ai}^*)$ を獲得する過程がある学科についての学習である。

一般に $x_i (= G_i \cdot u_i)$ の値は y_i に等しくないので最初のレスポンスで得られた G_i を修正して G_i' とする必要がある、以下これをくりかえして $G_i' \Rightarrow G_i^*$ とすることが定着あるいは理解といわれる。

このように設計された G_i^* とは異なる G_i の値についてはたえず修正させ、また G_i^* に達したときこの値を維持するようにはたらきかけることを学習の制御という。

G_i^* はむだ時間的要素 $g(t-L)$ および重みづけ要素 (あるいは忘却要素) $e^{\alpha(t-t_j)}$ ($\alpha < 0$) およびおくれ要素を含むものと考えられる。

学習の大部分は個人的活動として取扱いうるが協同作業を必要とする部分あるいは集団の中で相互に作用することにより学習が促進される面もあるといわれる。ここでは主として個人的活動の範囲の学習に限定してその設計と制御とを研究した。

3. 学習の設計

前述の学習モデルについて、目的とする部分集合 U およびその要素 u_i の順次を選定することは学習の転移につながる構造的な学習を容易にさせるレディネスを明らかにすることに他ならない。

一般に情報の伝達においてはノイズはさけられないとされているので、メッセージの内容を正しく伝達するためには冗長度を考慮して情報量を小さくする必要があ

る。

学習の経済性を考えるとき、冗長度を大にすると処理する時間が長くなり、冗長度を小にすると定着しにくいといわれている。

したがって一定時間内に伝達すべき情報については最適の伝達速度すなわち最適の情報量の大きさがあると考えられる。

教材は連続であって重みは同一であるとし、1回の学習によって所定の理解度に達しうるものと仮定して、学習の速度 (実さいには情報の冗長度の大小に相当すると思われる) と理解度との関係についてダイナミック・プログラミングの手法を適用して解析をこころみたる研究⁽¹⁾がある。

これは理解度は学習速度の指数関数であるとして数値解を求めているが、パラメータの意味づけが難しいように思われる。

またレスポンスの観測が容易であるような機器を用いた反応正誤の分布あるいは応答時間分布を数式表示しようとする研究⁽²⁾があるが、学級集団としての解析であって教材の構造的な関連があいまいである。

情報ラベルの集合 U の要素 u_i は互に独立であるときはたしかに情報量としては大きいであろうが、ノイズに対しては無効であろう。

したがって、0.5~0.6程度の冗長度を用いることが望ましいと思われる。冗長度をいたずらに大にすると生徒にとってはあまり情報がえられないのであきやすくなり却って学習意欲を減退させることになるし、また逆に冗長度を小に失すると緊張が大きくなり、学習の継続が困難になるかもしれないので、適当な大きさを与えることはきわめて重要である。

学習はつねに一定の条件のもとで行なわれるとは限らない。これらの条件は多次元ベクトルとして表わすことができるが、ふつう次元としては生徒の能力・性格、教科の内容・程度、生徒の環境、教具、教室などきわめて多くのものが考えられる。

これらの次元は互に独立であるという保証はなく、またどの程度の相関があるかも明らかではない。

学習の設計にあたっては当然その手段を明らかにしておく必要がある。また手段と条件との交互作用も存在する場合も少なくないといわれている。

たとえば SNOW の研究によると物理実験について視聴覚器材を用いる方法と教師のみによる方法とを比較したところ、対人的に消極的な生徒には視聴覚器材を用いる方法がよい効果をあげ、対人的に積極的な生徒には教師による指導方法の方がよい効果をあげたとしている。

情報ラベル要素 u_i はさらに互に関連をもつ要素 u_j

$u_{ij} \in u_i$ から構成されるとするとき、 u_i を1つのブロックであるとする。

$\sum u_{ij}$ は冗長度が大であるので、これらのうちの任意の n 個の集合の和が u_i に等しくなる場合

$$(u_{i1} \cup u_{i2} \cup u_{i3} \cup \dots \cup u_{in} \leq u_i)$$

がいく通りか存在すると考えられる。この場合 $\sum u_{ij}$ でなくても、そのうちの適当な部分集合和を与えることによって $x_i^*(=G_i \cdot u_i)$ である出力がえられるのであろう。

したがってこの場合可能な組合せのうちできるだけ冗長度の小さいものを選定することが可能であろう。

学習の場で必要な情報は言語的(記号的)情報ではなく、語義的情報であるのでブロックを構成する要素の選択が重要な意義をもつであろう。

情報を伝達するにはふつう文字(音声)、図形などの記号を用いるが、この情報を構成する符号・記号および記号化の約束を明確にする必要がある。

記号はつねに一定の意味だけを持たせ、実験式、公式、法則なども一定の表示を用いることが理解を早めるといわれている。

したがってできるだけ少ない記号群によってきわめて平易に情報を組立てる必要があろう。

一般に学習にあたっては特殊から一般へすなわち帰納的手法が適当であるとされているが、特殊例を多数用いるときは通報量が膨大なものとなる。したがっていわゆる一見くりかえしであるがたえずらせん状に上っていくような教材配列が望ましいといわれている。

さきに述べたように $G_i^n \Rightarrow G_i^*$ とするときの n をできるだけ小とするためのくりかえしの周期およびくりかえしの方法、あるいは学習の総時間を最少にする方法などを研究する必要がある。

実さいには $|x_i - y_i|$ の値すなわち期待する値とレスポンスとを比較判別する方法を確立せねばならないであろう。

いまむだ時間要素およびおくれ要素にはあまり変動がないものとし、忘却要素 $e^{a(t-t^*)}$ とくりかえし学習の周期について考えてみよう。

パラメータ α は個人によって著しく異なると思われるが、また個人についても固定した値ではなくくりかえしによって変化するものと考えられる。

パラメータ τ は t のある範囲内では一定と考えられるものとし、 $t^* = t - \tau$ とおくと忘却要素は、 e^{at^*} と表わすことができる。 $\alpha < 0$ であるから図1の曲線を示す。

いま $\alpha t_m^* = -1$ したがって、 $t_m^* = -1/\alpha$ で表わされる t_m^* まで経過するとき、冗長度が0になるものと仮

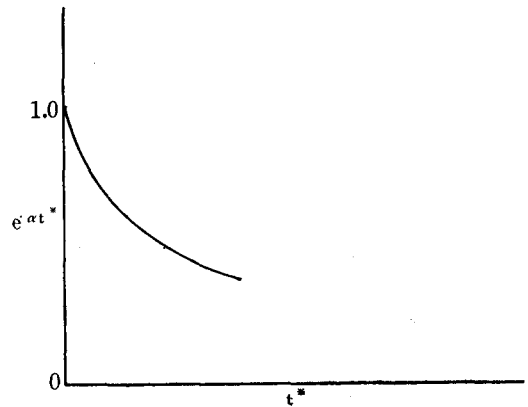


図 1

定すると、 t_m^* に達する前に正しい出力がえられるように冗長度を与えて強化すると図2に示すように忘却要素に関する曲線の形が少し変わるであろう。

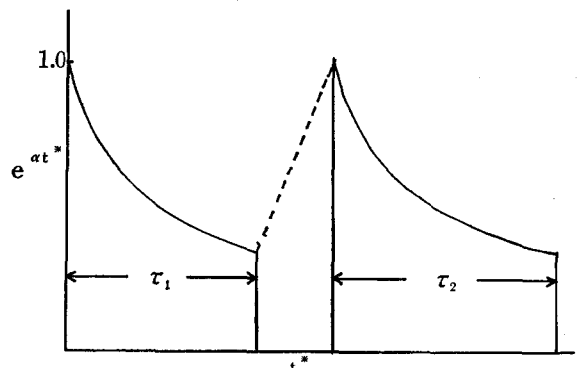


図 2

第1回の強化を必要とするまでの経過時間 $\tau_1 (< t_m^*)$ は第2回の経過時間 τ_2 よりは当然小となるであろう。 τ_1 以降は強化によって再び最初のレベルに戻り、それから e^{at^*} で表わされる曲線を示すものとする。一段には $|\alpha| > |\alpha'|$ であろう。

学習の設計においては τ_1 をできるだけ大きくする方がよいが $(t_m - \tau)$ の値をどの程度にするか、または冗長度が必ずしも一定値とは限らないのでその関連を明らかにする必要がある。

学習の設計にあたってはそれぞれ個人についてパラメータを決定する必要があるが、特定のパラメータの設計は他の生徒には無条件で適用できないことは自明であろう。

したがって学級としての学習を考えるならば、その母

集団の期待値および母分散を考え、その分数に見合うような冗長度の幅を持たせるか、あるいはくりかえし学習の周期またはその回数に幅を持たせるような方法を用いねばならないであろう。

現在の学習指導要領などで示されている内容はこのような配慮が全く見られず、教師の熟練度に期待しているようであるが、一般的にみて学級内での学習の成立が困難となるのも無理からぬことと思われる。

4. 学習の制御

いま冗長度、忘却要素パラメータ α およびそのくりかえしによる変化量を考慮して、くりかえし学習による学習間隔の変化について数値計算を行なった。

図3に示すようにパラメータ α の値によって学習間隔およびその変化の状態が異なることは明らかであり、くりかえしの時期としてどの点を選ぶのが適当ではあるかなお検討を要するであろう。

図4は冗長度の変化によって学習間隔およびその変化の状態を示すものであり、これらはまたパラメータ α の影響を受けることも明らかである。

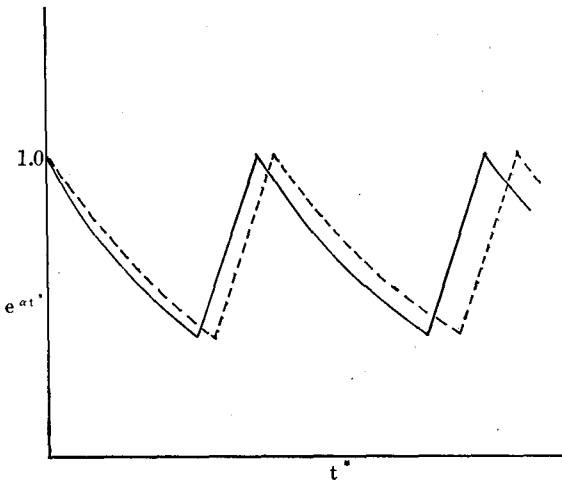


図 3

本研究では学習の制御法としての1つの知識情報を定着させる場合において情報量したがって冗長度およびくりかえし学習の間隔と α との関係について数値計算をこころみた。

なお計算は、FACOM330-60によった。

一般に冗長度が大であれば学習間隔は大となるが、一定量の情報を伝達する場合、冗長度が大であれば伝達速度が小となり、たとえくりかえし間隔は大となっても必ずしも総時間は小とはならない。したがって冗長度とく

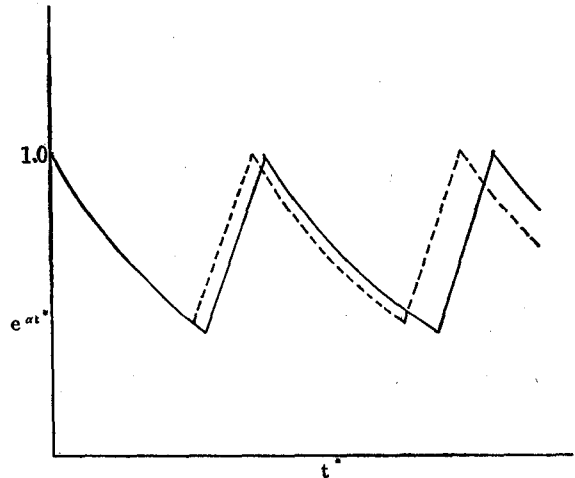


図 4

りかえし間隔との相関があつて、時間を限定すれば最適な冗長度が考えられ、冗長度を一定とすれば最小の時間が存在するものと考えられる。

このような学習の最適化については今後の研究をまたねばならない。

5. むすび

教育は従来主として体験にもとづく方法によって行われてきたが、教育内容の複雑化と生徒能力の多様化によって、義務教育における高学年以上の学級における一斉学習法はきわめて難しくなってきた。

これは教育の理論が客観的、定量的に確立していないことと教育の目標、効果の判定基準などが明確化されていないことに原因していると思われる。

ここにシステム工学的手法を用いて教育プロセスの最適化を研究する必要性が存するが、このプロセスは一般の物理的プロセスに比しきわめて複雑であるため比較的解析しやすい情報伝達に関する分野について研究を行なった。

このような研究においてはモデル同定すなわちパラメータの推定が必要であるが、これには教育用電子機器、コンピュータなどを用いて行わねばならないであろう。

文 献

- (1) 平井・安藤；第15回自動制御連合講演会前刷，383 (1972)
- (2) 藤田・佐藤・永岡；電子通信学会教育技術研究会資料，E-71-11，18 (1972)

新しい金属加工法の開発

—ダイレス引抜き法—

小 畠 耕 二
関 口 秀 夫

Development of New Technique in Metal Forming
—Dieless Drawing—

Koji KOBATAKE and Hideo SEKIGUCHI

Dieless drawing is a new metal forming process, still in its development stages. The process consists of drawing bars of constant cross section without the use of dies. The bar which is fixed at one end is locally heated to a high temperature by an induction coil and is pulled at the free end while moving the induction coil in the opposite direction. The use of no die would make the process less expensive than by any other conventional method. The forces necessary to pull the bars are very nominal and fairly large reductions have been obtained in a single pass.

一般に、塑性加工は工具によって素材に大きな変形を与え、所定の形状の製品を作る。その主な利点は、精度の良い製品を多量に生産し、歩留りの良いことにある。しかし反面、工具や加工装置に多大の費用を必要とするし、また、延性の乏しい材料や高摩擦の生じる材料の加工には適さない。

今回我々は、通常の引抜きで用いられるダイスの代りに、素材の一部を加熱し、引張ることによって材料径を一樣に絞ろうとするダイレス引抜き法を開発した。

ダイレス引抜きの利点は、ダイスのような高価な工具を用いなくてよいと言うことと比較的小さな力で加工ができ、single pass で大きな断面減少率を得られること等である。ここでこの加工法が non-friction であるという点に着目すれば、低温では高強度で延性が小さく、また高温では高摩擦のために普通の引抜き法ではダイに焼付きが生じて引抜き難い、いわゆる難加工材の加工にダイレス引抜きは極めて有効な加工法であると考えられる。またこの加工法の他の応用面として、通常の引抜きでは行い得ない加工も可能となる。たとえば、テーパ棒や段付棒、または変化に富んだ断面をもつ棒材等の製造である。また材料の局部を急加熱、急冷却する点から種々の加工熱処理法の適用も可能である。

実験に用いた材料は、市販の18—8ステンレス鋼、純チタンおよびS45C、S10Cの炭素鋼で、直径は8mmである。試験片の加熱法として幾つか考えられるが、局部的な加熱の必要性和短時間内の昇温と温度制御のし易さから、高周波誘導加熱を採用した。実験には最大出力3kw、周波数2MHzの真空管式高周波発生装置を使用した。加熱用コイルは、加熱幅を小さくするために、1巻の特殊コイルを用い、出力トランスに固定して、トランスごと移動させた。加熱部が変形した後、直ちに冷却しないこと変形が進行し試験片は破断するので、空気冷却器を製作し、加熱コイルの下に取付けた。

ダイレス引抜きを行う場合、加熱温度、冷却速度、引張速度、コイル移動速度等が加工の良否を問う主な因子となるが、断面減少率に関しては、引張速度とコイル移動速度のみで決まってしまう。加熱温度や冷却速度、またその他の因子は、加工開始後における非定常状態から定常への移行(neckingの拡散)がうまく行くかどうかに関係している。これらの条件が適当でない場合は、neckingが拡散し得ずに、加工の初期段階で破断してしまう。

図1に示すように、引張速度を V_1 、コイル移動速度

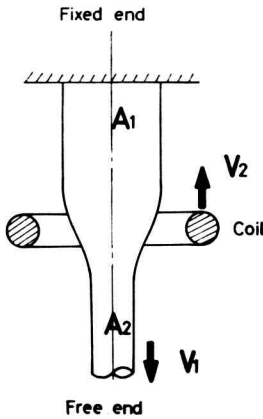


図 1

を V_2 ，変形前後における材料のそれぞれの断面積を A_1 ， A_2 として，変形前後における体積は変わらないものとするれば，

$$A_1 V_2 = A_2 (V_1 + V_2) \quad (1)$$

が成立つ。すなわち，断面積 A_1 の部分が加工されていく速度は V_2 で，変形後の材料は，コイルに対し $V_1 + V_2$ の相対速度で移動する。断面減少率は，

$$r = (1 - A_2/A_1) \times 100(\%) \quad (2)$$

で表されるから，これを速度に置代れば

$$r = (V_1/V_1 + V_2) \times 100(\%) \quad (3)$$

となる。図 2 は，断面減少率 r と速度比 V_1/V_2 の関係で，曲線は式(3)による計算値を示す。実験値はいずれ

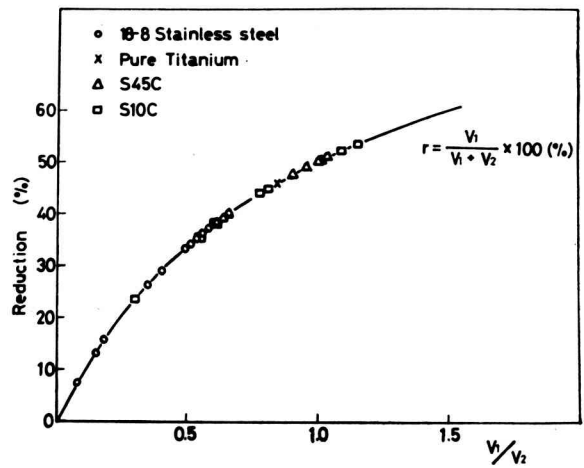


図 2

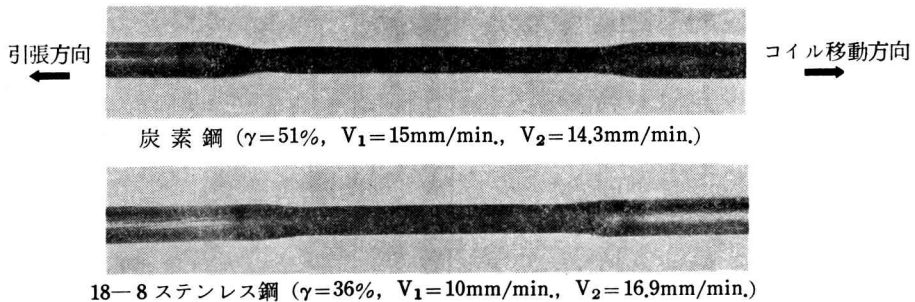


図 3

も計算値によく一致しており，single pass で比較的大きな断面減少率を得ることが出来た。図 3 に，ダイレス引抜きによって得られた結果の一例を示す。変形後の径の変化はほとんどなく，極めて精度よく引抜き得たことを示している。

なお，ダイレス引抜き法については特許出願中である。また本研究の成果は，第24回塑性加工連合講演会において報告し，塑性加工学会誌に投稿予定である。

教官研究活動状況一覧表 (抄録) 昭和47年10月1日～昭和48年9月30日

〔機械工学科〕

ぜい性被膜法による応力およびX線による測定応力との相関性

有間淳一 (奈良高専), 岩井保善 (奈良高専)
日本材料学会 第1回材料強度に関するシンポジウム
昭和48年8月 (講演)

インチ系同種ネジ切りの研究

奥島啓式 (京大・工), 加賀勝也 (奈良高専)
日本機械学会 中国, 四国支部倉敷地方講演会
昭和47年10月12日 (講演)

ネジ旋削における $l-u-n-v$ 線図

奥島啓式 (京大・工), 加賀勝也 (奈良高専)
日本機械学会 関西支部第229回講演会
昭和47年11月2日 (講演)

普通旋盤によるネジ切りにおいて, 主軸回転数の段数の多い場合および無段変速の場合に, 合い印法・逆転法 (または早もどり逆転法) の時間的有利性の判別に対して $l-n$ 線図を用いて行なって来たが, 工作物のネジの各ピッチについてこの線図を作製する必要があり, しかも $l-n$ 線図上での有利領域分布を示す曲線の境界は双曲線を含み, 直線を描くよりも手数がかかる。本研究はこの欠点を解決する方法として $l-u-n-v$ 線図を提案するもので, バイトの平均移動速度 u および c (工作物のネジのピッチ $p=c/d$: 既約分数) の種類の数だけ線図を用意すればよく, またこの線図は直線によって構成されている部分が多いので手数を省くことが出来た。

自動送り旋削における時間的有利性の研究

奥島啓式 (京大・工), 加賀勝也 (奈良高専)
日本機械学会 関西支部第48期定時総会講演会
昭和48年3月16日 (講演)

自動送り旋削においては, バイトを切りおわりの位置よりもとの位置にもどす方法として, ハンドル車法 (縦送りハンドルを回わしてもどす方法) ・逆転法 (切りおわりの状態からバイトを手前にひいてそのまま送り装置

を逆転させてもどす方法) ・早もどり法 (さらに逆転のはやさはやめてもどす方法) とが考えられる。本研究はこれらの方法の時間的有利性の判別法および有利度について考察することを目的とするもので, 有利度の検討法として $l-u$ 線図上に等時間差曲線および等時間率曲線を描く方法を提案し, さらに諸因子の変化の有利領域分布におよぼす影響について明らかにした。

クリダン型旋盤の時間的有利性の研究

加賀勝也 (奈良高専) ・奥島啓式 (京大・工)
日本機械学会 関西支部第230回講演会
昭和48年6月9日 (講演)

縁材のある正方形板の応力分布について (有限要素法による解法)

佐々木三郎 (信州大・工), 岸下晴亮 (信州大・工)
日本機械学会 北陸信越支部講演会
昭和47年10月5日 (講演)

長方形出張りのある帯板などの平面応力

佐々木三郎 (信州大・工), 岸下晴亮 (奈良高専)
日本機械学会 関西支部第230回講演会
昭和48年6月9日 (講演)

銅の延性破壊について

関口秀夫 (奈良高専)
日本塑性加工学会
昭和48年5月12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致数値解法 (第4報)

浜田実 (阪大・工), 水嶋巖 (奈良高専)
日本機械学会 論文集 第39巻322号
昭和48年6月 (講演)

〔電気工学科〕

相関法を用いた γ 線エネルギー分析

上田勝彦 (奈良高専), 石桁正士 (大阪電通大・工),

西川喜良 (甲南大・理)
第15回自動制御連合講演会
昭和47年11月5日 (講演)

有機シンチレータを用いた測定器から得られるデータ・スペクトルに相互相関法を用いた情報処理を施すことにより、真の γ 線エネルギー・スペクトルが求まるが、この情報処理過程の一部にディコンボリューション演算の過程が含まれる。

本報告においては、この最適数値計算法を明らかにした。

相関法による γ 線エネルギー分析の試み

上田勝彦 (奈良高専), 石桁正士 (大阪電通大・工),
西川喜良 (甲南大・理)
第10回理工学における同位元素研究発表会
昭和48年4月18日 (講演)

我々は、すでに従来 γ 線のエネルギー分析が不可能とされていた有機シンチレータを用いた測定器について、相互相関法を適用することにより、エネルギー分析が可能になることを明らかにした。

本報告においては、一般に γ 線のエネルギー分析に用いられる無機シンチレータを用いた測定器から得られるデータの処理において、その前処理として、相互相関法を適用することの効果について検討した結果、全体として処理過程が簡略化されるのみならず、分解能の向上も期待できることが明らかになった。

オプトロニック全加算器

高橋晴雄 (奈良高専), 山内雅好 (奈良高専)
電気関係学会関西支部連合大会 (G12-2)
昭和47年10月29日 (講演)

本研究は、ホト・トランジスタ、発光ダイオードおよび負性抵抗発光ダイオードを組み合わせ、光入力-光出力の全加算器を試作した結果について報告したものである。

オプトロニック負性抵抗回路

高橋晴雄 (奈良高専), 山内雅好 (奈良高専)
電気学会全国大会 (No. 500)
昭和48年4月5日 (講演)

本研究は、ホト・トランジスタ、発光ダイオードおよびジャンクショントランジスタを組み合わせ、光結合を含むPNPN構造を構成し、S形の負性抵抗特性を示

す回路を試作し、基本的な動作原理について発表したものである。

オプトロニック全加算器 (II)

高橋晴雄 (奈良高専), 山内雅好 (奈良高専)
電気学会全国大会 (No. 501)
昭和48年4月5日 (講演)

本研究は、加算入力受光素子として3個のホト・トランジスタを、加算出力用発光素子として2個の負性抵抗発光ダイオードを用いて、ブール代数論理に基づかない全加算器を試作し、検討した結果について報告したものである。

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 Vol. 56-D, No.6, 論文番号
[D-62]
昭和48年6月

本論文は、加算光入力受光素子としてホト・トランジスタを、“和”出力用発光素子として発光ダイオードを、“けた上げ”出力用発光素子として負性抵抗発光ダイオードを用いて、光入力-光出力の全加算器を試作し検討した結果を述べたものである。

試作した全加算器は、ブール代数論理を用いずに、加算入力の“1”に相当する光の数を、負性抵抗発光ダイオードのブレイクオーバー電圧と比較し、加算光出力を取り出すように構成されている。

論文では、動作原理と動作条件式について論じ、試作した回路による動作波形を示している。

ドリフトプラズマの表面波伝ぱん

成田紘一 (奈良高専), 阿座上孝 (名工大)
昭和47年電気四学会東海支部連合大会資料
昭和47年10月

圧縮性プラズマを含む導波管の解析

*成田紘一 (*奈良高専) **U AYE THEIN
阿座上孝 (名工大)
昭和47年電気四学会東海支部連合大会資料
昭和47年10月

圧縮性プラズマ円柱による平面電磁波の散乱

成田紘一 (奈良高専), 阿座上孝 (名工大)
マイクロ波研究会資料 MW72-122
1973年2月17日

Analysis of Waveguides with Warm Plasmas

*成田紘一 (*奈良高専), **U AYE THEIN
阿座上孝 (名工大)
Bulletin of Nagoya Institute of Technology
Vol. 24 (1972)
1973年4月

ゲート回路改良に基づく3相逆変換器の動作

山中正直, 井村栄仁 (奈良高専),
神谷好英 (川崎重工), 岡本弘, 市田博
(京工繊大・工), 寺嶋正己 (三陽電機)
電気学会全国大会
昭和48年4月4日 (講演)

PWM3相逆変換器に必要な主サイリスタおよび補助サイリスタのうち, 前者のゲート信号を低周波においてその導通角に応じて制御することは一般に困難である。

筆者らは, 或る時間巾を持ったゲート信号は, それと等価な変調波で置き換えられると考えて実験を行い所期の結果を得た。またその際問題となるキャリアパルスの周波数対デューティ比について検討し, 上述の概念が妥当であることを確認した。抵抗負荷から誘導負荷にいたる迄, 連続的に出力を可変にできるが, 制御はキャリアのパルス1個毎に行われる故なるべく主サイリスタのターンオン時間に近い高周波変調が望ましい。尚, 本逆変換器の実験結果と解析結果が一致することを示した。

〔化学工学科〕

高分子材料への環境薬液の浸入

—浸入拡散した成分の定量例—

奥田聡, 井口高行 (同志社大・工),
岩瀬徳威 (三菱樹脂・平塚研)
化学工学協会 第38年会
昭和48年4月 (講演)

化学装置材料として使用する高分子材料の耐薬品性を調べる場合, 通常重量変化法がとられるが, より正確には高分子材料への薬液の浸入深さを問題にしなければならず, 今後の課題であるが, その第一歩として, Nylon中へ浸入した環境薬液を分析することによって, 薬液の拡散係数が大きく濃度に依存することを示した。

超音速ノズルによる液体の微粒化

奥田聡, 井口高行 (同志社大・工)
第2回液体の微粒化に関する講演会
(燃料協会, 化学工学協会)
昭和48年4月17日 (講演)

超音速ノズル (ラバール管) を用い, 液体の微粒化実験を行ない, 普通の2流体ノズル (抜山・棚沢の式) では微粒化できない微小領域にまで微粒化できることを明らかにし, 今後重油バーナー等への使用の可能性を示した。

樹脂ライニングの水蒸気拡散現象

奥田聡, 井口高行 (同志社大・工)
金属表面技術 Vol 24, No. 9, P522 (1973)

下地金属を腐蝕性環境から保護する樹脂ライニングに温度傾斜が存在するもでは劣化し易いという経験的な現象について, その劣化機構が水蒸気熱拡散によるか, 少なくとも熱拡散として表現できることを示した。

リン酸を触媒とする2-メチルフランオリゴマーの生成とその構造

石垣昭 (奈良高専), 庄野利之 (阪大・工)
日本化学会第28春季年会
昭和48年4月3日 (講演)

フラン誘導体の酸触媒による重合反応を解明するためにリン酸を触媒として好収率で得られる2-メチルフラン四量体の構造について研究した。この四量体の主成分を単離し, アセチル化物, 無水マレイン酸付加体を誘導体として分離した。この四量体の構造をUV, IR, NMR, 質量スペクトルにより解明し, 2, 4, 4-tris-5'-methyl-2'-furyl-1-pentanol として示されることを示した。また四量体以外に五量体から七量体に相当するオリゴマーが生成していることを確認した。

アミノ酸塩水溶液の陽極反応

泉生一郎 (奈良高専), 桐章 (大阪市大・工),

清水俊之 (大阪市大・工), 長浦茂男 (大阪市大・工)
電気化学協会第40回大会
昭和48年8月3日 (講演)

金属触媒による官能基の選択的酸化の問題を電気化学的に追求することを目的として, ニッケルおよび白金電極における α -アラニンおよび β -アラニンの酸化反応をアルカリ溶液中で検討した。種々の測定手段によって以下のことを明らかにした。ニッケル電極における α -アラニンの陽極酸化では, 脂肪族アミンのようなC-N結合の開裂は起り難くニトリルの生成が優先的に起る。他方, β -アラニンではカルボキシル基の位置の関係から脱炭酸は起り難くアミノ基がニトロ基まで酸化されるものと考えられた。白金電極を用いた場合にも, 白金酸化物生成電位領域において α および β -アラニンの酸化反応が見られ, 同様な検討を加えた。

アルカリ溶液中での流動床亜鉛電極の放電時の挙動

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),
伊藤裕 (京大・工), 吉沢四郎 (京大・工)
日本化学会 第13回電池討論会
昭和47年11月17日 (講演)

酸素・亜鉛電池の自己放電の化学工学的解析

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),
吉沢四郎 (京大・工)
日本化学会 第13回電池討論会
昭和47年11月17日 (講演)

アルカリ溶液からの亜鉛電析に対する素地亜鉛および添加剤の影響

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),
吉沢四郎 (京大・工)
日本化学会 第13回電池討論会
昭和47年11月17日 (講演)

酸素・亜鉛電池の亜鉛極に関する研究

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),
吉沢四郎 (京大・工)
電気化学協会 電池技術委員会
昭和47年12月4日 (講演)

アルカリ溶液からの亜鉛電析に対する素地亜鉛面および添加剤の影響

犬田修正 (奈良高専), 竹原善一郎 (京大・工),
吉沢四郎 (京大・工)
金属表面技術 Vol. 24, No. 1, 1973
昭和48年1月

酸素による塩化銅 (I) の液相酸化反応

矢野武夫, 末高透, 梅原忠 (阪府大・工)
日本化学会誌 No. 11, P. 2194 (1972)
昭和47年11月

工業的に重要な反応である希塩酸溶液における塩化銅 (I) の酸化反応の研究を定界面接触式攪拌槽を用いて拡散律速の領域で実験を行ない実験結果を反応吸収理論を用いて解析した。まず塩化銅 (I) の酸化反応の反応次数を決定するため, 酸素の実測反応吸収速度を $(m+n)$ 次不可逆反応を伴うガス吸収理論を用いて解析した結果, 総括的に酸素および塩化銅 (I) に対しそれぞれ一次である二次不可逆反応とみなし得る事がわかった。さらに反応吸収の基礎方程式を数値的に解いて二次不可逆反応速度定数を求めた。塩化銅 (II) による銅 (I) の酸化反応速度に対する抑制効果として, 種々検討した結果, 酸化反応速度の低下は銅 (II) と銅 (I) との錯体形成による有効銅 (I) 濃度の減少によることがわかった。

平面接触カキマゼ槽によるプロピレンの液相酸化反応

矢野武夫, 末高透 (阪府大・工),
梅原忠 (奈良高専), 堀内昭 (立教大・理)
日本化学会誌 No. 6, P. 1226 (1973)
昭和48年6月

Wacker プロセスによるプロピレンの液相酸化反応は速い可逆反応を伴う逐次反応である。この逐次反応を解析するため, 平面接触攪拌槽を用いて拡散律速の領域で実験を行ない, 実験結果を反応吸収理論を用いて解析した。この反応は総括的に, カルボニル化反応と塩化銅 (II) による触媒再生反応に分けられるが, 前者が律速段階であることがわかった。また初期カルボニル化反応の総括反応次数は, プロピレンおよび塩化パラジウムに対してそれぞれ1次, 塩化物イオンに対しマイナス1次, 水素イオンに対し0次であった。そこでさらにプロピレンの反応吸収速度を逐次可逆反応吸収理論を用いて

解析し、各反応の速度定数を算出した。また、カルボニル化反応の反応機構について考察を加えた。

Design of Multistage Gas-Liquid Reactor

河越幹男, 中尾勝実, 大竹伝雄 (阪大・基礎工)
 Jour. Chem. Eng. Japan, 5, 149 (1972)

In order to take the dissolved gas in the bulk liquid into consideration, the absorption rate with chemical reaction and the overall reaction rate are analyzed separately on the basis of film theory. Using these rates, general design equations are derived for the multistage gas-liquid reactor.

Since stage-to-stage calculations with trial-and-error are required to solve the design equations, simplification of the solution is discussed for practical purposes.

As a result, a method of graphical analysis is presented for solving the design equations when dissolved gas in the liquid bulk may be neglected.

Furthermore, the relation between absorption and overall reaction rates is represented graphically to eliminate much of the tedious trial-error calculation required.

気泡塔型気液反応装置の流動特性

河越幹男 (奈良高専), 井上徹, 中尾勝実,
 大竹伝雄 (阪大・基礎工)
 「化学工学」姫路大会
 昭和48年8月27日 (講演)

気泡の合体, 分裂現象に着目して流動状態を区別し, 各流動領域におけるガスホールドアップの相関式を得た。

蒸留塔の多変数制御に関する基礎的考察

中谷武志, 高松武一郎 (京大・工)
 化学工学 第6回秋季大会
 昭和47年11月27日 (講演)

システムが one-input, one output ではなく一般に multi-input, multi-output を持つ場合, 古典制御理論による安定な制御系の設計が困難となる。このよう

な多変数制御において, いくつかの sub-system に分割して設計する方法が Gilbert, Morgan, Rekasius et al. によって提唱されている。彼らの方法である状態変数フィードバックによる蒸留塔の塔頂組成, 塔底組成の同時制御に応用し, 制御性を考察したところ, 領域によっては制御不可能なところが出てきた。したがって彼らの方法に近似改良を加え安定な sub-system に分割することができるか検討し, よい結果が得られたので報告した。

完全混合槽の晶析プロセスのデジタルシミュレーションについて

山本績 (奈良高専), 高松武一郎 (京大・工),
 橋本伊織 (京大・工)
 化学工学協会 第38年会
 昭和48年4月3日 (講演)

晶析器の設計ならびに制御に関する基礎的資料をうるために等温完全混合の連続晶析槽について過飽和度依存性の多少および流量変化の過飽和度に対する効果を考慮に入れた粒径分布の過渡特性に関するデジタルシミュレーションをこころみた。

このシミュレーションの結果から晶析プロセスでは結晶核生成速度と結晶成長速度との過飽和度への依存性の多少およびかくはんなどによる過飽和度の変化などが粒径分布に変動を与えるものと推定された。

〔数 学〕

A. Connes の話題について

中神祥臣 (東工大), 州之内長一郎 (東北大),
 北川誠之助 (奈良高専)
 京大数理解析研究録177

An Application of a Certain Argument about Isomorphisms of α -Saturated Structures

田端敬昌
 Proceedings of the Japan Academy Vol. 49,
 No. 4
 昭和48年4月12日

〔歴 史〕

大和の境域について一曾爾・御杖・龍口
中心一

朝倉弘（奈良高専）

赤松俊秀教授退官記念 国史論集

昭和47年12月25日

奈良工業高等専門学校 研究紀要 第9号

昭和49年3月8日発行

編集兼
発行者 奈良工業高等専門学校
大和郡山市矢田町

印刷所 関西印刷株式会社
奈良市南半田中町20

RESEARCH REPORTS

of

NARA TECHNICAL COLLEGE

No. 9, 1973

CONTENTS

On the Relation Between X-ray Stress Measurement and Stress Measured by Brittle Coating.....	Jyunichi ARIMA and Yasuyoshi IWAI.....	1
A Study on Remote Control Under Low Pressure in the Pneumatic Servo System	Katsuya KAGA, Atsumi UEDA and Hajime AKASHI.....	7
Plane Stress of the Belts which have Rectangular-Projection, etc. (Analyses by Complex Stress Function).....	Haruaki KISHIGE.....	13
Basic Studies on the Edge-tone Amplifier ..	Toshiya SAKABE and Toshio WAKABAYASHI.....	21
On the Superfinishing of Stainless Steel	Yoshio TANAKA.....	27
Researches on Mass Transfer.....	Toshio NAKATA.....	35
Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface (1st Report, Plane Jet Reattached to an Unheated Surface).....	Makoto NAKATANI and Takao KATOH.....	41
Deformation of the Axis of a Plane Jet on an Evaporative Surface (2nd Report, Plane Jet Reattached to a Heated and Evaporative Surface)	Makoto NAKATANI and Takao KATOH.....	49
Nonequilibrium Partially Ionized Plasma Flow along a Stagnation Point Stream Line	Kazuoki MATSUOKA, Michio NISHIDA and Goro KAMIMOTO.....	59
Measurement of Electron Temperature on the Flat Plate Boundary Layer in a Partially Ionized Gas	Kazuoki MATSUOKA and Haruaki KISHIGE.....	69
On the Stress Concentration Factor in the Infinite Plate with Row of Infinite Circular Holes (2nd Report, For Biaxial Tension Case and for Pure Shear Case)	Iwao MIZUSHIMA.....	75
Trial Manufacture of the Hydraulic Servo Relief Valve	Toshio WAKABAYASHI and Toshiya SAKABE.....	79
Transient Solutions and Operational Modes of a PWM 3-Phase Inverter ($T/3 < \tau < T/2$).....	Shigeji IMURA.....	85
Analysis of Gamma Ray Spectrum Using Cross Correlation Method	Katsuhiko UEDA, Tadashi ISHIKETA and Kiyoshi NISHIKAWA.....	91
Electrical and Optical Properties of Phthalocyanine Single Crystals	Jun KYOKANE, Katumi YOSHINO and Yoshio INUISHI.....	97
An Optronic Binary Full Adder.....	Haruo TAKAHASI.....	105
The New Method for the Yarn-Speed Measurement Using the Spacial Filter	Suteo TSUTSUMI and Masayoshi YAMAUCHI.....	111
Kinetics of Oxidation of Ferrous Chloride in Hydrochloric Acid with Oxygen.....	Tadashi UMEHARA.....	117
An Extension of Robinson's Joint Consistency Theorem and Its Application to the Theory of Definition	Hiroyoshi TABATA.....	123
Dream and Reality —On <i>The Razor's Edge</i> —	Hirosuke KASHIWABARA.....	129
Imprisonment and Liberation —An Interpretation of the Motif in <i>Lord Jim</i>	Genichi NAKAMURA.....	139
Ein Versuch der Unetrrichtsmethode der deutschen Sprache mit dem Sprachfilm "Guten Tag".....	Hirotake TAKITA.....	149
On Jōshin-in Kōsen and his Relationship with the Hōryū-ji Temple	Hiroshi ASAKURA.....	155
On the Naturalistic Trend In <i>Doppo-shu</i> & <i>Unmei</i>	Seiji HOSOI.....	161
On the Word "Shuko" Used in Shiki's Review of Waka	Minoru KOTANI.....	169
Information Analysis on Science Education.....	Katsuhiko UEDA, Kunihiro TANAKA, Tadashi ISHIKETA, Kiyoshi NISHIKAWA and Osamu KITAGAWA.....	175
A Study on Design and Control of Learning.....	Isao YAMAMOTO.....	181
Development of New Technique in Metal Forming —Dieless Drawing—.....	Koji KOBATAKE and Hideo SEKIGUCHI.....	187