

# 研 究 紀 要

第 5 号

昭和 44 年

奈良工業高等専門学校

## 目 次

X線応力測定法に関する2, 3の問題 (多結晶金属材料の弾性異方性と X線応力測定値の相関性について) 第1報	有 間 淳 一	1
〃	第2報	有 間 淳 一
Uptake of Metal Colloid Particles by		
Ehrlich Ascites Tumor Cell Induced by Histon	Nobutaka ITO	17
工作機械の自励びり振動——びりりと主軸—工作物系の		
静的コンプライアンスとの関連について——	遠 藤 晃 賢	21
急換歯車装置を求める一方法	加 賀 勝 也	25
The Relation between Mechanical Properties and Microstructures		
in a High Carbon Steel Containing Pearlite	Hideo SEKIGUCHI	31
研削砥石の砥粒切れ刃についての研究	田 中 義 雄	41
種々の境界条件における渦の運動について		
(無限平板上にフィンのある場合)	松 岡 一 起	47
冷却法による熱光弾性実験	水 嶋 巖	51
Collisionless Shock Wave の研究	阪 上 幸 男	57
並列光出力 A-D 変換器	高 橋 晴 雄	61
不均一プラズマ柱に対するマイクロ波インピーダンス法	成 田 紘 一	65
レーザ散乱光を用いたドップラ偏位による速度測定	宮 田 正 幸	71
Fundamental Studies of Cesium Plasma		
	Yukio SAKAGAMI	77
	Chobei YAMABE	
Solubility of Chlorine in Mixed Solutions of HCl and CuCl <sub>2</sub>	Shusei INUTA	83
The Effective-Range Theory and		
The Nambu-Salpeter-Bethe Equation	Fujio TANAKA	89
「クラドック夫人」とモームの否定的精神の萌芽	柏 原 啓 佐	93
「ノリスとヘミングウェイの海二題」		
——ウィルバーとサンチャゴ——	渡 部 定 雄	99
独歩の「自然」への接近	細 井 誠 司	113
学業成績の意味について	今 西 周 蔵	115
西独ゲーテ・インシュティトゥートの夏季研修会に参加して		
(トリーヤ1969年)	田 北 寛 剛	121

# X線応力測定法に関する2,3の問題

(多結晶金属材料の弾性異方性とX線応力測定値の相関性について)

## 第 1 報\*

有 間 淳 一

### Some Problems on the X-ray Stress Measurement

(On the correlation of elastic anisotropy in polycrystalline metallic materials and X-ray measured stress)\* (1)

Jyunichi ARIMA

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

In order to clear up the problem, the author attempted to measure the lattice strain and analyzed stress with polycrystalline of  $\alpha$ -iron, aluminium and copper, using lattice strain and line broadening measurement method, and discussed the comparison between lattice strain variation determined from various kinds of lattice planes by X-ray method, and analytical results in due consideration of elastic anisotropy for single crystals.

In this paper, the change in peak shift and line broadening on the diffraction line was analytically discussed with reference to its elastic anisotropy.

#### (1) 緒 論

筆者はすでにX線応力測定法の実用化に関する技術的諸問題について研究をすすめるとともに、他方材料強度研究にX線回折技術を応用するための一連の研究を推進してきた<sup>(1)(2)(3)</sup>。しかしながらX線応力測定法は他の応力測定法とことなり、機械的ならびに物理的性質をことにする個々の結晶粒の集合体としての多結晶金属材料に特性X線を照射し、Braggの回折条件式を満足する特定の格子面よりの反射線を測定し、応力ともなる結晶格子面間隔の変化がHookeの法則にしたがうとのかんがえのもとに一般に次式により応力値が算出されている。

$$\varepsilon\psi = [1+\nu/E] \sigma_x \sin^2\psi - [\nu/E] (\sigma_x + \sigma_y)^{(4)}$$

すなわち上式はX線応力測定法が多結晶金属材料を構成する各結晶粒を等方的完全弾性体とみなし、かつ個々の結晶粒はつねに一定応力下に存在するとの仮定に立脚してくみだてられた理論であるといえることができる。

したがって実際にX線をもちいて応力を測定する場合、もとめる応力値の回折面依存性、すなわち測定する格子面よりの反射線の面指数がことなればもとめる応力値に差異を生ずるという現象ならびに相応力の存在による影響などがX線応力測定法に関する重要な問題としてしばしば指摘されて来ている。

他方多結晶金属材料の変形機構を論ずる場合、その基礎概念としてつぎのごとき諸説が提案されている。(i) 個々の結晶粒に作用する応力は多結晶全体に作用する外部応力にひとしく、また各結晶粒は単結晶の場合と同

脚註 本研究は岡山大学工学部本田和男教授との共同研究であって、日本材料学会第7回X線材料強度シンポジウムおよび第8回X線材料強度シンポジウムに発表し、材料第18巻195号に掲載した。

様、方位によりことなつたひずみを生じ、全体としてのひずみは、各結晶粒のひずみの平均値であるとする定応力説<sup>(5)</sup>、(ii)外部応力の方向に対して個々の結晶粒はその方位に関係なく全体としてひとしいひずみをうけ、各結晶粒はそれぞれ異なつた応力下におかれるが、その平均値は外部応力にひとしいとする定ひずみ説<sup>(6)</sup>、(iii)各結晶粒に発生する応力とひずみは個々の結晶粒によってことなり、その平均値がそれぞれ外部応力と全体としてのひずみにひとしいとする上記2説の混合説<sup>(7)</sup>などが現在までに提案され、使用されている。

したがって前述のX線応力測定値の回折面依存性を考察する場合、X線応力測定法の特殊性をかんがえて弾性異方性の項を導入し、上述の多結晶金属材料の諸変形機構に関する諸説との関係において研究考察をすすめる必要があるものとかがえられる。このため、本研究においては、低炭素鋼、アルミニウムおよび銅の多結晶試料をもちい、弾性範囲内において一軸引張応力をくわえ、2, 3の特性X線を用いて負荷応力値とX線応力測定値の関係を再検討し、かんがえかたの基礎として結晶幾何学的とりあつかいによるひずみ解析を行ない回折面依存性の問題を検討するとともにX線回折線積分巾の回折面依存性についても実験を行ない考察するうえの資料とした。

本報告においては主として結晶の弾性異方性を考慮にいたれた結晶幾何学的とりあつかいとX線応力測定法の基礎式との相関性ならびに積分巾のひろがりの回折面依存性について考察した結果とともに1, 2の実験結果についてのべることとし、実験結果の詳細およびその考察については、第2報で報告する。

(2) 結晶の弾性異方性とX線応力測定法の基礎式との相関性

X線応力測定に際してあらわれる回折面依存性の問題を結晶の弾性異方性を考慮に入れてX線応力測定法の基礎式についてまず考察する。

いま、三軸応力下にある単結晶をかんがえ、Fig. 1に示めごとく結晶の主軸(100, 010, 001)に一致するようにx, y, z軸をかんがえる。また試料表面の法線方向をZ, X線の反射面の法線方向すなわち測定方向をP(a b c), 試料表面と反射面の交線方向をY(ただし、ZとPが一致する場合は、Y方向として試料表面上の任意の方向とする), YとZとの直角方向すなわち測定方向を試料面へ投影した方向をXとする。また試料表面法線方向と測定方向とのなす角をψとする。ここで(a b c)はP方向のx-y-z座標軸における方向余弦である。

今、対象とする金属材料の結晶系が立方晶である場合、結晶の対称性を考慮すれば、応力とひずみの関係は次の6ヶの連立方程式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_x &= S_{11}\sigma_x + S_{12}(\sigma_y + \sigma_z) = (S_{11} - S_{12})\sigma_x + S_{12}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \\ \epsilon_y &= S_{11}\sigma_y + S_{12}(\sigma_x + \sigma_z) = (S_{11} - S_{12})\sigma_y + S_{12}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \\ \epsilon_z &= S_{11}\sigma_z + S_{12}(\sigma_x + \sigma_y) = (S_{11} - S_{12})\sigma_z + S_{12}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \\ \gamma_{yz} &= S_{44}\tau_{yz} \\ \gamma_{zx} &= S_{44}\tau_{zx} \\ \gamma_{xy} &= S_{44}\tau_{xy} \end{aligned} \right\} (1)$$

ここで、 $S_{11}$ ,  $S_{12}$  および  $S_{44}$  は結晶系における弾性コンプライアンス定数である<sup>(8)</sup>。又、P方向に垂直でY軸をふくむ面内でQ方向をとり、その方向余弦を(r s t)とし、Y軸とのなす角をαとするとx-y-z軸系であらわされる各応力成分 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{xy}$ は $\sigma_{ij}$ , および $\tau_{ij}$ であらわすことができる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \sum_i \sum_j l_i l_j \sigma_{ij} \\ \sigma_y &= \sum_i \sum_j m_i m_j \sigma_{ij} \\ \sigma_z &= \sum_i \sum_j n_i n_j \sigma_{ij} \\ \tau_{yz} &= \sum_i \sum_j m_i n_j \sigma_{ij} \\ \tau_{zx} &= \sum_i \sum_j n_i l_j \sigma_{ij} \\ \tau_{xy} &= \sum_i \sum_j l_i m_j \sigma_{ij} \end{aligned} \right\} (2) \quad \begin{array}{l} \text{ここで} \\ \left. \begin{aligned} \sigma_{ij} &= \sigma_i \quad (i=j) \\ \sigma_{ij} &= \tau_{ij} \quad (i \neq j) \\ i, j &\text{はそれぞれ} \\ &1, 2, 3 \text{ であら} \\ &\text{わす} \end{aligned} \right\} \end{array}$$

又、 $a^2 + b^2 + c^2 = 1 \dots\dots\dots(3)$

(1), (2)および(3)よりP方向のひずみ $\epsilon_p$ は

$$\epsilon_p = (S_{11} - S_{12} - 12S_{44}) \sum_i \sum_j \sigma_{ij} (a^2 l_i l_j + b^2 m_i m_j + c^2 n_i n_j) + S_{12} \sum_i \sigma_i + 12S_{44} \sum_i \sum_j \sigma_i (a l_i + b m_i + c n_i) (a l_j + b m_j + c n_j) \dots\dots\dots(4)$$

であらわされることになる。ここで( $l_i, m_i, n_i$ )はX Y Z軸のx-y-z座標系における方向余弦である。すなわち(4)式は応力軸XYZに対して任意の方位をとる単結晶の任意の方向のひずみをもとめる基本式である。

今、1軸引張の場合をかんがえ、Fig. 1においてXY Z方向をそれぞれ試験片の軸方向、試験片の幅方向および表面の法線方向にとれば、X O Z面内におけるP方向に方位(a b c)を有するP方向のひずみ $\epsilon_p(a b c)$ は(4)式の $\epsilon_p$ で表わされる。X線応力測定の場合回折にあずかるのは表面層、結晶粒程度の薄層であるため、 $\sigma_3 = 0, \tau_{31} = 0$  および  $\tau_{23} = 0$  と仮定すると

$$\epsilon_p(a b c) = (S_{11} - S_{12} - 12S_{44}) \{ \sigma_1 (a^2 l_1^2 + b^2 m_1^2 + c^2 n_1^2) + \sigma_2 (a^2 l_2^2 + b^2 m_2^2 + c^2 n_2^2) + (a^2 l_1 l_2 + b^2 m_1 m_2 + c^2 n_1 n_2) + S_{12} (\sigma_1 + \sigma_2) \} \dots\dots\dots(5)$$

$$(al_1 + bm_1 + cn_1 = \sin\psi, al_2 + bm_2 + cn_2 = 0)$$

となる。

このような単結晶におけるかんがえかたを多結晶体のX線応力測定に適用する際、P方向と反射面の法線方向が一致する結晶粒についてのみ平均操作することにより平均値 $\epsilon\psi$  ( $a b c$ ) をもとめることになるものとかんがえられ、このためには反射面の法線方向をP方向に固定し、結晶を0から360°回転し、各回転角における $\epsilon\psi$ を積分することによりえられる。

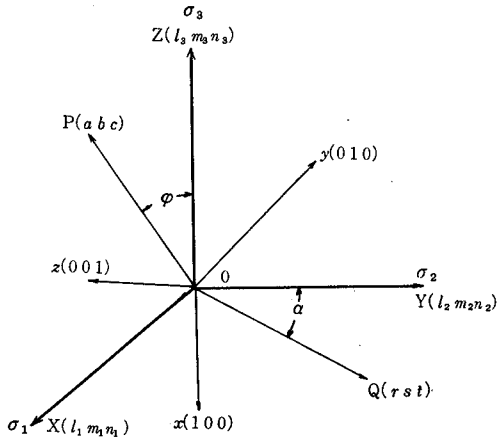


Fig. 1 Principle relation of stress strain and orientation in crystal

Fig. 1 において反射面上の任意方向におけるベクトル  $Q(r s t)$  をさだめてY方向とのなす角を $\alpha$ とすると幾何学的関係より次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} l_1 l_j + m_1 m_j + n_1 n_j &= 0 \quad (i \neq j \text{ の場合}) \\ l_1 l_j + m_1 m_j + n_1 n_j &= 1 \quad (i = j \text{ の場合}) \end{aligned} \right\} \dots\dots(6)$$

$$\left. \begin{aligned} ar + bs + ct &= 0 \\ rl_2 + sm_2 + tn_2 &= \cos\alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots(7)$$

$$\left. \begin{aligned} al_1 + bm_1 + cn_1 &= \sin\psi \\ al_2 + bm_2 + cn_2 &= 0 \\ al_3 + bm_3 + cn_3 &= \cos\psi \end{aligned} \right\} \dots\dots(8)$$

(6)~(8)式より(5)式における  $(a^2 l_1^2 + b^2 m_1^2 + c^2 n_1^2) = M$  をもとめるのであるが一般にもちいられている試料およびX線の波長では反射面は  $(a b o)$  または  $(a b b)$  の2種類に整理することができる。そこで反射が  $(a b o)$  の場合にはQ方向を  $(001)$ 、反射が  $(a b b)$  の場合にはQ方向を  $(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}})$  とするとMは容易に計算でき、次のようにあらわすことができる。

(a)反射面が  $(a b o)$  の場合

$$\left. \begin{aligned} M_{11} &= a^4 + b^4 - 2a^2 b^2 \cos^2\alpha \sin^2\psi + 2ab(a^2 - b^2) \cos\alpha \cos\psi \sin\psi + 2a^2 b^2 \cos^2\alpha \\ M_{22} &= 2a^2 b^2 \sin^2\alpha \\ M_{12} = M_{21} &= (a^2 - b^2)ab \sin\alpha \sin\psi + 2a^2 b^2 \sin\alpha \cos\alpha \cos\psi \end{aligned} \right\} \dots(9)$$

(b)反射面が  $(a b b)$  の場合

$$\left. \begin{aligned} M_{11} &= (a^2 - b^2)(a^2 - 2b^2 \cos^2\alpha) \sin^2\psi + 2\sqrt{2}ab(a^2 - b^2) \cos\alpha \sin\psi \cos\psi + b^2 \{1 + 2(a^2 - b^2) \cos^2\alpha\} \\ M_{22} &= b^2 \{3a^2 - 2(a^2 - b^2) \cos^2\alpha\} \\ M_{21} = M_{12} &= \sqrt{2}ab(b^2 - a^2) \sin\alpha \sin\psi - 2b^2(a^2 - b^2) \omega \alpha \sin\alpha \cos\psi \end{aligned} \right\} \dots(9)$$

上式においてもとめられる数値を(5)式に代入し、 $\alpha$ を0から $2\pi$ まで変化させて平均的とりあつかいをおこなうと、

$$\bar{\epsilon\psi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \{ (S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2} S_{44})(M_{11}\sigma_1 + M_{22}\sigma_2 + M_{12}\tau_{12}) + S_{12}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2} S_{44}\sigma_1 \sin^2\psi \} d\alpha \dots(10)$$

となり、 $\sigma_1, \sigma_2, \tau_{12}$  と  $\alpha$  の関係がもとまれば、 $\epsilon\psi$  は計算できる。

またひずみの分散度合は  $\bar{\epsilon\psi}$  がもとまれば

$$\delta^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\epsilon\psi - \bar{\epsilon\psi})^2 d\alpha \dots\dots\dots(9)(10)(11) \quad (10^1)$$

であらわされる。

ここで  $\sigma_1, \sigma_2, \tau_{12}$  と  $\alpha$  の関係をもとめるために、Reuss および Voigt により提案されている2つの変形モデルについてかんがえる。

〔2-1〕 定応力説の場合

今、結晶粒にはたらく応力値は結晶の方位には関係なく一定で、負荷応力にひとしいと仮定すると(10)式における  $\sigma_1 \sigma_2 \tau_{12}$  は定数となり積分は簡単にできる。(9)式よりあきらかなように一般に  $M_{ij}$  は  $M_{ij} = A_{ij} + B_{ij} \sin\alpha + C_{ij} \cos\alpha + D_{ij} \cos^2\alpha$  とあらわすことができ、これより  $\bar{\epsilon\psi}$  および  $\delta$  をもとめると

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon\psi} &= (S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2} S_{44}) \{ (A_{11} + \frac{1}{2} 12D_{11}) \\ &\sigma_1 + (A_{22} + \frac{1}{2} D_{22}) \sigma_2 + (A_{12} + \frac{1}{2} D_{12}) \tau_{12} \} \\ &+ S_{12}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2} S_{44} \sigma_1 \sin^2\psi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta^2 &= \frac{1}{2} (S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2} S_{44}) \{ (B_{11}^2 + C_{11}^2 + \frac{1}{16} D_{11}^2) \tau_{12}^2 \\ &+ (B_{22}^2 + C_{22}^2 + \frac{1}{16} D_{22}^2) \sigma_2^2 + (B_{12}^2 + C_{12}^2 + \\ &\frac{1}{16} D_{12}^2) \tau_{12} \sigma_2 + 2(B_{11} B_{22} + C_{11} C_{22} + \frac{1}{16} D_{11} D_{22}) \sigma_1 \sigma_2 \} \end{aligned}$$

hkl	Copper ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)		Aluminium ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)		Iron ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)	
	Constant Stress	Constant Strain	Constant Stress	Constant Strain	Constant Stress	Constant Strain
1 0 0	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
1 1 0	2.54	1.01	0.67	0.27	1.06	0.52
1 1 1	0.00	0.00	0.00	0.00	—	—
2 1 0	1.63	0.52	0.43	0.14	—	—
2 1 1	0.85	0.45	0.22	0.12	0.35	0.23
2 2 1	1.51	0.62	0.41	0.17	—	—
3 1 0	—	—	—	—	0.38	0.14
3 1 1	0.67	0.27	0.18	0.08	—	—
3 3 1	2.03	0.82	0.54	0.22	—	—

Table I Calculated Values on Dispersion of Lattice Strain ( $\delta/\sigma$ ) for copper aluminium and Iron

$$+2(B_{11}B_{12}+C_{11}C_{12}+\frac{1}{16}D_{11}D_{12})\sigma_1\tau_{12}+2(B_{22}B_{12}+C_{22}C_{12}+\frac{1}{16}D_{22}D_{12})\sigma_2\tau_{12}) \dots\dots\dots(11)$$

となる。この場合、通常の引張試験片に対するX線応力測定法では、X軸方向を引張軸方向としているため、応力は  $\sigma = \sigma$ ,  $\sigma_2 = \tau_{12} = 0$  となるため、上式は

$$\left. \begin{aligned} \overline{\epsilon\psi}/\sigma &= (S_{11}-S_{12}-\frac{1}{2}S_{44})(A_{11}+\frac{1}{2}D_{11}) \\ &+ S_{12}+\frac{1}{2}S_{44}\sin^2\psi \\ \delta^2/\sigma^2 &= (S_{11}-S_{12}-\frac{1}{2}S_{44})(B_{11}^2+C_{11}^2 \\ &+\frac{1}{16}D_{11}^2) \end{aligned} \right\} (12)$$

となる。各回折面における  $\overline{\epsilon\psi}/\sigma$  を Fig. 2(a)(b)に、 $\psi_0 = 0$  における  $\sqrt{\delta^2/\sigma^2}$  を Table I にしめす。

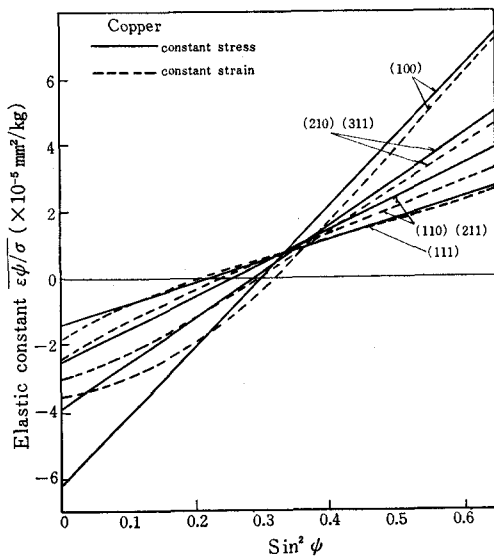


Fig. 2 Theoretical results of  $\epsilon\psi/\sigma$  versus  $\sin^2\psi$

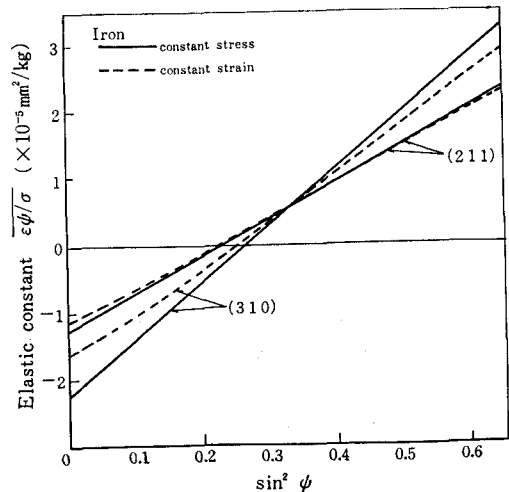


Fig. 2 Theoretical results of  $\epsilon\psi/\sigma$  versus  $\sin^2\psi$

〔2-2〕 定ひずみ説の場合

ひずみ一定のかんがえかたをX線応力測定法に導入するには、長島らが提案しているようにX線応力測定法の特異性からかんがえ、 $\sigma_3 = \tau_{31} = \tau_{23} = 0$ とするのが妥当であるものとかんがえられ、この場合も(10式)が適用できるが、 $\sigma_1, \sigma_2, \tau_{12}$ は方位によって変化し、前述のひずみの計算方法と同様に

$$\sigma_{pq} = \sum_i \sum_j \{ (C_{11} - C_{12} - 2C_{44}) M_{pqij} + C_{12} N_{pq} N_{ij} + C_{44} (N_{p1} N_{qj} + N_{p2} N_{qi}) \} \epsilon_{ij} \dots \dots \dots (13)$$

ただし、 $M_{pqij} = (l_p l_q l_i l_j + m_p m_q m_i m_j + n_p n_q n_i n_j)$

$N_{ij} = 0$  ( $i \neq j$ の場合)

$N_{ij} = 1$  ( $i = j$ の場合)

となりこの式より  $\epsilon_1 = \epsilon_1^b, \epsilon_2 = \epsilon_2^b, \gamma_{12} = \gamma_{12}^b$  ( $\epsilon_1^b, \epsilon_2^b, \gamma_{12}^b$ はバルク試験片のひずみをあらわす)  $\sigma_3 = \tau_{31} = \tau_{23} = 0$ とおくことにより  $\sigma_1, \sigma_2, \tau_{12}$ がもとめられ、これを(10)および(11)式に代入し、数値積分法により  $\bar{\epsilon}$  および  $\delta^2$  がもとめられる。計算値の1例は前述の Fig. 2, Table I にしめしてある。

〔2-3〕 定応力説、定ひずみ説のモデルに対する考察

前述したが多結晶体の変形機構を応力一定説にとるか、ひずみ一定説にとってかんがえるかによりとりあつかいがことになってくる。そこでこれらのモデルに関して考察をくわえることにする。

多結晶体において応力軸と直交する粒界では相接する結晶粒がたがいにかんがえられ、これを  $\sigma_{bi}$  が存在作用するものとかんがえる。ここで附着力  $\sigma_{bi}$  は次式であたえられる。

$$\sigma_{bi} = \{ E_i \sum_1^m A - \sum_1^m (AE) \} A_i \cdot P / A_{bi} \sum_1^m (AE) \sum_1^m A \dots \dots (14)$$

ここに  $E_i, A_i, A_{bi}$  はそれぞれ  $i$  番目の結晶粒の弾性係数、横断面積および応力軸に平行する粒界の面積であり、 $\sum A$  は多結晶体の全横断面積、 $\sum (AE)$  は各結晶粒の横断面積とその応力方向の弾性係数の積の和である。 $P$  は多結晶体の横断面積に作用する荷重である。

また  $\sum_1^m A = m \bar{A}$  とあらわす。

$$\sum_1^m AE = \sum_1^m (\bar{A} + \Delta A) (E + \Delta E) = m \bar{A} \bar{E} + \sum \Delta A \Delta E \dots (15)$$

となるが、ここで  $\Delta E$  と  $\Delta A$  のあいだに相関関係が存在しないと仮定すると多数の結晶粒についてかんがえれば、 $\sum \Delta A \cdot \Delta E = 0$ 、したがって  $\sum AE = m \bar{A} \bar{E}$  である。したがって(14式)より  $\sigma_{bi}$  は、

$$\begin{aligned} \sigma_{bi} &= (m \bar{A} E_i - m \bar{A} \bar{E}) A_i \cdot P / A_{bi} \cdot m \bar{A} \bar{E} \cdot m \bar{A} \\ &= (E_i - \bar{E}) A_i \cdot P / A_{bi} \cdot m \cdot \bar{A} \bar{E} \\ &= (E_i - \bar{E}) \cdot (A_i / A_{bi}) (\sigma_m / \bar{E}) \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

( $\therefore P / m \bar{A} = \sigma_m$ ) となる。 $E_i - \bar{E} = \Delta E_i$ とおくと(16)式はさらに  $\sigma_{bi} = (\Delta E_i / \bar{E}) (A_i / A_{bi}) \sigma_m \dots \dots \dots (17)$

また  $A_{bi} \cdot \sigma_{bi} = A_i \cdot b_i$  より  $\Delta \sigma_i = (\Delta E_i / \bar{E}) \sigma_m \dots \dots \dots (17')$  となる。(17式)において  $\Delta E_i / \bar{E}$  は弾性異方性の強弱でさだまり、 $A_i / A_{bi}$  は結晶粒の形状によってさだまる定数とみなされる。今、 $E_i / \bar{E} = K_i, A_i / A_{bi} = K_i$ とおくと、 $K_i$  および  $K_i$  により  $\sigma_{bi}$  が異なり、 $\sigma_{bi}$  が結晶粒界の強度  $\sigma_{bc}$  よりちいさいときはひずみ一定のかんがえかたにちかく、反対におおきくなるにつれて、応力一定のかんがえかたにちかむ。このことから両極端をかんがえ、 $\sigma_{bc} = 0$  の場合と  $\sigma_{bc} = \infty$  となる場合ではそれぞれ定ひずみ説、および定応力説となる。実際にはこの両説の中間的なものになる場合もかんがえられるが、いずれのモデルにちかいかは実験的に検討する。

以上のべてきたごとく、本項においては、単結晶の弾性異方性を考慮した結晶幾何学的ひずみ解析結果とX線応力測定法の基礎式との相関関係について考察してきた。上記解析結果に対して低炭素鋼について実験的検討をおこなっているの以下にのべることにする。

〔3〕 実験方法および結果

〔3-1〕 試験片

本実験にもちいた材料は0.1% C炭素鋼板材であって、所定の形状寸法に加工したものを620℃にて3時間、真空炉中ひずみとりで焼鈍をおこなったのち、過塩

	C	Si	Mn	P	S
S15C	0.12	0.30	0.76	0.02	0.01

	Yield Strength (kg/mm <sup>2</sup> )	Tensile Strength (kg/mm <sup>2</sup> )	Hardness HRB
S15C	27.0	41.5	62

Table 2 Chemical conditions and mechanical properties of 0.1% carbon steel

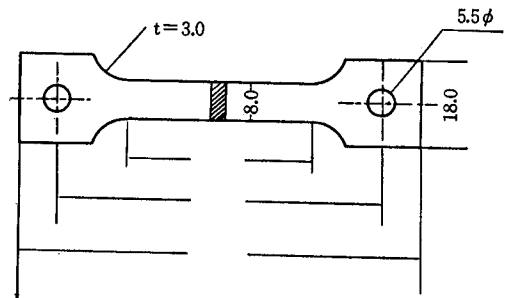


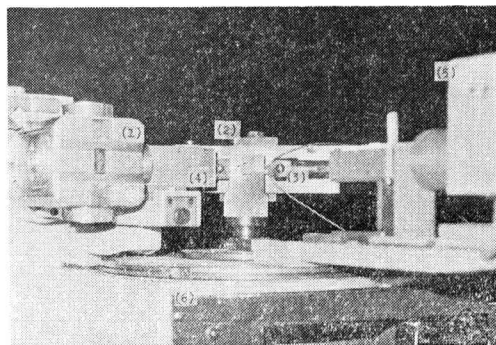
Fig. 3 The shape of specimen and dimension

素酸，無水酢酸 1 : 4 の混合液をもちいて電解研磨をほどこし表面の加工層を除去して試験片とした。試験片の形状寸法を Fig. 3 に化学成分および機械的性質を Table II にしめす。

### 〔2-2〕 実験装置および X 線による測定方法

本実験に使用した X 線装置は島津 VD-I X 線分析装置であって，格子ひずみの測定には  $0.17^\circ$  の発散角を有する平行 X 線スリットをとりつけ，X 行ビーム法によるひずみ測定が行なえるように改良して用いた。また応力負荷装置は，ゴニオメーターに直接とりつける必要があるため，横型の小型引張試験機を製作した。すなわち，ネジを介して試験片に引張荷重をくわえるのであるが，試験片チャックの一端はナイフエッジで支持せしめ，他端は球面座つきボールベアリングでささえて，できるだけたたく引張荷重が作用するようにした。装置の一部を Fig. 4 にしめす。

X 線によるひずみの測定はつぎのようにしておこなった。すなわち試験片表面法線と回折面法線とのなす角を



(1)X-ray Tube (2)Loading Device (3)Specimen  
(4)Slit (5)Schintillation Counter (6)Gonio Meter  
Fig. 4 X-ray Diffractometer and Loading Device

Characteristic X-ray		CoK $\alpha_1$	CrK $\alpha_1$	FeK $\alpha_1$
Filter		Fe foil	V	Mn
Slit	Div.(mm)	1	1	1
	Rec.(mm)	0.25	0.25	0.25
Tube Voltage	Kv	30	30	30
Tube Current	mA	10	10	10
Full Scale	cps	200	200	200
Time Constant	sec	10	10	10
Gonio. Speed	deg./min	1/4 $^\circ$	1/4 $^\circ$	1/4 $^\circ$
Chart Speed	mm/min	20	20	20

Table III X-Ray Diffraction Condition

$\varphi_0$  とするとき， $\varphi_0$  を一定にして荷重を順次変化せしめるのであって， $\theta - 2\theta$  法を採用して弾性範囲内において各応力段階で特性 X 線を照射して得られる回折線プロファイルから回折角を測定し格子ひずみを計算によりもとめた。 $\varphi_0$  の角度としては， $0^\circ$ ， $15^\circ$ ， $30^\circ$  および  $45^\circ$  を採用した。炭素鋼では (310) 面—CoK $\alpha_1$  線，(211) 面 CrK $\alpha_1$  線および (220) 面—FeK $\alpha_1$  線の各回折面について上述の測定をおこなった。Table III に X 線使用条件をしめす。

### 〔2-3〕 実験結果

Fig. 5 は格子ひずみの測定結果の 1 例をしめしたものである。すなわち，弾性範囲内の荷重を順次くわえ，各

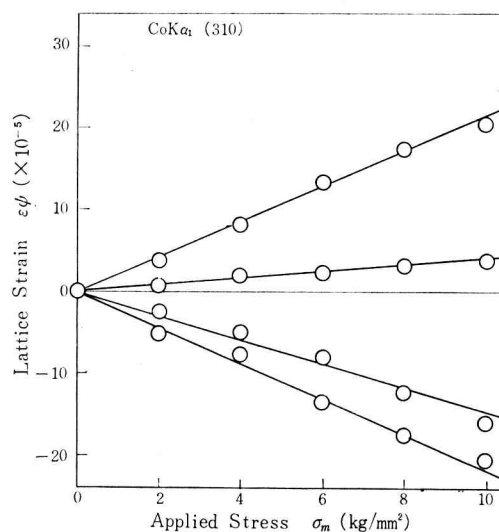


Fig. 5 Relation between  $\epsilon\psi$  and  $\sigma_m$ . in anneald 0.1% carbon steel

応力段階で CoK $\alpha_1$  線をもちいてえられる (310) 面の回折線プロファイルより格子ひずみ ( $\epsilon\psi$ ) を求め，これらを負荷応力に対してプロットしたものである。負荷応力とひずみの増分の関係は直線的であることがわかる。これより横軸  $\sigma_m$  に対する勾配  $\Delta\epsilon\psi/\sigma$  を求め  $\sin^2\psi$  の関数としてしめたのが Fig. 6 である。図中の機械的測定値は炭素鋼について求めた  $1+\nu/E$  であらわし，計算値は前記(12)式における  $\alpha$  鉄の弾性コンプライアンス定数

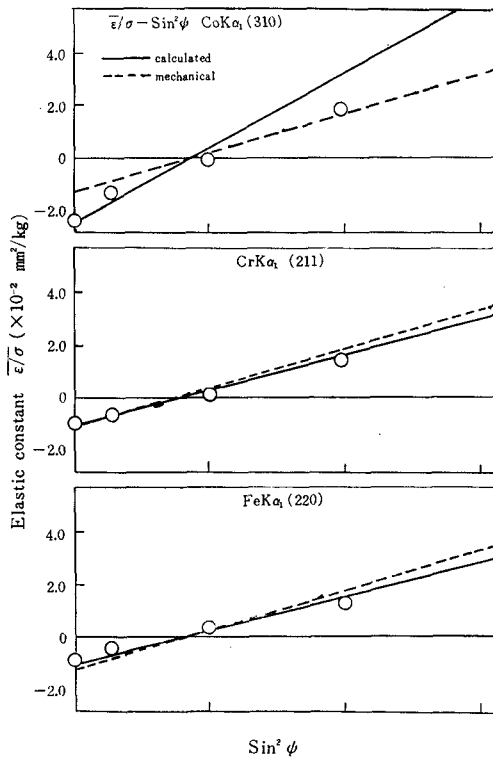
$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= 7.424 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \\ S_{12} &= 2.766 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{hg} \\ S_{44} &= 8.454 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \end{aligned} \right\} (18)$$

を代入してもとめた  $\epsilon\psi/\sigma$  をしめた。これらの数値を一括したのが Table IV である。それぞれの格子面からとめた測定値と計算結果との比は (211) 面，(310) 面ではほぼ 1 に近いが，(310) 面の場合は 0.86 である。



h k l	$1+\nu/E$ measured ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)	$1+\nu/E$ Calculated ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)	$1+\nu/E$ measured / $1+\nu/E$ calculated	$1+\nu/E$ measured / $1+\nu/E$ mechanical
(310)	7.23	8.58	0.84	1.19
(211)	5.21	5.71	0.90	0.86
(220)	4.97	5.71	0.86	0.81

Table IV Experimental results in 0.10% carbon steel

Fig. 6 relation between  $\epsilon\psi/S$  and  $\sin^2\psi$  in each diffraction plane of 0.1% carbon steel

## 〔4〕まとめ

以上のべてきた解析結果および実験結果の範囲内においてえられる結論を総括して以下のべることにする。

(1) 1例として鉄および銅の場合の解析結果を Fig. 2

にしめしてあるが、多結晶金属材料の変形機構との関連においてかんがえるとき興味ある問題をふくんでいる。すなわち変形挙動は測定に関与する格子面によりことなり、(111)面、(211)面あるいは(110)面ではあらわれにくく、(100)面の場合特に試料面法線と回折面法線が一致するような条件で測定した場合明確にしめされるようである。他の材料についても、銅の(400)面のごとく回折面を選定することにより格子ひずみの測定の過程で、変形挙動を併せて知ることができるものと考えられる。

(2) Table I よりわかるようにひずみの分散度合は格子面によりおおきな差異を生ずる。積分巾の変化と対応するものであるため、弾性変形過程における積分巾の変化を測定するとにより多結晶金属材料の変形挙動をすることができる。

(3) 0.1% C炭素鋼に対する実験結果より変形挙動は応力一定のかんがえかたによりちかいかい傾向をしめすことがみとめられる。

## 参 考 文 献

1. 平, 有間 機械学会論文集 29, 645 (1963)
2. 平, 有間, 城山 材料 12, 865 (1963)
3. 本田, 有間 材料 13, 930 (1964)
4. 日本材料学会X線応力測定法 987 (1966)
5. A.Reuss Z. Angew. Math und Mech (1929)
6. W.Voigt Lehrbuch der Kristallphysik (1928)
7. V.Hauk Z. Metallkunde 10, 626 (1964)
8. C.S.Barret Structure of Metals 534 (1952)
9. C.S.Smith Phys. Rev 64, 191 (1943)
10. N.M.Brachman Phys. Rev 70, 698 (1946)
11. 長島, 武智, 加藤第7回X線シンポジウム 11 (1968)



# X線応力測定法に関する2,3の問題

(多結晶金属材料の弾性異方性とX線応力測定値の相関性について)\*

## 第2報

有 間 淳 一

### Some Problems on the X-ray Stress Measurement

(On the correlation of elastic anisotropy in polycrystalline metallic materials and X-ray measured stress)\* (2)

Jyunichi ARIMA

In the previous paper, the change in lattice strain of peak shift and line broadening on the diffraction line was analytically discussed with reference to its elastic anisotropy in connection with the mechanism of elastic deformation. In order to clear up this problem, the author performed the following experiments.

Three kinds of materials were used in these experiments, that is, annealed plate specimens of 0.10 percent carbon steel, industrial pure aluminium and copper. The specimens were stressed stepwise by the tensile testing machine, and at several stages of applied stress, X-ray beams were radiated to the center of the specimen surface in vertical and oblique incidence with several angle  $\psi$ .

The value of lattice strain  $\epsilon\psi$  was calculated from the measurement of the diffraction angle of intensity distribution curve by using automatic recorder.

The conclusions of the present study are as follows.

- 1) Diffraction plane dependence on X-ray method of stress measurement, it is considered to be based on the elastic anisotropy in specific materials or diffraction planes.
- 2) In connection with this study, the author measured the integral breadth in elastic stage by X-ray method and compared it with the analytical results for dispersion of micro strain at the elastic deformation. In this case too, the diffraction plane dependence is shown.

## 〔1〕 結 言

筆者は前報においてX線応力測定法における回折面依存性の問題をとりあげ、結晶の弾性異方性を考慮にいた結晶幾何学的ひずみ解析結果とX線応力測定法の基礎式との相関関係を、多結晶体の変形機構に関する諸説との関連において理論的に検討してきた。これより上述のとりあつかいによる計算結果をもとに、X線応力測定における回折面依存性は、定応力説または定ひずみ説によ

ってそれほどおおきな差異はなく、むしろ結晶の弾性異方性の強弱によってきまると判断してよいのではないかとかんがえられることを指摘した。また弾性範囲内におけるX線回折線積分巾の変化に回折面依存性がかんがえられ、各格子面における積分巾の変化を測定することより多結晶金属材料の変形挙動をすることの可能性につきのべてきた。

本論文においては、上述の回折面依存性が多結晶金属材料の弾性異方性の強弱に基因することを確認するために面心立方晶に属する代表的な金属の多結晶試料をもちいて一軸引張変形過程で実験的に検討をおこなったのでそれらの結果についてのべるとともに、多結晶体の変形挙動を考察するうえの補助的手段として弾性範囲内にお

脚註 本研究は岡山大学工学部本田和男教授との共同研究であって、日本材料学会第7回X線材料強度シンポジウムおよび第8回X線材料強度シンポジウムに発表し、材料第18巻第195号に掲載した。

ける積分巾の変化についても実験をおこなったのであわせてのべることにする。

## 〔2〕 実験方法および実験結果

### 〔2-1〕 試験片および実験方法

本実験にもちいた材料は市販の工業用純アルミニウムおよび純銅の板材であって所定の形状寸法に加工したのについて、アルミニウムでは300℃にて2時間、銅では400℃にて2時間真空炉中にてひずみとり焼鈍をおこなった。その後、試験片表面の凹凸および酸化物を除去する目的で電解研磨をほどこしたものを試験片としてもちいた。電解研磨の条件としてアルミニウムの場合は過塩素酸、エチルアルコール1:4の混合液を用い、端子電圧10V、液温20℃にて5分間おこない、銅の場合は、リン酸、エチルアルコール、蒸留水2:1:1の混合液を用い、端子電圧4V、液温20℃にて10分間おこなった。試験片の形状寸法をFig.1に、化学成分および機械的性質をTable Iにします。

本実験に使用したX線回折装置、試験機および実験方法については第1報に詳述したとおりであって、上述の試験片に弾性範囲内の荷重を順次くわえ、任意の各応力段階において、X線的に格子ひずみをもとめた。アルミニウムの場合は、(442)面—CuK $\alpha_1$  (420)面—CoK $\alpha_1$  (400)面—FeK $\alpha$  (311)面, (211)面, (220)面—CrK $\alpha_1$ の各格子面について、また銅の場合は(420)面, (400)面—CuK $\alpha_1$  (311)面—CrK $\beta$  (222)面—FeK $\alpha_1$  (220)面—CrK $\alpha_1$ の各格子面をえらび上述の測定をおこなった。X線使用条件をTable IIにします。

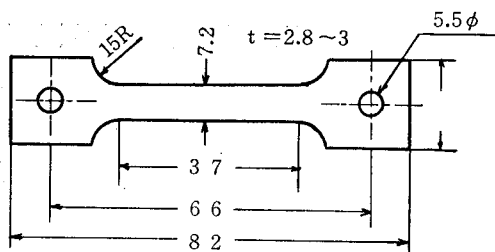


Fig. 1 Shape and Dimension of Specimen

Al	Cu	Si	Fe	Mg	Zn
99.2	0.11	0.12	0.55	Tr	Tr

Al	$\sigma(0.2)$ (kg/mm <sup>2</sup> )	$\sigma_B$ (kg/mm <sup>2</sup> )	Elongation (%)	HRB
	5.6	10.3	35.0	28

Cu	Fe	Sb	As	Bi	S
99.87	0.03	0.03	0.02	0.02	0.03

Cu	$\sigma(0.2)$ (kg/mm <sup>2</sup> )	$\sigma_B$ (kg/mm <sup>2</sup> )	Elongation (%)	HRB
	6.0	31.5	42.0	32

Table I Chemical Compositions and Mechanical Properties of Specimen

Characteristic	X-ray	CuK $\alpha_1$	CoK $\alpha_1$	CrK $\alpha_1$	FeK $\alpha_1$
Filter	(foil)	Ni	Fe	V	M <sub>21</sub>
Slit	Divergence Angle	0.25 <sup>D.g</sup>	0.25	0.25	0.25
	Radiation Area	2×5	2×5	2×5	2×5
Tube Voltage	Kv	30	30	30	30
Tube Current	mA	10	10	10	9
Full Scale	cps	200	200	200	200
Time Constant	sec	10	10	10	10
Gonio Meter Speed	deg/nim	1/4°	1/4°	1/4°	1/4°
Chart Speed	mm/min	20	20	20	20

Table II Conditions of X-ray Diffraction Technique

(2-2) 実験結果

Fig. 2はアルミニウムについておこなった実験結果の1例をしめしたものである。すなわち(a)は試験片に弾性範囲内の荷重を順次くわえ、各応力段階において $CoK\alpha_1$ 線を照射してえられるアルミニウムの(400)面回折線より回折角の変化を測定した。これより格子ひずみを計算でもとめ、負荷応力( $\sigma_m$ )との関係でしめた。この図からそれぞれ $\epsilon\psi/\sigma_m$ をもとめ、横軸 $\sin^2\psi$ の関数として整理すると(b)図にしめすようである。図中に破線でしめたのは計算値であってアルミニウムの場合の弾性コンプライアンス定数をもちい

$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= 15.6 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \\ S_{12} &= -5.7 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \\ S_{44} &= 21.3 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \end{aligned} \right\} (1)$$

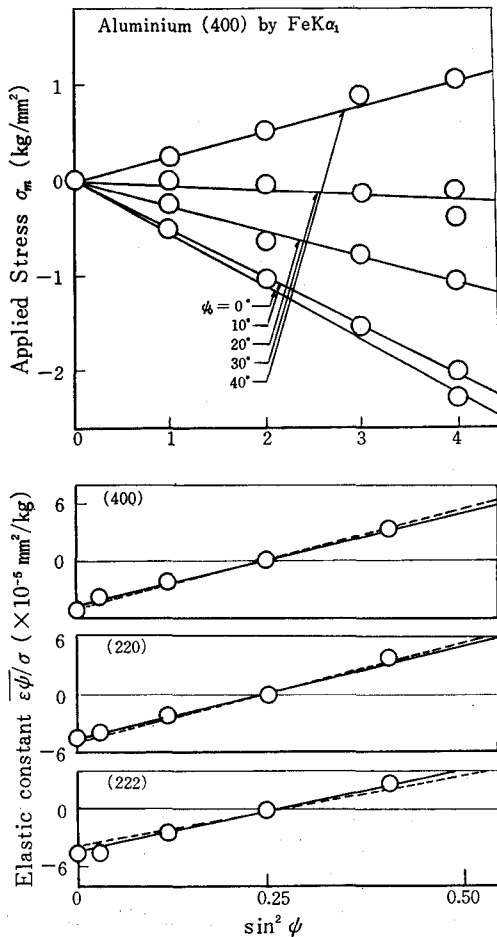


Fig. 2 Relation between  $\epsilon\psi$  and  $\sigma_m$  in annealed Aluminium (a) Relation between  $\epsilon\psi/\sigma$  and  $\sin^2\psi$  (b)

第1報(2式より計算される(400)面の  $1+\nu/E$ として示したものである。(220)面、(222)面についても同様の実験をおこなった結果を整理してしめた。(b)図より実測値は計算値とほぼ一致していることがわかる。

Fig. 3は銅について前述と同様の実験をおこなった結果をまとめてしめたものである。アルミニウムの場合

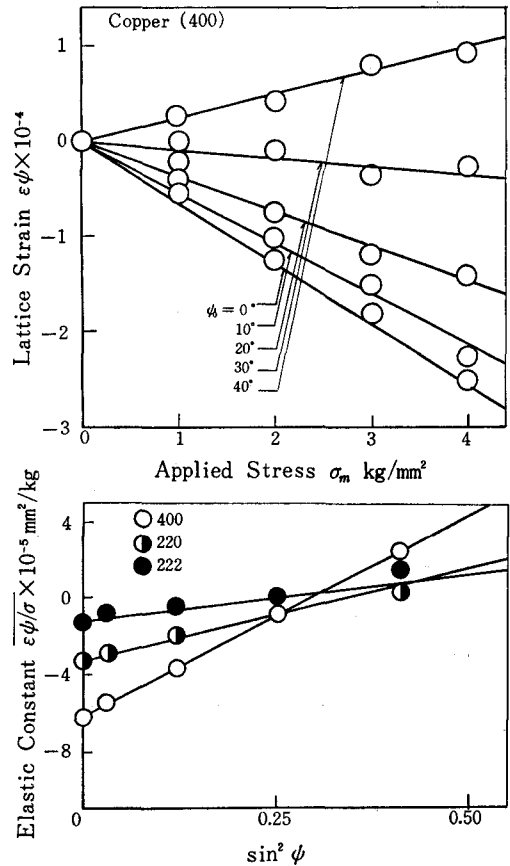


Fig. 3 Relation between  $\epsilon\psi$  and  $\sigma_m$  (a) Relation between  $\epsilon\psi/\sigma$  and  $\sin^2\psi$

と同様に実測値と計算値はよく一致していることがわかる。アルミニウムおよび銅の他の格子面についても実験をおこなっており、これらをまとめてしめたのがTable III (a)(b)である。実測値、計算値および機械的測定値を $\Delta\epsilon\psi/\Delta\sigma$ の値すなわち $1+\nu/E$ で表示した。表の右側にはそれぞれの数値の比であらわした。これよりアルミニウムの場合は実測値と計算値の比、ならびに実測値と機械的測定値の比はともに1にちかく、どの格子面についても異方性の影響はすくないようである。しかしながら銅の場合は、実測値と計算値との比はどの格子面においてもよく一致し、しかも1に近い値を示すが、機械的測定値との比を見ると、格子面により差異を生じて

	hkl	$1+\nu/E$ X-ray measured ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)	$1+\nu/E$ Calculated ( $\times 10^{-5}$ mm <sup>2</sup> /kg)	$\frac{1+\nu/E \text{ X-ray}}{1+\nu/E \text{ calcu}}$	$\frac{1+\nu/E \text{ X-ray}}{1+\nu/E \text{ mech}}$
Al	422	18.90	18.45	1.02	1.01
	420	19.35	19.50	0.99	1.02
	400	19.54	21.30	0.92	1.03
	222	17.89	17.50	1.02	0.95
	311	19.00	19.50	0.97	1.01
	220	18.28	18.45	0.99	0.97
Cu	420	13.80	13.95	0.98	1.28
	400	20.35	20.88	0.97	1.93
	222	6.40	6.50	0.98	0.59
	311	14.30	13.95	1.02	1.33
	220	8.19	8.50	0.96	

Table III Experimental results in Aluminum and copper

いることがわかる。このことからX線の求めた格子ひずみに機械的に測定される弾性係数を用いて応力値を計算すると格子面によりいちじるしくことなつた応力値がしめされることがわかる。

### [3] 実験結果に対する考察

以上のべてきた実験結果につき、さきにおこなつた解析結果とともにかんがえられる2, 3の問題につき考察する。

#### (i) 弾性異方性について

金属多結晶体の弾性の性質は、全体として巨視的にみれば等方的であるがX線応力測定のごとく特定の格子面におけるひずみを測定するような場合には、格子面により応力値がことなり、異方性の影響があらわれてくるものとかんがえられる。第1報においても指摘してきたが、解析結果および実験結果を比較するとわかるように、銅のように異方性の影響が強い材料では、格子面により弾性係数 ( $1+\nu/E$ ) はことなることがみとめられる。これよりX線的にもとめられる格子ひずみに、機械的に測定される結晶の平均的弾性係数をもちて応力値を決定するとアルミニウム、鋼などに比較して銅では格子面による差異がおおきくあらわれてくることになる。したがって異方性を考慮した弾性係数を使用する必要があるものとかんがえられる。<sup>(7)(8)</sup>このことから本研究で問題としたX線応力測定法における回折面依存性は格子ひずみの弾性異方性にもとづくものであると解釈してよいのではないかとかんがえられる。

#### (ii) 多結晶体の変形挙動について

X線的にもとめられる格子ひずみの回折面依存性を多結晶体の変形機構との関連において論議するとき、変形挙動として応力一定説にちいかひずみ一定説にちいかい変形をするかが問題となる。これに関しては、第1報・Fig. 2にしめしたように、1例として銅の場合には、測定する格子面によりあきらかななるものとかんがえられる。すなわち Fig. 2(b)よりあきらかなように(111)面、(110)面、(211)面などでは、応力一定説をとるかひずみ一定説をとるのか判断することは困難であるが、(100)面では明瞭な差異がみとめられ、特に試料面法線方向が回折面法線方向と一致するような条件で測定をおこなう場合、格子ひずみに差異を生ずるものとかんがえられる。銅の場合の(400)面および(111)面について計算結果と実測値で比較したのが Fig. 4である。(400)面ではあきらかに応力一定にちいかい変形挙動をしめすことがわかる。このことは換言すれば、定応力説または定ひずみ説にとってかんがえる場合、格子ひずみに明瞭な差異を生ずるような格子面を選定すれば変形挙動を明瞭にしめすものとかんがえられる。

一方多結晶金属材料の実際の変形挙動を確認する方法として第1報において指摘したように、ひずみの分散度合の変化を測定する方法があげられる。すなわち第1報 Table I にしめすように、定応力説、定ひずみ説のいずれであるかは、それぞれの格子面における  $\partial/\sigma$  を検討すればよい。 $\partial/\sigma$  はX線による直接測定では、積分巾の変化に対応するものであるため、積分巾の変化につき若

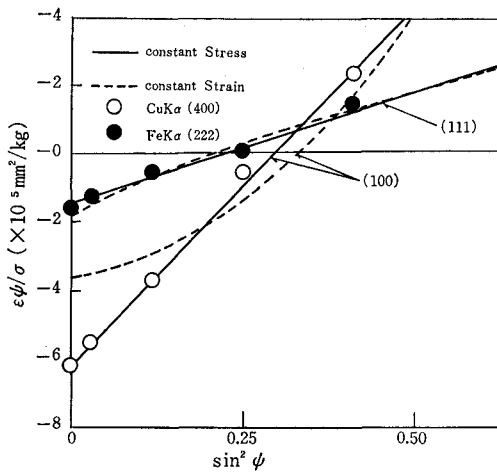


Fig. 4 Correlation of theoretical and experimental result in copper

干論述する。

X線回折線半価巾,あるいは積分巾の増大は,結晶粒度,微視的格子ひずみおよび積層欠陥などがかんがえられているが,α鉄の場合は積層欠陥エネルギーがたかく,また本研究においてとりあつかうような弾性範囲内では転位密度がちいさくこれらによる影響は一応無視できるものとかんがえられる。この場合の積分巾は次式でしめされる。

$$\frac{\beta \cos \theta}{\lambda} = \frac{1}{\eta} + \frac{2\epsilon \sin \theta}{\lambda} + \frac{\beta_1 \cos \theta}{\lambda} \dots \dots (2)$$

$$\left( \frac{\beta_0 \cos \theta}{\lambda} = \frac{1}{\eta} + \frac{\beta_1 \cos \theta}{\lambda} \right)$$

- ここで, β …… X線回折線のひろがり
- β<sub>0</sub> …… 無応力状態の X線回折線のひろがり
- β<sub>1</sub> …… 装置の器差などによる X線回折線のひろがり
- λ …… X線の波長
- θ …… 回打角
- ε …… 微視的格子ひずみ分布の巾
- 1/η …… 有効結晶粒度

更に 1/η に関しては弾性変形の範囲内においては変化するとはかんがえられない。したがって変形にもとづく X線回折線巾の増大は主として微視的格子ひずみの増加にもとづくとかんがえてよい。このようにして(2)式はつぎのようにかきかえられる。

$$\frac{(\beta - \beta_0) \cos \theta}{\lambda} = \frac{2\sigma \sin \theta}{E(hkl)\lambda} \dots \dots (3)$$

ここで(3)式の σ は負荷応力であり, E(hkl) に S<sub>11</sub>, S<sub>12</sub> および S<sub>44</sub> をもちいると E(hkl) は各格子面により

ことなることになり,積分巾にも回折面依存性が存在することがわかる。すなわち変形過程における積分巾の回折面依存性の主要因子は各結晶粒に作用する微視的応力分布のはばが一定であり,微視的ひずみ分布は弾性異方性の強弱によりことなるとかんがえることにより説明される。そこで変形にともなう積分巾の変化が第一報〔II〕でのべた定応力説にしたがうかあるいは定ひずみ説にしたがうかの点につき検討をおこなうことにより,多結晶体の変形機構と回折面依存性の関係を把握できるものとかんがえられる。

今,積分巾を β であらわすと,

$$\beta(\epsilon i) = \beta \{ (1/E) \Delta \sigma i \} + \beta^* \{ \Delta (1/E) (\sigma + \Delta \sigma) \}$$

$$= (1/E) \beta (\Delta \sigma) + \beta^* \{ \Delta (1/E) (\sigma + \Delta \sigma) \} \dots \dots (4)$$

となる。ここで第1報(9)式において φ = θ とおけば,つぎのような関係式が成立する。

$$(1/E) = S_{12} + (A + \frac{B}{2})(S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2} 2S_{44}) = \text{Cont} \dots (5)$$

$$\Delta (1/E) i = B(S_{11} - S_{12} - \frac{1}{2})(\cos^2 \alpha - \frac{1}{2})(\sigma_{1i} - \sigma_{2i}/\sigma_i)$$

$$= f(\sigma_i \sigma_{2i} \alpha) \dots \dots (6)$$

(5), (6)式における A および B は反射面によりさだまる定数である。また β\* は Δ(1/E) がコーシー分布でなく積分巾の和のかたちであらわすことができないため,全体の積分巾へ寄与する増加量としてあらわした。

ここで第1報〔II〕で述べた場合と同様に変形機構に関する両モデルを適用してかんがえてみる。

(a) 応力一定の場合

多結晶体の各結晶粒にはたらく応力値は結晶の方位には関係なく一定で負荷応力にひとしいと仮定すると第1報(2)式のひずみの分散度は第1報 Table I にしめす値となる。すなわち α鉄については, (100)面では0, (211)面では0.35, (310)面では0.38, (110)面では1.06で,この順序におおきくなり, 0 : 1 : 1.08 : 3の割合となる。アルミニウムの場合は, (100)(111)面では0, (311)面では0.18, (211)面では0.22, (210)面では0.43, (110)面では0.63となり,その比は0 : 1 : 1.3 : 2.3 : 3.4となる。銅の場合は各格子面で積分巾が増加する順序はアルミニウムとほぼおなじであるが,値は約3倍となる。

(b) ひずみ一定の場合

反射面に垂直な方向にひずみが一定であるとする,この場合弾性係数として一定の値を用いれば回折面依存性を生じないが,長島らが指摘しているようにこの方向は自由面に垂直な方向であって応力値は0であるとかんがえられるが,この面に平行な方向のひずみは相互の結

晶粒によって拘束され、そのひずみ量が一定であるとかんがえられる。この場合、第1報の(13)式においては  $\sigma_3 = \tau_{31} = \tau_{23} = 0$  とおき、応力一定の場合と同様  $\delta/\sigma$  が求められる。これらの関係を図示したのが Fig. 5 および Fig. 6 であるが、縦軸の値として  $(\beta - \beta_0) \cot \theta / 2 \times 10^{-5}$  でもちいているがこれは次のようにしてもとめられる。

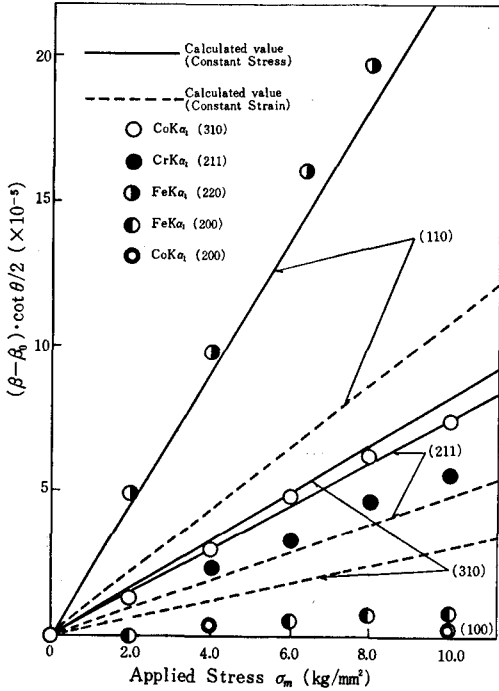


Fig. 5 Relation between Integral Breadths and mechanically applied stresses for the polycrystalline low carbon steel

(3)式の  $(\beta - \beta_0) \cos \theta / \lambda = 2\sigma \sin \theta / E(hkl) \cdot \lambda$  は  $\sin \theta / \lambda$  を消去すると  $(\beta - \beta_0) \cot \theta = 2\sigma / E(hkl) = 2e$  となり、 $(\beta - \beta_0) \cot \theta / 2 = e$  すなわち微視的格子ひずみをあらわすことになる。積分巾とひずみの分数に関しては、長島ら<sup>(11)(12)(13)(14)(15)</sup>が積分巾  $\beta$  と分散の平方根  $\sqrt{\delta}$  の関係を実験的に  $\beta = 2.0\sqrt{\delta}$  でしめしており、筆者の第1報(12)式における  $\sqrt{\delta^2/\sigma^2}$  に対応する。Fig. 5は  $\alpha$  鉄を試料とした場合の積分巾の変化をしめたものであって実線は応力一定、破線はひずみ一定とした場合の変化である。両者を比較すると明瞭な差異を生じていることがわかり、多結晶体の変形挙動の確認になるものとかんがえられる。Fig. 6はアルミニウムを試料とした場合であるが、 $\alpha$  鉄の場合と同様の傾向をしめしている。

以上のべてきた積分巾の回折面依存性を確認するために、格子ひずみの場合と同一材料の試験片をもちいて弾性範囲内の各応力段階で積分巾のひろがりについて実験

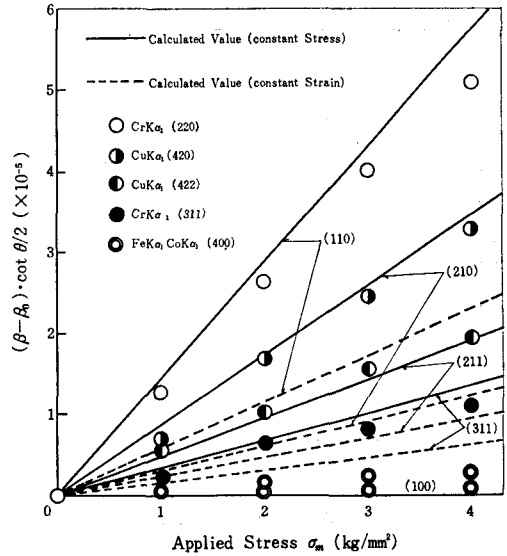


Fig. 6 Relation between integral breadth and mechanically applied stresses for the polycrystalline aluminium

をおこなった。すなわちX線による測定方法としては集中法による  $\theta - 2\theta$  法を採用し、測定方向は回折面法線方向 ( $\varphi_0 = 0^\circ$ ) 一定とした。弾性範囲内で荷重を順次変化せしめ、各応力段階で回折面法線方向よりの反射線を逐次記録せしめた。各々のプロファイルについてプランメーターをもちいて面積をもとめ、 $K\alpha_1$  線および  $K\alpha_2$  線のピークたかさの和で除したものを積分巾  $\beta$  としこれより計算で  $(\beta - \beta_0) \cot \theta / 2$  をもとめた。Fig. 5 および Fig. 6 にそれぞれの格子面について求めた測定値をプロットした。積分巾の変化はそれぞれの格子面において負荷応力に対してほぼ直線的に増加していることがわかる。さきのべた変形機構に関する両説にもとづく計算結果と比較すると定応力説にしたがうてかんがえた方が実測値とよくあうことがわかる。〔II〕でのべた格子ひずみの測定結果とかんがえあわせて本研究において使用した材料の変形挙動は応力一定と考えた場合に測定結果とよくあうようである。

〔4〕 結 論

以上のべてきた結果より本研究においてはつぎのように結論される。

(1) X線応力測定における格子ひずみの回折面依存性に関し、弾性異方性を考慮した結晶幾何学的ひずみ解析をおこない、0.1%炭素鋼、アルミニウムおよび銅など立方晶系に属する代表的な多結晶金属材料の弾性範囲内における格子ひずみの測定結果と比較検討をおこなったが、実測値は計算結果とよくあい、これよりX線応力測



定法における回折面依存性は弾性異方性に基因するものであるとの結論をえた。このことから異方性を考慮した弾性係数もちいて応力値を算出すると、どの格子面から応力測定をおこなってもおなじ応力値がえられるものとかがえられる。

炭素鋼の(211)面、(220)面またはアルミニウムに関しては弾性係数の実測値、計算値および機械的に測定した値と比較してもほとんど差異がみとめられない。このような場合には弾性範囲内においてことなる格子面からもとめられる格子ひずみに機械的な弾性係数を用いて応力値を求めても差異はみとめられない。従来発表されている研究結果<sup>(16)(17)</sup>においてもたしかめられており、このような場合には異方性の影響はきわめてすくないものとかがえられる。

(2) 多結晶金属材料の変形挙動をするには、変形機構に関するモデルとの関連において実験をおこなう必要がある。この場合第1報<sup>(12)</sup>式にしめた分散の度合  $\delta/\sigma$ 、すなわち弾性範囲内における積分巾の変化と格子面の関係について実験的検討をおこなうとよい。また異方性の影響がおおきくあらわれる金属材料に対しては定応力説あるいは定ひずみ説と仮定することにより格子ひずみの変化が明瞭にあらわれる格子面、たとえば Cu については(400)面について  $e\psi/\sigma - \sin^2\psi$  の関係を検討するとよい。

(3) 第1報の Table IV、第2報 Table Vにしめたように、 $1+\nu/E$  の実測値と計算値は必ずしも 1:1 に対応しない場合がある。特定の格子面には弾性変形過程で結晶集合組織の存在による影響が重畳してあらわれるこ

とかがかんがえられ、上述のごとき実験的検討をおこなう場合には、集合組織の存在による影響ができるだけすくない格子面を選定する必要があるものとかがえられる。

### 参 考 文 献

- (1) A.Reuss Z.Angev Math. Mech 9.49 (1929)
- (2) W.Voigt Lehrbuch der Kristallphysik 962 (1928)
- (3) V.Hauk Eisenhüttenw. 38, 233 (1967)
- (4) 平, 有間 材料11, 110 (1962)
- (5) 田丸, 小島 材料14, 987 (1965)
- (6) C.S.Barret Structure of Metals p. 534 (1952)
- (7) A.KOCH and NOVSKA Revmétall 43, 129(1946)
- (8) Smith. Wood Proc. Roy. Soc., 176, 398 (1940)
- (9) W.H.Hall J.Inst. Met 75, 1127 (1950)
- (10) 長島, 武智, 加藤 第6回X線材料強度シンポジウム p. 17 (1967)
- (11) 加藤, 武智, 長島 第7回X線材料強度シンポジウム p. 11 (1968)
- (12) C.S.Smith Phys. Rev 64, 191 (1943)
- (13) N.M.Blachman Phys. Rev 70 (1946) 698
- (14) A.J.C.Wilson Proc. Phys. soc. 80, 286 (1962)
- (15) " " 81, 41 (1963)
- (16) 平, 有間 材料 12, 123 (1963)
- (17) 本田, 有間 材料 13, 135 (1964)
- (18) 日本材料学会 X線応力測定法 (1964)



# Uptake of Metal Colloid Particles by Ehrlich Ascites Tumor Cell Induced by Histone\*

N. Ito,\*\* E. Yokomura,\*\*\* T. Kimoto,\*\*\* K. Sogabe\*\*\* and S. Seno\*\*\*

\*\*Nara Technical College, Koriyama, Japan \*\*\*Department of Pathology, Okayama University Medical School, Okayama, Japan

The iron colloid particles, chondroitin-sulfuric acid-iron colloid, and gold colloid particles, which were supplied by Dainihon Seiyaku Co. Ltd. for this experiment, proved to be selectively taken up by macrophages when they came into contact with animal tissue cells *in vitro* as well as *in vivo*. The Ehrlich tumor cells and macrophages found in the tumor ascites of mice were no exception. The iron or gold colloid particles added to the tumor ascites *in vitro* were solely taken up by macrophages but not by the tumor cells so far as the observations were made for one hour at 37°C. This fact suggests a difference in the molecular structure of the cell membrane between the macrophages and tumor cells, though electron microscopy revealed no appreciable difference between them. In the presence of histone, however, the tumor cell phagocytizes the colloid particles very actively.

The histone used in this experiment was obtained from calf thymus by the method of BUTLER[1] and finally divided into two fractions, one, arginine-rich and the other, lysine-rich. These fractions were added to the tumor cell suspension in Hanks' solution, 30 $\mu$ g/ml, respectively, and then was added the colloidal iron solution, 4mg Fe/ml, or colloidal gold, 0.7 mg Au/ml, drop by drop stirring the cell

suspension gently to avoid the formation of gross coagulated masses. Finally it was incubated for an hour. The cells for control were treated similarly without adding histone and incubated for an hour. After incubation a drop of the cell suspension incubated with iron colloid was smeared, dried, fixed with methanol and stained by Perls' reaction for iron with the post-staining by Kernechtrot. The other part of the cell suspension and that incubated with colloidal gold were used for electron microscopy, i.e. after incubation the cells were fixed with glutaraldehyde followed by osmic postfixation[2]. The fixed cells were washed, dehydrated, embedded in Epon, sectioned and stained with alkaline lead solution [3] and observed by a Hitachi electron microscope, HU-11A.

On the cell smear it was found that among the cells incubated with histone-free medium only the macrophages gave a strong positive Berlin blue reaction and no tumor cells gave visible reaction, while in the medium containing histone the tumor cells showing a marked positive reaction were frequently encountered.

The electron microscopy revealed the picture of active phagocytosis of the colloid particles by the tumor cells incubated with the histone fractions (Fig.1), while absolutely no phagocytosis was observed in the tumor cells incubated without histone (Fig. 2E).

In histone-free medium both iron and gold colloid particles appeared as dense granules

\*This paper was reprinted from HEMORHEOLOGY (Proceeding of the First Conference), The University of Iceland, Reykjavik, 10-16th July, 1966; PERGAMON PRESS · OXFORD & NEW YORK · 1968

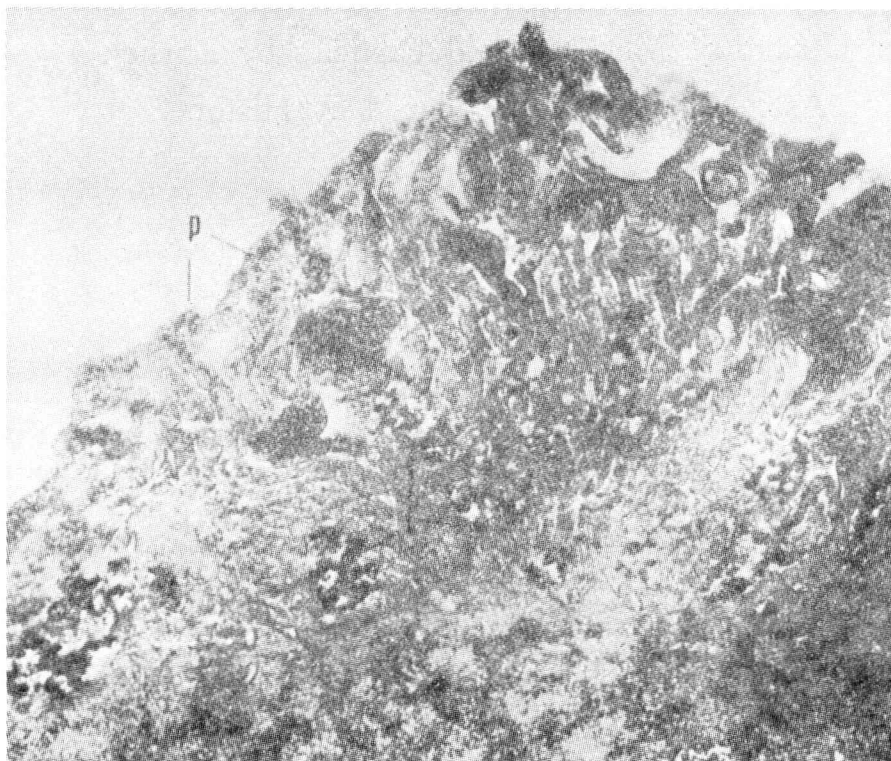


Fig. 1. Electron microscope picture of the early phase of phagocytosis of iron colloid particles by an Ehrlich ascites tumor cell incubated with arginine-rich histone and sulfuric acid iron colloid for 10 min at 37°C. *i*, Iron colloid particles agglutinated with histone; *p*, Pseudopods.  $\times 40,000$ .

under electron microscope. These were found on the surface of macrophages or in their phagocytic vesicles. In the histone containing medium the metal colloid particles formed gross aggregated masses combining with histone. These masses were found adhering to the cell surfaces or in the phagocytic vesicles of the tumor cells as well as of macrophages.

The lysine-rich histone fraction was effective, and the arginine-rich fraction also. The contaminated macrophages found in the histone-containing medium also showed a retained phagocytic activity.

The result shows clearly that the phagocytosis is not the specialized function of macrophages but it can be demonstrated on the non-phagocytic cells by conditioning the environments.

Careful observation revealed that the colloid particles were adsorbed selectively on the

surface of macrophages but not on the tumor cell surfaces, if the medium contains no histone. On the surface of macrophages small engulfings of cytoplasm were often encountered just at the area where the colloid particles were adsorbed (Fig. 2M). These engulfings will be the initiation of phagocytosis and may develop to large phagocytic vesicles with the pseudopod formation on the surrounding cytoplasm.

The preincubation with papain, 5 mg/ml, for 30 min at 37°C, resulted in the loss of adsorbing capacity of macrophages to the colloid particles, probably by discharging some substance which will be on the surface of macrophages and be responsible for the adsorption of the colloid particles. Such macrophages were depressed in their phagocytic capacity. They could take up the colloid particles but much less so compared to the control as revealed

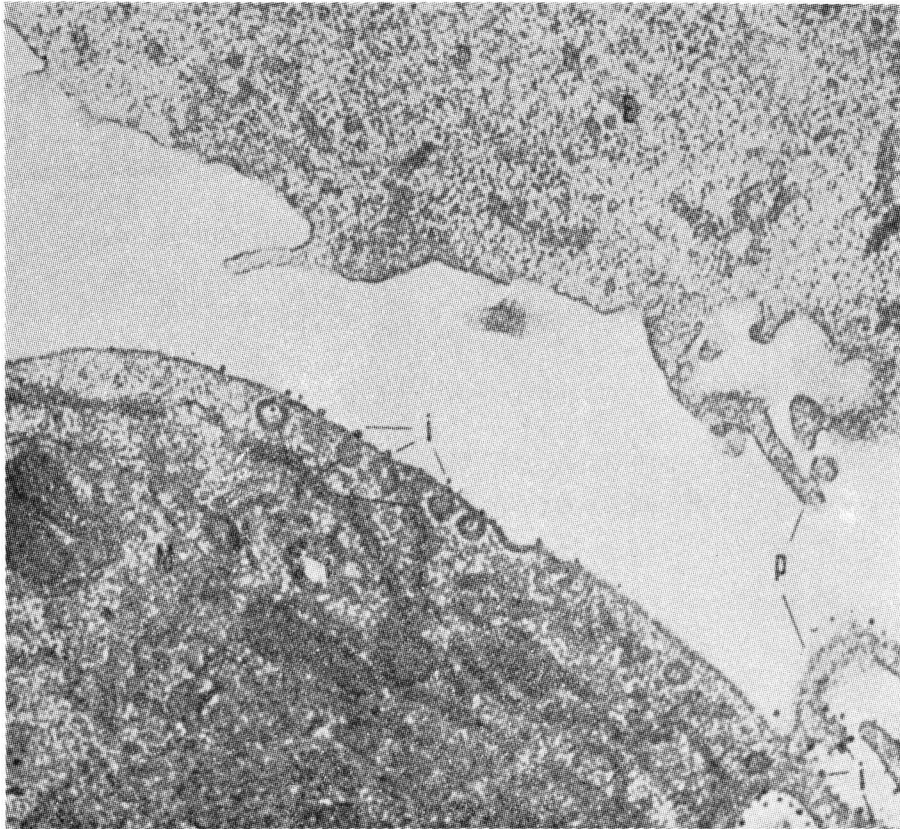


Fig. 2. Electron microscope picture of the cell surfaces of a macrophage (M) and an Ehrlich ascites tumor cell (E) incubated with the iron colloid in the histone-free medium for 10 min at 37°C. Iron colloid particles (*i*) were found to be adsorbed solely on the surface of microphage but not of the the tumor cell. *v*, Engulfings formed at the area to where the colloid particles were adhered. *p*, Pseudopods.  $\times 35,000$ .

by further incubation with the colloid particles.

In the medium containing histone, where the tumor cell phagocytized the colloid particles very actively, the colloid particles were adsorbed on the surface of the tumor cells and the cells showed the engulfing on their surfaces with the formation of cytoplasm bristle on the area where the colloid particles were adhered (Fig. 1). The process seemed to be almost the same as that found on macrophages, though the tumor cells predominated in the formation of pseudopod clusters. The findings show that the adsorption of the colloid particles to the cell surface is an essential factor of phagocytosis.

The histone added to the medium will be

adsorbed on the surface of the colloid particles, which are charged negative in the media, as well as on the surface of the tumor cell, which is also proved to be rather negative in charge [4], and will act as the bridge to conjugate the colloid particles and tumor cell surface.

The mechanism of engulfing and related projections of the cytoplasm at the site where the colloid particles are adsorbed is completely obscure at present.

It will be reasonable to suppose, however, that the chemical bonds among the molecules constituting the cell membrane and cytoplasm are dissociated largely by adsorbing some substance, as may be understood by the concept of "cooperative phenomenon" in the sense

of macro molecular physics. The cytoplasm may react to such a damaging force from the outside of the cell by forming engulfing and related projections on cell surface. As the living cell cytoplasm is highly organized and of compact molecular structure and has a structure which should be supported by the high energy level provided by the metabolism of living cell the restoration of the locally induced dissociation of molecular arrangement of the cytoplasm will require energy and this repairing process will be related to the final process of phagocytosis. This observation may help to explain the mechanism of the enhancing effect of histone for membrane permeability[5].

### Conclusions

In spite of the remarkable pinocytotic activity the Ehrlich ascites tumor cell hardly shows any phagocytic activity for non-protein solid

particles. Histone stimulates the phagocytosis of the tumor cell for the colloidal metal particles. The mechanism seems to be the enhanced absorption of the colloid particles on the tumor cell surface.

### Acknowledgment

This work was supported by the Ministry of Education of Japan.

### References

- [1] BUTLER, J. A. V. In *The Nucleohistones*, BONNER, J. and Ts'o, P. (Editors), Holden-Day, London, 1964.
- [2] SABATINI, D. D., BENSCH, K. and BARNETT, R.J.J. *Cell Biol.* 17, 19, 1963.
- [3] KARNOVSKY, M. J. J. *Biophysic. Biochem. Cytol.* 11, 729, 1961.
- [4] TEARYAMA, H. *Exp. Cell Res.* 8, 113, 1962.
- [5] RAYSET, H.J.-P. and HANNOCK, R. *Science* 150, 501, 1965.

# 工作機械の自励びびり振動\*

—びびりと主軸—工作物系の静的コンプライアンスとの関連について—

遠藤 晃賢・橋本文雄\*\*

## Self-Excited Machine-Tool Chatter

—On the relation between chatter and the static compliance of main spindle-work system—

Terukata ENDO      Humio HASIMOTO

In this paper the relation between machine-tool chatter and the static compliance of main spindle-work system in a lathe is studied.

Following results are obtained :

1. In the case that the stiffness of machine-tool structure is higher than main spindle-work system, the amplitude of chatter is proportional to the static compliance of main spindle-work system in lathe cutting.
2. As shown in Fig. 4, the chatter range can be predicted with the static compliance of main spindle-work system on this cutting condition.
3. From the view point of the static compliance, the effectiveness of center rest is confirmed.

## 1. 緒 言

切削加工のさいに生じる工具と工作物との間の自励振動すなわちびびり振動は工作物の精度を低下させ、仕上面を損じ、また工具寿命を短縮させる。

びびり振動の発生機構については土井<sup>(1)</sup>らの実験的研究により、また Tobias<sup>(2)</sup>・Merritt<sup>(3)</sup>らによって振動変位が切削厚さにフィードバックするとして切削系の安定解析により一応の基礎づけがなされた。しかし安定条件が切削力の方向により変化すること、また概要のわかった理論的なことをいかにして実際の問題に応用するかなどまだ現場で経験される現象をすべて説明できるようにはなっていない。

本研究ではより実用的な簡易安定基準を得るための基礎的な実験として旋削を対象とし主軸—工作物系の静剛

性が機械構造（工具系を含む）に比して十分に低い場合すなわちびびり発生の原因が主軸—工作物系にあると考えられる領域をとりあつかって実験的解析を行った。すなわち主軸—工作物系の種々の静的コンプライアンスを求めてびびり発生やびびり振巾との関連性について検討しびびり発生条件を明らかにした。

## 2. 実験方法

本実験では主軸—工作物系の曲げ振動の場合を取り扱いびびりの再現性を確立するために工具・工作物の条件を一定に保持するよう注意して実験を進めた。測定はびびりと最も関係のある<sup>(1)</sup>切削厚さの変化する方向すなわち水平方向の振動変位を対象とした。工作機械は三菱高速旋盤HL-300U型を使用した。

### 2・1 静的コンプライアンスの測定

切削実験を簡単化するために図1に示すような寸法形状の工作物(材質S15C)を用い、心押軸の突き出し長さ

\* 日本機械学会関西支部第44期定時総会学生員講演会(1969.3.19)で発表した内容を含む。

\*\* 大阪府立大学工学部教授

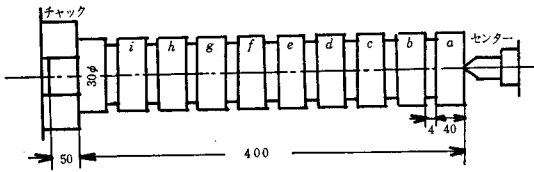


図1 工作物の寸法形状

150mmとして工作物を三つ爪チャックとセンターで支持した。静的コンプライアンスは水平方向に静荷重を加えて、その変位量を往復台上にマウントした $\frac{1}{1000}$ mmのダイヤルゲージで測定した。本実験におけるコンプライアンスは荷重点でのたわみ量を表わしている。工作物直径・工作物長さを種々に変えて定性的傾向を調べた。

### 2・2 切削実験

工具形状のびびりに与える影響の大なること、特に摩

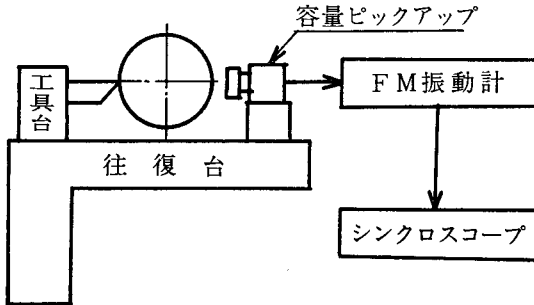


図2 切削実験のブロック図

耗による影響を防止するために工具はスローアウェイトタイプの超硬バイト(イゲタロイST20E・S12R)を使

用した。一度切削するたびに新しいチップを用いた。切削形式は長手方向外丸削りを行ない、回転数  $N=1600$  r.p.m., 切り込み  $t=0.5$ mm, 送り  $S=0.3$ mm/rev. である。

振動測定は図2に示すように容量型振動計を用いてシンクロスコープで観測し写真撮影を行った。往復台の水平方向振動が小さいことと、往復台と工具間の相対変位が無視できるほど小さいことからピックアップを往復台上にマウントして相対振巾を測定した。

### 3・1 コンプライアンス

工作物長さが変化する場合について工作物系の静的コンプライアンスの変化を図3に示した。もっともコンプライアンスの大きいのは中央よりややセンターよりの位置にある。一端固定・他端支持のはりとして計算した理論値(工作物)を点線で示した。両端でみられるように主軸受の変位量と心押軸のたわみによる差異をのぞいて傾向として一致している。

つぎに工作物直径を種々に変えた場合の静的コンプライアンスを図4に示した。直径が30mm以上のものには大きな差異はみられず直径が大きくなるにつれてある一定の値に近づいている。固有振動数の上昇する割合は工作物の剛性が小さいほど大きく、工作物の剛性が大きくなるとこの上昇する割合が小さくなり旋盤により決まる一定の振動数に飽和曲線的に漸近するという結果<sup>(4)</sup>と一致している。図4の下方に示した直線は工具系の水平方向コンプライアンスである。主軸-工作物系の剛性に比して相当小さな値であるのでこの領域内では前述の仮

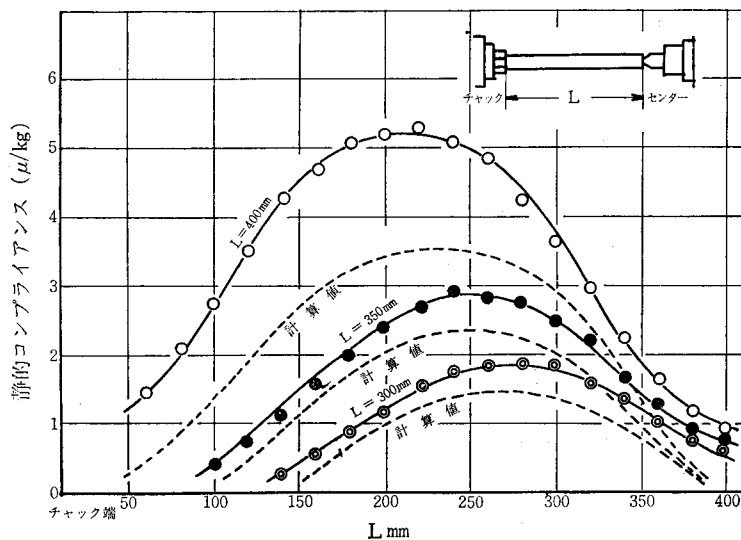


図3 主軸-工作物系の静的コンプライアンスの実験値と計算値



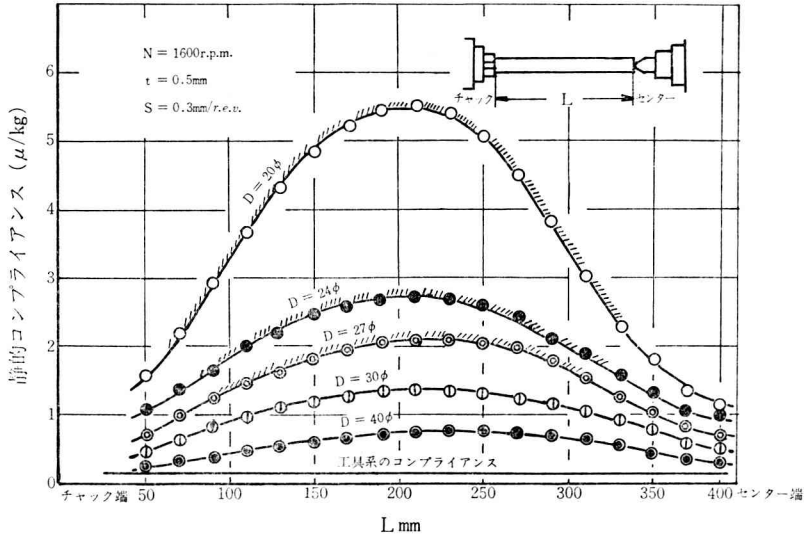


図4 静的コンプライアンスとびり領域  $D=20\phi$ ,  $S=0.075\text{mm/r.e.v.}$ ,  $N=1600\text{r.p.m.}$ ,  $t=0.5\text{mm}$

定は十分成立する。

レストを使用した場合の主軸—工作物系の静的コンプライアンスの値はレストを使用しない場合の約 $\frac{1}{10}$ である。

### 3・2 切削実験

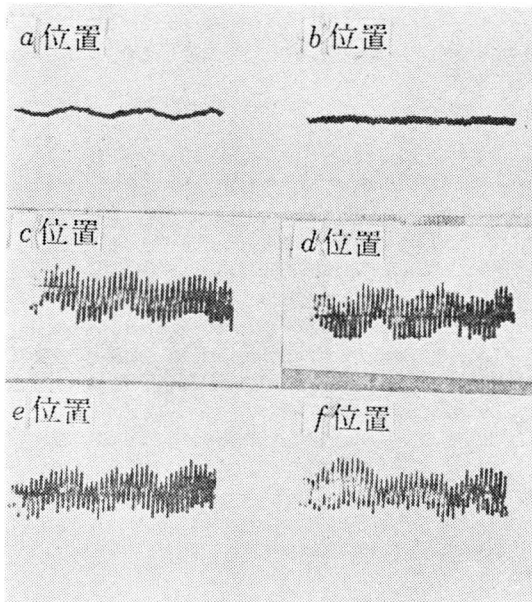


図5 びり振巾

図5においてa位置、b位置はまだびりが発生してなく、c、d、e位置……とびり振巾の増大している過程があきらかである。遷移領域の存在も確かめられた。

以上のような写真から求めた結果を図4にびり領域として斜線でしめしてある。静的コンプライアンスが $1.5\mu/\text{kg}$ 以上でびりが発生している。

さらに送り速度の異ったものについてびり振巾と静的コンプライアンスとの関係を図6に示した。両者に直線状の関係のあることがわかった。これは回転数 $N=1600\text{r.p.m.}$ の場合であるが、他の場合にも同様の傾向があると推察できる。送り量の大小により直線の傾きが異っているが、これは切削抵抗の値と重複係数の値により決まるものである。

理論的には以下のように考えることができる。切削系を図7のような一自由度に近似して考えるとびり理論

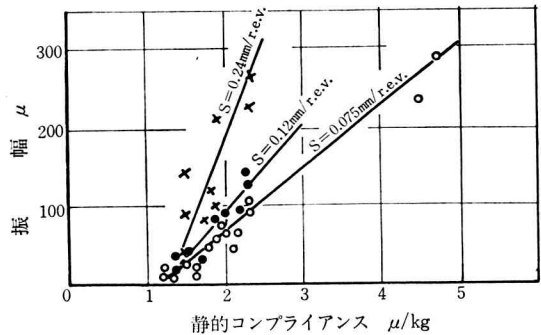


図6 びり振巾と静的コンプライアンス

より次式が成立する。

$$\frac{y(s)}{F(s)} = \frac{1}{Km \left( \frac{s^2}{\omega_0^2} + \frac{2\delta s}{\omega_0} + 1 \right)}$$

$y(s)$ : 水平方向変位,  $F(s)$ : 切削抵抗,  $Km$ : 静剛性  
 $\omega_0$ : 固有振動数,  $\delta s$ : 減衰係数

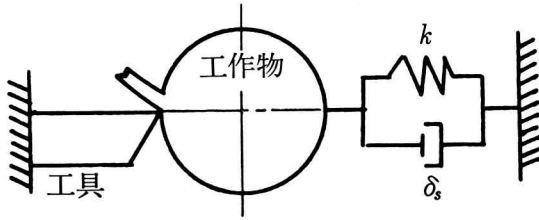


図7 1自由度

ここで同じ工作物に対しては固有振動数  $\omega_0$  は一定であり、実験範囲内での  $\delta_s$  の変動が小さいものと仮定すれば変位  $y$  は静剛性  $Km$  に逆比例する。すなわちびびり振巾が静的コンプライアンスに比例すると考えられる。

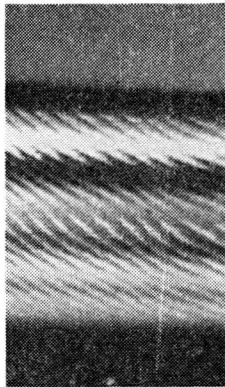


図8 びびり跡

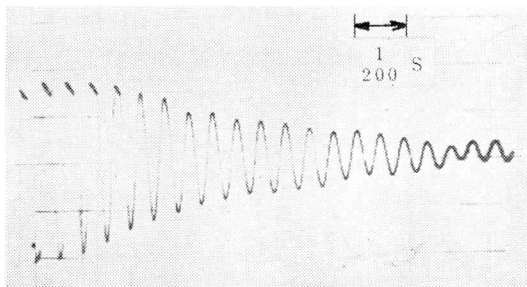


図9 工作物系の水平方向自由振動  
(シンクロスコープ記録例)

表1 びびり振動数と系の固有振動数

直径	30	27	24	20
$\%s$				
系の固有振動数	440	400	380	350
びびり振動数	430 450	410 420	410 420	330 380

本実験でのびびりの原因は図8の写真に示すような自励振動特有の縞模様が見られること、また図9に示すような減衰振動から求めた主軸—工作物系の固有振動数とびびり振動数を比較した表1とから主軸—工作物系に起因する自励びびりである。

レストの効果については、静的コンプライアンスの観点から予測されるようにいずれの場合にもびびりは生じなかった。なおレストの位置は2次または3次のモードのノードの位置に用いるのが効果的であると報告<sup>(5)</sup>されているが本実験では移動式のレストを使用した。

#### 4. 結 論

基礎実験としてびびりと静的コンプライアンスの関係に着目して実験を行い、その結果明らかになった点を要約すると次のようである。

- (1)主軸—工作物系の剛性が機械構造の剛性に比して十分低い領域では、主軸—工作物系の静的コンプライアンスと自励振動によるびびり振巾には比例関係が存在する。
- (2)びびり発生の条件は主軸—工作物系の静的コンプライアンスによって決定される。
- (3)静的コンプライアンスの観点から振れ止めの有効性を再確認した。

終りに本研究の実験に協力された本学卒業生池田利夫・多田博俊・吉田勝秀の諸氏に感謝致します。

#### 文 献

1. 土井静男：旋盤削り作業に発生するびびりの原因，日本機械学会誌，Vol. 65, No. 522
2. S. A. Tobias, W. Fishwick. The Chatter of Lathe Tools under orthogonal Cutting Condition. Trans ASME, 80(1958) 1079
3. H. E Merritt. Theory of Self-Exited Machine-Tool Chatter, Contribution to Machine-Tool Chatter, Reseach 1, Jour. Engg. Ind Trans, ASME, B, 87 (1965) 447
4. 本田巨範・安井武司：工作機械の剛性に関する基礎技術的研究，日本機械学会誌 Vol. 67, No. 546
5. O. S. M. Rizvi, 星鉄太郎：びびりを生ずる工作機械の改良点を見出す方法（続報）昭和44年度精機学会春季大会前刷 p. 34

# 急換歯車装置を求める一方法

加 賀 勝 也

A Method of Design for Quick Change Gear Mechanism of Lathe

Katsuya KAGA

The purpose of this paper is to clarify a method of design for quick change gear mechanism. This method is not unique; but a clue to design can be found.

The basis of design for the mechanism depends upon the characteristics of progression by various pitches of screw threads, so that the structure of mechanism can be determined by the characteristics. Then, the number of the unknown gear teeth can be determined by substituting each figure in any case.

Furthermore, this paper refers to the possibility of design for the device with which both metric thread and unified thread can be cut by one lead screw.

## § 1 緒 言

普通旋盤によるねじ切りに於いては、工作物のねじのピッチの異なる毎に、主軸より親ねじに至る間の歯車の噛み合わせをかえなければならない。最も簡単な装置でこの目的を達するには、換え歯車による方法によればよいが、歯車の掛替えに手数がかかる。ところがレバー操作によって掛替える方法によれば、短時間にしかも簡単な操作によってこの目的を達することが出来るので、現在使用されている殆どの普通旋盤ではこの方法を採用している。本稿はこの急換歯車装置を求める一つの方法を明らかにすることを目的とする。

工作物のねじについての考察の範囲としては、J I Sで規定されたメートル並目・細目及びユニファイ並目・細目ねじを対象とする。

## § 2 解 析

### 2-1 工作物のねじのピッチの数列

ねじ切り用急換歯車装置の構造は、主軸と親ねじとの回転比の、必要とされるすべての値に基づいて決定される。

いま、工作物及び親ねじのピッチ（又は山数/吋）をそれぞれ  $p$ ,  $P$ （又は  $w$ ,  $W$ ）とし、回転比を  $n/N$  とすれば次式が成立する。即ち

$$\frac{p}{P} = \frac{W}{w} = \frac{N}{n} \quad (1)$$

次に、設計に組込むべき工作物のピッチ（又は山数/吋）を、それぞれ  $p_1, p_2, \dots, p_m$ （又は  $w_1, w_2, \dots, w_m$ ）とすれば

$$\frac{p_1}{P} = \frac{W}{w_1} = \frac{N}{n_1}, \quad \frac{p_2}{P} = \frac{W}{w_2} = \frac{N}{n_2}, \dots, \\ \frac{p_m}{P} = \frac{W}{w_m} = \frac{N}{n_m}$$

となるので、急換歯車装置の構造は、 $n_1/N, n_2/N, \dots, n_m/N$ の数列即ち  $p_1, p_2, \dots, p_m$ （又は  $w_1, w_2, \dots, w_m$ ）(2)の数列に基づいて決定される。

### 2-2 歯車装置

歯車伝動の基本的機構を分類すると次の様になる。即ち

(1) 2軸の場合

- ① 換え歯車式<sup>(3)</sup>
- ② 揺動リンク歯車式<sup>(1)(2)(3)</sup>
- ③ クラッチ式<sup>(1)(2)(3)</sup>
- ④ バネキー式<sup>(1)(2)(3)</sup>
- ⑤ 滑り歯車式<sup>(1)(2)(3)</sup>

(2) 3軸以上の場合<sup>(1)(3)</sup>

(2軸駆動機構の2組以上の組合せ)

(3) バックギア<sup>(1)(3)</sup>

以上のうち(1)の①は本稿では適しないので除く。(1)の②及び④は等差数列の構造化に適し、(1)の③及び⑤は等比数列の構造化に適する。又バックギアの普通の形

については、原理的には(1)の⑥と同様に考えられるので、一応ここでは代表的なものとして滑り歯車式と揺動リンク式とをあげ、この二つの構造で構成するものとする。

2-3 急換歯車装置の構成

急換歯車装置の構成の出発点は(2)式の数列であるので、先づこの数列の特徴をとらえなければならない。いま、考察を容易にするために、(2)式の数列をひと先づ分数の形に表現し、分母のL.C.M.をかけることによって得られる自然数列を  $a_1, a_2, \dots, a_m$  とする。本稿の範囲に於いては、数列  $\{a_m\}$  は、第1表に示すように等差数

列の集合(公差は2及び5より成立っている)の幾つかの集合であるため、最終的には等差数列の構造化に適する揺動リンク歯車式の構造をとらざるを得ない。しかし、出来る限り簡単な構造を選ぶ必要があるので、滑り歯車式で試みられるだけ試みなければならない。その構造としては、2段又は3段が適当であるので、数列  $\{a_m\}$  を第2表(a)のように2列又は3列に並べ、公比を決めるために最終グループと最初のグループとの比の値  $\frac{a_{s+k}}{a_k}$  をその右端の列に記入し、 $\frac{a_{s+k}}{a_k}$  のとる値の範囲に入る整数を素因数に分解して、許容歯車比内に入るものを探す。いまその値を  $g \times h$  と仮定し、第2表(a)を書き直して第2表(b)をつくる。この場合の列の数が、一つの段に於ける歯車対の組数になる。第2表(b)の中で、もし該当する数のない場合にはその欄を空欄にしておく。次に※印の算出法に従って一つの列の空欄を埋め、更に  $\{a_{s+j}\}$  を整数倍して最小の自然数列を作成し、この数列について以上のことを繰り返す。即ち、再びこの数列を2列又は3列に並べ第2表(b)のように表示する。その中の一列について空欄を埋め、更に以上の手続きを不可能になる迄反覆し、最後に得た第2表(b)のうちの一列は、これ以上等比数列にすることは不可能になっているので、揺動リンク歯車式の構造をとらざるを得ない。以上によって歯車装置の構成が明らかになったので、これを図解すれば第1図(a), (b)のように何段かのすべり歯車装置と一つの揺動リンク歯車式構造との結合したものとなり、同時に以上のことを第2表(c)のように表示すれば、レバーの位置が明らかになる。

第 1 表

工作物のねじのピッチの数列表

(a)メートルねじ

ピッチ mm	自然数	階 差
0.075	15	1
0.08	16	2
0.09	18	2
0.1	20	5
0.125	25	5
0.15	30	5
0.175	35	5
0.2	40	5
0.225	45	5
0.25	50	10
0.3	60	10
0.35	70	10
0.4	80	10
0.45	90	10
0.5	100	20
0.6	120	20
0.7	140	10
0.75	150	10
0.8	160	20
0.9	180	20
1	200	50
1.25	250	50
1.5	300	50
1.75	350	50
2	400	100
2.5	500	100
3	600	100
3.5	700	100
4	800	100
4.5	900	100
5	1000	100
5.5	1100	100
6	1200	100

(b)ユニファイねじ

山数 / 吋	自然数	階 差
8 0	160	16
7 2	144	16
6 4	128	16
5 6	112	16
4 8	96	8
4 4	88	8
4 0	80	8
3 6	72	8
3 2	64	8
2 8	56	8
2 4	48	8
2 0	40	8
1 8	36	4
1 6	32	4
1 4	28	4
1 3	26	2
1 2	24	2
1 1	22	2
1 0	20	2
9	18	2
8	16	2
7	14	2
6	12	2
5	10	2
4 1/2	9	1
4	8	1

き直して第2表(b)をつくる。この場合の列の数が、一つの段に於ける歯車対の組数になる。第2表(b)の中で、もし該当する数のない場合にはその欄を空欄にしておく。次に※印の算出法に従って一つの列の空欄を埋め、更に  $\{a_{s+j}\}$  を整数倍して最小の自然数列を作成し、この数列について以上のことを繰り返す。即ち、再びこの数列を2列又は3列に並べ第2表(b)のように表示する。その中の一列について空欄を埋め、更に以上の手続きを不可能になる迄反覆し、最後に得た第2表(b)のうちの一列は、これ以上等比数列にすることは不可能になっているので、揺動リンク歯車式の構造をとらざるを得ない。以上によって歯車装置の構成が明らかになったので、これを図解すれば第1図(a), (b)のように何段かのすべり歯車装置と一つの揺動リンク歯車式構造との結合したものとなり、同時に以上のことを第2表(c)のように表示すれば、レバーの位置が明らかになる。

2-4 急換歯車装置の歯数の決定

以上によって、必要な工作物のねじのピッチに対する急換歯車装置の構成が明らかになったが、未知の歯数の歯車があるのでこの歯数を決定しなければならない。

第1図に於いて  $u_0, u_1, u_2 \dots; v_0, v_1, v_2 \dots, r, s, t$  をすべて歯数をあらわすものとするれば、

親ねじ、工作物のねじが共にメートル系のねじの場合

$$\frac{P}{P} = \frac{r}{s} \cdot \frac{u_0}{t} \cdot \frac{u_1}{v_1} \cdot \frac{u_2}{v_2} \dots \frac{u_m}{v_m} \quad (3)$$

親ねじ、工作物のねじが共に吋系のねじの場合

$$\frac{W}{w} = \frac{r}{s} \cdot \frac{t}{v_0} \cdot \frac{u_1}{v_1} \cdot \frac{u_2}{v_2} \dots \frac{u_m}{v_m} \quad (4)$$

第 2 表 急換歯車装置構成表

(a)

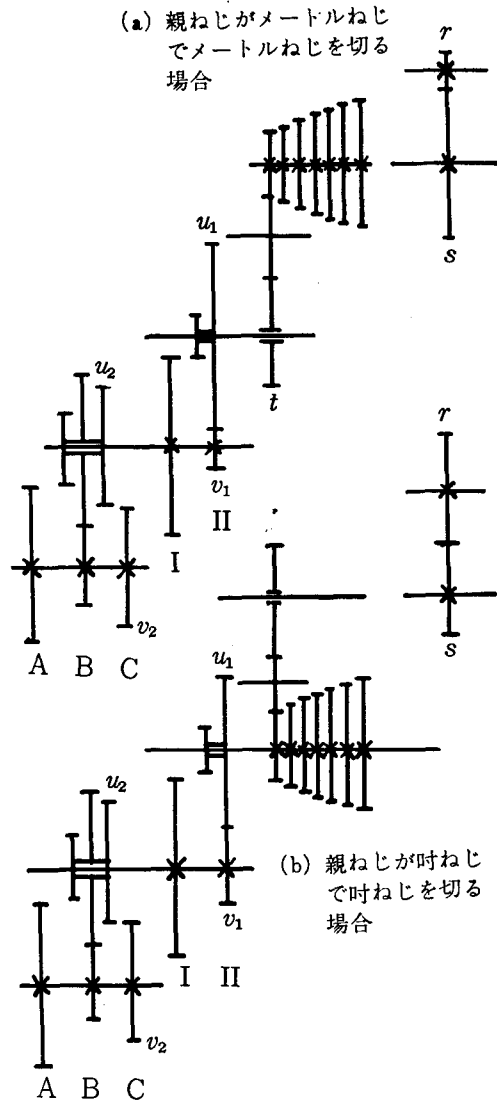
第 1 グループ	第 2 グループ	第 3 グループ	$\frac{a_{s+m}}{a_m}$
$a_1$	$a_{r+1}$	$a_{s+1}$	$\frac{a_{s+1}}{a_1}$
$a_2$	$a_{r+2}$	$a_{s+2}$	$\frac{a_{s+2}}{a_2}$
$a_3$	$a_{r+3}$	$a_{s+3}$	$\frac{a_{s+3}}{a_3}$
⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮

(b)

(イ)	(ロ) ※ (イ) × g	(ハ) ※ (ロ) × h
⋮	⋮	⋮
$a_k$	$a_{r+i}$	$a_{s+j}$
⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮

(c)

I	III	II	II のピッチ ↓ 自然数	使用するノルトンギア数	ノルトンギアの番号	レバーの位置
$\frac{u_1}{v_1}$	$\frac{u_1''}{v_1''}$	$\frac{u_1'}{v_1'}$	↓	↓	↓	↓
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
$p_k$	$p_k''$	$p_k'$	q	q'	m	$\frac{v_2}{v_2}$ A
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮



第 1 図 親ねじ、工作物のねじが同種の場合の急換歯車装置

r/s 及び t をそれぞれ許容歯車比及び許容歯数内で考察し、この制限を(3)又は(4)に加味すれば r/s 及び t を決定することが出来る。

§ 3 例 題

3-1 親ねじ、工作物共にメートルねじの場合

(第 1 図(a))

直径約 3 mm 以下の工作物に対して普通旋盤でねじ切りをすることは、技術的に困難であり加工時間より考えても実用向きではないので、p=0.25mm 以上を設計に組入れるものとすれば、第 3 表に於いて(a), (b), (c)...

順に矢印➡を追って求めていくことが出来る。

いま p = 1 とおけば、第 3 表(e)・(f)より次式を得る。

$$\frac{1}{P} = \frac{50}{t} \times \frac{1}{1} \times \frac{2}{1} \times \frac{r}{s} \therefore t = 100P \cdot \frac{r}{s}$$

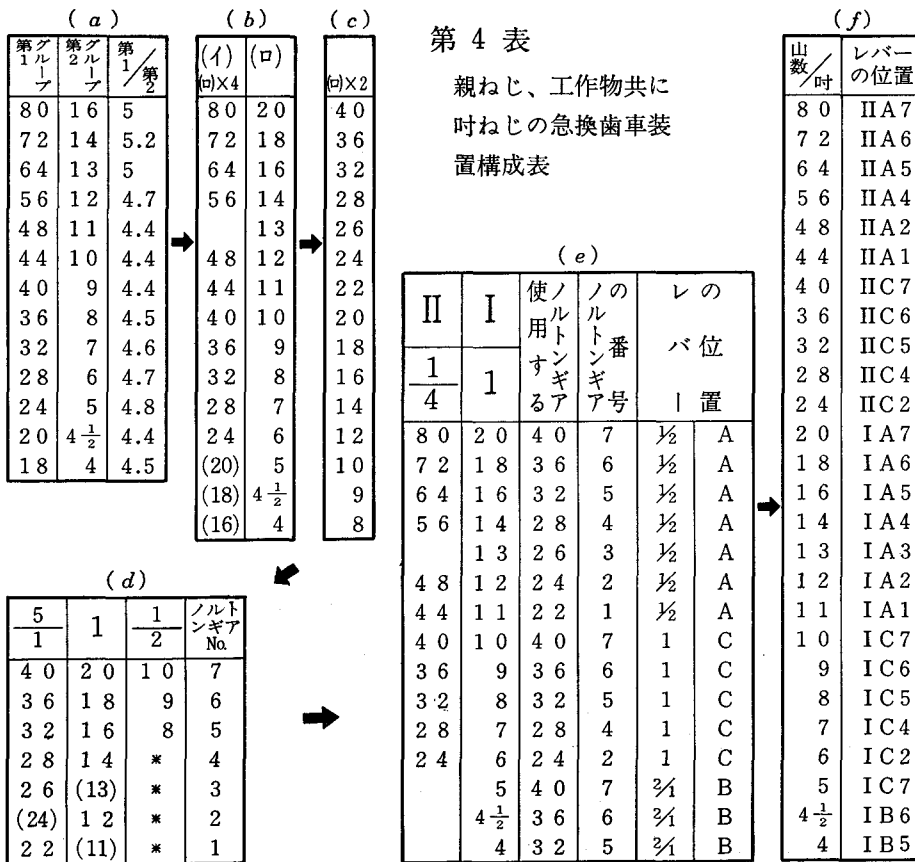
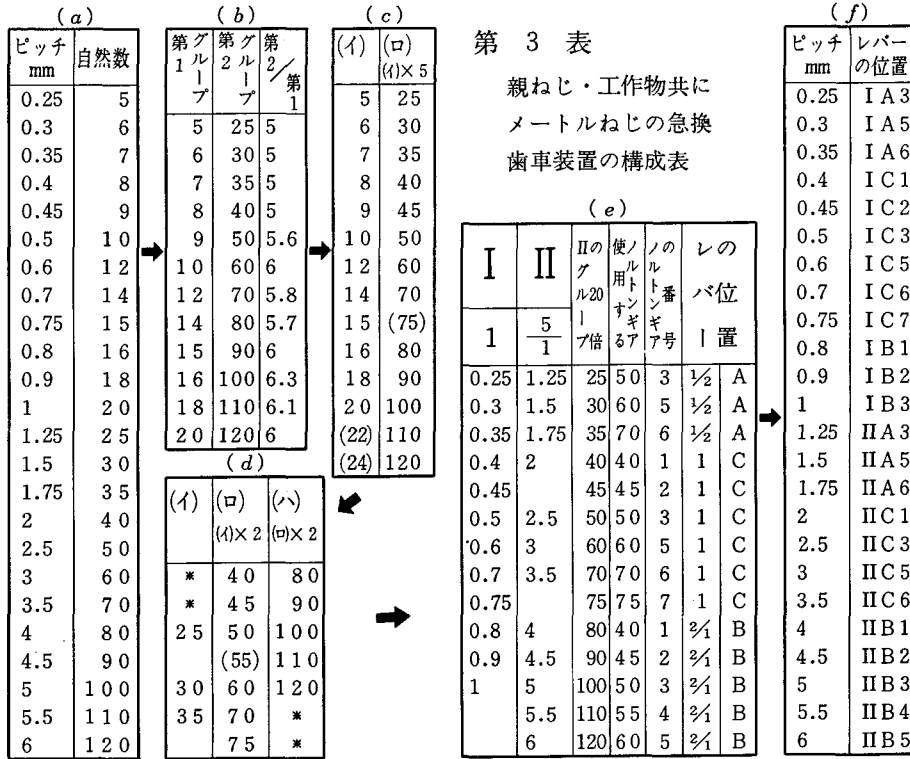
この式より t,  $\frac{r}{s}$  を決定することが出来る。

3-2 親ねじ、工作物共に吋ねじの場合 (第 1 図(b))

この場合にも第 3 表と同様に、第 4 表の(a), (b), (c)…の順に矢印➡を追って求めることが出来る。

いま w = 80 とおくと、第 4 表(e)・(f)より次式を得る。

$$\frac{W}{80} = \frac{t}{40} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{2} \times \frac{r}{s} \therefore t = 4W \cdot \frac{s}{r}$$



(d)

$\frac{5}{1}$	1	$\frac{1}{2}$	ノ ル ト ン ギ ア No
40	20	10	7
36	18	9	6
32	16	8	5
28	14	*	4
26	(13)	*	3
(24)	12	*	2
22	(11)	*	1

第 5 表

親ねじと工作物のねじとが異種の場合の急換歯車装置構成表

(a)

$\frac{2}{1}$	1	$\frac{1}{2}$	ノルトンギア
*	28	14	70
*	26	(13)	65
*	(24)	12	60
*	22	(11)	55
40	20	10	50
36	18	9	45
32	16	8	40

(b)

$\frac{1}{2}$	1	$\frac{2}{1}$	ノルトンギア	No.
	40	80	40	1
	45	90	45	2
25	50	100	50	3
	(55)	110	55	4
30	60	120	60	5
			65	6
	70		70	7
35	75		75	8

(c)

I	II	ノルトンギア	番号	レの位置
1	$\frac{5}{1}$	ニア	号	位置
0.25	1.25	50	3	$\frac{1}{2}$ A
0.3	1.5	60	5	$\frac{1}{2}$ A
0.35	1.75	70	7	$\frac{1}{2}$ A
0.4	2	40	1	1 C
0.45		45	2	1 C
0.5	2.5	50	3	1 C
0.6	3	60	5	1 C
0.7	3.5	70	7	1 C
0.75		75	8	1 C
0.8	4	40	1	$\frac{3}{4}$ B
0.9	4.5	45	2	$\frac{3}{4}$ B
	5	50	3	$\frac{3}{4}$ B
	5.5	55	4	$\frac{3}{4}$ B
	6	60	5	$\frac{3}{4}$ B

(d)

ピッチ mm	レバーの位置	山数/吋	レバーの位置
0.25	IA3	80	ⅢA3
0.3	IA5	72	ⅢA2
0.35	IA7	64	ⅢA1
0.4	IC1	56	ⅢC7
0.45	IC2	48	ⅢC5
0.5	IC3	44	ⅢC4
0.6	IC5	40	ⅢC3
0.7	IC7	36	ⅢC2
0.75	IC8	32	ⅢC1
0.8	IB1	28	ⅢB7
0.9	IB2	24	ⅢB5
1	IB3	20	IA3
1.25	ⅡA3	18	IA2
1.5	ⅡA5	16	IA1
1.75	ⅡA7	14	IC7
2	ⅡC1	14	IC7
2.5	ⅡC3	13	IC6
3	ⅡC5	12	IC5
3.5	ⅡC7	11	IC4
4	ⅡB1	10	IC3
4.5	ⅡB2	9	IC2
5	ⅡB3	8	IC1
5.5	ⅡB4	7	IB7
6	ⅡB5	6	IB5
		5	IB3
		4 $\frac{1}{2}$	IB2
		4	IB1

この式より  $t, \frac{r}{s}$  を決定することが出来る。

§ 4 考 察

以上親ねじと工作物のねじとが共にメートルねじの場合及び共に吋ねじの場合について論じたのであるが、この両者を比較すると  $u_k, v_k$  はすべて 2 及び 5 より成立っており、両者互いによく似た構造にすることが出来る。唯著しい相違点は、揺動リンク歯車式の部分の入出力関係が逆になっている点で、この点を工夫すれば両者を結合することが可能になる。前 2 例を結合した一例を第 5 表に示す。(a)は結合を可能にするために第 4 表(d)を再調整したもので、第 5 表(b)はメートル系と吋系の両方のねじを一組のノルトンギアに対応させたものである。これを実際のピッチに合わせて書直せば(c)の様になり、(d)は更にこれをレバーの位置より整理したものである。

第 2 図はこの場合の歯車装置であるが、同図(a), (b)に

おいて

親ねじがメートルねじの場合

$$\frac{1}{P} = \frac{50}{t} \times \frac{1}{1} \times \frac{2}{1} \times \frac{r}{s} \therefore t = 100P \cdot \frac{r}{s} \quad (5)$$

$$\text{又 } \frac{1}{80} \times \frac{127}{5} = \frac{t}{50} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{2} \times \frac{r}{s} \times \frac{x}{1}$$

$$\therefore t = \frac{127}{px} \cdot \frac{s}{r}$$

両式より  $t^2 = \frac{12700}{x} \quad (6)$

親ねじが吋ねじの場合

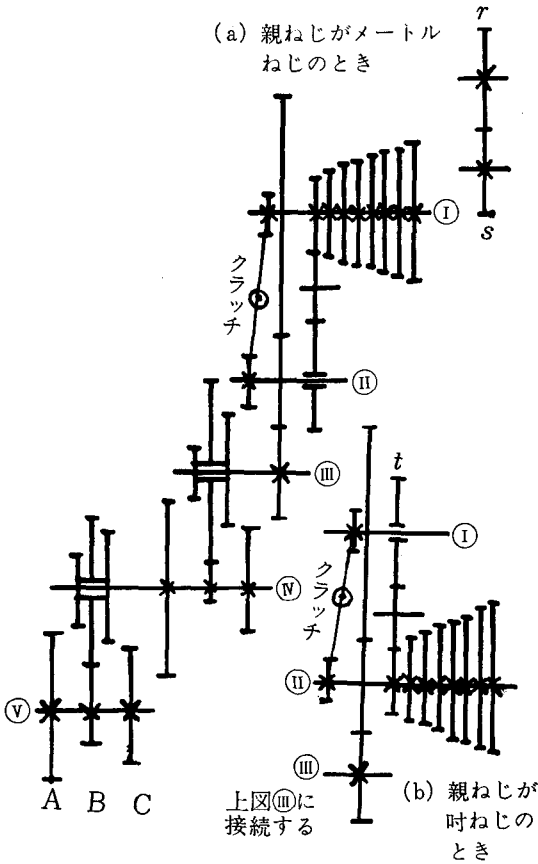
$$\frac{W}{80} = \frac{t}{50} \times \frac{1}{4} \times \frac{1}{2} \times \frac{r}{s} \therefore t = 5W \cdot \frac{s}{r} \quad (7)$$

$$\frac{0.25}{\frac{1}{W} \times \frac{127}{5}} = \frac{t}{50} \times \frac{1}{1} \times \frac{1}{2} \times \frac{r}{s} \times \frac{x}{1}$$

$$\therefore t = \frac{127 \times 20x}{W} \cdot \frac{r}{s}$$

両式より  $t^2 = 12700x \quad (8)$

が成立するので、 $t$ 、 $x$ 、 $\frac{r}{s}$ の値を(5)、(6)式又は(7)、(8)式によって決定することが出来る。



第2図 親ねじ、工作物のねじの異種の場合の急換歯車装置

○ 歯車装置を求める場合の留意点について

3-1, 3-2のいずれの場合に於いても、 $r/s$ の歯車比の値を装置の中に組入れることが出来れば装置が簡単になる。

また第3表及び第4表共に(d)図に於いて示したように、\*印のところの空白を利用して上手く調整すれば、ノルトンギアの歯の枚数を減らすことが出来るものであり、更に一つの親ねじでメートル系のねじも吋系のねじも両方共に削れるような装置の構成に当って、\*印の空白の活用如何が構成の可能性を左右する。

§ 5 結 言

以上ねじ切り用急換歯車装置を求める一つの方法を示した。即ち、先づ設計に組込むべきねじのピッチの数列の特性を明らかにし、これを基礎として構造を決定し、更に任意の場合について具体的な数値を当てはめることによって未知の歯数の歯車を決定した。

更に例示した様に、一つの親ねじでメートル系・吋系の両方のねじを削り得る装置の構成も可能である。

しかしながら、いま一步突込んで取組まねばならぬ問題点もあり、更に解明に努力をしなければならぬと思っている。

謝辞： 本研究に当り、京都大学工学部奥島啓式教授のご懇切なるご指導をいただきましたことを、深く感謝いたします。

文 献

- (1) 竹中、工作機械、(昭33)、22.
- (2) F. Koenigsberger, Design Principles of Metal-cutting Machine Tools, (1964).
- (3) 日本機械学会工作機械部門委、工作機械、(昭32)、30.



# The Relation between Mechanical Properties and Microstructures in a High Carbon Steel containing Pearlite

Hideo SEKIGUCHI

Compressive tests have been performed on specimens of a steel containing 1.0% C and 1.4% Cr, heat treated so as to have lamellar pearlite or spheroidized pearlite. The effects of strain rate on flow stress and compressive formability have been studied at various temperatures. The behavior of carbides in a plastically deformed ferrite matrix has been investigated by means of an electron microscope in order to elucidate the strength conferred by dispersion hardening.

In spheroidized pearlite, the significant work-hardening rate observed at small strain cannot be explained by Fisher's theory of work-hardening, which accounts for extra flow stress at a given strain in terms of the back stress due to dislocations around carbides. It is suggested that the increment of work-hardening is due to the increase of dislocation density affected by the size of carbide particles.

## Introduction

Carbon steels are generally two-phase alloys which have carbides in their ferrite matrix. Therefore, many studies have been carried out on the relationships of various microstructural features after heat treatments and the mechanical properties of carbon steels.<sup>(1)~(5)</sup> In many cases, carbides have a significant meaning in the strength of steels. In previous investigations, however, the data concerning the relationship of the carbide dispersion and the strength of steels were not always consistent with the dispersion hardening theories.<sup>(6)</sup>

The first and well-known data are those of Gensamer and his colleagues.<sup>(7)</sup> They concluded that the resistance to deformation of a metallic aggregate is proportional to the logarithm of the mean straight path through the continuous phase. However, the deformation behaviors of carbide dispersion alloys cannot be explained by this Gensamer's relationship, because the effects of the shape and the size of carbides are not taken into consideration in their study.

Several theories exist which relate the increment in initial flow stress caused by a dispersion of particles.<sup>(8)(9)</sup> The best known is a theory of Orowan,<sup>(8)</sup> in which the yield strength of a dispersion hardened alloy is inversely proportional to the mean spacing of particles. But some experiments showed that Orowan's theory is out of place in steels.<sup>(10)(11)</sup>

On the other hand, the effects of microstructures on flow stresses and formabilities of high carbon steels containing much of pearlite are sufficiently unknown, particularly in the case of high speed deformation (high strain rate).

Here, in a high carbon steel, the specimens are heat treated so as to have lamellar pearlite or spheroidized pearlite, and the mechanical properties such as flow stress and formability are investigated at various temperatures and at two widely different strain rates. The deformation behaviors of these two pearlitic structures are also investigated by electron microscopy, and are discussed by the previous theories of dispersion hardened alloys.

## Material and Procedures

A high carbon steel was used, whose chemi-

---

The contents of this paper were published on the Journal of the Japan Institute of Metals (in Japanese, 1968).

Table 1 Chemical composition of specimen(wt%)

C	Si	Mn	P	S	Cr	Cu
1.00	0.30	0.41	0.015	0.007	1.35	0.10

cal composition is shown in Table 1. Cylindrical specimens, 15 mm in diameter and 20 mm in height, were machined from a 25 mm diameter rod of the hot forged steel. These specimens were annealed in vacuum under the conditions shown in Table 2. Therefore, the specimens of group "A" have lamellar pearlitic structures, and the specimens of groups "B" and "C" show spheroidized pearlitic structures in which spheroidized carbides disperse homogeneously in the ferrite matrix.

These specimens were compressed in a temperature range from room temperature to 750°C at two widely different strain rates.

In low strain rate experiments, the specimens were compressed at a crosshead speed of 15 mm/min in a universal testing machine. In order to avoid a temperature fall in specimens during compressive testing at high temperatures, they were compressed in a warm holder. As a lubricant, a mixture of molybdenum disulfide and grease was used at low temperatures, and graphite powder in high temperature range over 400°C.

For compression at a high speed, the specimens were deformed at an impacts velocity of 15 m/sec in a high speed hammer (a pneumatic-mechanical machine).<sup>(12)</sup> The specimens used

here were, however, prevented from a temperature fall because of the short working period of the high speed hammer; the upper and lower compression tools were heated before compression testing and the lateral surfaces of the specimens were covered with sheets of asbestos, so that the specimens lost almost no heat. The load applied to the specimens was measured by load cell, which has four wire-strain-gages set in a Wheatstone bridge circuit. An output signal was recorded on a synchroscope screen, and the load cell was calibrated by static loading.

## Results and Discussions

### 1. Effects of strain rate and temperature on flow stress.

Fig. 1 shows the dependence of flow stresses on temperatures in the lamellar and the spheroidized pearlitic steels at a low strain rate, and Fig. 2 shows the same at a high strain rate. It is elucidated from Fig. 1 that flow stresses of the lamellar pearlitic steel are higher than those of the spheroidized pearlitic steels. For example, the difference of flow stresses at 10% strain between the specimens of group "A" and the specimens of group "B" or "C" is more than 30 kg/mm<sup>2</sup> at every temperature. However, the discrepancy in flow stresses caused by the different size of spheroidites is not so much; the difference of flow stresses at 10% strain between the specimens of group "B" and the specimens of group "C" is as small as 4 kg/mm<sup>2</sup> in whole

Table 2 Heat treatment of specimen

Specimen Group	Heat treatment	Microstructure	Hardness (Hv)
A	1000°~800°C forging→F.C.	lamellar pearlite	250
B	780°C, 5hr-(30°C/hr)-680°C, 8 hr-(15°C/hr)-600°C→F.C.	spheroidized pearlite(mean dia.of carbide=0.5 μ, max dia.=1.8μ)	200
C	880°C, 10hr→A.C. 800°C, 10hr-(25°C/hr)-600°C→F.C.	spheroidized pearlite(mean dia.of carbide=1.0 μ, max dia.=4.5 μ)	190

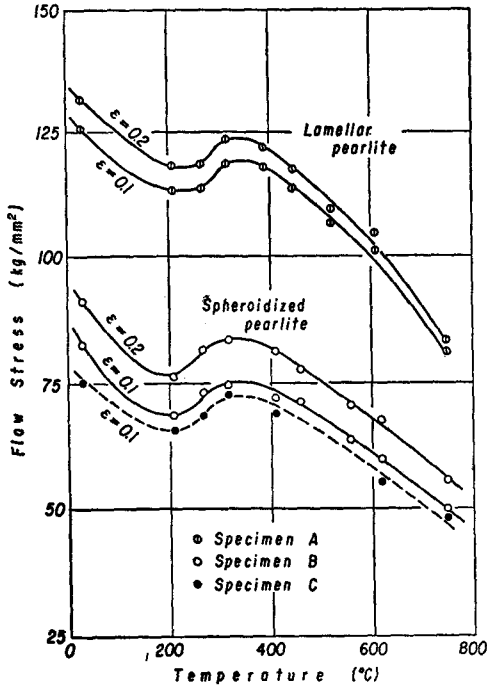


Fig.1 Stress-temperature curves for high carbon steel(Strain rate= $1.3 \times 10^{-3} \text{sec}^{-1}$ )

temperature range. The differences of flow stresses between three groups tend to become smaller with the increase of temperature.

Flow stresses begin to increase as a result of the blue-shortness at about 200°C, and the maximum flow stress appears at about 300°C in all specimen groups. On the other hand, in high strain rate experiments, the blue shortness temperatures shift to a higher temperature, and then the maximum flow stress appears at about 600°C in Fig. 2. In both high and low strain rate experiments, the temperature ranges, in which the effect of the blue shortness appears on flow stresses in the lamellar pearlitic steel, are narrow compared with those in the spheroidized pearlitic steels. This appearance suggests that the deformation of ferrite may be strongly affected by the dispersion of carbides.

**2. Formability in compression test.**

In order to investigate the compressive formabilities at room temperature, the critical

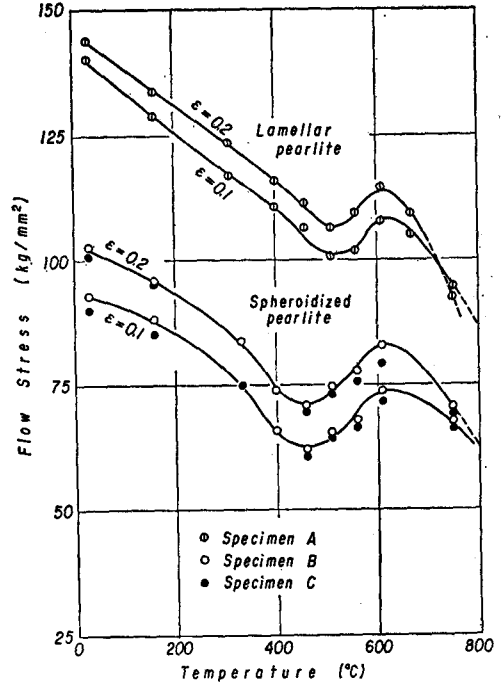


Fig.2 Stress-temperature curves for high carbon steel(Strain rate= $500 \text{sec}^{-1}$ )

compressive strain  $\epsilon_c$ , at which a macro-crack appears at the lateral surface of the specimen, was measured at two widely different speeds. In compression tests, the different shapes of the specimens cause various conditions of surface friction between the specimens and tools, so the shape factor  $H/D$  (the ratio of the initial height  $H$  to the initial diameter  $D$ ) is used as a parameter.

Fig.3 shows the critical compressive strain  $\epsilon_c$  at the dynamic and the static compression tests. In low speed experiments,  $\epsilon_c$  of the spheroidized pearlitic steel is almost twice as large as that of the lamellar pearlitic steel. From this fact, one expects that these two materials have different stress concentration factors because of the dissimilar shape of carbides.<sup>(13)</sup> While, in the dynamic compression tests, the critical compressive strain,  $\epsilon_c$ , of the spheroidized pearlitic steel is larger than twice that of the lamellar pearlitic steel. It is an interesting appearance that the dependence of

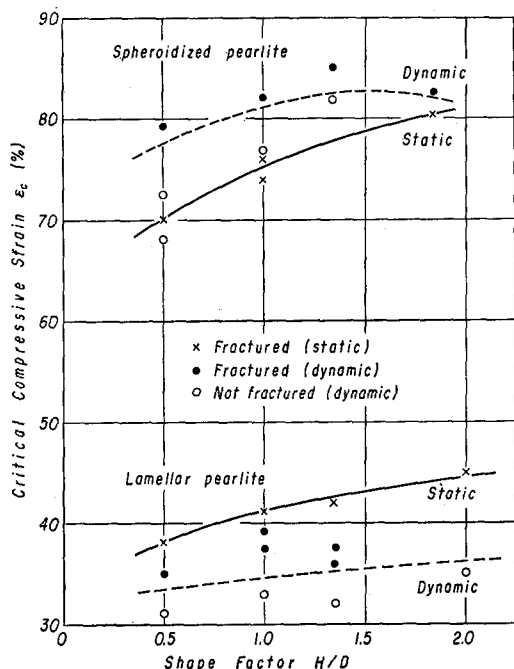


Fig.3 Critical compressive strain at dynamic and static loading tests

the critical strain on strain rate is different between the spheroidized and the lamellar pearlitic steels; the critical strain of the lamellar pearlitic steel in the static test is larger than that in the dynamic test, but  $\epsilon_c$  of the spheroidized pearlitic steel in the static test is smaller than that in the dynamic test. It is also interesting that there is no different appearance in the formabilities of the two spheroidized pearlitic steels, in spite of different sized carbides.

### 3. Deformation behaviors in lamellar and spheroidized pearlitic steels.

Fig. 4 represents the static stress-strain curves of the specimens of each group at room temperature. The stress-strain curve of a 0.1% carbon steel\* is also shown in this figure for reference. The logarithmic stress-strain relations of these high carbon steels can be, respectively, approximated by two intersecting lines; the slope of each line,  $n$ , the work-hardening exponent, is shown in Fig. 4. The value of  $n$

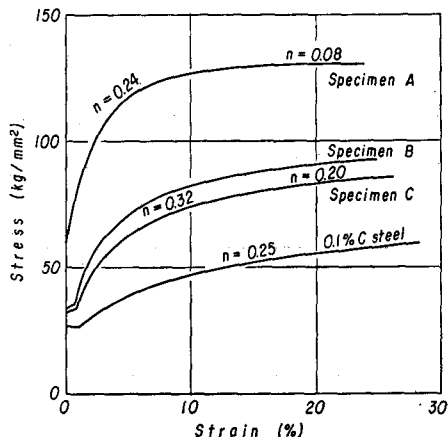


Fig.4 Stress-strain curves at room temperature (Strain rate= $1.3 \times 10^{-3} \text{sec}^{-1}$ )

at the small strain is larger than that after large plastic deformation. This means that both the lamellar and the spheroidized pearlitic steels show significant work-hardening in the early stage of deformation. If it is assumed that the flow stress of the 0.1% carbon steel is identical with the flow stress of ferrite having no carbide, the differences of flow stress,  $\Delta\sigma$ , between these specimens and the 0.1% carbon steel can be considered as the increments of flow stress by the dispersion of carbides.\*\*

#### (1) In the case of lamellar pearlitic steel.

Fig. 5 shows the increments of flow stress,  $\Delta\sigma$ , of each specimen at the static deformation. In the lamellar pearlitic steel,  $\Delta\sigma$  increases sharply at the beginning of deformation, reaches

\* C 0.1%, Mn 0.51%, Si 0.20%, P 0.0014%, S 0.018% heated at 950°C in 60 min and then cooled in a furnace.

\*\* There are some differences of grain size and of other elements than carbon between the two materials, so  $\Delta\sigma$  cannot be strictly estimated as the increment of flow stress only through the dispersion of carbides. However, the change of  $n$ , affected by the solid solution of other elements, is supposed to be very small, and the strain where  $\Delta\sigma$  reaches a maximum will not be varied with this assumption.

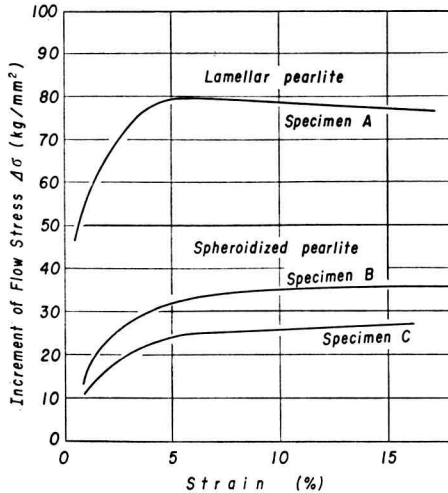


Fig.5 Increments of flow stress through dispersion of carbides(Static deformation)

a maximum at 5% strain, and decreases slightly with the deformation. The presence of large lamellar carbides have influence on the work-hardening of the steel; within 5% strain there is a very marked effect, associated with the production of dislocation groups at the end of the carbides. As the yield strength of carbide is much larger than that of ferrite,<sup>(14)</sup> dislocations moving in ferrite are piled-up at the ends of carbides; the matrix has undergone a general plastic strain whilst the carbides have only suffered an elastic deformation. Thus, one expects that the carbides can be deformed when the summation of the flow stress of ferrite and the back stress by the piled-up dislocations is over the yield stress of carbide.<sup>(15)</sup> We asso-

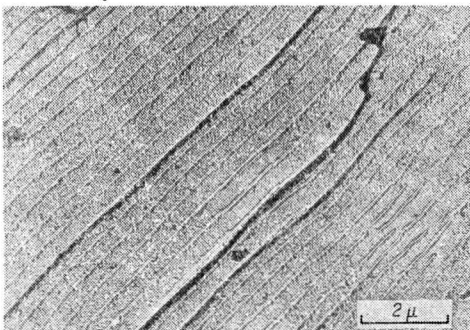


Photo.1 Replica from deformed surface (statically 7.0% strained) ; matrix slip in carbide layer

ciated the increase in work-hardening rate with difficulty of moving other dislocations through the lamellar carbides. Photo.1 by electron microscopy shows no fractured carbide within the first 5% strain, (although Photo. 1 is a result at 7% strain), and Photo. 2 shows some slips with path through lamellar pearlite.

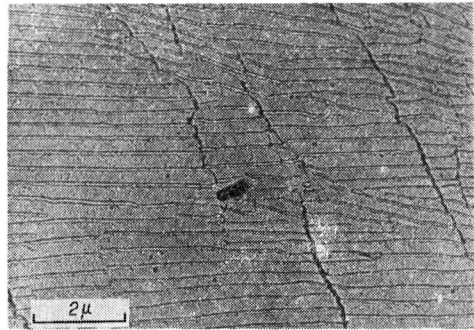


Photo.2 Replica from deformed surface (statically 7.0% strained) ; matrix slip with path through lamellar carbides

## (2) In the case of spheroidized pearlitic steel.

The increment of flow stress,  $\Delta\sigma$ , in the spheroidized pearlitic steel is distinguished from the increment  $\Delta\sigma$  in the lamellar pearlitic steel (see Fig. 5). The increment  $\Delta\sigma$  in the specimen of group "B" or "C" reaches a maximum at 8 or 10% strain, and has almost a constant in further straining. The increment  $\Delta\sigma$  of the specimen of group "B" which has smaller particles in the ferrite matrix is larger than that of the specimen of group "C". An example of observations on surfaces, electro-polished and lightly etched before deformation, is shown in Photo. 3; every slip line keeps out of the carbide particles, and deformation or fracture of particles has not been observed in any micrograph. It has been also reported that spheroidized carbides in steels are not fractured after 80% reduction by rolling.<sup>(16)</sup> The deformation mechanism of the spheroidized pearlitic steel is quite different from that of the lamellar

pearlitic steel; deformation in the spheroidized pearlitic steel occurs only in the ferrite matrix, and the dispersed carbides stand against a motion of dislocations.

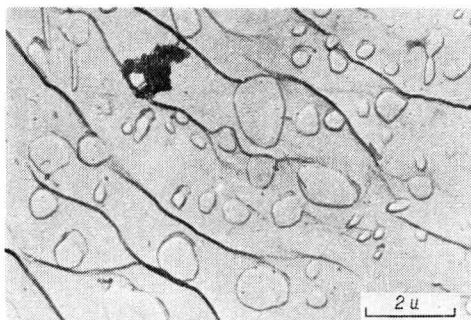


Photo.3 Replica from deformed surface (statically 7.6% strained); matrix slip keeping out of spheroidal carbides

It is well known that metals can be hardened by a dispersion of discrete particles.<sup>(6)</sup> There are experimental evidences<sup>(17)(18)</sup> that dislocations do not cut particles, but bow out between them, and by-pass them. Several theories exist which relate the increment in initial flow stress caused by a dispersion of particles to the size, volume fraction and spacing of particles. A theory which explains this type of work-hardening has been given by Fisher, Hart and Pry.<sup>(19)</sup> They attributed the increment of strain hardening through a dispersion to the back stress produced by the dislocation loops, which exert a long range shear stress on the slip plane. The stress at the center of a bundle of  $N$  concentric loops is given by:

$$\Delta\sigma' = Cf^{2/3}NGb/r, \quad (1)$$

where  $C$  is a constant,  $f$  is the volume fraction of particles,  $G$  is the shear modulus,  $b$  is the Burgers vector, and  $r$  is the mean radius of particles. The quantity  $NGb/r$  in Eq. (1) is a measure of the shear stress due to the loops at the center of the particle and of the stresses in the surrounding matrix. They considered that when this reaches a critical value  $\tau_c$ , the

increment of hardening represented by  $\Delta\sigma'$  will not increase further. There is, therefore, a maximum hardening increment which is given by:

$$\Delta\sigma'_{max} = Cf^{3/2}(\tau_c). \quad (2)$$

Now Fisher's theory is applied to the results of this investigation. If the number of loops increased to a certain critical value, the particle should be sheared, and then fractured. As mentioned before, however, there is no fractured carbide in the specimen even at 10% strain, where the increment  $\Delta\sigma$  in Fig. 5 has reached a maximum value. So, the maximum value of the increment of flow stress,  $\Delta\sigma_{max}$ , is not correspondent to the critical value  $\tau_c$  in Eq. (2).

An alternative theory of work-hardening of dispersion hardened alloys is that proposed by Ashby.<sup>(18)</sup> He considered that the cross-slip of a dislocation around particle occurs frequently at room temperature, and that the loop left around the particle when the by-passing is complete does not lie in the slip plane. In short, as a result of cross-slip, the loops around particles will be distributed in a fairly random way, not as supposed by Fisher et al. It is experimentally observed<sup>(20)</sup> that deformation generally produces cells. Electron micrographs show that the cell walls have a finite thickness, and that the dislocations within these walls are jogged and tangled. Using a simple dislocation model, an expression for the dislocation density,  $\rho$ , in deformed dispersion hardened alloys which have particles of the mean radius  $r$  and the volume fraction  $f$  is derived as:

$$\rho = C' f\varepsilon/br, \quad (3)$$

Where  $C'$  is a constant and  $\varepsilon$  is the strain. The dislocations are not randomly distributed, but are concentrated in the cell walls. As a first approximation, it is assumed that the cell walls occupy a certain volume fraction of the

matrix and that the relation between the dislocation density of the cell walls,  $\rho_f$ , and the density in the cells,  $\rho$ , is shown as  $\rho_f = 4\rho$ .<sup>(21)</sup> On the other hand, there is an experimental relation between the dislocation density,  $\rho_f$ , and the increment in flow stress,  $\Delta\tau$ , which is shown as<sup>(22)</sup>:

$$\Delta\tau = \alpha G b \cdot \rho_f^{1/2} \quad (\alpha = 0.2 \sim 0.4). \quad (4)$$

From Eqs. (3) and (4), one finds that the increment in flow stress,  $\Delta\tau$ , as a function of strain is given by:

$$\Delta\tau = 1/2G (b\epsilon/r)^{1/2}, \quad (5)$$

where the constant,  $C'$ , has been taken to 1. Here  $\Delta\tau$ , the work-hardening increment, is the difference in the shear stress between the initial flow stress and the flow stress after a strain  $\epsilon$ . This is the simplest form of the theory, but most of the approximation affects on the constant of proportionality.

In order to examine if Eq. (5) can be applied to the work-hardening of the spheroidized pearlitic steel which has coarse particles of carbide, the increments in flow stress,  $\Delta\sigma$ , are calculated from the stress-strain curves in Fig. 4, and they are shown against the square roots of strain in Fig. 6. The theoretical values in

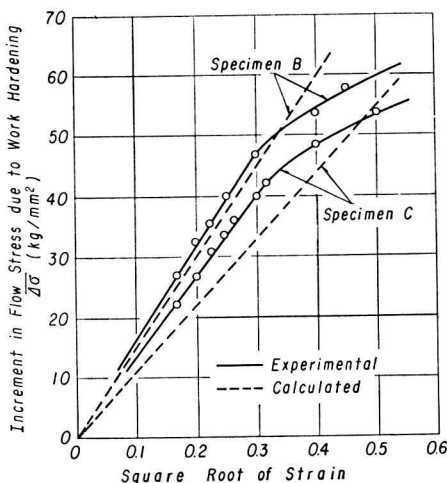


Fig. 6 Increments in flow stress of spheroidized pearlitic steels against the square root of strain (Static deformation)

Eq. (5) of the specimens of groups "B" and "C" are also shown with the dotted lines in the figure.\*\*\* It is elucidated from Fig. 6 that the increments in flow stress,  $\Delta\sigma$ , of the spheroidized pearlitic steels are proportionate to the square roots of strain,  $\epsilon^{1/2}$ , while the range of small strain, and that the experimental values closely resemble to the theoretical values. From these facts, therefore, it is suggested that, in the spheroidized pearlitic steels, the dislocation density may be strongly affected by the dispersion of carbides.

#### 4. Deformation structures in spheroidized pearlitic steel.

Transmission electron microscopy of lamellar pearlitic steels after plastic deformation have been reported by some investigators,<sup>(4)(13)(23)</sup> but there is no observation on spheroidized pearlitic steel without an explosively deformed sample by Bowden et. al.<sup>(24)</sup> Photos. 4 and 5,



Photo.4 Electron transmission micrograph of spheroidized pearlitic steel (statically 4.0% strained)

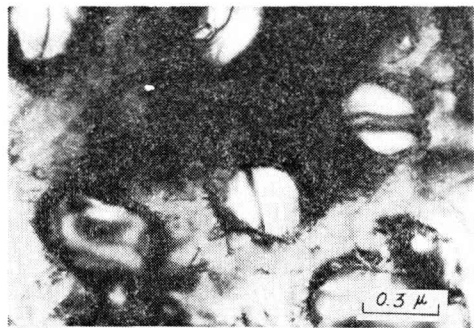


Photo5. Electron transmission micrograph (statically 8.2% strained)

\*\*\* In Eq. (5), it is assumed that  $\Delta\sigma = 2\Delta\tau$ ,  $f = 0.3$ ,  $G = 8 \times 10^3$  kg/mm<sup>2</sup>, and  $b = 3 \times 10^{-8}$  cm.

examples of electron micrographs of the spheroidized pearlitic steel after deformation, show that single dislocations do not cut particles at room temperature, and a pile-up of dislocations around particles is not observed in the range of small strain. The dislocation density near particles increases rapidly with strain, and dense tangles of dislocations are formed in the ferrite matrix. The formation of a cell-like structure is not confirmed in this study. It has been reported by Embury et al. <sup>(25)</sup> that the strength of lamellar pearlitic steels strongly depends on the size of cell structures formed by cold-working, and it is suggested in previous section that the dislocation density may be affected by the size of carbides in the spheroidized pearlitic steel. Hereafter, more minute observations must be conducted on the dislocation structures of steels which have coarse and hard particles in metal matrix.

### Conclusions

- (1) The differences of flow stresses between the lamellar pearlitic steel and the spheroidized pearlitic steel are more than 20 ~30 kg/mm<sup>2</sup> in a temperature range from room temperature to 750°C, and the flow stresses of the lamellar pearlitic steel are always larger than those of the spheroidized pearlitic steel.
- (2) The difference of flow stress caused by the dispersion of carbide particles was measured; the specimen containing coarser particles has a smaller resistance to deformation.
- (3) The compressive formability of the spheroidized pearlitic steel at room temperature is larger than that of the lamellar pearlitic steel.
- (4) The carbides in the lamellar pearlitic steel are deformed with the ferrite matrix, but the carbides in the spheroidized pearlitic steel are not deformed even after large plastic straining.
- (5) In the spheroidized pearlitic steel, the significant work-hardening rate observed at small strain cannot be explained by Fisher's theory of work-hardening, which accounts for the extra flow stress at a given strain in terms of the back stress due to dislocations around carbides. It is suggested that the increment in work-hardening is due to the increase of dislocation density affected by the size of carbides.
- (6) Examination by electron microscopy shows that the dislocation density near the particles increases rapidly with strain, and dense tangles of dislocations are formed in the ferrite matrix.

### Acknowledgements

The author wishes to thank Professor M. Oyane, Kyoto University, for his interest and encouragement in this work. The author is indebted to Professor Y. Murakami, the university, for the observation by electron microscopy. He would also like to thank Kobe Steel Ltd. for supplying the material.

### References

- (1) H. M. Howe and A. G. Levy: Trans. AIME, 50 (1914), 532.
- (2) C. H. Jenkis: J. Iron Steel Inst., 145(1942), 51.
- (3) K. E. Puttic: *ibid.*, 185(1957), 161.
- (4) K. W. Burns and F. B. Pickering: *ibid.*, 202(1964), 899.
- (5) Yokoyama and Yamamoto: J. Japan Soc. Mech Engr., 60(1957), 1080.
- (6) A. Kelly and R. B. Nicolson: *Progress in Material Science*, Pergamon Press, London(1963), No. 10, 289.
- (7) M. Gensamer and E. B. Pearsall: Trans. ASM, 30(1942), 983.
- (8) E. Orowan: *Dislocation in Metals*, New York (1954), 128.
- (9) G. S. Ansell and F. V. Lenel: Acta Met., 8(1960), 612.
- (10) R. Kossowsky and N. Brown: Trans. AIME, 233(1965), 1389.
- (11) A. M. Turkalo and J. R. Low, Jr.: *ibid.*, 212 (1958), 750.
- (12) Oyane, Takashima, Osakada and Tanaka: Proc. 10th Japan Congr. on Testing, (1966), 72.
- (13) J. D. Embury and R. M. Fisher: Acta Met., 14 (1966), 147.



- (14) D. V. Wilson and Y. A. Konnan: *ibid.*, 12(1964), 617.
- (15) J. Burnby: *ibid.*, 15(1967), 903.
- (16) Sato and Nishizawa: J. Japan Inst. Metals, 19(1955), 336.
- (17) R. B. Nicholson, G. Thomas and J. Nutting: Acta met., 8(1960), 172.
- (18) M. Ashby: Z. Metallk., 55(1964), 5.
- (19) J. C. Fisher, E. W. Hart and R. H. Pry: Acta Met., 1(1953), 336.
- (20) G. Thomas and J. Washburn: *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Interscience Pub., (1963).
- (21) J. E. Bailey and P. B. Hirsh: Phil. Mag., 6(1960), 485.
- (22) A. S. Keh: *Imperfection in Crystals*, Interscience Pub., (1961), 213.
- (23) Hirano and Takahashi: J. Japan Soc. Technology of Plasticity, 7(1967), 75.
- (24) H. G. Bowden and P. M. Kelly: Metal Sci. J., 1(1967), 75.
- (25) J. D. Embury, A. S. Keh and R. M. Fisher: Trans. AIME, 236(1966), 1252.



# 研削砥石の砥粒切れ刃についての研究

田 中 義 雄

Studies about the Cutting Edges of Abrasive Grains on a Grinding Wheel.

Yoshio TANAKA

The aim of this paper is to observe the surfaces of grinding wheels which are the various grinding wheels of A46V differing in grade, by using TW type Grinding Wheel Analyzer (light-section method, low speed type), to measure the successive cutting-edge spacing and the ratio of the area of cutting-edges to that of whole wheel surface (cutting-edge ratio), and to investigate the relation between the values which are measured above and the tool life of grinding wheel.

As the result of these experiments, the cutting-edge ratio in the wheel of the grade I did not increase remarkably with the grinding process, but the cutting-edge ratio in the wheel of the grade K, M, P increased with the lapse of the grinding time, and it was found that the grinding performance of a wheel suddenly deteriorated when the cutting-edge ratio came to about 8%, and they brought about the burning of work surface and the tool life of grinding wheel.

And yet, as to the successive cutting edge spacing, the wheel surface dressed by the diamond differed from that of the worn wheel by grinding, therefore the precise value could not be calculated because of an irregular reflection of light.

On the wheel surface worn by grinding, the successive cutting-edge spacing had a lot of unevenness even in the same wheel under the influence of angle of reflection.

Consequently, the precise value, which would have indicated the relation between the grade of wheel and the successive cutting-edge spacing, could not be obtained, either.

## 1 緒 言

研削砥石は切削工具と異なり、砥粒の摩耗（鈍化）とそれを打消す自生作用があるため、砥粒の挙動についてはかなり複雑なものがあり、したがってその寿命の判定も切削工具の如く一義的に決定することはできない。

砥石寿命の判定規準としては、砥石作業面の劣化とともに、二次的に変化する研削諸現象を観察もしくは測定することによって行われる。

一般の研削盤作業において多くあらわれる目つぶれ型の場合には、砥石の作業面上の砥粒切れ刃の摩滅が砥石寿命の直接の原因であるといわれている。<sup>(1)</sup>そこで砥石の寿命時間と切れ刃の摩滅量との間には当然ある種の相関性があるものと考えられる。ところで砥粒切れ刃の摩滅の程度を表わすのに Peklenik<sup>(2)</sup>は切れ刃逃げ面摩滅面積率（切れ刃面積率）を使用することにした。

また Brückner<sup>(3)</sup>も peklenik と同様な方法を用いて逃げ面摩耗の増大する過程を論じている。

わが国では吉川<sup>(4)</sup>は平面研削実験において切れ刃面

積率  $a$  を測定し、砥石寿命はこの  $a$  がある一定値 ( $a = 8\%$ 前後) に達したときに招来されることを認めている。また一方津和<sup>(5)</sup>も砥石寿命をこの摩滅率によって決定することを提唱している。

そこで同一砥粒で、同一粒度の砥石が結合度の差異によって砥石寿命にどのような影響を与えるか、砥粒切れ刃間隔および切れ刃面積率を測定することによって検討することにした。

## 2 実験装置および方法

実験に使用した機械は、PSG 6 E型岡本製平面研削盤で、被削材としては、S55C (85×250×40) の焼準したもの（硬度は  $R_b=95$ ）である。また実験に用いた砥石はA46Vで結合度はI, K, M, Pの4種である。

次にドレッシング条件および研削条件は表1に示す。一つの研削条件のもとで一定回数（100回）研削し、その時の砥粒切れ刃間隔および切れ刃面積率をTW式砥石アナライザによって測定することにした。図1はTW式砥石アナライザを模型的に画いたものである。

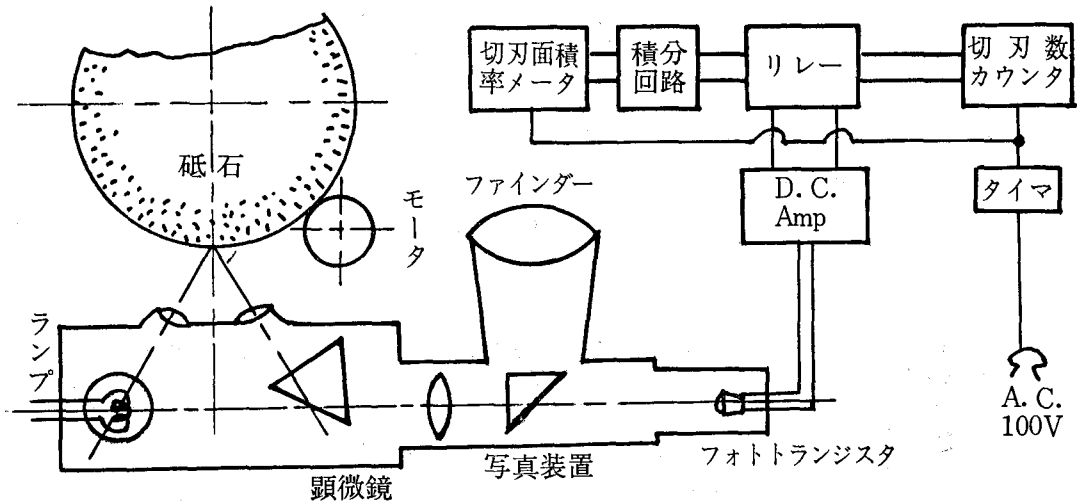


図1 TW式砥石アナライザ

表1 実験の条件

研削条件	砥石速度	2100 m/min
	テーブル速度	7 m/min
	切込み量	0.01 mm
	研削油	なし
ドレッシング条件		切込み 0.01mm 送り速度 0.2mm/Rev 目直し回数 (15)

3 連続切れ刃間隔および切れ刃面積率

TW式砥石アナライザは砥石作業面上にある砥粒切れ刃を光電的に走査して連続切れ刃間隔と切れ刃面積率を求める装置である。いま図2の展開図に示すように作業面

上に切れ刃が分布するとき、この上を研削方向に幅Bの光束で走査する。走査長さLについて切れ刃に光の当たった回数nを読み、連続切れ刃間隔aは次式によって与えられる。  
$$a=L/n$$

切れ刃面積率については図1の装置により研削砥石の表面を観察すれば、砥粒切れ刃がある面積をもっていることがわかる。切れ刃面積の大小は図3に示すように、刃物として二番のあたる部分の大小を意味し、砥粒切れ刃の性能を左右するものである。すなわち切れ刃面積は、図3の切削工具における二番摩耗VBに相当するものであるから、VBの大きさによって工具の寿命が決定できるように砥粒切れ刃の寿命もこの切れ刃面積によって決定できるものと考えられる。

切れ刃面積率ηは、幅Bの帯状部分を考えるとき、図2から次式によって求めることができる。

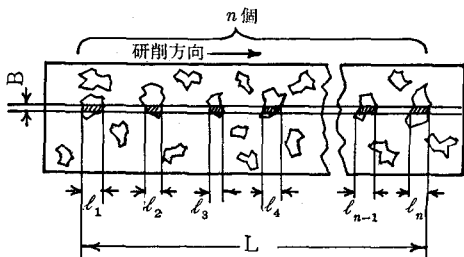


図2 砥石作業面の展開図

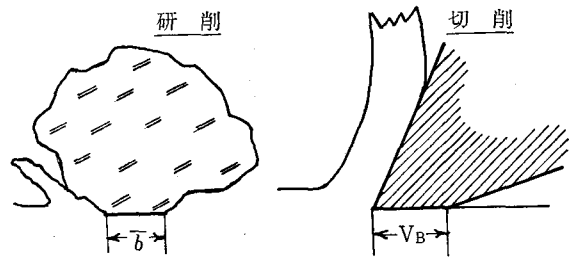


図3 切削と研削における切れ刃の摩耗面

$$\eta = \frac{B \sum_1^n e_i}{LB} = \frac{\sum e}{L}$$

そこで図1のような方法で、正反射法を使って砥石作業面を走査し、摩耗切れ刃面からの反射光をフォトトランジスタを経て電気回路に入れ、一定時間の間積分すれば電圧計によって切れ刃面積率の値を測定することができる。

#### 4 実験結果

##### (a) 連続切れ刃間隔 (Successive Cutting-edge Spacing)

前述の方法により連続切れ刃間隔を測定したところ、表2のような結果がえられた。この実験により得られた値は竹中<sup>(6)</sup>、津和<sup>(7)</sup>等の測定値に比較してかなり大きい値となっているが、その原因については次の節において検討することにする。

表2 連続切れ刃間隔の測定結果

砥石の種類	竹中		津和	本実験	
	実測値	実験式		ドレッシング直後	研削100回後
A46 I 8 V	2.40	2.75	2.2	4.5	6.4
A46 J //	2.47	2.64	—	—	—
A46 K //	2.23	2.44	1.85	5.0	6.3
A46 M //	2.30	2.40	1.50	4.6	4.0
A46 P //	—	—	—	4.2	3.8

備考 (1)竹中らによるドレッシング条件は切込み0.01mm、目立て速度0.2mm/Rev、目立て回数5  
(2)津和によるドレッシング条件、切込み0.02mm、目立て速度0.4mm/Rev、目立て回数15

##### (b) 切れ刃面積率 (Cutting-edge Ratio)

切れ刃面積率の測定は、各砥石ごとにドレッシングの直後および研削回数100回毎に計測したものを平均し、それらをグラフにまとめたものが図4である。これにおいては各砥石ともドレッシング直後の切れ刃面積率の値が非常にバラツキ判定に困難を感じた。

#### 5 実験結果の検討

連続切れ刃間隔の測定において表2より、竹中・津和および本実験の三者を比較するとき、ドレッシング条件は大体似ているにもかかわらず、本実験のみかなり大きい値を示している。これはダイヤモンドドレッサの先端が相当摩耗していた(約0.7mm)ためではないかと思う。牧野<sup>(8)</sup>によればドレッサの先端が摩耗し、目直し時にドレッサにかかる力が大きいとドレッサが振動して砥石外周が大きく崩れることを述べている。

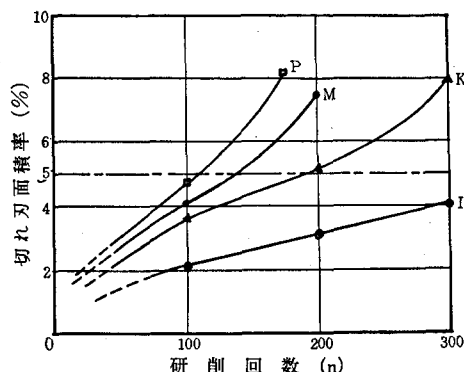


図4 砥石結合度による切れ刃面積率経過曲線の変化

また表2より言える事は結合度の軟かい砥石ほど切れ刃間隔が大きくなっているが、これはドレッシングのさい砥粒の脱落、欠損の量が多いためと思われる。

次に、切れ刃面積率の測定において、ドレッシング直後の砥石作業面を測定した場合、測定値にバラツキが多かったのはドレッサによって切削された平面は、金属の摩擦によって生じた摩耗面と異なり乱反射するためのようである。<sup>(9)</sup>光束切断法によるこの方法ではよく輝く逃げ面が切れ刃として、また切れ刃面積率として積算されるのであるが、光源の明るさ、摩耗面の角度により若干の誤差はまぬがれないものと思う。

最後に砥石作業面を顕微鏡観察すると、真の砥粒切れ刃の他に結合剤切れ刃の存在する事実も見逃すわけには行かない。そこで砥粒切れ刃の生成に大きい影響をもつドレッシング条件および結合剤切れ刃については別に節を設けて検討することにする。

#### 6 目直し作業の意義について

研削作業において目直し効果の重要性は最近広く認識されるようになった。すなわち砥粒のミクロ的な摩耗機構が解明されるとともに、目直し作業は単なる砥石の切れ味回復または輪郭の修正といった従来の概念の他に砥石の性状を研削加工の目的に適應するように制御するという積極的な意義をもつにいたったことである。

##### 6・1 目直し機構

目直しの基本は、強制的に砥石に自生作用を起こさせることである。砥石の目直し作用は図5に示すように、脱落、欠損、一部欠損、切削、新生砥粒の5つの現象が含まれる。一般に研削中には圧縮、剪断の力が砥粒に作用し自生作用をおこすが、目直しの場合にもこの圧縮、

剪断の力が作用する。この力の加わり方によって目直しの効果も異なったものとなる。すなわち、主として剪断によるもの（メカニカルドレッサ、ダイヤモンドドレッサ）と、主として圧縮力によるもの（アプレシブドレッサ、クラツシュドレッサ）とがある。

前者を静的、後者を動的目直しと称することもある。

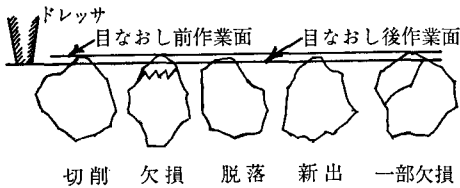


図5 目直しにおける砥粒切れ刃の変化

6・2 目直し条件が砥石作業面に及ぼす影響について

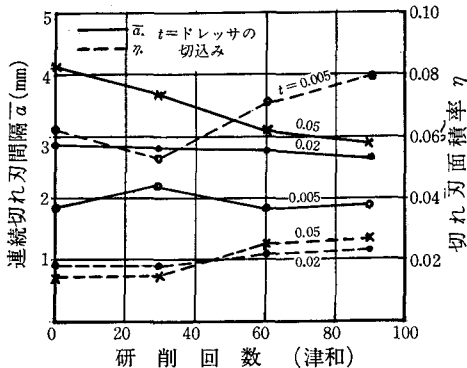
目直し条件に対する砥石面の性状を量的に把握することは、その砥石による研削効果を判断する上に必要である。その定量的表示としては、砥石作業面における

- (a) 砥粒または切れ刃の分布密度（間隔）
- (b) 切れ刃面積率
- (c) 砥石面の有効あらさ

以上の3つが主として用いられている。

6・2・1

図6はドレッサの切込みと砥石面の連続切れ刃間隔  $\bar{a}$  および切れ刃面積率  $\eta$  の関係を示す。



(砥石A-46-I)

図6 ドレッサの切込みと  $\bar{a}$ ,  $\eta$  の関係

この図において、連続切れ刃間隔  $\bar{a}$  は研削中にあまり大きな差異は認められないが、切れ刃面積率  $\eta$  はその差異が非常に大きくなり、切れ刃面積率の方が砥石の性能を論じるのに適している。

研削砥石の作業面上に切れ刃が密に分布するか、粗に

分布するかは、その砥石の研削性能ときわめて重大な関係をもっている。津和<sup>(10)</sup>は上図の結果から同一砥石でもドレッサの切込みによって、 $\bar{a}$  および  $\eta$  はきわめて大きい範囲に変化し、結合度の差異は目直し時の連続切れ刃間隔の違いとなってあらわれ、精密研削では砥粒切れ刃の脱落、欠損の多少となつてはこないと述べている。

6・2・2

研削加工が研削能率を主目的とするか、或は工作物の加工精度に重点をおくかによって砥石の最適目直し条件に若干の相違が生ずるものと思われるが、竹中・笹谷<sup>(11)</sup>らは目直し条件をいろいろ変えた砥石により平面研削抵抗を測定し、砥石の目直し速度に臨界目直し速度ともいうべきものがあり、その速度よりおそい目直し速度においては、研削抵抗は大きく、目詰りもおこし易いが、その値以上の送り速度で目直しすると、ドレッサの送り速度の影響がなくなり、研削抵抗もほぼ一定になることを指摘している。

なお、砥石の1回転当りのドレッサの送りを  $S_{mm}/Rev$ 、砥石の平均砥粒径を  $d_{mm}$  とすると、砥粒の大きさに対するダイヤモンドの接触面積の割合を示す値とみなされる  $S/d$  の値が重要であると述べている。

6・2・3

また鈴木・高橋<sup>(12)</sup>らも WA60KmV (平均砥粒径0.2~0.3mm) の砥石についてドレッサ切込みを  $2.5\mu\sim 50\mu$  までいろいろ変えて目直した砥石面の転写紙から、点算法によって求めた砥粒分布密度が、砥石1回転当りのドレッサの送りが、砥石の砥粒径に相当する0.2~0.3 mm/Rev 付近で急に小さくなり、また切込みが小さい範囲ではドレッサの送りによって砥粒分布密度に大きな開きがあるが、切込みが大きくなるにつれて、その影響が少なくなることを指摘している。すなわち図7においてドレッシング機構は大きく分類して

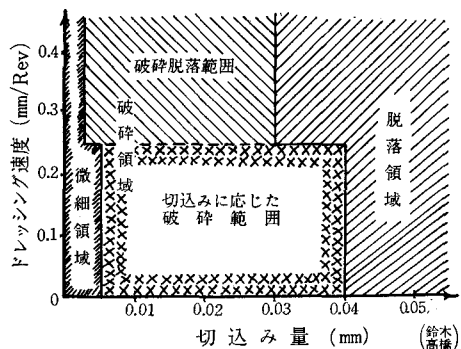


図7 ドレッシング機構推定図 (WA60KmV)

- (1) 微細領域 (2) 切込みに応じた破碎領域  
(3) 脱落領域

以上の三態からなり、一般に常用されている切り込み量の範囲(5~40 $\mu$ )においては、砥石1回転当りの送りが、砥粒径より大きくなると急激に脱落領域の増大することが認められている。

### 6・2・4

田中・津和<sup>(13)</sup>らも砥石の1回転当りのドレッシングの送りSとドレッシングの頂点の幅bの比S/bの値は、ドレッシングが砥石表面を通過するとき、形成する砥粒切れ刃の平坦化と密接な関係があり、S/bの値が1付近で研削能力は最大となるが、研削面あらかさも最大となり、さらにスパークアウトドレッシングの反ぶくが砥石の研削能力に著しい影響を及ぼすことを示した。

また牧野らはダイヤモンド先端の摩耗幅(0.2~0.97mm)が異なるドレッシングで砥石の目直しを行ない、それぞれの砥石の寿命について実験的考察を行っているが、さきにも若干記したので省略する。

## 7 結合剤切れ刃について

従来より切れ刃に関する研究は多数行われて来たが、いずれも切れ刃の構成材料については特別な考慮は払われず、結合剤切れ刃が砥粒切れ刃と混同して取り扱われている。ところで今回の顕微鏡観察により砥石の作業面にかなり多数の結合剤切れ刃の存在することを認めたので、これについて若干記述することにした。

研削砥石の作業面には、砥粒切れ刃の他に結合剤切れ刃が相当数存在するが、それは結合度の高い程増大する傾向のあることが認められている。<sup>(14)</sup>

元来結合剤は切れ刃である砥粒の保持材料とされ、その保持力の大小が切れ刃の形状、分布などに関係して研削性能に影響を及ぼすという立場から結合度の意義が重視されて来た。しかし結合剤は単にこのような作用だけにとどまらず切れ刃として作用して上すべりや研削熱を増大させ、これが砥石の摩耗や切れ味に直接重要な影響を及ぼしていることに注意する必要がある。

### 7・1 切れ刃の構成と識別

研削砥石は砥粒と結合剤が複雑に構成されているため、その切れ刃の状態は単一な形態では示されない。図8は、作業面上の切れ刃の形態を類別して示したものである。

研削砥石の 切れ刃の構成	{	(A)砥粒切れ刃	{	形態 ㉑
				形態 ㉒
		(B)結合剤切れ刃	{	形態 ㉓
				形態 ㉔

摩耗して先端が平坦になった切れ刃を実体顕微鏡で観

察すると、砥粒切れ刃と結合剤切れ刃は色彩の相違によって識別できるといわれている。<sup>(15)</sup>通常使用されるビトリファイド砥石では、

- (a) 結合剤……………淡黄色もしくは乳白色  
(b) A 砥粒……………茶褐色  
(c) C 砥粒……………黒色  
(d) GC 砥粒……………緑色

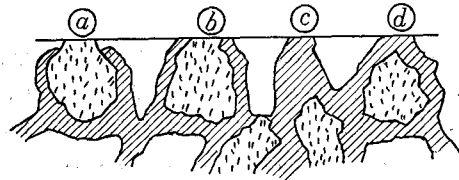


図8 切れ刃の構成

### 7・2 結合度と結合剤切れ刃率の関係

砥石の研削性能を考察するには、結合剤切れ刃がどの程度存在するかが興味ある問題となる。研削砥石では結合度を変化させるために結合剤の体積百分率の増減と同時に砥粒率も増減させている。このため結合剤切れ刃率は結合度によって大きく変化し、これが研削性能にも影響するようになる。A砥石で粒度 $\phi 46$ では結合剤切れ刃率は20~35%程度<sup>(16)</sup>と考えられ、結合度の硬い砥石ほど増大することが知られている。

## 8 結 言

研削砥石の作業面における砥粒の実態および研削中の砥粒の変化の様子を把握する目的で、TW式砥石アナライザを使用して顕微鏡観察を行い、また砥粒切れ刃間隔および切れ刃面積率を測定した結果、その主な事項を要約すれば

(1) 砥粒切れ刃間隔については、ドレッシング直後の状態では光学的な関係で確実な数値を求めることができなかった。またある程度研削した後の砥粒切れ刃間隔の測定では光源の強弱、摩耗面の輝度および反射等の関係で同一砥石においてもかなりの変動があった。したがって結合度による砥粒切れ刃間隔の差異はあまり明確にはあらわれなかった。

(2) 切れ刃面積率の測定においては、結合度の軟かい砥石では若干不明確な点も見受けられたが、全体として結合度の硬軟と砥石寿命との間に一連の関係のあることが確かめられた。

最後に結合度の硬い砥石が軟かい砥石に比較して一般に砥石寿命が短い原因についてはいろいろ考えられるが、結合剤切れ刃の量にも大いに関係があるものと思われる。これらについてはドレッシング条件とあわせて今

後の問題点として研究して行く予定である。

### 謝 辞

本研究をまとめるに当り、ご懇切なるご指導とご助言をいただきました大阪大学工学部、長谷川教授ならびに貴重な資料をご提供下さいました大阪金剛製砥株式会社、渡辺工場長に対し深く感謝いたします。

### 文 献

- (1) 竹中規雄, 研削加工, 誠文堂新光社, (1968), 26.
- (2) J. Peklenik, Indust-Anzeiger, 27 (1958) 397.
- (3) K. Brückner, Indust-Anzeiger, 36 (1960), 553.
- (4) 吉川弘之, 精密機械, 28-10 (1962), 562.
- (5) 津和秀夫, 精密機械, 27-6 (1961), 414.
- (6) 竹中・笹谷, 日本機械学会論文集, 26-163 (昭35-3), 403.
- (7) 津和秀夫, 精密機械, 27-6 (1961), 409.
- (8) 牧野秀一, 機械と工具, 9-8 (1964), 51.
- (9) 吉川弘之, 精密機械, 28-5 (1962), 286.
- (10) 津和秀夫, 精密機械, 27-6 (1961), 414.
- (11) 竹中・笹谷, 日本機械学会論文集, 18-74 (昭和27-6) 27.
- (12) 鈴木・高橋, 精密機械, 30-4 (1964), 332.
- (13) 田中・津和・大森, 精密機械, 25-1 (1959), 5.
- (14) 田中・津和・河村, 精密機械, 31-3 (1965), 227.
- (15) 田中・津和・河村, 精密機械, 31-3 (1965), 227.
- (16) 田中・津和・河村, 精密機械, 31-3 (1965), 227.



# 種々の境界条件における渦の運動について

(無限平板上にフィンのある場合)

松 岡 一 起

On the Vortex Motion in Various Boundary Condition

(In the Case of a Fin Existing on the Infinite Flat Plate)

Kazuoki MATSUOKA

The vortex is produced by the effect of viscosity. But in this case, it is difficult to solve Navier-Stokes equation directly. So the present writer made a flow pattern similar to a viscous flow by setting a local vortex behind a fin. In order to analyse the vortex motion, the two-dimensional potential theory was used, and then the vortex motion in theory was compared with that in the experiment. As the result, the former agreed well with the latter when the Reynold's number was small.

## 1 緒 言

有限巾の拡大流, 彎曲流の渦の運動については宮津氏<sup>(1)~(2)</sup>の研究があるが, 実験については圧力測定を行い最低圧部を渦の中心と考えて論じられている。最近 Fromm<sup>(3)</sup>や Macagno<sup>(4)</sup>らは円, 拡大流のうしろに生ずるカルマン渦および双子渦の両者に関する実験と計算結果との比較を行っている。今回筆者は流れの基本的な境界条件となる“無限平板上にフィンのある場合”についてシユワルツ・クリストッフエルの変換<sup>(5)</sup>を用い、二次元ポテンシャル理論を適用して渦の運動を解析し、回流水槽を用いた流れの可視化による実験と対比した。

## 2 記 号

本報告に用いたおもな記号はつぎのとおりである。

- Z : 物理面(x, y)
- $\zeta$  : 写像面( $\xi, \eta$ )
- $\Gamma$  : 渦の強さ
- $Z_0$  : 物理面での渦の平衡位置( $x_0, y_0$ )
- $\zeta_0$  : 写像面での渦の平衡位置( $\xi_0, \eta_0$ )
- $\xi_0$  : 写像面での渦の鏡像位置( $\xi_0, -\eta_0$ )
- U : 物理面での一様流の速度
- W : 複素ポテンシャル
- $u_{z0}$  : 物理面での渦のx方向の速度

- $v_{z0}$  : 物理面での渦のy方向の速度
- $u_{\zeta_0}$  : 写像面での渦の $\xi$ 方向の速度
- $v_{\zeta_0}$  : 写像面での渦の $\eta$ 方向の速度
- H : フィンの高さ

## 3 写像関数について

第1図は物理面で, 第2図はそれの写像面をあらわし A, B, C, D, Eはそれぞれ対応している。シユワルツ・クリストッフエルの変換により次式がえられる。

$$\frac{dZ}{d\zeta} = C_1(\zeta+b)^{-\frac{1}{2}} \cdot (\zeta+C) \cdot \zeta^{-\frac{1}{2}} \quad (1)$$

ここで,  $b=2, C=1$ とおき積分定数を考へ入れ、積分し、境界条件を用いると次式がえられる。

$$Z = H\sqrt{\zeta(\zeta+2)} \quad (2)$$

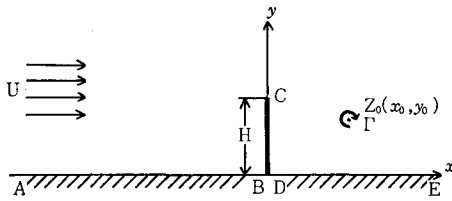
これより(1)式はつぎのようになる。

$$\frac{dZ}{d\zeta} = H(\zeta+2)^{-\frac{1}{2}} \cdot (\zeta+1) \cdot \zeta^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

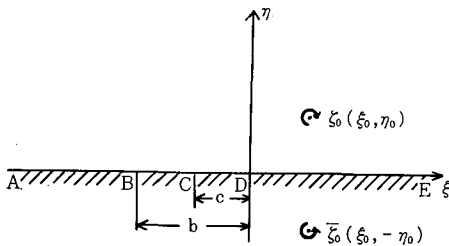
(2)式で示される関係式が無限平板上にフィンのある場合の写像関数である。

## 4 渦の平衡軌跡について

$\zeta$ 面での複素ポテンシャル  $W(\zeta)$ は鏡像の原理により



第1図 Z面(物理面)



第2図 ζ面(写像面)

つぎの式で示される。

$$W(\zeta) = U\zeta + \frac{i\Gamma}{2\pi} \log \frac{\zeta - \zeta_0}{\zeta - \bar{\zeta}_0} \quad (4)$$

またζ面での渦の中心の複素速度はつぎのようになる。<sup>(6)~(8)</sup>

$$u_{z_0} - iv_{z_0} = \left( \frac{dF(\zeta)}{d\zeta} \right)_{\zeta=\zeta_0} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{\zeta - \bar{\zeta}_0} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \left( \frac{d^2Z}{d\zeta^2} / 2 \frac{dZ}{d\zeta} \right)_{\substack{z=z_0 \\ \zeta=\zeta_0}} \quad (5)$$

(3), (4)式を(5)式に入れ計算するとζ面の渦の複素速度がつぎのようになる。

$$u_{z_0} - iv_{z_0} = U - \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\zeta - \bar{\zeta}_0} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{2\zeta_0(\zeta_0+1)(\zeta_0+2)} \quad (6)$$

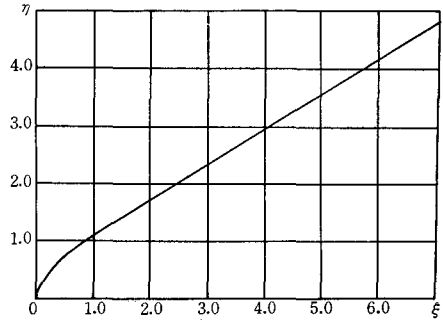
ここで渦が平衡を保つためにはつぎの条件を満足すればよい。

$$\left. \begin{matrix} u_{z_0} = 0 \\ v_{z_0} = 0 \end{matrix} \right\} \text{又は} \left. \begin{matrix} u_{z_0} = 0 \\ v_{z_0} = 0 \end{matrix} \right\} \quad (7)$$

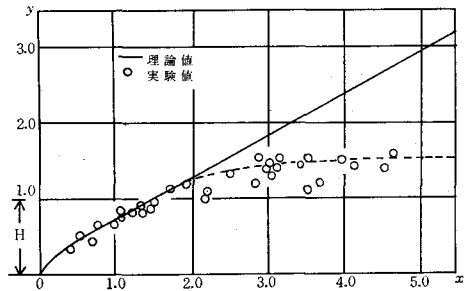
(6)式に(7)式の条件を適用し、 $\zeta_0$ を $\xi_0, \eta_0$ にわけることによりつぎの式がえられる。

$$\xi_0^3 + 3\xi_0^2 + (2 - 3\eta_0^2)\xi_0 - 3\eta_0^2 = 0 \quad (8)$$

(8)式がζ面(写像面)における渦の平衡軌跡をあらわす式でこれを第3図に示す。さらに $H=1$ としてこれを写像関数(2)式を用いてz面(物理面)に写すと第4図がえられる。



第3図 ζ面(写像面)での渦の平衡軌跡



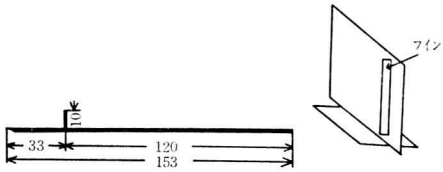
第4図 Z面(物理面)での渦の平衡軌跡

### 5 実験による渦の静止点について

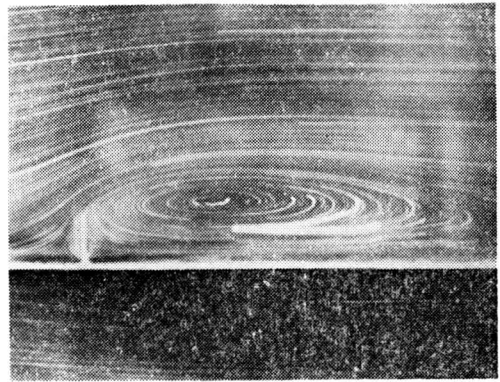
回流水槽(東京機械研究所製)に種々の改良を加え流速を0.05cm/sec~10cm/secに変化できるようにし、模型は第5図に示す型をえらんだ。水面にアルミ粉末を浮かせて流れの可視化を行い、流速を種々変化させて渦の写真撮影を行った。なお流速は写真上のアルミ粉末の軌跡の長さとし露出時間により求めた。このようにして得られた写真より渦の静止点を第4図にプロットし、これを実験による渦の平衡軌跡とした。なお写真撮影の結果の代表的な数例を第6図~第11図に示す。ここでRe数は次式のように定義されている。

$$\text{Re 数} = \frac{UH}{\nu}$$

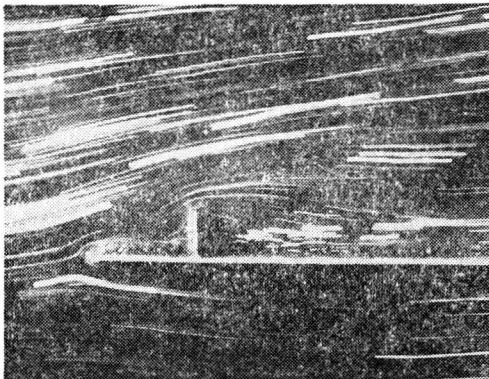
H : フィンの高さ  
 ν : 水の動粘性係数  
 U : 一様流の速度



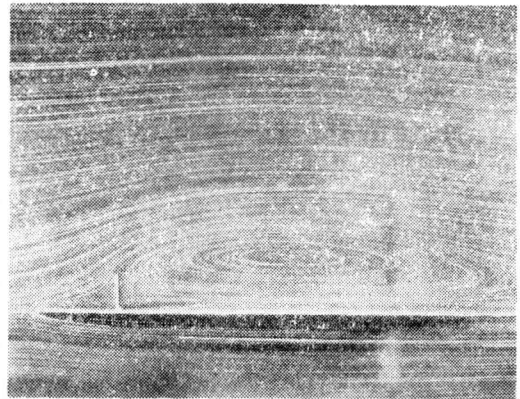
第5図 模 型



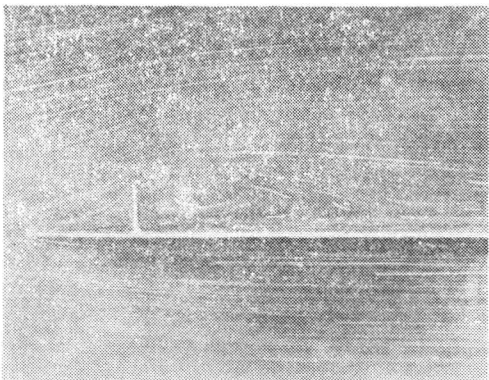
第8図 Re数=24.5



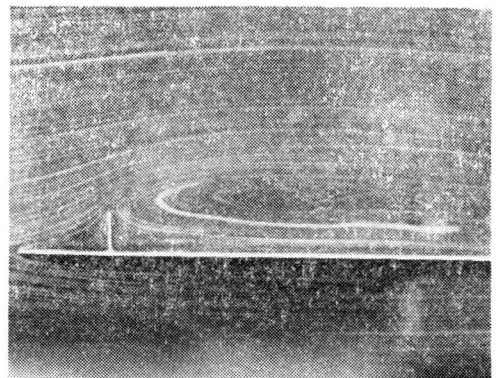
第6図 Re数=2.8



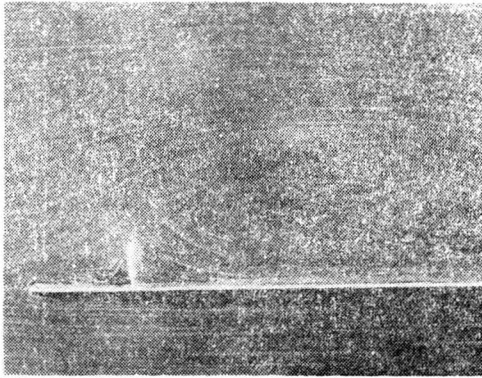
第9図 Re数=42.0



第7図 Re数=14.7



第10図 Re数=54.6



第11図 Re数=210

## 6 実験結果の考察

本実験で問題となる点としてつぎの四項目があげられる。

- (1) 理論ではフィンの厚さが零であるが実験では 0.4 mmの鉄板を用いたこと。
- (2) 理論では二次元を取りあつかっているが実験ではどうしても三次元の要素が入ってくること。
- (3) 第5図に示すように模型の先端からフィンまでの距離が短かく理論の境界と異なること。
- (4) フィンの高さHに対して流路の中が有限であること。

以上の問題点のうち(3)については、静止渦をとらえるために流速を極めて小さくする必要が生じる。それによって表面張力が大きく支配し、流れが円滑にならないためあえてこの大きさに決定した。写真撮影の結果より、Re数が非常に小さい値(2.8以下)では渦が生じず、完全流体に近い状態で流れることがわかる(第6図)。そしてRe数が比較的小さい値(4.5~17)では理論にほぼ等しい値がえられる(第7図)。Re数が大きくなると(24~45)理論値からだんだん離れ(第8図・第9図)、さらに大きくなると(約50以上)渦が一部はくりしはじめ(第10図)ついに完全にはくりする(第11図)。種子田氏

の「流体運動の Visualization の研究」の中に「90°平板の背後に発生する双子渦」というのがあるが、これによると双子渦のできる臨界 Re 数は約 0.4 となっている。本実験では約 4.5 で大きな開きがあるように思えるが Re 数の定義の仕方と境界条件が異なるために比較すること自体に問題があるように思われる。

## 7 結 言

以上の研究で結論としてつぎのことがいえる。

- (1) 渦が発生する臨界 Re 数は約 4.5 である。
- (2) Re 数が 4.5~17 の範囲では渦の平衡位置は理論・実験ともにはほぼ一致する。
- (3) Re 数が 24~45 の範囲では実験値が理論値から離れていく。これは渦の中心位置の y 方向の値が大きくなると問題点(4)で指摘したように、流路巾の影響を一部うけているものと思われる。
- (4) 粘性を考慮していないこの理論は現実の問題を正確にとらえてはいないが(渦を仮定していることによりやや現実性はもたせてある) Re 数の低い場合には渦の解析に用いられる。

## 文 献

- (1) 宮津純, 日本機械学会論文集, 2—9 (昭11—11) 134.
- (2) 宮津純, 日本航空学会誌, 3—20 (昭11—3), 363.
- (3) J. E. Fromm, LA—2901, (1963), 1.
- (4) E. O. Macagno, J. Fluid Mech, 28—1 (1965), 1757.
- (5) Von Mises, VDI-Z, 61—21 (1917)
- (6) Lamb, Hydrodynamics, (1932), Cambridge Univ Press.
- (7) D. W. Appel, Advanced Mechanics of Fluids, (1959), 153.
- (8) 藤本武助, 応用流体力学, 丸善 (1940), 112.
- (9) 種子田定俊, 日本物理学会誌, 23—6 (1968), 430.
- (10) 花輪寿一・岡本芳三, 日本機械学会誌, 70—587 (昭42—12), 1793.

# 冷却法による熱光弾性実験<sup>\*)</sup>

水 嶋 巖

## A Study on Photothermoelasticity by Cooling Method

Iwao MIZUSHIMA

In order to study transient thermal stress problems, we improved a photothermoelastic technique for the direct thermal loading of models which were cooled with very cool methyl alcohol.

The tests were made on rectangular models and the results of these tests were compared with those obtained through the theoretical calculation. It was confirmed that this technique was practically useful.

It was found that Biot Number varied considerably in course of time in spite of keeping the constant temperature and velocity of the coolant.

A few applied experiments were made on the models of steam turbine parts, to investigate the influence of dimension and the stress concentration.

The material used for the model was an epoxy resin (Araldite B). The thermoelastic properties of the model material were determined.

### 1 緒 言

現在熱応力を実験的に求める手段として、ストレンゲージによるもの、相似則により機械的負荷をかけるもの、光弾性手法を用いるものなどが提唱されている。この中で応力分布の全貌を概観するには、光弾性手法が圧倒的に他の方法より優れている。

光弾性によって熱応力を研究する方法を大別すると、

1. 線膨張係数の異なる材料を組合せるもの
2. 応力凍結法を利用するもの
3. 散乱光法を利用するもの
4. 直接熱負荷を与えるもの

などがあげられる。この中で4はとくに非定常熱応力を研究するのに有効な方法である。また直接熱負荷を加えるには、加熱によるものと、冷却によるものがあるが、模型材料の物理的特性が安定しているという見地から冷却法によるのがよいと思われる。

G. Gerard ら<sup>(1)</sup>はこの冷却法を用いた熱光弾性実験が充分実用性のあることをはじめて指摘した。浜田ら<sup>(2)</sup>は G. Gerard らの卓越した方法に注目し、追試してその方法が有効であることを確認した。以来、著者ら

は冷却法による熱光弾性実験を続行し、実験装置や方法に改良を加え成果をあげている。

G. Gerard らが行なったドライアイスで直接模型に接触させる方法は長所もあるが欠点も多い。すなわち複雑な形状のものには適用し難く、両面同時に冷却させるには技術的に困難である。また熱応力が問題になる実物においては、接触している流体によって伝熱される場合が多いことを考慮して、著者らは寒剤（ドライアイスとメチルアルコールとの混合物）によって充分冷却されたメチルアルコールを冷媒として、これを直接模型の伝熱面に貫流させる、いわゆる貫流法によって模型に熱的負荷を加えることにした。この方法によれば冷媒温度および流速を適宜加減することによって、また伝熱面に薄い熱抵抗を入れることによって随意熱伝達率を変化させることが可能であって、適用範囲が広がるものと思われる。

そこで本実験の装置と方法を紹介し、長方形模型について基礎的実験を試み、本実験の精度を検討した。また二、三の応用実験も試みた。

### 2 実験装置

著者らが考案した実験装置は図1に示すように、冷媒冷却槽、冷媒供給槽、試験箱、空気除湿装置の四主要部から成り立っている。

\*) 本論文は大阪大学工学部浜田実教授、北川浩助教授、神戸商船大学古川守教授との共同研究によるものである。

- ①冷媒冷却槽
- ②ギャポンプ
- ③冷媒供給槽
- ④試験箱
- ⑤空気除湿装置

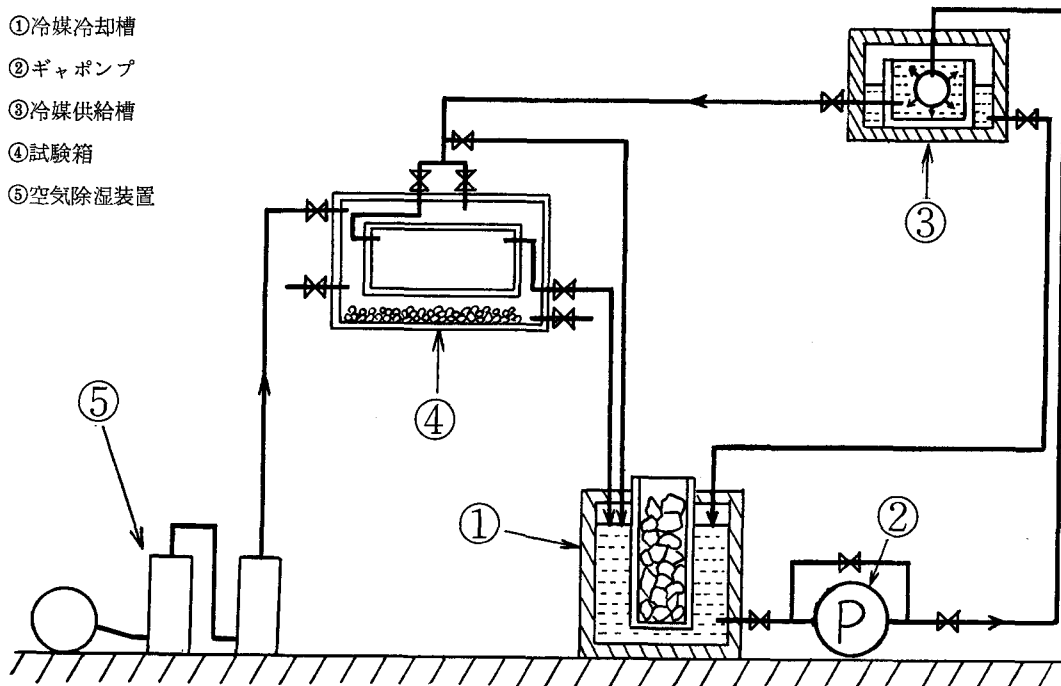


図1 実験装置

①は冷媒冷却槽であって、銅製円筒内に入れた寒剤（ドライアイスとメチルアルコール）によって冷媒（メチルアルコール）を間接的に冷却する容器である。メチルアルコールにドライアイスを直接投入したものを冷媒として使用すると、溶解している炭酸ガスが冷媒の温度上昇に伴って気泡となって放出されて、流れが阻害されるから間接的に冷却する必要がある。また実験中、冷媒の温度を一定に保つためには、冷却槽の容量を充分大きくすることが大切である。

②は冷媒循環用のギャポンプである。

③は冷媒供給槽であって、内外の二重槽から成り立っている。内槽は常にオーバーフローさせて液面高さを一定に保持する役目をする。外槽にオーバーフローした冷媒は冷却槽にもどる。冷媒は内槽から一定の落差により自然流下して試験片にいたる。

④はアクリル樹脂製の試験箱であって、この中に試験模型を格納する。これは冷却法の欠点の一つである模型表面への霜の付着を防止するために設けたものであって気密構造とし、⑤の空気除湿装置（ブローア、濃硫酸およびシリカゲルを充てんしたビンから成り立つ）によって充分乾燥させた空気を充てんしておくようになっている。またこの試験箱の中にシリカゲルを入れ除湿作用を増した。

### 3 実験方法および結果

模型材料としては熱光弾性特性の優れていることが広く認められているエポキシ樹脂（アラルダイトB）を採用した。

わが国で市販されている標準板は厚さ6mmのものであるが、光弾性感度を倍増する目的で厚さ12mmの板を自製した。厚さを増すと二次元応力状態でなくなるおそれがあるが、厚さ6mmのものとは12mmのものとは比較実験を行なってみたところ、この程度のものでは厚さの影響が認められなかったので本実験を通じてすべて厚さ12mmの板を採用した。

模型材料の物理定数の測定値は次の通りである。

しま応力 :  $f = 9.98 \text{ (kg/cm} \cdot \text{しま)}$

縦弾性係数 :  $E = 340 \text{ (kg/mm}^2\text{)}$

線膨脹係数 :  $\alpha = 5.48 \times 10^{-5} \text{ (1/}^\circ\text{C)}$

比重 :  $\gamma = 1.24 \times 10^{-3} \text{ (kg/cm}^3\text{)}$

比熱 :  $c = 0.27 \text{ (kcal/kg } ^\circ\text{C)}$

熱伝導率 :  $\lambda = 0.223 \text{ (kcal/m h } ^\circ\text{C)}$

なお測定方法は文献(2)を参考にした。また縦弾性係数は温度9, -10, -43°Cでの平均値をとった。

試験片の伝熱面を冷却する方法を図2に示す。冷媒を伝熱面に直接接触させるか、または適当な熱伝達率を得

- ①木枠
- ②冷媒(アルコール)
- ③セロテープ
- ④接着剤(アラルダイト)
- ⑤ガラス管
- ⑥試験片
- ⑦アクリル樹脂板
- ⑧乾燥剤(シリカゲル)
- ⑨ホームコーク

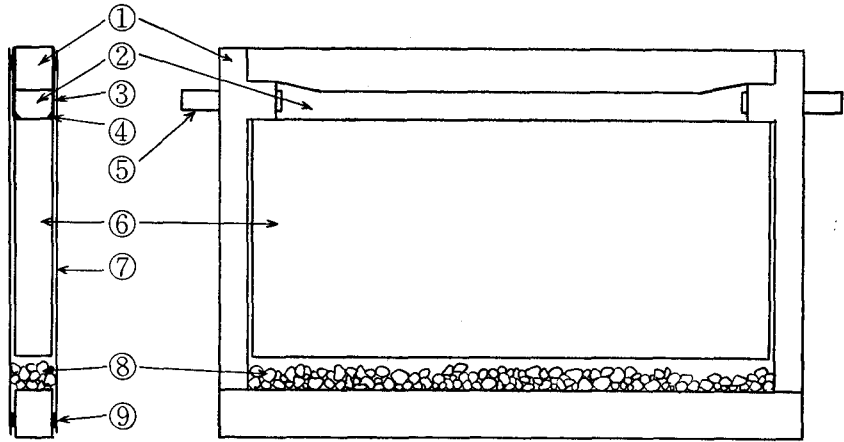


図2 試験片の冷却法

るためにビニールテープを隔てて接触させ、冷媒の流れる溝の側面にはセロテープを使用し、模型とのつなぎは接着剤(アラルダイト)をごく少量用いた。この方法によればセロテープの伸縮性によって拘束力が模型に作用するのを防止できる。また模型の側面から空気の対流によって熱が流れるのを防止するため、周囲に木枠を設け、模型とはわずかの空隙をもたせその両面にアクリル樹脂板をおいた。さらに霜の付着を防ぐため、木枠の内側にシリカゲルを入れ、ホームコーク(家庭用建築コーキング)を用いて木枠内部を気密にした。

温度計測には直径0.1mmのC-C熱電対を用い、増幅器を介してオシログラフで自動的に記録した。

縮写真撮影には35ミリカメラを用い、5秒~5分の間隔で連続的に撮影して縮模様の推移を観察した。

### 3・1 実験精度の検討

実験精度を検討するため、容易に理論解析のできる長方形模型について片面および両面を急冷する実験を行なった。模型寸法は長さを200mm(一定)とし、高さを40, 60, 80mmに変化させて高さの影響も調査した。

高さ80mm, 片面冷却の場合について実測温度分布の時間的変化の様子を図3に示す。なおこの時の冷媒の温

度と室温の差は-56°C(一定)である。この温度分布を用いて次式<sup>(3)</sup>

$$\sigma_y = -\alpha E \theta(x) + \frac{1}{2h} \int_{-h}^h \alpha E \theta(x) dx + \frac{3x}{2h^3} \int_{-h}^h \alpha E \theta(x) x dx$$

ここに  $\sigma_y$ : 点  $x$  における  $y$  軸方向の応力

$\alpha$ : 線膨脹係数

$E$ : 縦弾性係数

$\theta(x)$ : 点  $x$  における温度

$2h$ : 試験片の高さ

によって理論応力値を求めた。この理論応力値と縮次

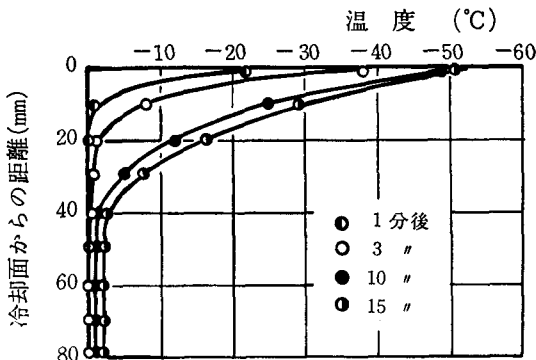
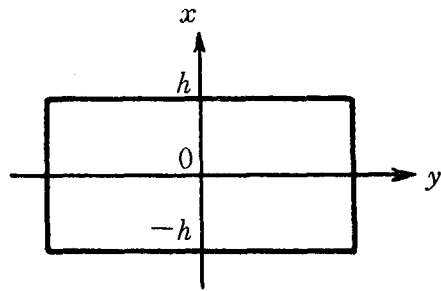


図3 温度分布

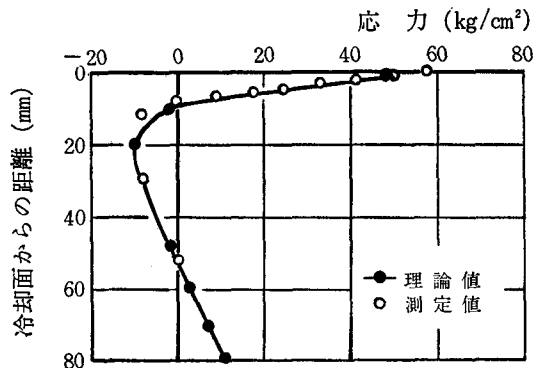


図4 応力分布(冷却後3分)

から求めた測定応力値とを比較して、冷却後3分の値を  
図4に示す。この二方法による応力値が比較的良好に一致

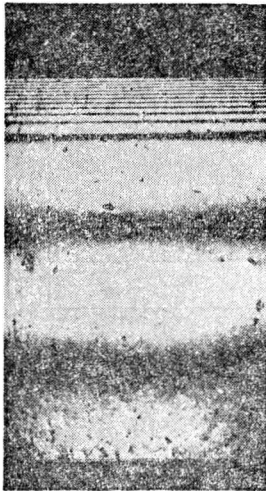


図5 縞写真  
(冷却後3分)

していることが認められる。図5にその時の縞写真  
を示す。

他の試験片についても  
同様の結果を得、本実験  
の精度が比較的高いもの  
と確認した。

同一時刻において応力  
の浸透度が試験片の高さ  
によって顕著な影響を受  
けることもわかった。

またビオー数の広い範  
囲について検討するため、  
伝熱面にビニールテー  
プ(厚さ0.2mm)を貼  
り、熱抵抗を色々変え  
て(見かけの熱伝達率を

変えて)実験を行なった。その結果を図6に示す。従  
来、一般に熱応力の解析はビオー数一定として行なわ  
れているが、実際には時間的にかなり変化することがわ  
かる。

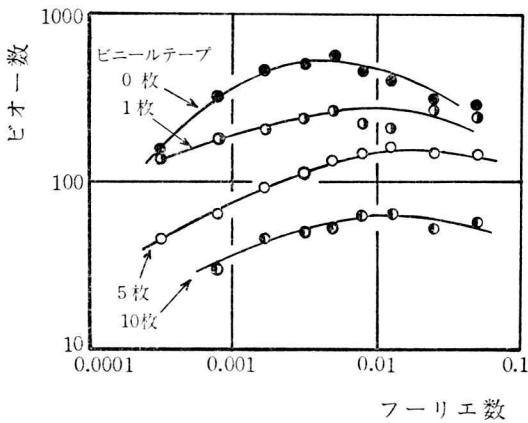


図6 ビオー数の時間的变化

### 3・2 断面形状が変化する場合の一応用例

断面形状が変化する場合の一応用例として、図7に示  
すような模型について実験を行なった。これらは蒸気ター  
ビン部材のあるものをモデル化したものであって、系  
統的に形状を変化させてそれらの影響を観察しようとし  
たものである。図7の(a)は下面のみ冷却し、上面は断熱  
とみなした。(b),(c)は上下両面より冷却した。図8は縞  
写真の一例である。

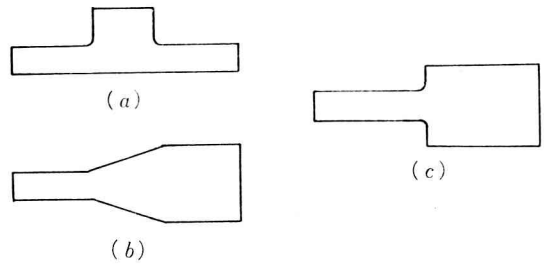


図7 模型形状

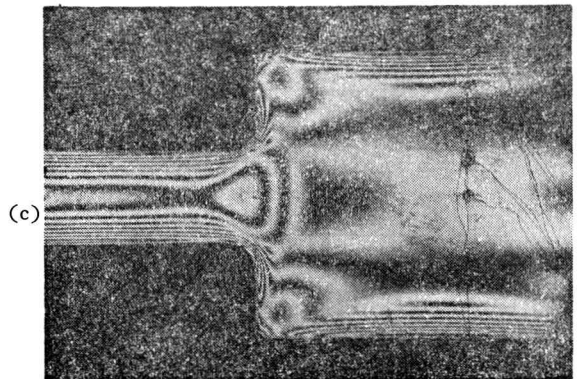
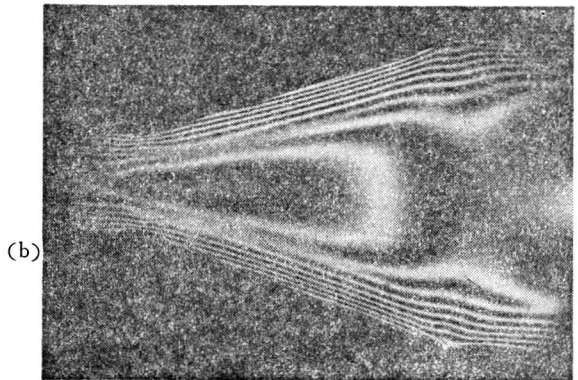
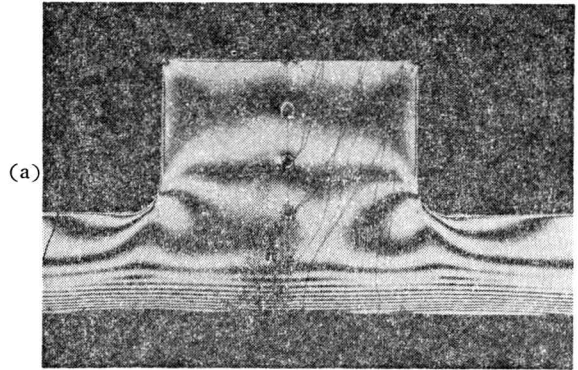


図8 縞写真(冷却後3分)



本実験の収穫の一つは断面が急激に変化する箇所でもそれほど顕著な応力集中が見られないことである。実際の構造物では対象とする部品が熱変形を受けることにより、その両端に拘束力が働き、このためにその部品の各所に応力集中が生ずる。しかし今の場合には模型の両端が自由であるため、応力集中度がそれほど大きくないと考えられる。

#### 4 結 言

長方形模型について基礎的実験を試みた結果、このような実験装置と方法で実用的に充分満足できる値を求めることが確認され、二、三の応用実験を試みたところ、拘束がなければ、断面が急激に変化する箇所に顕著な応力集中が生じないことが明らかにされた。

従来一般に熱応力の解析はビオー数が一定値を示すものと仮定して行なわれてきた。しかし実際にはビオー数が一定値をとらず、かなり変化するものと思われる。事実、実測の結果でも変化することが認められた。この場合、ビオー数の値として何をとり評価するかが問題となる。今後これらのことがらを中心に本研究を進めて行きたい。

#### 文 献

- (1) G. Gerard & A. C. Gilbert, J. Appl. Mech., 24 (1957), 355
- (2) 浜田・原, 日本機械学会誌, 68—556 (昭40—5)
- (3) B. E. Gatewood, Thermal Stresses, (1957), 9, McGraw-Hill



# Collisionless Shock Wave の研究

阪 上 幸 男

Studies on Collisionless Shock Wave

Yukio SAKAGAMI

## Abstract

This paper describes theoretical and experimental approach on collisionless shock waves. Theoretical one was made by use of electronic computer and it clarified that calculated wave form coincided substantially with the one which the author had obtained in experiments. In the collisionless plasma the shock wave had a wavy form. To investigate oblique shock wave, the author has constructed the experimental apparatus. The whole parts of it acted well.

## 1. まえがき

プラズマが低密度かつ高温になると粒子相互の平均自由行程が大きくなり collisionless の状態になる。一般に shock wave は圧縮波の非線形性に基ずく shock front の急峻化の効果と粒子衝突に基ずく粘性・熱伝導・電気抵抗のような散逸機構による拡散効果の相反する二つの効果で形成されることが分っている。しかるに最近、天体物理の分野において、地球磁気圏周辺、太陽大気中などに上記のような衝突による散逸機構に基ずかない collisionless shock wave が発見されたことはプラズマ物理を研究する者にとって大きな驚きを与え<sup>1)</sup> collisionless shock wave の生成の物理的機構の解明が追求されるようになった。<sup>2)</sup> 一方 collisionless shock wave の実験室系における実現が試みられ、collisionless shock wave における急速な粒子の加熱機構は制御された熱核反応達成へのアプローチの有効な一手段として脚光を浴びるようになった。現在、collisionless shock wave の全容を把握することは非常に重要な課題である。

実験的には Sagdeev<sup>3)</sup> および筆者ら<sup>4)5)</sup> によって、磁界に垂直 ( $\theta=\pi/2$ ) に進む collisionless shock wave の研究が進められ、かなりその様子が明らかになった。すなわちともに主に低いマッハ数の下で実験が行われ、フロント面を流れる電子流が二流体下安定性を励起し波の崩壊が乱流的な散逸機構を与えることが明らかにされた。理論的には Auer ら<sup>6)</sup> が電子計算機を使用してや

はり  $\theta=\pi/2$  の場合を解析し、collisionless な場で波の圧縮および randomization が起ることを示した。

以上のように、現在 collisionless shock wave の研究は精力的に行われているが、今までのところ  $\theta=\pi/2$  および低マッハ数の解析が行われているにすぎず、 $\theta=0$  (parallel shock wave または磁界なしの shock wave) および  $0<\theta<\pi/2$  (oblique shock wave) ならびに高マッハ数領域での研究がまたれている。筆者らは今までの研究結果に基ずき、こういった未解決の分野の collisionless shock wave の研究を行っている。

この論文では、予備的な研究結果として、まず第一に、本校が利用できる京大・阪大の全国共同利用の大型電子計算機を使用して解析した理論的追求と、第二に本校で建設をほぼ完了した装置による研究について報告する。

## 2. Collisionless Shock Wave の 電子計算機による解析

筆者らの実験的に得た collisionless shock wave のプロフィールが理論的にも得られるかどうかを電子計算機で求めた。電子計算機による解析はまだ予備的な段階にとどめ、実験的条件にあらうような  $\theta=\pi/2$  で低マッハ (マッハ数1.54) の状態で行なった。プラズマ粒子を一次元のシートに細分割し、その運動を self consistent field 内で追跡する computer experiment の手法をとった。電子計算機の計算時間を大幅に小さくするため、シートの数は60枚にとどめた。以下に京大の F A C O M

230-60および阪大のNEAC2200を利用して得た結果を述べる。

波の伝搬方向を  $x$  方向とし、障壁は  $z$  方向に印加する。

$$\vec{B}(x, t) = [0, 0, B(x, t)] \quad (1)$$

電界および粒子（電子の添字を  $e$ 、イオンの添字を  $i$  にする）の速度は次のようになる。

$$\vec{E}(x, t) = [E_x(x, t), E(x, t), 0] \quad (2)$$

$$\vec{v}_{i, e} = [u_{i, e}(x, t), v_{i, e}(x, t), 0] \quad (3)$$

準中性の仮定を採用し、 $y$  方向の重心の速度を零とする。

$$n_i(x, t) = n_e(x, t) = n(x, t) \quad (4)$$

$$u_i(x, t) = u_e(x, t) = u(x, t) \quad (5)$$

$$v_i(x, t) - v_e(x, t) = v(x, t) \quad (6)$$

流体方程式および Maxwell 方程式は一次元の一流体の式で次のようになる。

$$\partial n / \partial t + u \partial n / \partial x = -n \partial u / \partial x \quad (7)$$

$$\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x = (e/c) v B / (m_i + m_e) \quad (8)$$

$$\partial v / \partial t + u \partial v / \partial x = \{e(m_i + m_e) / (m_i m_e)\} (E - u B / c) \quad (9)$$

$$\partial B / \partial t + c \partial E / \partial x = 0 \quad (10)$$

$$\partial B / \partial x = -(4\pi e/c) n v \quad (11)$$

以上  $n, u, v, B, E$  が  $(x, t)$  の関数として求まると  $E_x(x, t)$  は次式から求まる

$$E_x(x, t) = (1/c) \{ (m_i - m_e) / (m_i + m_e) \} v(x, t) B(x, t) \quad (12)$$

ただし表式は Gauss 単位系で示した。方程式を規格化するために次の特性量を与える。

$$V_A = B_0 / \sqrt{4\pi n_0 (m_i + m_e)} \quad (\text{Alfvén 速度}) \quad (13)$$

$$\omega_h = e B_0 / (\sqrt{m_i m_e} c) \quad (\text{hybrid 周波数}) \quad (14)$$

$$\lambda = V_A / \omega_h = c \sqrt{m} / (4\pi n_0 e^2) \quad (15)$$

$$m^{*-1} = m_e^{-1} + m_i^{-1} \quad (16)$$

$$u_D = c E_0 / B_0 \quad (17)$$

$$u = \sqrt{V_A u_D} = 4 \sqrt{c^2 E_0^2 / \{4\pi n_0 (m_i + m_e)\}} \quad (18)$$

$$t = \lambda / u^* = \sqrt{V_A / u_D} / \omega_h \quad (19)$$

$$b_0 = \omega_h t^* = B_0 / 4 \sqrt{4\pi n_0 (m_i + m_e) c^2 E_0^2} \quad (20)$$

ここで  $B_0$  は  $t=0$  における一様な印加障壁であり  $E_0$  は  $t=0$  に  $y$  方向に印加する step 関数の電界である。  $n_0$  は初期プラズマ密度を示す。

独立変数  $x, t$  を次のように規格化する。

$$x \rightarrow \xi = x / \lambda \quad (21)$$

$$t \rightarrow \tau = t / t^* \quad (22)$$

従属変数の規格化は次のようになる。

$$n(x, t) \rightarrow k(\xi, \tau) = n_0 / n(x, t) \quad (23)$$

$$u(x, t) \rightarrow u(\xi, \tau) = u(x, t) / u^* \quad (24)$$

$$v(x, t) \rightarrow v(\xi, \tau) = \sqrt{m^*} v(x, t) / \{\sqrt{m_i + m_e} u^*\} \quad (25)$$

$$B(x, t) \rightarrow b(\xi, \tau) = B(x, t) / \{\sqrt{4\pi n_0 (m_i + m_e)} u^*\} \quad (26)$$

$$E(x, t) \rightarrow e(\xi, \tau) = E(x, t) / E_0 \quad (27)$$

$\xi_0(\xi, \tau)$  を時刻  $\tau$  で位置  $\xi$  にいる流体要素と考え、Lagrangian 座標で考える。

$$d\xi = k(\xi, \tau) d\xi_0 + u(\xi, \tau) d\tau \quad (28)$$

とし、 $v(\xi, \tau)$  を消去すると基本式は次のようになる。

$$\partial k(\xi_0, \tau) / \partial \tau = \partial u(\xi_0, \tau) / \partial \xi_0 \quad (29)$$

$$\partial u(\xi_0, \tau) / \partial \tau = -(1/2) \partial b^2(\xi_0, \tau) / \partial \xi_0 \quad (30)$$

$$\partial^2 b(\xi_0, \tau) / \partial \xi_0^2 = b(\xi_0, \tau) k(\xi_0, \tau) - b_0 \quad (31)$$

初期値として次式を与える。

$$k(\xi_0, 0) = 1, \quad u(\xi_0, 0) = 0, \quad b(\xi_0, 0) = b_0 \quad (32)$$

$\xi=0$  から  $\xi=2\xi_M$  の間に  $2N$  枚のシートを並べる。シートを駆動するため  $y$  方向に step 関数で電界  $e_0$  を印加する。  $e_0 \times b_p$  の力が一番外側のシート ( $N=1$ ) を内部 ( $x$  方向) に駆動し、その前方に波動を伝える。ただし  $b_p$  は  $\xi=0$  (壁) と一番外側のシートの間の障壁を示す。対称性のため  $\xi=0$  から  $\xi=\xi_M$  までを考えれば良い。前式の差分をとり  $u(\xi_0, \tau)$  を消去すると次の運動方程式が得られる。

$$\xi_j''(\tau) = \{1/(2\kappa)\} [b_{j-1}^2(\tau) - b_j^2(\tau)] \quad (33)$$

初期条件  $\xi_j' = 0, \xi_j(0) = [N/(N+1)] j\kappa, \kappa = \xi_M/N$  (34)

添字  $j$  はシートの番号を  $\tau$  に関する微分を示す。

33式は一つのシートの前後の障壁の差によってシートが力を受けることを示している。29~31, 33の差分をとり  $u(\xi_0, \tau)$  を消去すると、障壁に対する差分方程式ができる。

$$[1 + \kappa \xi_1(\tau)] b_p(\tau) - b_1(\tau) = [N/(N+1)] \kappa^2 b_0 + \kappa \tau \quad (35)$$

$$-b_{j-1}(\tau) + \{2 + \kappa [\xi_{j+1}(\tau) - \xi_j(\tau)]\} b_j(\tau) - b_{j+1}(\tau) = [N/(N+1)] \kappa^2 b_0 \quad (36)$$

$$-b_{N-1}(\tau) + \{1 + \kappa [\xi_M - \xi_N(\tau)]\} b(\tau) = [N/(N+1)] \kappa^2 b_0 \quad (37)$$

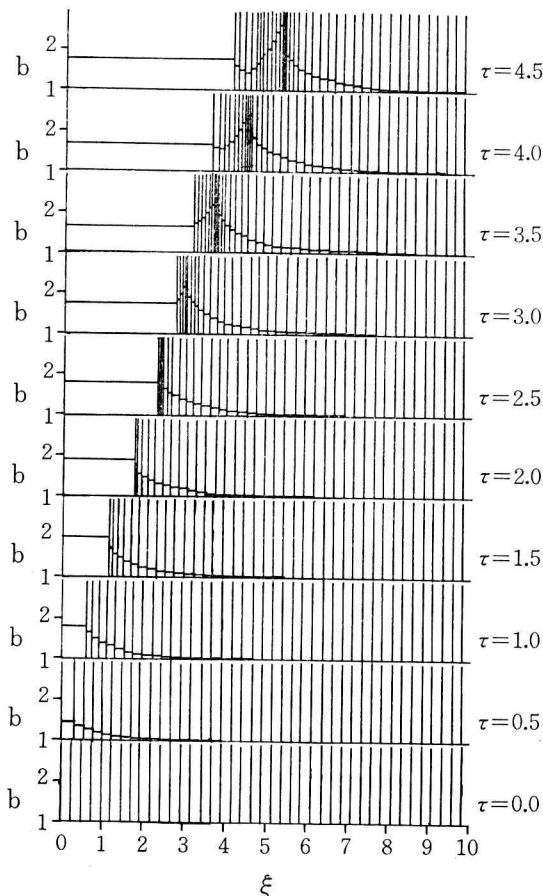
いま  $e_0(\tau) = 1 (\tau \geq 0)$  なる電界を印加したとき、35~37から  $b_p(\tau), b_1(\tau), \dots, b_N(\tau)$  が求まる。これは  $z$  方向の障壁中を  $x$  方向にシートが動いたときシートの面

内で  $y$  方向に電流が流れ、その電流の作る磁界 ( $z$  方向) が各シート間の磁界に変動を与えることを意味している。各シート間の磁界が求まるとこれを(3)式に代入すると  $\xi_1(\tau), \xi_2(\tau), \dots, \xi_N(\tau)$  が求まる。

以上のように磁界の変動でシートが力を受けて動き、磁界中のシートの運動が再び磁界の変動を作るといった self-consistent な場となっている。以上のサイクルを一サイクルとすると、ある時刻におけるシート的位置  $\xi$  とシート間の磁界  $b$  が求まる。次のサイクルは  $\tau = \tau + \Delta\tau$  として  $b_p(\tau + \Delta\tau), \dots, b_N(\tau + \Delta\tau)$  および  $\xi_1(\tau + \Delta\tau), \dots, \xi_N(\tau + \Delta\tau)$  が求まる。

筆者は  $\xi_M = 15, N = 60, \kappa = 0.25, \Delta\tau = 0.5, b_0 = 1$  (Alfvén マッハ数  $M = 1.54$  に相当) として電子計算機で波形を求めた。その結果を第1図に示す。

$\tau = 2.5$  で波動構造が表われ、 $\tau = 4.5$  で一周期の波がみえる。真空磁界  $b_p$  は Hugoniot value の1.68の前後を振

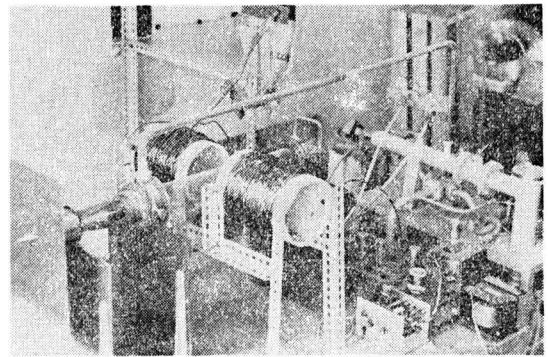


第1図 電子計算機による Collisionless shock wave の伝播波形

動している。この様子は筆者らが実験的に得た結果と本質的に一致している。

### 3. Collisionless Shock Wave の実験

本校において建設を行なった collisionless shock wave の実験装置を第2図に示す。本装置の概略を記す。本装置はプラズマ円錐銃と衝撃波管、真空および気体流入装置、充電回路およびコンデンサ・バンク、磁界発生装置、制御装置、測定回路よりなる。プラズマ円錐



第2図 Collisionless shock wave 実験装置

銃および衝撃波管は外径70mmφのガラス管である。真空装置は150 l/minの排気速度を持つ回転ポンプと100 l/secの油拡散ポンプからなり、ニードルバルブでアルゴン、水素を導入し flow system で実験を行なった。予備加熱用のコンデンサ・バンクは  $3\mu\text{F}, 12\text{kV}$ 、プラズマ円錐銃のコンデンサ・バンクも  $3\mu\text{F}, 12\text{kV}$  を使用した。磁界発生装置としては、アスベスト製の筒 (175 mmφ) に3 mmφエナメル線を100ターン、長さ170mm、外径187mmになるまでまいたコイルを衝撃波管を挟んで二個用いた。その一組の全インダクタンスは約3 mHであった。940  $\mu\text{F}$  のケミコンを500Vに充電したとき周期約10msec、電流約300Aが流れ最高3,000 Gaussの準定常磁界を作ることができた。

制御装置としては uni-junction トランジスタを用いたのと one-shot-multivibrator 回路を用いた時間遅延回路を組立てて行なった。測定回路は主に磁気探針および電気探針とし、シングロスコープ (岩崎 DS-5158) で行なった。現在、装置の建設がほぼ完了し、各部分は正常に動作することが分り、主に磁界の軸と衝撃波管の軸とのする角を任意にとって oblique shock の研究を進めている。

#### 4. 結 論

筆者らが実験的に得た collisionless shock wave のプロフィールが理論的に得られるかどうかを電子計算機で求めた。実験条件に類似した条件の  $\theta = \pi/2$  で、低マッハ数 (マッハ数1.54) でシートモデルを採用して求めた結果、実験で得られたのと本質的に一致する波状の shock wave が得られた。また今後の研究分野としてまだ未解決の oblique shock wave を実験的に追求するため実験装置を建設し、その各部分が有効に動作することが分った。

**謝辞** 本研究の遂行にあたっては山部長兵衛助手および卒業研究として本研究に協力された奈良高専第一回卒業生の今本芳久、梅谷完、藤田清志の諸君に感謝する。

この研究の遂行にあたっては大阪大学の大型計算機 NEAC2200および京都大学の大型計算機 FACOM230-60を使用した。

#### 参 考 文 献

- 1) 大林 : Report of 1965 Nagoya Meeting on Space Plasma Physics (1965) p. 16.
- 2) O. Buneman : Phys. Fluids 7 (1966) s3.
- 3) R. Z. Sagdeev *et al.* 3rd. Conf. on plasma phys. and thermonuclear Research, Novosibirsk, USSR, CN-24/A-1 (1968)
- 4) 山中・中井・阪上ら : *ibid*, CN-24/A-5 (1968)
- 5) 阪上・山中 : 応用物理37No. 9, 810 (1968)
- 6) P. L. Auer *et al.* Phys. Fluids 4 No. 6, 1105 (1961)

# 並列光出力A—D変換器

高 橋 晴 雄

Optronic Parallel Output  
A—D Converter

Haruo TAKAHASHI

## 抄 録

本文は、符号板形A—D変換器の変換原理を、純電子回路的な方法に応用して、並列的な光符号出力を得るA—D変換器について述べたものである。

符号板の穴に相当するパターンは、電圧パルスにより発生させる。アナログ入力による符号板上の走査は、パルス幅変調回路のパルス時間幅に対応させる。すなわちアナログ電圧は、パルス幅変調回路によりパルス時間幅に変換される。このパルスの後縁により電気的な走査を行なわせるのである。

本変換器の符号出力は、並列符号である。したがって、並列伝送および並列的な符号処理は、純電気的な方法で行なうよりもオプトエレクトロニックな方法を用いた方が簡単であるから、符号出力は発光ダイオードを用いて、並列光符号にする。

## 1. ま え が き

符号板形A—D変換は、2進符号に対応する穴の空間的な配列による符号板を、電子ビーム、光および接触子などを用いて走査し、その走査位置をアナログ入力によって変化させて、符号出力を得る変換方式である。

この変換方式は、変換が原理的に瞬時的であり、並列的な符号出力を得ることができ、しかも比較回路を必要としないなどの特徴がある。しかしながら、アナログ入力による走査は、電子ビームとか機械的な位置である。変位などの機械的な位置の変換は直接的で容易であるけれども、電気的な入力に対しては電子ビームを用いるので、走査装置が純電子回路的な方式に比べて複雑となる欠点がある。

そこで、本研究は、符号板形A—D変換器の変換が瞬時的であり、符号出力が並列的である点に着目して、純電子回路的な方法により符号板形A—D変換を行なわせることを目的としたものである。

符号板の穴のパターンは、ワンショットマルチの組合せ回路によりパルス電圧のパターンに対応させる。アナログ入力電圧に対応する走査は、パルス幅変調回路の出力パルスの後縁において行なわせる。符号出力は、パルス電圧パターンの各けたに対応するパルスと、幅変調回路の出力パルスの後縁によるパルス（走査パルス）とのANDをとることにより得られる。並列的な情報の処理は、オプトエレクトロニックな手法を用いると、純電気的な方法による処理に比べて簡単になる。そこで、各けたのAND回路の出力は、発光ダイオードにより光符号に変換される。したがって、本A—D変換器の出力は、並列光符号となる。

## 2. 原 理

図1は、本A—D変換器のブロックダイアグラムを示したものである。図において、パルスパターン発生回路は、符号板の穴のパターンを電圧パルスで発生させる回路であり、一つのトリガを共用するワンショットマルチの組合せ回路である。

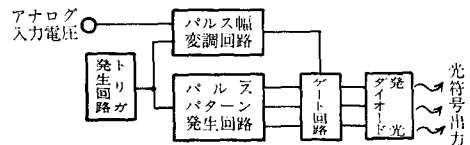


図1 並列光出力A—D変換器  
ブロックダイアグラム

パルス幅変調回路は、アナログ入力電圧の大きさを時間幅に変換する回路である。幅変調出力パルスの後縁

は、アナログ入力電圧値に比例した基準値からの時間を示すことになる。微分整形回路により幅変調パルスの後縁は一つのパルスにされる。このパルスは、時間基準値よりアナログ電圧値に対応する時間幅を経過してから発生する走査パルスとなる。

パルスパターン発生回路の各けたに対応するパルスと、走査パルスとのANDをとると、各けたのAND回路の出力は、アナログ入力電圧値に対応する電圧符号パルスとなる。この符号パルスにより発光ダイオードを発光させれば、並列的な光符号出力が得られる。

図2は、本A-D変換器の2単位の場合の変換原理を示したものである。パルスパターンは、電圧が高位のときは“1”で、低位のときは“0”に対応している。

走査パルスの、基準時間  $t_0$  からの時間間隔  $\tau$  は、アナログ入力電圧に対応していて、走査パルスとパルスパターンとのANDをとれば、 $2^1$ けたは“0”， $2^0$ けたは“1”となる。したがって、この図において走査パルスの時間間隔が  $\tau$  に対応するときのアナログ入力電圧は、〔01〕なる並列2進符号に変換されることになる。

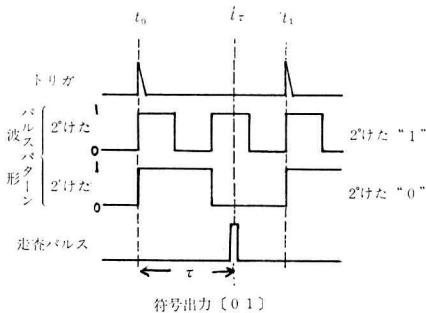


図2 A-D変換器変換原理説明図 (2単位)

### 3. 実験回路

#### 3・1 パルスパターン発生回路

図3は、2単位の場合のパルスパターン発生回路を示したものである。この回路は一つのトリガ回路を共用する二つのワンショットマルチ回路により構成されている。すなわち、トランジスタ  $T_1$  と  $T_2$ 、およびトランジスタ  $T_1$  と  $T_3$  によりワンショットマルチ回路が構成されている。

はじめ、トランジスタ  $T_1$  は OFF で、トランジスタ  $T_2$  および  $T_3$  は ON の状態にある。トリガ入力により  $T_1$  は ON、 $T_2$  および  $T_3$  はともに OFF となる。 $T_2$  のコレクタ出力のパルス幅は、コンデンサ  $C_1$  と抵抗

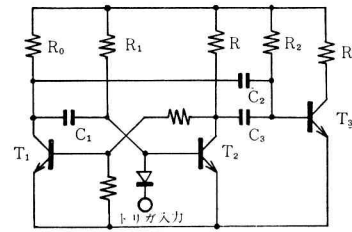


図3 パルスパターン発生回路 (2単位)

$R_1$  による時定数により決定される。また、 $T_3$  のコレクタ出力のパルス幅も同様に、 $C_2 R_2$  なる時定数により決定される。

いま、 $T_3$  の時定数を  $T_2$  の時定数の  $1/2$  にしておくと、 $T_2$  および  $T_3$  がともに ON の状態になってから、 $T_3$  は ON で、 $T_2$  は OFF の状態をつくることのできる。この状態においては、コンデンサ  $C_3$  が充電されることになる。したがって、 $T_2$  が OFF の状態から ON の状態になるときに、 $T_3$  はふたたび OFF の状態になり、 $T_3$  のコレクタには、 $C_3$  と  $R_2$  による時定数で決まるパルスが発生することになる。

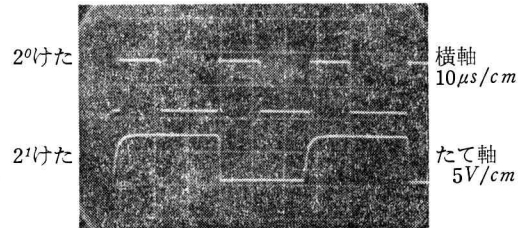


図4 パルスパターン波形

図4は、トランジスタ  $T_2$  および  $T_3$  のコレクタ波形すなわち符号板の穴に相当するパルスパターンを示したものである。図の上側の波形は  $T_3$  すなわち  $2^0$  けたの波形であり、下側の波形は  $T_2$  すなわち  $2^1$  けたの波形である。

#### 3・2 パルス幅変調回路

図5は、符号板形A-D変換器の走査に対応するアナログ入力電圧を、時間幅に変換するパルス幅変調回路を示したものである。この回路は、トランジスタ  $T_1$  のベース電圧と、パルス幅との関係が直線性のよいエミッタ結合ワンショットマルチである。

図6は、アナログ入力電圧に対するパルス幅の関係を実験的に求めたものである。

幅変調パルスの後縁は、微分回路および整形回路によりパルス幅  $2\mu\text{s}$  のパルスに整形される。このパルスは符



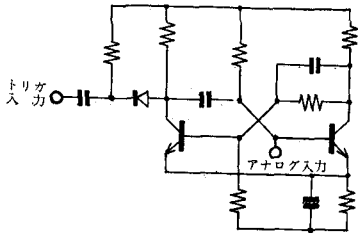


図5 パルス幅変調回路

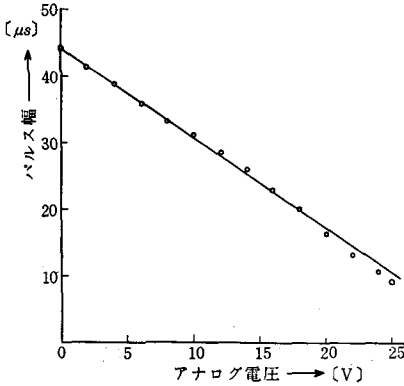


図6 アナログ電圧—パルス幅特性

号板形A-D変換器の走査に対応するもので、走査パルスとなる。

### 3.3 発光ダイオード駆動回路

パルスパターン発生回路のパルスと走査パルスとは、AND回路により各けたに対応する2進符号に変換される。AND回路出力パルスにより発光ダイオードを発光させれば、光符号出力が得られる。

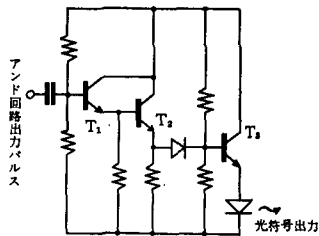


図7 発光ダイオード駆動回路

図7は、本変換器に用いた発光ダイオード駆動回路を示したものである。この回路は、ダーリントン接続のエミッタホロウにより、パワートランジスタ  $T_2$  が駆動されるようになっている。発光ダイオードは、電流駆動素子であるから、 $T_2$  のエミッタに接続されている。本回路において、パワートランジスタを使用したのは、発

光ダイオードを半導体レーザに置き換え、並列光PCM送信を行なうことを可能にしているからである。

本回路の光パルス幅は、走査パルス幅が  $2\mu s$  であるから AND回路出力パルス幅が  $2\mu s$  となるので、 $2\mu s$  となる。

## 4. 検 討

アナログ量を測定する場合に、検知可能な最小値すなわち分解能が存在する。本変換器の許容レベル数  $m$  は、アナログ入力の変域を  $S_m$  とすると、

$$m = \frac{S_m}{\Delta} + 1$$

で与えられる。ここで、 $\Delta$  は分解能である。

アナログ入力 that 最大値  $S_{max}$  から最小値  $S_{min}$  まで変化するとき、変域  $S_m$  は、

$$S_m = S_{max} - S_{min}$$

である。

本変換器における分解能  $\Delta$  は、パルスパターン発生回路のパルス間隔の精度、およびパルス幅変調回路における図6の直線性により決定される。

パルスパターン発生回路のパルス幅のばらつきは、シンクロスコープ観測により、立上り時間も含めて  $1\mu s$  以内である。変域はトリガ間隔に等しく  $50\mu s$  である。

パルス幅変調回路におけるアナログ入力電圧とパルス幅の関係は、図6より電圧25Vのときに、パルス幅の直線性からのずれが最大となり、測定値よりも  $2\mu s$  のずれがある。また、変域は、アナログ入力電圧が0Vから25Vまで変化するから、パルス幅において  $33\mu s$  である。

したがって、本変換器の許容レベルは、パルス幅変調回路の特性により決定される。

いま、 $S_m = 33(\mu s)$ 、 $\Delta = 2(\mu s)$  とすると許容レベル数  $n$  は、

$$n = \frac{33}{2} + 1 = 17.5 \text{ (レベル)}$$

となる。

許容誤差  $\epsilon$  (%) は、

$$\epsilon = \frac{50 \times \Delta}{S_m}$$

で与えられるから、いまの場合、 $\epsilon = 3.03\%$  となる。

また、パルス幅変調回路の感度  $S$  は、

$$S = \frac{S_m}{V_m}$$

である。ここで、 $V_m$  はアナログ入力電圧の変域であ

る。

図6より、 $V_m=25(\text{V})$ であるから、 $S=1.35(\mu\text{s}/\text{V})$ となる。

以上の結果から、許容レベルを16レベルにすると、4単位の変換器を構成することが可能である。この場合、パターン発生回路の2<sup>0</sup>けたのパルス幅は、くり返し周波数を $50\mu\text{s}$ にすると、 $3\mu\text{s}$ となる。走査パルスは $2\mu\text{s}$ であるから、量子価単位が $2.2\text{V}$ の変換器を構成することができる。

## 5. む す び

以上、試作した並列光出力A-D変換器の動作原理、回路構成について述べた。ここで、本変換器の特徴についてまとめてみるとつぎのようになる。

1. 本変換器は一つのトリガ回路を共用するパルスパターン発生回路を用いているので、使用トランジスタの数が低減され、しかも特別な同期回路を必要としない。また、本変換器は、符号板形A-D変換器の変換原理を用いているから、比較回路を必要としない。したがって、回路構成が簡単となる。

2. 本変換器の出力は、並列的な光符号であるために、以後の処理が容易である。

3. 符号変換は、瞬時的であるから、高速度の符号変換が可能である。

4. 高速度、高単位の変換器を構成するためには、パルスパターン発生回路のパルス間隔の精度と立上り時間、およびパルス幅変調回路のアナログ電圧とパルス幅の関係の直線性が問題となってくる。

## 謝 辞

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電気工学教室、北浜安夫教授、志水英二講師ならびに電子回路学研究室のかたがたに、お礼申し上げます。

## 文 献

1. Millman, Taub;  
"Pulse, Digital and Switching  
Wave Forms"  
McGRAW-HILL (1965)
2. Samuel Weber;  
"Modern Digital Circuit"  
McGRAW-HILL (1966)
3. 北浜安夫; "電子回路II" コロナ社 (1965)
4. 高橋晴雄他; 電気学会雑誌第86巻第928号 p. 101 (1966)
5. 高橋晴雄他; 電気四学会全国大会 No. 2129 (1969)

# 不均一プラズマ柱に対する

## マイクロ波インピーダンス法

成 田 紘 一

### Microwave Impedance Method for a Nonuniform Plasma Column

Hirokazu NARITA

**ABSTRACT**-This paper presents the microwave impedance method for a nonuniform plasma column in which the density of charged particles varies along the radial direction.

In this study, the impedance of a plasma column was treated from the point of the circuit theory. Various spatial distributions of electron density were assumed, and, by using their equivalent circuit, the impedance of a plasma column in a waveguide was computed.

From these computations, the change of the impedance of a plasma column was illustrated as a function of the peak density on the axis.

#### 1. ま え が き

一般の研究室プラズマでは常に電子密度及びイオン密度のこう配が存在する。円柱放電管においては、この密度こう配は、定常プラズマの場合、半径方向にあるものと考えてよい。というのは外部エネルギーにより電離されたプラズマの正と負の荷電粒子（電子とイオン）は半径方向に拡散して、管壁にたどりつき、そこで冷され再結合するものと考えられるからである。

このような不均一プラズマに対するマイクロ波プラズマ診断法は種々考案されているが、<sup>(1)</sup>マイクロ波インピーダンス法による不均一プラズマ柱を測定する理論はあまり示されていないようである。マイクロ波インピーダンス法の理論は二三の人によってなされ、<sup>(2)(3)</sup>それを使用した実験は筆者らによって行なわれている。<sup>(4)(5)</sup>筆者はいままでこの測定法を簡単化するための方法を種々示してきたが、本論文においてはマイクロ波インピーダンス法により不均一プラズマ柱を測定する方法を考えた。

本論文では、回路論的に導波管中の不均一プラズマ柱を取り扱い、種々の径方向電子密度こう配を仮定してインピーダンスを算出した。これらの理論は Marcuvitz<sup>(6)</sup>の導いた導波管中複素誘電体柱のインピーダンス式を使用しているが、最近 Nielsen<sup>(7)</sup>によって電磁論的に導波管中のプラズマ柱が取り扱われ、彼の結果は Marcuvitz

の結果とよい一致を示している。

#### 2. 理 論

図1に示すような導波管中の均一プラズマ柱の等価インピーダンスの並列素子は  $TE_{10}$  姿態導波管において次式で与えられる。<sup>(5)</sup>

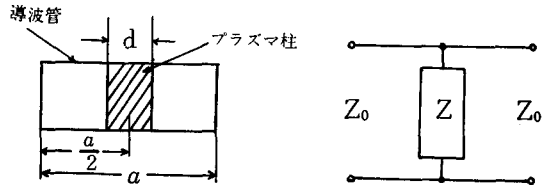


図1 プラズマ柱と導波管の形状およびその等価回路

$$Z = R + jX \quad (1)$$

$$R = (\nu/\omega) \cdot (\omega_p/\omega)^{-2} \xi \quad (2)$$

$$X = \eta + (\omega_p/\omega)^{-2} \cdot \xi \quad (3)$$

ここで、 $\nu$ ；電子衝突周波数、 $\omega$ ；使用マイクロ波の角周波数、 $\omega_p$ ；プラズマ角周波数、また  $Z$  は導波管の特性インピーダンス  $Z_0$  で正規化したものである。

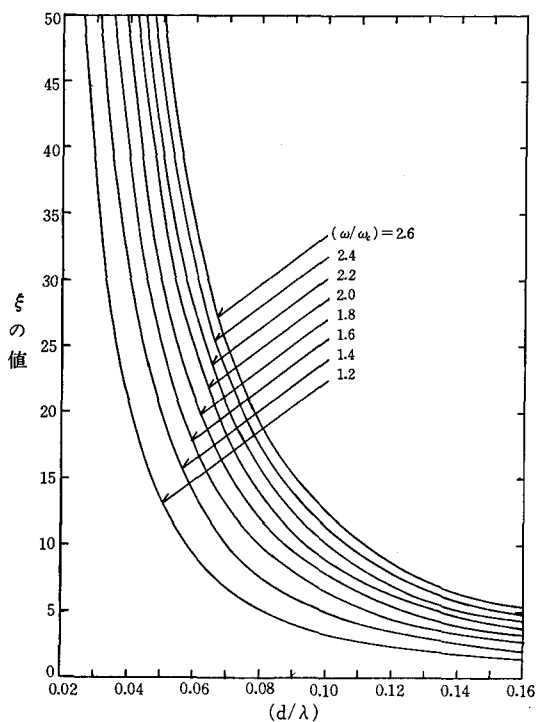


図2 (a) 種々の  $(\omega/\omega_c)$  において  $(d/\lambda)$  の関数としてプロットされた  $\xi$  の値

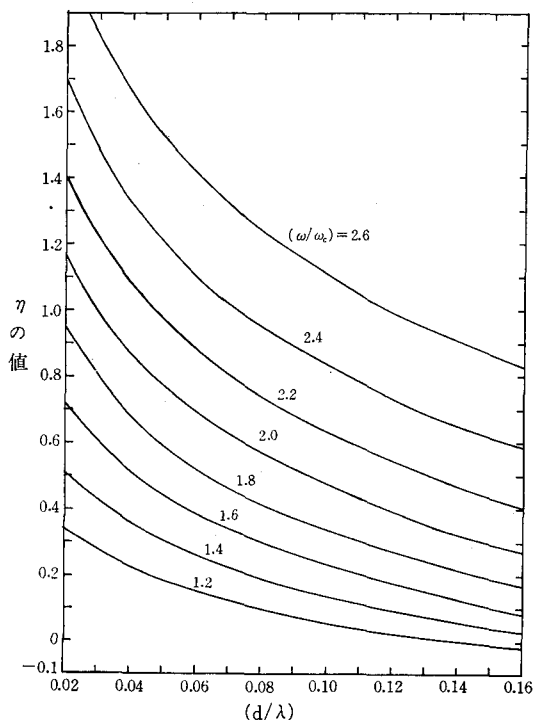


図2 (b) 種々の  $(\omega/\omega_c)$  において  $(d/\lambda)$  の関数としてプロットされた  $\eta$  の値

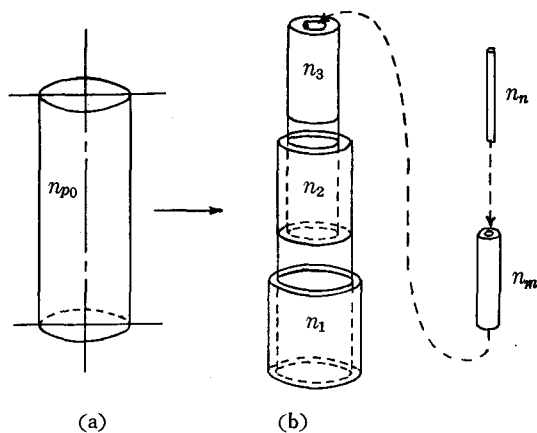


図3 (a) 不均一プラズマ柱  
(b) 色々な均一電子密度に分割されたプラズマ円筒

プラズマ径  $d$  は使用波長に比べて充分小さいとして直列素子は無視してある。 $\xi$ ,  $\eta$  の値は筆者によって計算されており、<sup>(5)</sup> そしてその値が図2(a), (b) に種々の  $(\omega/\omega_c)$  の値に対して  $(d/\lambda)$  の関数として示してある。ただし  $\lambda$  はマイクロ波の自由空間中波長,  $\omega_c$  は導波管の遮断角周波数である。

筆者はいま図3のように不均一プラズマ円柱を均一電子密度  $n_1, n_2, \dots, n_n$  を持った円筒プラズマに分割する。そして電子密度  $n_1, n_2, \dots, n_n$  を持った円筒プラズマのインピーダンスをそれぞれ  $Z_1=R_1+jX_1, Z_2=R_2+jX_2, \dots, Z_n=R_n+jX_n$  とすればこれから合成された不均一プラズマ柱は図4で示されるような等価回路で表わすことができる。

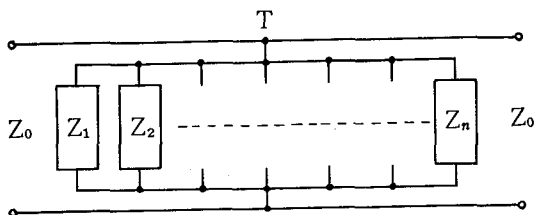


図4 不均一プラズマ柱のインピーダンス等価回路

式(2), (3)よりプラズマ柱のアドミタンスを求めれば、

$$Y = G + jB \tag{4}$$

$$G = \frac{VW^{-1} \cdot \xi}{\sqrt{2W^{-2}\xi^2 + (\eta + W^{-1}\xi)^2}} \tag{5}$$

$$B = - \frac{\eta + W^{-1} \cdot \xi}{\sqrt{2} W^{-2} \xi^2 + (\eta + W^{-1} \xi)^2} \quad (6)$$

ここで、 $V = \nu / \omega$ ,  $W = (\omega_p / \omega)^2 = n_p / n_c$ ,  $n_p$ ; プラズマ中電子密度,  $n_c$ ; 自由空間中プラズマの遮断電子密度である。

それぞれの円筒のアドミタンスを  $Y_1 = G_1 + jB_1$ ,  $Y_2 = G_2 + jB_2 \dots$ ,  $Y_n = G_n + jB_n$  とすれば, 合成したプラズマ柱のアドミタンスは

$$Y_{SUM} = (G_1 + G_2 + \dots + G_n) + j(B_1 + B_2 + \dots + B_n) \\ = \sum_{n=1}^n G_n + j \sum_{n=1}^n B_n \quad (7)$$

となる。したがってプラズマ柱のインピーダンスは

$$Z_{SUM} = R_{SUM} + j X_{SUM} \\ = \frac{\sum G_n}{(\sum G_n)^2 + (\sum B_n)^2} - j \frac{\sum B_n}{(\sum G_n)^2 + (\sum B_n)^2} \quad (8)$$

となる。

よって我々は式(5), (6)より種々の電子密度をもつ円筒プラズマのアドミタンスをその電子密度と不均一プラズマ柱の最大電子密度の比の関数として表わしておき, その総和から不均一プラズマ柱のインピーダンスを求めることができる。

まず筆者は不均一プラズマ柱のインピーダンスを求めるために図5のように, そのプラズマ柱を均一電子密度  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$  を持った円筒に分割する。ただしこ

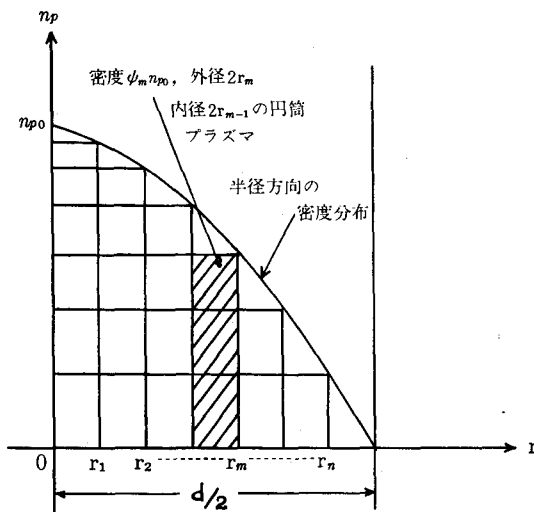


図5 半径方向に密度分布を持った不均一プラズマ柱を均一密度のプラズマ円筒に分割した図

これらの値はすべて不均一プラズマ柱の中心密度  $n_{p0}$  で正規化されたものである。そしてそれらのプラズマ円筒の外径をそれぞれ  $r_1, r_2, \dots, r_n$  とする。

次に任意の  $m$  番目の円筒すなわち外径  $2r_m$ , 内径  $2r_{m-1}$  の円筒プラズマのアドミタンスを算出しよう。これにはまず半径  $r_m$ , 電子密度  $\varphi_m \cdot n_{p0}$  の円柱プラズマのアドミタンスを算出する。そしてこのアドミタンスから半径  $r_{m-1}$ , 電子密度  $\varphi_m \cdot n_{p0}$  の円柱プラズマのアドミタンスを差し引けば, 外径  $2r_m$ , 内径  $2r_{m-1}$ , 電子密度  $\varphi_m \cdot n_{p0}$  の円筒プラズマのアドミタンスが算出できたことになる。

半径  $r_m$ , 電子密度  $\varphi_m \cdot n_{p0}$  のプラズマ柱のアドミタンス  $Y_{OUT} = G_{OUT} + j B_{OUT}$  を求めるには, まず  $(d/\lambda) = (2r_m/\lambda)$  の値から図2(a), (b)で  $\xi, \eta$  の値を求め, この値をおのおの  $\xi_m, \eta_m$  として式(5), (6)に代入すればよい。

$$G_{OUT} = \frac{VW^{-1} \cdot (\xi_m / \varphi_m)}{\sqrt{2} W^{-2} \cdot (\xi_m / \varphi_m)^2 + (\eta_m + W^{-1} \cdot (\xi_m / \varphi_m))^2} \quad (9)$$

$$B_{OUT} = - \frac{\eta_m + V^{-1} \cdot (\xi_m / \varphi_m)}{\sqrt{2} W^{-2} \cdot (\xi_m / \varphi_m)^2 + (\eta_m + W^{-1} \cdot (\xi_m / \varphi_m))^2} \quad (10)$$

同様に半径  $r_{m-1}$ , 電子密度  $\varphi_m \cdot n_{p0}$  のプラズマ柱アドミタンス  $Y_{IN} = G_{IN} + j B_{IN}$  は,  $(d/\lambda) = (2r_{m-1}/\lambda)$  の値から  $\xi, \eta$  を求め, この値をそれぞれ  $\xi_{m-1}, \eta_{m-1}$  として次式から求めることができる。

$$G_{IN} = \frac{VW^{-1} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m)}{\sqrt{2} W^{-2} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m)^2 + (\eta_{m-1} + W^{-1} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m))^2} \quad (11)$$

$$B_{IN} = - \frac{\eta_{m-1} + W^{-1} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m)}{\sqrt{2} W^{-2} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m)^2 + (\eta_{m-1} + W^{-1} \cdot (\xi_{m-1} / \varphi_m))^2} \quad (12)$$

したがって求めようとしている外径  $2r_m$ , 内径  $2r_{m-1}$  の円筒プラズマのコンダクタンスとサセプタンスは,

$$G_m = G_{OUT} - G_{IN} \quad (13)$$

$$B_m = B_{OUT} - B_{IN} \quad (14)$$

となる。

以上の計算を全ての円筒プラズマ, すなわち(外径  $2r_n$ , 内径  $2r_{n-1}$ , 電子密度  $\varphi_n \cdot n_{p0}$ ),  $\dots$ , (外径  $2r_2$ , 内径  $2r_1$ , 電子密度  $\varphi_2 \cdot n_{p0}$ ) について行い, そのアドミタンスの総和と半径  $r_1$ , 電子密度  $\varphi_1 \cdot n_{p0}$  のプラズマ円柱(最内側の円筒は内径が零である)のアドミタンスとの和を求め, さらに式(8)を使用すれば我々は

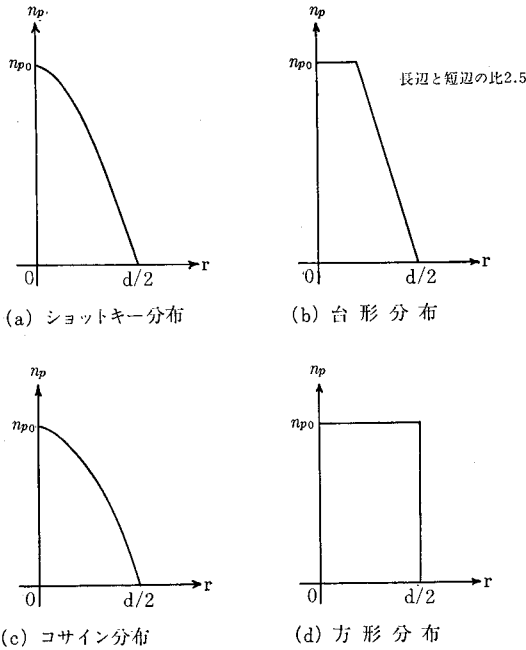


図6 仮定された種々の電子密度の分布を示す図

半径方向に不均一な密度を持ったプラズマ柱のインピーダンスを  $W(=\omega_p^2/\omega^2)$  の関数として求めることができ

る。

### 3. 計算結果

マイクロ波を使っての不均一プラズマの測定法は、Wharton等によってなされている。彼等は方形分布(均一プラズマ)、三角形分布、コサイン分布の密度分布をもつプラズマに対するマイクロ波透過法の理論および実験をレポートしている<sup>(8)</sup>。筆者は本論文で図6に示すような四つの分布を考えた。ここで一番重要だと思われるのは碰化されていない陽光柱プラズマにみられるSchottky分布であろう。Schottky分布は次式によって示される。

$$n = n_{p0} J_0(2.4 \frac{2r}{d}) \tag{15}$$

ここで、 $J_0$  ; 零次のベッセル関数

またコサイン分布は次式によって示される。

$$n = n_{p0} \text{COS} \left[ \left( \frac{\pi}{2} \right) \cdot \left( \frac{2r}{d} \right) \right] \tag{16}$$

さらに図6に示すように台形分布, 方形分布が仮定され, その時の正規化された不均一プラズマ柱のリアクタンス

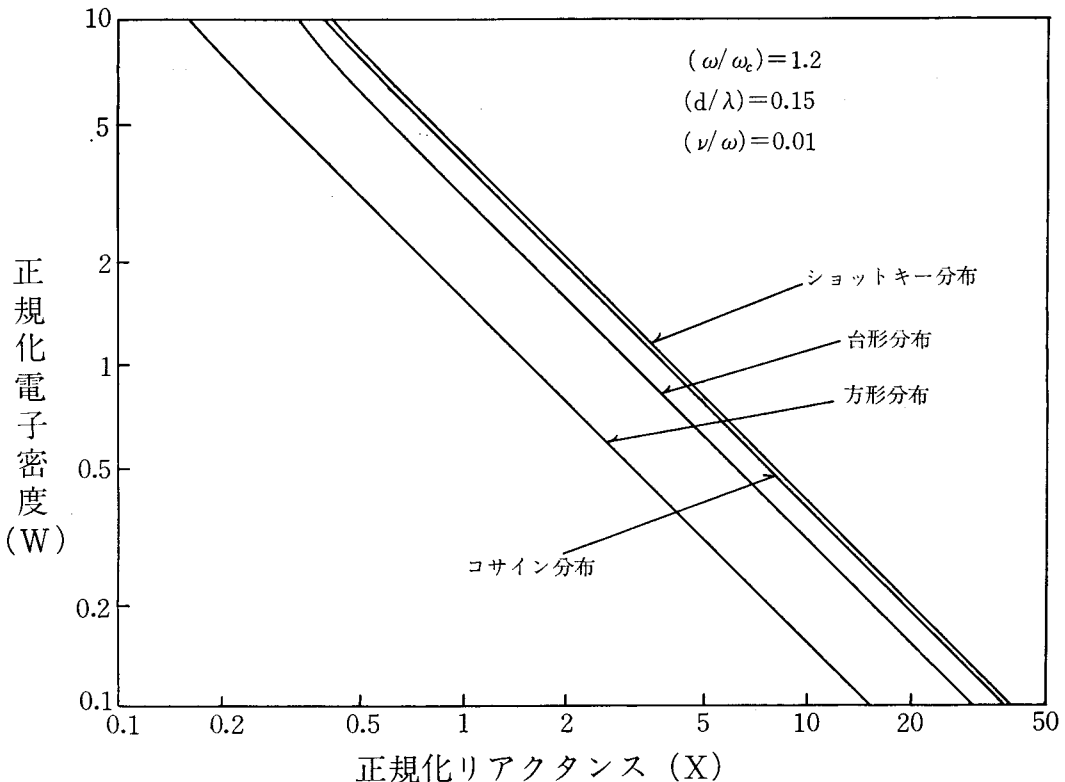


図7 種々の密度分布における正規化リアクタンス対正規化電子密度のグラフ。

と正規化電子密度の関係が求められ、その結果が図7に示されている。ここで $V=(v/\omega)=0.01$ としてある。これらの結果を求める場合、筆者は不均一プラズマ柱を10個の円筒プラズマに分割し、式(8)から式(14)までを使用してリアクタンスを算出した。

この図を求めるのに筆者は電子衝突周波数を仮定したが式(8)から式(14)までを使用して、 $W$ と $V$ の連立方程式を立て、 $R$ と $X$ から我々は電子衝突周波数を知ることができるが、これは非常に複雑な計算となると同時に誤差を多く持つことになる。というのも $W>1$ のときは、不均一プラズマ柱の表皮効果による影響が均一プラズマ柱の場合と違うために、 $R_{SUM}$ が変ってくるからである。

#### 4. おわりに

本論文において、不均一プラズマ柱に対するマイクロ波インピーダンス法が工夫されたが、それによって従来のマイクロ波インピーダンス法で測定した値より、放電管軸の電子密度が増大することがわかった。しかしながら一般のプラズマ診断技術ではここに算出されたような電子密度の差はありがちなことである。というのも研究室でのプラズマは、 $10^{10}/\text{cm}^3$  個以上の電子密度を保っており、またプラズマ診断技術は一般に簡単な方法が少なく、ほとんどの技術が複雑な計算を伴ったり、多くのパラメーターを含んだ方法だからである。また本測定法では、理論上さうとう高い電子密度まで測定可能である

が、実際は $W$ があまり高くなると表面波があらわれ測定不可能になる。

**謝辞** 本研究に対し有意義な助言をしてくださった大阪工業大学田雅郎教授を始め、平素より親切なるご指導をいただいている大阪工業大学今井健蔵助教授ならびに本校阿座上孝教授、高橋晴雄講師に厚く感謝申し上げます。

#### 文 献

- 1) M. A. Heald and C. B. Wharton, "Plasma diagnostics with microwave," John Wiley & Sons, Inc. (1965)
- 2) S. Takeda, Japan J. Appl. Phys. Vol. 2 p. 58 (1963)
- 3) V. E. Mitsuk and V. D. Sizov, Sov. Phys. Tech. Phys. Vol. 9 p. 743 (1964)
- 4) 成田紘一他, 日本物理学会第23回年会講演予稿集 (昭和43年)
- 5) 成田紘一, 奈良高専研究紀要, No. 4, p. 76 (1969)
- 6) N. Marcuvitz, "Waveguide hand book" McGraw-Hill (1952)
- 7) E. D. Nielsen, IEEE Trans. Vol. MTT-17 No. 3 p. 148 (1969)
- 8) C. B. Wharton and D. M. Slager, J. Appl. Phys. Vol. 31 p. 428 (1960)





# レーザ散乱光を用いたドップラ偏位による速度測定

宮 田 正 幸

Measurement of Local Velocity from the Doppler Shift in Scattered Laser Light

Masayuki MIYATA

## 抄 録

1960年 Maiman によるルビー Laser の発振, 1961年 Javan による He-Ne Gas Laser の発振以来, 今日まで各種の Laser が開発され, 出力の増大, 発振波長域の拡大, 単色性, 指向性の改良など目ざましい発展をとげ, 紫外域からザブミリ波帯まで極めて広い範囲で電波の発振を可能にした。その間 Laser の工学的応用の面を考えてみると, 通信情報処理技術への利用等はなばなく考えられたにもかかわらず, いまだ確定的な実用化にいたっているものは少く, 現在はむしろ基礎的分野に広く研究が進められている現状である。この中で特に Electronics 技術と密接に結びついている計測への分野が応用技術と基礎研究のあいだにあって, 現在最も有効な Laser 利用の一分野と考えられる。<sup>(1)(2)</sup>

## § 1 緒 言

Laser はその機能からみて coherency が非常にすぐれていることから, coherent な電磁波として性質が利用できる。このとき測定対象の種々の情報を担っているのが位相<空間的 Coherency>, 周波数<時間的 Coherency>である。これらの情報検出には Electronics 技術が利用され Laser 応用の工学的一分野を成している。Laser は非常に高い電磁波 (He-Ne Gas-Laser, 波長  $0.6328\mu\text{m}$ ) であるので検出器としてはその強度を測定する光学素子が利用される。空間的 Coherency 性は従来の光源にかわる単色性, 指向性のするどい光として干渉計を用いて Laser 波長の数分の1の精度で微小変位を干渉縞の明暗を利用して測定するものである。<sup>(1)(2)(3)(4)</sup> 時間的 Coherency 性は Laser 光が非常に高い電磁波 (He-Ne Gas Laser,  $4.7 \times 10^{14}$  Hz) であることを利用し, 移動物体からの反射光の Doppler 効果による周波数変化をビート周波数として測定し速度を

求めるものである。<sup>(3)(4)(5)(6)</sup>

本実験は後者の具体的な応用の一つとして Mössbauer 効果分析器における線源駆動部の速度を光学的に絶対較正し, 又新しい線源駆動部の試作のための基礎実験を行った。<sup>(7)</sup>

## § 2 測定原理

### 2・1 Doppler 効果の原理

本実験において扱う系は, 光源と観測者を同一の静止系に, 他方被測定系は運動系にいる系を考える。

静止系より出た波数 vector ( $\vec{K}_0, \omega_0$ ) の光が移動物体によって角  $\theta$  の方向に散乱されそのときのその波数 vector を  $\vec{K}_s$  とする。 $\vec{K}_0$  と  $\vec{K}_s$  は Doppler 効果により異なったものとなる。適当な光学系を構成することにより Doppler 効果を観測することができその時の frequency shift は

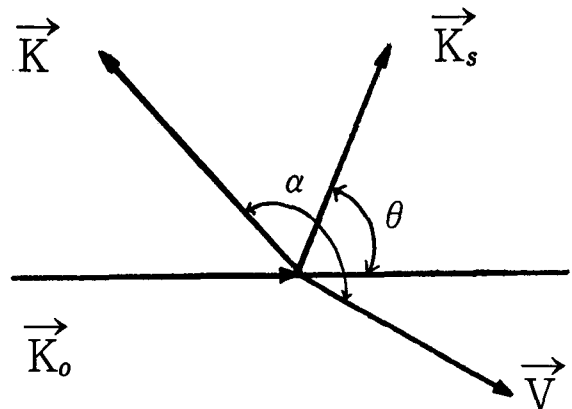


Fig. 1 Principle of the Doppler effect  
(Incident light ( $\vec{K}_0, \omega_0$ ) and Rayleigh scattered light ( $\vec{K}_s$ ) from a moving particle)

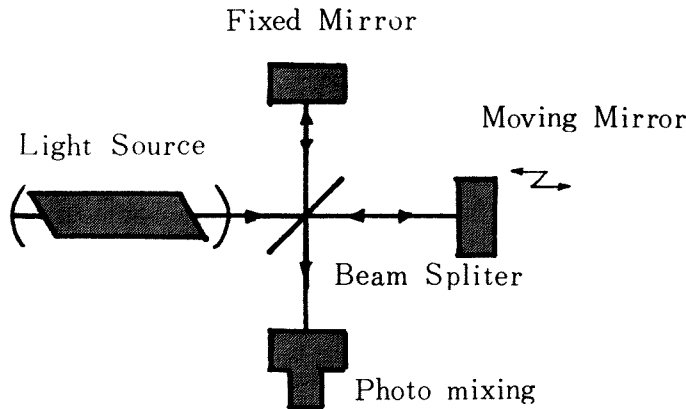


Fig. 2 Optical system for optical heterodyne detection

$$f_D = (2\pi)^{-1} (\vec{K}_s - \vec{K}_o) \cdot \vec{V} \quad (1)$$

で与えられる。 $\vec{V}$  は物体の速度を表わす。 $|\vec{V}|$  は一般に光速  $c$  より非常に小さいので  $\vec{K}_s = \vec{K}_o$  と考えて良い。従って  $\vec{K}_o$ ,  $\vec{K}_s$ ,  $\vec{K}$ ,  $\vec{V}$  の間の角を Fig. 1 のようにとると

$$K = 2K_o \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

で与えられ(1)式に代入して

$$\begin{aligned} f_D &= \frac{2K_o \sin \frac{\theta}{2}}{2\pi} \cdot v \cdot \cos \alpha \\ &= \frac{2nv}{\lambda_o} \sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \alpha \end{aligned} \quad (3)$$

ここで  $K_o = \frac{2\pi n}{\lambda}$ ,  $\lambda_o$  は入射光の波長,  $n$  は屈折率,  $v = |\vec{V}|$  をそれぞれ表わす。観測系を Fig. 2 のような光学系と考えると, 3式において  $\alpha = 0$ ,  $\theta = 180^\circ$  であり,  $n$  は空気中であるから 1 である。よって(3)式は簡単になり

$$f_D = \frac{2v}{\lambda_o} \quad (4)$$

となる。今光源として He—Ne Gas Laser の 6328 Å line を用いると(4)式は

$$f_D = \frac{2v}{6328 \times 10^{-8}} \text{ (Hz)} \quad (5)$$

となる。

## 2・2 光ヘテロダイン検出

光のような高い周波数における Optical heterodyne 検出法については内外で多くの研究がなされている<sup>(8)(9)</sup>。ここでは photo-mixing させるに必要な基本的な条件並びに検出方法について述べる。photo-mixing させるた

めには mixing される光の面積はほぼ波長の 1000 倍以上の直径をもつ面積を必要とする。この面積の個々の要素が電流に寄与しており, また最大の応答を得るためにはこれらの要素における電流の位相がそろっていなければいけない。従って二つの光は全面積にわたって同じような相対位相をもっていなければいけない。この点 Laser 光は coherency がすぐれているから殆んど全面積にわたって位相がそろっていると考えて良い。

今光によって生じる電場が次の様にと与えられるとする

$$\left. \begin{aligned} E_o &= A_o \cos \omega_o t \\ E_s &= A_s \cos \omega_s t \\ E_b &= \sum_k A_k \cos \omega_k t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ただし  $E_o$ ,  $E_s$ ,  $E_b$  はそれぞれ入射光, 散乱光, バックグラウンド光による電場とする。

(6)式で与えられる光が同時に光電管などの 2 乗検出器に入ってきたとすると検出器面の電場は,

$$E(t) = A_o \cos \omega_o t + A_s \cos \omega_s t + \sum_k A_k \cos \omega_k t \quad (7)$$

で表わされるが, 実際に光電流として観測されるのは

$$i(t) = \alpha E^2(t) \quad (8)$$

である。これは

$$\begin{aligned} i(t) &= \alpha (A_o \cos \omega_o t + A_s \cos \omega_s t + \sum_k A_k \cos \omega_k t)^2 \\ &= \alpha \left\{ \frac{1}{2} (A_o^2 + A_s^2 + \sum_k A_k^2 + \cos 2\omega_o t + \cos 2\omega_s t \right. \\ &\quad + \sum_k \cos 2\omega_k t) + A_o A_s \{ \cos(\omega_o + \omega_s)t + \cos(\omega_o - \omega_s)t \} \\ &\quad + \sum_k A_o A_k \{ \cos(\omega_o + \omega_k)t + \cos(\omega_o - \omega_k)t \} \\ &\quad + \sum_k A_s A_k \{ \cos(\omega_s + \omega_k)t + \cos(\omega_s - \omega_k)t \} \left. \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

検出器は光の周波数には応答がなく、Fig. 2のような光学系を採用すれば、 $\Sigma(\omega_0 - \omega_k)$ 、 $\Sigma(\omega_s - \omega_k)$ の項は信号のS/N比に関係してくるが、これらは一般に小さくほとんど無視でき(9)式は平均され、

$$i(t) = \alpha \left\{ \frac{1}{2}(A_0^2 + A_s^2) + A_0 A_s \cos(\omega_0 - \omega_s)t \right\} \quad (10)$$

で表わせる。(10)式右辺の第一項は直流成分であり、第2項が2つの光波の差、すなわちビート周波数  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_s$  を有する光電流成分をそれぞれ与える。このビート周波数がマイクロ波以下の周波数領域に入れば Doppler shift 周波数の観測が可能になる。

### § 3 装置および実験

#### 3.1 実験装置およびレーザーの特性

Michelson 型干渉計を用いてビーム干渉の基礎実験を行った。Fig. 2 は干渉計のブロックダイアグラム、Fig. 3 は干渉計の外観である。光源は三菱社製外部ミラー型 He-Ne ガスレーザーを使用した。主な仕様は、レーザー波長 6328Å、最大出力 6.5mW (多重モード)。使用モード TEM<sub>00</sub>。photo-mixing には光電子増信管 MS-9S、感度 S4 を使用した。これはレーザー光の波長に対して最大感度より相当下まわっているがレーザー光の強度が強いため実験に際しては問題にならない。

#### 3.2 定速度で鏡を動かしたときの Doppler Frequency shift 周波数偏位の測定

(5)式で与えられている Doppler Frequency shift を観測するため同期モータとギヤを用いて鏡を一定速度で動した。同期モータは 1800 rpm のものを用い変速機構は 5 : 1, 30 : 1, 60 : 1, 180 : 1 の変化比を用いた。又シャフトには M4, P 0.7 のネジを切り使用した。この測定結果を Fig. 4 に示す。これによると送り速度が 1 mm/sec 以下になると理論値から相当のずれを見る。この原因は電動期自身の振動からくる速度がシャフトの速度とほとんど同じかそれ以上になり低速度においては理論値からのずれが大きい。しかし 4 mm/sec の所では理論値と良く一致している。

#### 3.3 低速度発生装置

前節の基礎実験において Doppler frequency shift と速度との関係式(5)がほ

ぼ成立していることが確かめられた。この Beat 法の具体的な応用として Mössbauer 効果分析器の線源駆動装置への応用を考えその基本的な実験を行った。Mössbauer 効果に必要な速度は大体 0 ~ 50mm/sec であるが、特に低速 (1 mm/sec以下) における速度を  $\pm 10^{-2}$  mm/sec の精度で測定するのは従来の方法では困難であった。この点レーザー光による Doppler 効果を利用すれば比較的簡単に速度の絶対較正が可能である。筆者らはこの速度の較正を基にして新しい速度変換器の試作を試みた。

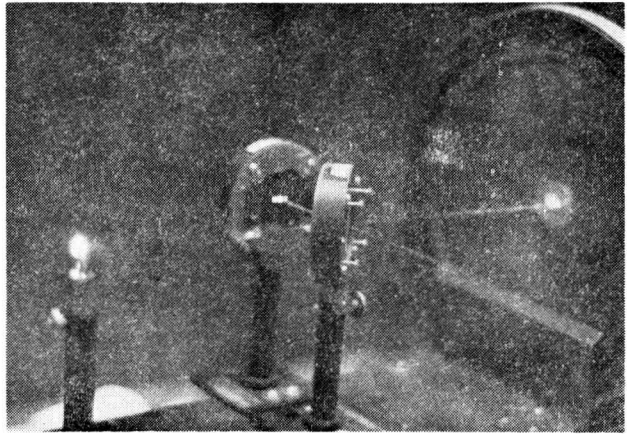


Fig. 3 View of Michelson Interferometers

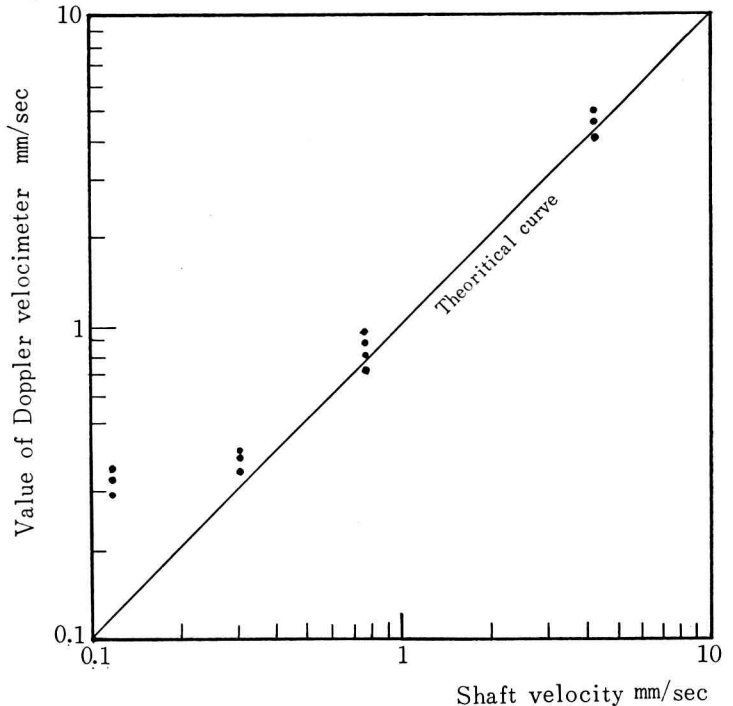


Fig. 4 Comparison of Doppler velocimeter's velocities versus shaft velocities

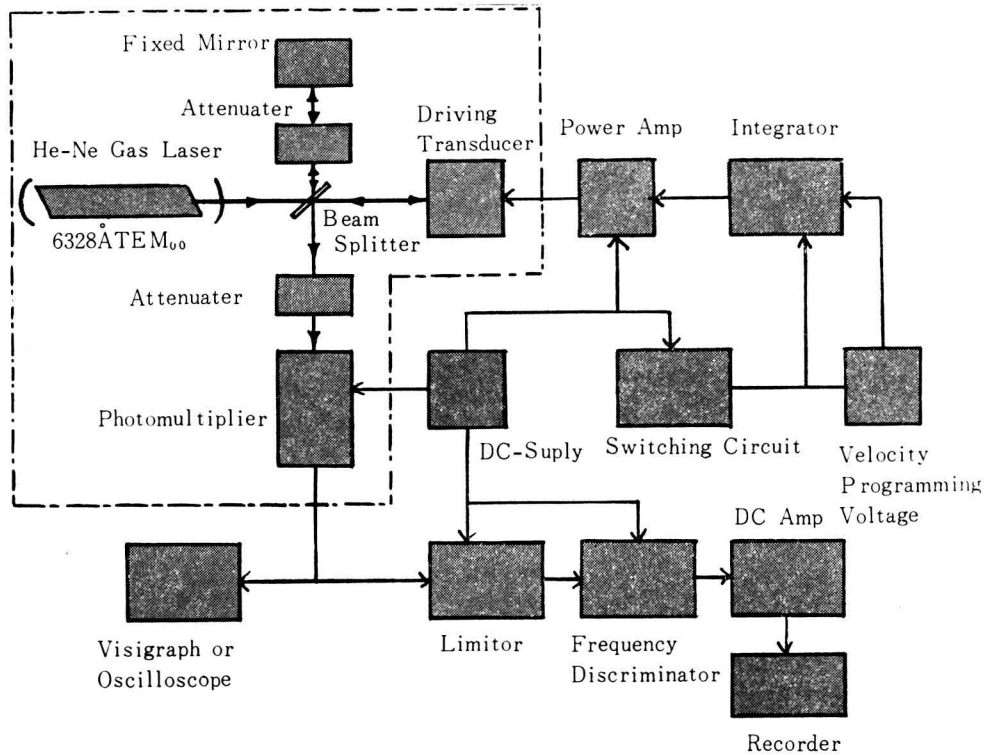


Fig. 5 Block diagram of constant velocity drive system associated with optical detector to be enclosed by the broken line.

このため低速において比較的振動の小さい magnetic transducer を使用した。低速度発生のためのブロックダイアグラムを Fig. 5 に示す。速度変換器は磁気回路とドライブコイル、および振動板が主な部分をなしている。磁気回路は強い永久磁石と円筒状の狭いギャップを有し、ギャップにはなるべく一定の磁界がかかるようにしてある。このような transducer の可動部分の運動方程式は 2 階線形微分方程式で表わされ、可動部分が外力を加えたとき減衰振動から過度振動に移る点で減衰が最も速く達せられる。このため power 増幅器の出力抵抗に直列に適当なインピーダンスを加える必要がある。

またこの magnetic transducer の可動部分の速度は driving コイルに加わる電圧の微分に比例するので driving コイルへの入力電圧は時間に関して一次関数でなければいけない。一方積分器の出力電圧は

$$e_o = -\frac{1}{RC} \int_0^{\tau} e_i dt \quad (11)$$

ただし  $e_o$ ,  $e_i$ ,  $RC$  は積分器の出力, 入力電圧, 時定数を表わしている。driving コイルを一定速度で動かすためには  $e_i$  は一定の電圧でなければならない。ここで積分時間  $\tau$  を決める方法について説明する。switching 回路において  $\tau = 4, 7, 15$  秒間隔のパルスを作りこの

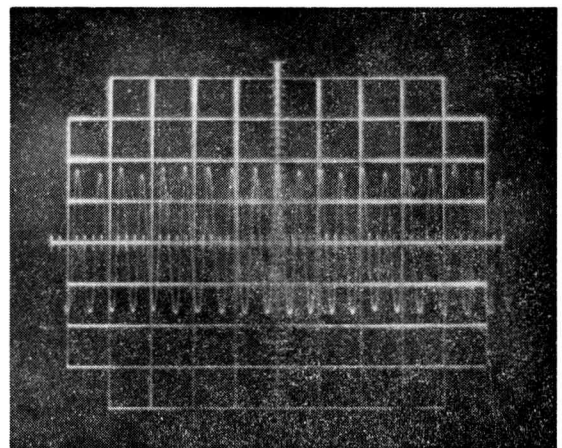


Fig. 6 Doppler beat wave Hor 1ms/div Ver 2V/div

パルスによってリレーを動作させ積分時間を決定している。積分器の入力電圧  $e_i$  を変化することによって driving コイルの速度を任意に設定できる。

他方 magnetic transducer の可動部分の速度は Laser 光による Doppler 効果を使って速度に比例した Beat 周波数を検出する。Fig. 6 参照。ここで問題になるのは出力信号が速度に比例した周波数変調波となることであ

る。もちろんカウンターなどで周波数測定が可能であるが、速度の瞬時の変化には追従できない。このための周波数弁別器を製作した。弁別器の中心周波数、弁別周波数範囲、弁別器の時定数は回路定数のL, C, Rを調整することによって変化できる。

次に周波数弁別器からの出力電圧が正確に検波特性に従っているかどうか検討する。まず switching 回路における無安定マルチによって作られた微分パルスを選延パルス発生器に入れτ時間だけおくれたパルスを発生させる。このパルスによってゲートを開き sampling 幅約37msのゲートパルスを作る。次に photo-mul からの信号をゲート回路に入れその出力をパルスカウンターで測定した。実際の測定は選延パルス発生器の選延時間は最大3秒であるので magnetic transducer のくり返し時間一ぱいまで sample することはできない。なお sampling は5回にわたって行いそれを平均した。

一方弁別器からの出力電圧をDC増幅し、記録計にかかせこの記録を Doppler 周波数に換算したものと sampling 法によったものを Fig.7 に示す。この

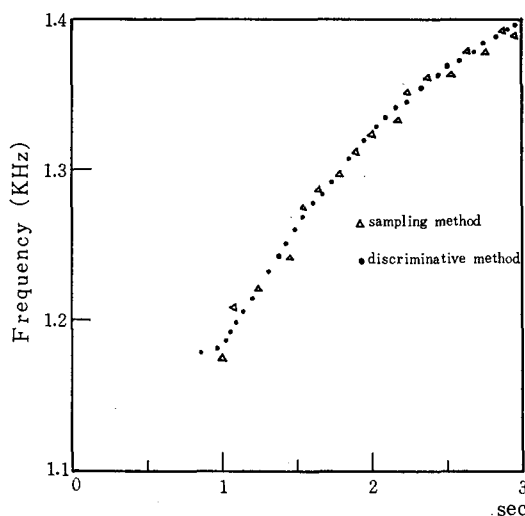


Fig. 7 Comparison of sampling method and discriminative method

結果から判断して弁別器からの出力電圧はほぼ正確に driving コイルの速度に比例しているものと考えられる。

### 3・4 考 察

Mössbauer spectrometer に使用される線源駆動部の速度精度は 0.1mm/sec~1 mm/sec 附近で少なくとも  $\pm 10^{-2}$  mm/sec以上の精度がなければいけない<sup>(11)</sup>。この場合実験3・2より速度の絶対較正は非常に精密にできるが、しかし測定できる量は Digital 量であるので周波

数の直読、いいかえると瞬時の速度のモニターができない点が欠点となる。D-A変換を行う以上、精度の面は少し落ちるが弁別器をうまく設計すれば  $10^{-3}$  mm/sec以上の精度で測定するのは可能である。これらの基礎的実験結果よりいくつかの問題点をあげると、

1)周波数弁別器の時定数の問題。この値をあまり小さくはできない。大体ドップラー周波数偏位の  $\frac{1}{10}$  ぐらいに設計してあるが速度が低くなると、駆動部の速度による周波数偏位と雑音(空気振動、建物のゆれなど)による周波数変動の割合が50%ぐらいを占め、このため時定数を決定することが困難となる。

2)弁別器特性の非線形部分による誤差の問題。

3)driving コイルへの入力電圧はほぼ一次関数に近いが、これに対する速度は除々に変化しており過渡項の特性が悪い。このため適当な transducer を製作する必要がある。

## § 4 結 言

Lasre の計測への応用の一つとして、Doppler 効果による速度検出を行い、Mössbauer spectrometer の線源駆動部にその具体的な適用を試みその基礎的実験を行った。この結果から低速度における速度の絶対測定がレーザを媒介にして極めて正確に測定されかつそれらの情報を電気的に処理する事が可能になった。今後装置の改善の方針として帰還系の構成、その他個々の要素の改善などが考えられる。

本論文の内容は応用物理計測制御連合講演会(1969.4)において発表したものの一部分である。

最後に本研究について終始ご指導いただいた神戸工学部柴田圭三教授、若林信生助教授、峯本工助手に厚く感謝する。

## 文 献

- (1) 電気試験所彙報レーザ技術特集 32巻, 1号 1968
- (2) R.D. Haun IEE Spectrum May 1968
- (3) 田幸・日本機械学会誌 66巻, 534号 1963
- (4) 桜井・計測と制御 6巻3号 1967
- (5) John. V.Forster AE S-3 No.2 March 1967
- (6) J.W. Foreman IEE J of Qum Elec VoL QE-2 No. 8 1966
- (7) 安藤・藤生・沢 応用物理 VoL 37, No.4 1968
- (8) D.E.Delane IEEE Spectrum October 1968
- (9) Oliver, B.Mg Proc. IEEE, VoL 53. May 1965
- (10) 川上正光 電子回路III 共立全書
- (11) 大野 応用物理 VoL.38, No1 1969



# Fundamental Studies of Cesium Plasma

Chobei YAMABE and Yukio SAKAGAMI

## Abstract

Purposes of this experiment are the production of the quiescent plasma by use of thermal ionization which is different from the production by the electrical discharge and the determination of plasma parameters by probe measurement method. The third purpose of this experiment is to make it clear how the plasma parameters change when a magnetic field is applied axially along the glass tube to prevent plasma particles from diffusing to radial directions.

## 1. Introduction

Up to this time, in laboratory, plasma which has been frequently produced by electrical discharge is very low percentage of ionization (e.g. 1 percent or less) and velocity distribution is influenced by applied electrical field. In laboratory, plasma which satisfies the following conditions—the percentage of ionization is extremely high and electrons and ions are in thermal equilibrium—can be produced, and such an experimental result has been reported. This kind of plasma is produced with cesium. According to the report<sup>1)</sup>, the percentage of ionization is more than 90 percent for electron densities of the order of  $10^{11}(\text{cm}^{-3})$ . The positive ions of plasma are produced by the thermal ionization at a hot surface of the electrode having high-work function and electrons by the thermal emission from the same electrode surface. One of the ways which measure the plasma parameters is by electrical probe. This method was originated by I. Langmuir and H.M.Mott-Smith in 1923<sup>2)</sup> and has been used frequently in the branches of electrical discharge measurement. In this paper, the comparisons of measurements by “single probe method” with those by “double probe method” are investigated experimentally.

## 2. Principle<sup>3)</sup>

### 2.1. Single probe

Current and voltage characteristics which are measured by single probe method has the following three regions which can be clearly distinguished.

- (1) The region where the positive ion current is in saturation.
- (2) The region where the electron current flows in.
- (3) The region where the electron current is in saturation.

Here, we assume that the velocities of particles of plasma are Maxwell distribution.

1) Determination of electron temperature.

In the region (2), the electron current is given by the following equation.

$$I_p + I_+ = I_e \exp(-eV/kT_e) \dots \dots \dots \textcircled{1}$$

Where  $V = V_s - V_p$ ,

$I_p$  is the probe current,

$V_p$  is the probe voltage,

$I_+$  is the positive ion current,

$I_e$  is the electron current,

$T_e$  is the electron temperature,

$V_s$  is the space potential, and

$A_p$  is the probe area.

From equation  $\textcircled{1}$ , the following equation is

given.

$$\frac{d(\ln I_e)}{dV_p} = \frac{e}{kT_e} \dots\dots\dots(2)$$

Evidently from equation (2), we can determine the electron temperature  $T_e$  from the gradient by the semi-log-plot of  $I_e$  vs.  $V_o$ .

Otherwise we set the voltages  $V_{p1}$ ,  $V_{p2}$  at which the ratio of the value of  $I_e$  is 1 :  $\epsilon$  ( $=2.718$ ). Then, the electron temperature is given by the following equation,

$$T_e = 11,600 \times \Delta V_p \quad (^\circ\text{K}) \dots\dots\dots(3)$$

$$\text{where } V_p = V_{p1} - V_{p2}$$

The space potential  $V_s$  is the probe voltage at which the probe current turns aside from a straight line of a semi-log-plot of  $I_e$  vs.  $V_p$ .

### 2) Determination of electron density.

In the region (3), the electron saturation current  $I_{e0}$  is given by the following equation.

$$I_{e0} = j_{e0} A_p = \frac{N_o e v_e}{4} A_p = N_o e A_p \frac{kT_e}{2\pi m_e} \dots\dots(4)$$

From this equation, we get electron density,

$$N_o = 4.03 \times 10^{13} \frac{I_{e0}}{A_p T_e^{1/2}} \quad (\text{cm}^{-3}) \dots\dots(5)$$

Where: The units of  $A_p$ ,  $I_{e0}$ ,  $T_e$ , are ( $\text{cm}^2$ ), (A), ( $^\circ\text{K}$ ).

### 3) Determination of ion temperature.

In the region (1) where the positive ion current is in saturation, we can determine ion-temperature if the next situation holds, that is, the gas pressure is high and positive ions coming into collision with neutral gas particles in permeant electrical field. The current density is given by the following equation.

$$j_{+0} = \frac{N_o e}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi M_+} \right)^{1/2} \dots\dots\dots(6)$$

## 2.2 Double probe

These are some ways to determine the electron temperature using double probes. For example, they are (1) log-plot method, (2) equivalent resistance method and (3) intercept

method. Here, we use the equivalent resistance method. Now we call two probes No. 1, No.2 respectively. The electron current  $I_{e2}$  which flows into No. 2 is given by the following equation,

$$I_{e2} = \sum I'_p / [\sigma \exp(-\phi V_p) + 1] \dots\dots\dots(7)$$

$$\begin{aligned} \text{where: } \sum I'_p &= I_{e1} + I_{e2}, \\ &= (A_1 j_{o1} / A_2 j_{o2}) \exp(\phi V_e), \\ V_e &= V_2 - V_1 + V_p, \end{aligned}$$

$V_1$  is plasma potential which surrounds probe No. 1,

$V_2$  is plasma potential which surrounds probe No. 2,

and  $V_p$  is the potential difference between No. 1 and No. 2.

We differentiate above equation with  $V_p$  and evaluate that value at  $V_p = 0$ .

$$\left. \frac{dI_{e2}}{dV_p} \right|_{V_p=0} = (\sum I'_p \phi \sigma) / (\sigma + 1)^2 \dots\dots(8)$$

Solving for  $T_e$ ,

$$T_e = 11,600 \frac{\sigma}{(1+\sigma)^2} \left[ \sum I'_p \frac{dV_p}{dI_p} \right]_{V_p=0} \dots\dots(9)$$

$$\text{where: } \frac{dV_p}{dI_{e2}} = \frac{dV_p}{dI_p},$$

$$\text{and } \sigma = \left[ \sum I'_p / I_{e2} - 1 \right]_{V_p=0}$$

Now, we introduce the factor  $G$  such as

$$G = \left[ I_{e2} / \sum I'_p \right]_{V_p=0} = 1 / (1 + \sigma)$$

Then we get

$$\begin{aligned} T_e &= 11,600 (G - G^2) \left[ \sum I'_p dV_p / dI_p \right]_{V_p=0} \\ &= 11,600 (G - G^2) R_o \sum I'_p \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

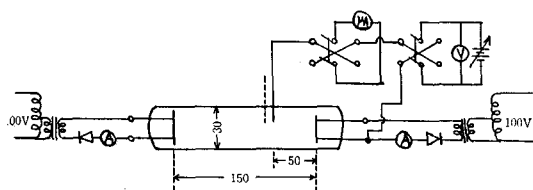
$$\text{where: } R_o = \left[ dV_p / dI_p \right]_{V_p=0} \dots\dots\dots(11)$$

Using above equations, we can obtain the electron temperature directly from the characteristic curve of  $I_p$  vs.  $V_p$ .

## 3. Experimental arrangements

Experimental arrangements are shown in Fig. 1.





Test tube :  
 Dia. 30mm $\phi$ , inter-electrode-distance 150mm.  
 electrode :  
 Dia. 0.40mm $\phi$ (W), length 100mm  
 Probes (Double probe) :  
 Dia. 0.40mm $\phi$  (Mo), length 4.7mm.

Fig. 1 Experimental arrangements.

We changed surrounding temperature  $T_{cs}$  from 100°C to 250°C in a dry oven. We changed electrode temperature  $T_E$  from 1,640°K to 2,400°K. We measured the electrode temperature  $T_E$  by a pyrometer. Then, we measured the probe current  $I_p$  and the probe voltage  $V_p$  by a micro amperemeter and a voltmeter, varying  $T_{cs}$  and  $T_E$  in a wide region. To observe the probe current signal, we connected a standard resistance of 1  $\Omega$  to the probe circuit and observed the current wave form by a dual beam synchroscope. A magnetic field was applied axially along the glass tube to prevent plasma particles from diffusing to radial directions.

#### 4. Experimental results and considerations

##### 4.1 Single probe method

We changed the electrode temperature  $T_E$  and the wall temperature  $T_{cs}$ . Fig. 2 is an example of  $I_p$  vs.  $V_p$  characteristic at  $T_{cs}=180^\circ\text{C}$  and  $T_E=2,170^\circ\text{K}$ . From Fig. 2 and equation (3), we determined the electron temperature  $T_e$ . The relation of the electron temperature  $T_e$  with the electrode temperature  $T_E$  is shown in Fig. 3 (here,  $T_{cs}$  are parameters). From Fig. 3, it was found, when the electrode

temperature  $T_E$  increased, the electron temperature  $T_e$  also increased and when the wall

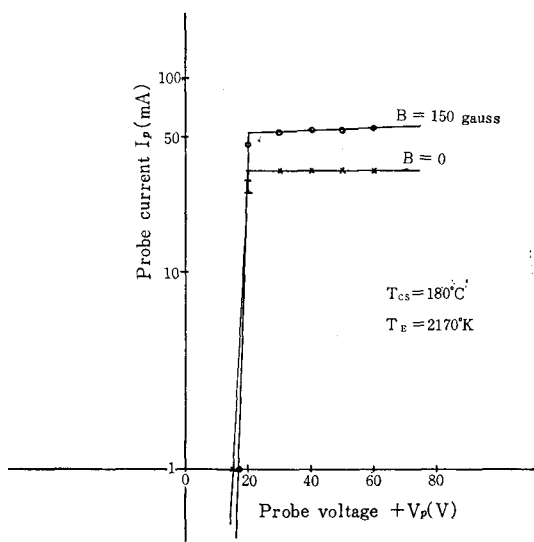


Fig. 2  $I_p$  vs.  $V_p$  characteristic at  $T_{cs}=180^\circ\text{C}$ ,  $T_E=2170^\circ\text{K}$  and  $B=0, 150$  gauss.

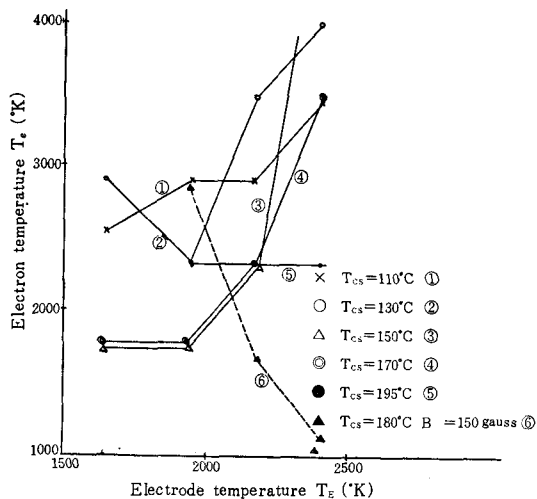


Fig. 3 Electron temperature  $T_e$  vs. Electrode temperature  $T_E$  characteristic curves.

temperature  $T_{cs}$  increased, the electron temperature  $T_e$  decreased. From the experimental results, the electron temperature was about from 1,100°K to 4,000°K. But the magnetic field being applied, when the electrode temp-

erature  $T_E$  increased, the electron temperature  $T_e$  decreased. From Fig. 2 and equation (5), we determined the electron density  $N_0$ , which is shown in Fig. 4. When the electrode temperature  $T_E$  increased, the electron density  $N_0$

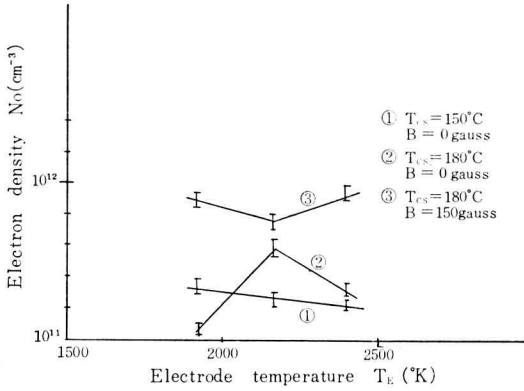


Fig. 4 Electron density  $N_0$  vs. Electron temperature  $T_E$  characteristic curves.

was nearly constant but the wall temperature increasing, the electron density increased. The magnetic field being applied, the ratio of saturation probe current at  $B=150$  gauss to that at  $B=0$  was about 2 and the ratio of the electron density was about 5–10. It is clear that the magnetic field was effective to prevent plasma particles from diffusing. We observed that the oscillation of probe current appeared at  $B=0$ , which is shown in Fig. 5, but at  $B=150$  gauss, the oscillation disappeared. From equation (6), cesium ion temperature  $T_+$  was about 945 °K

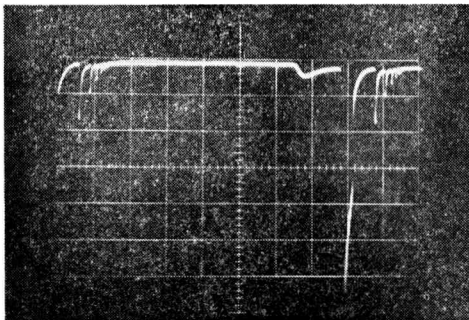


Fig. 5 Oscillation wave form of Probe current, 0.5 msec/cm, 0.05 A/cm.

at  $T_{cs}=180^\circ\text{C}$ ,  $T_E=2,170^\circ\text{K}$  and  $B=0$ .

### 4.2 Double probe method

An example of the results by double probe method at  $T_{cs}=120^\circ\text{C}$  and varying  $T_E$  from 1,940°K to 2,400°K is shown in Fig. 6. From

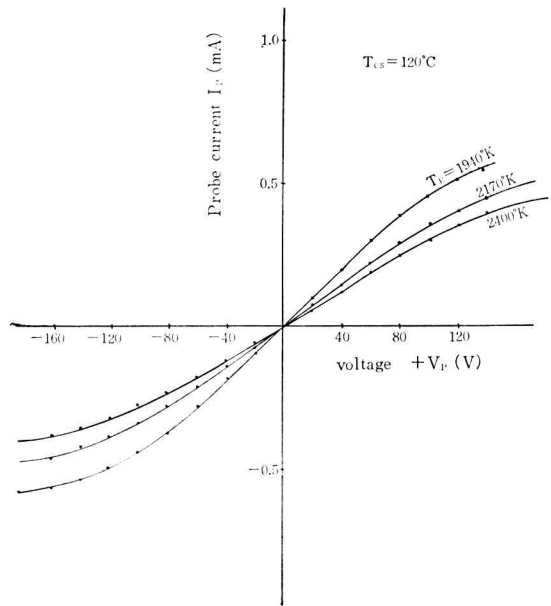


Fig. 6  $I_p$  vs.  $V_p$  characteristic curves (double probe)

equation (11), the equivalent resistance  $R_0$  was calculated. Fig. 7 and Fig. 8 are the curves of  $R_0$  to  $T_E$  and  $T_{cs}$ , respectively. From Fig. 7 and Fig. 8, it was found that the electrode

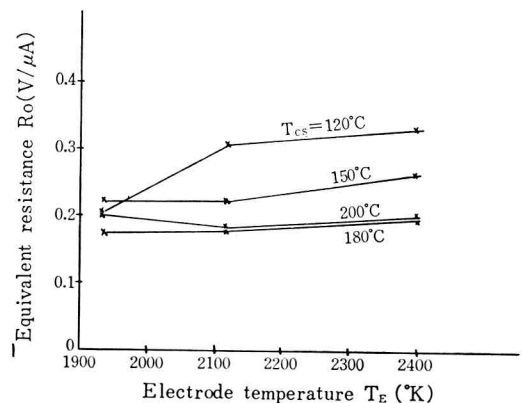


Fig. 7  $R_0$  vs.  $T_E$  characteristic curves.

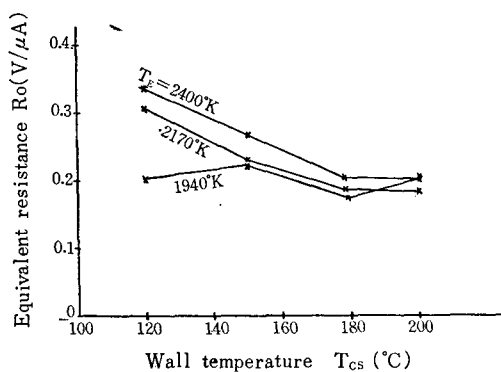


Fig. 8  $R_0$  vs.  $T_{cs}$  characteristic curves

temperature  $T_E$  increasing, the equivalent resistance  $R_0$  increased and from equation (10) the electron temperature  $T_e$  also increased. The wall temperature  $T_{cs}$ , increasing, the equivalent resistance  $R_0$  decreased and the electron temperature  $T_e$  also decreased. These characteristics coincide with those of single probe method.

## 5. Conclusion

- 1) We produced cesium plasma. We measured the electron temperature  $T_e$  and the electron density  $N_e$  by single probe and double probes and observed the effect of magnetic field. The electrode temperature  $T_E$  and the wall temperature  $T_{cs}$  were varied in a wide region as parameters. And the following points were made clearly.
- 2) By single probe measurement, it was found that the electrode temperature  $T_E$  increasing, the electron temperature  $T_e$  also increased (1, 100°K—4, 000°K) and the electron density was nearly constant ( $10^{11}$ — $10^{12}$ )  $\text{cm}^{-3}$  and

the wall temperature  $T_{cs}$ , increasing, the electron temperature  $T_e$  decreased and the electron density increased. At  $T_{cs}=180^\circ\text{C}$ ,  $T_E=2,170^\circ\text{K}$  and  $B=0$ , cesium ion temperature  $T_+$  was about 945°K. By double probe measurement, it was found that the characteristics nearly coincided with those of single probe measurement.

- 3) The magnetic field being applied, the ratio of saturation probe current at  $B=150$  gauss to that at  $B=0$  was about 2 and the ratio of the electron density was about 5—10. It is clear that the magnetic field was effective to prevent plasma particles from diffusing. The oscillation of a single probe current appeared at  $B=0$ , but disappeared at  $B=150$  gauss.
- 4) Now, the causes of oscillation and detailed considerations between single probe and double probe measurements are being investigated experimentally.

## Acknowledgment

Authors wish to express their appreciation to J. Kyokane, Y. Sasaki, S. Moriguti and R. Masuda for their assistance. Authors are also indebted to Mr. I. Arikata of Himeji Institute of Technology.

## References

- 1) M. Mitchner, "Radiation and Waves in Plasma" Stanford Univ. Press (1961) p. 119—p. 137.
- 2) I. Langmuir and H.M. Mott-Smith, Gen. Elec. Rev. No. 27, 449, 538, 616, 762, 810 (1924).
- 3) T. Dote, "Probe Measurement Method I", IPPJ-DT-9, (Oct. 1966).
- 4) E.O. Johnson and L. Malter. Phys. Rev. 30, No. 1 (Oct., 1950) p. 58—p. 68.



# Solubility of Chlorine in Mixed Solutions of HCl and CuCl<sub>2</sub> \*

Fumio HINE,\*\* Shusei INUTA

The solubility of chlorine in a mixed solution of HCl and CuCl<sub>2</sub> under various conditions of concentration, temperature, and partial pressure was determined. The concentration of chlorine in a solution as the sum of Cl<sub>2</sub> and Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> was found to be proportional to the partial pressure of chlorine in the gas phase; its slope decreased with an increase in the concentration of cupric ions due to the salting-out effect.

The recovery of chlorine from waste HCl is an attractive prospect, but the design engineer in this field requires data on systems consisting of HCl and Cl<sub>2</sub>. The present authors have previously reported on the solubility of Cl<sub>2</sub> in concentrated HCl.<sup>1)</sup>

The HCl cell with the oxygen-depolarized cathode developed by Hine *et al.*,<sup>2)</sup> the so-called "Kyoto Process," contains a mixture of HCl and CuCl<sub>2</sub> in order to increase the reaction rate at the cathode represented by:



where the cupric ions form a chloride complex such as CuCl<sub>3</sub><sup>-</sup> in concentrated HCl.<sup>3)</sup> The solubility of chlorine is, therefore, affected by the concentration of cupric chloride in the solution.

## Experimental

The apparatus for vapor-pressure measurements reported by Smith *et al.*<sup>4)</sup> was modified.<sup>5)</sup>

\*This paper published on Bulletin of the Chemical Society of Japan 42, 914-918 (1969)

\* Nagoya Institute of Technology

- 1) F. Hine and S. Inuta, This Bulletin, 41, 71 (1968).
- 2) F. Hine, S. Yoshizawa, K. Yamakawa and Y. Nakane, *Electrochem. Techn.*, 4, 555 (1966).
- 3) F. Hine and K. Yamakawa, *Electrochim. Acta*, 13, 2119 (1968).
- 4) A. Findlay and J. A. Kitchener, "Practical Physical Chemistry," Longmans, Green & Co., London (1955), p. 79.
- 5) F. Hine and S. Inuta, *Kenkyu Hokoku (Reports of the Training Institute for Engineering Teachers, Kyoto Univ.)*, No. 4, 19 (1968).

The temperature was controlled within a range of  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ; it caused a minor variation in the vapor pressure, but this variation was less than 3 mmHg at 90°C, for example.

The equipment and the flow sheet used for solubility measurements were the same as have previously been described.<sup>1)</sup>

The chlorine gas diluted with nitrogen to be sent to the measurement cell was exactly analyzed, and its moisture and temperature were brought to equilibrium before measurement.

The chlorine dissolved in the solution was titrated by iodometry. Since cupric ions in the solution also reacted on KI, the balance, total amount of KI consumed minus the amount of KI for Cu<sup>2+</sup>, was taken. The cupric ions were also examined by iodometry. The compositions of the solutions examined are listed in Table 1.

## Results and Discussion

Since the pressure of water vapor was not negligible in comparison with the total pressure, it was determined as a function of the temperature and of the composition of the solution. The data obtained are listed in Table 2, while an example of Dühring diagram of a system consisting of HCl and CuCl<sub>2</sub> is shown in Fig. 1. The logarithm of the vapor pressure is linear to the reciprocal temperature,  $1/T$ , as is shown in Fig. 2; therefore, the latent heat seems to be independent of the temperature between 30 and 90°C.

The solubilities of chlorine at various tem-

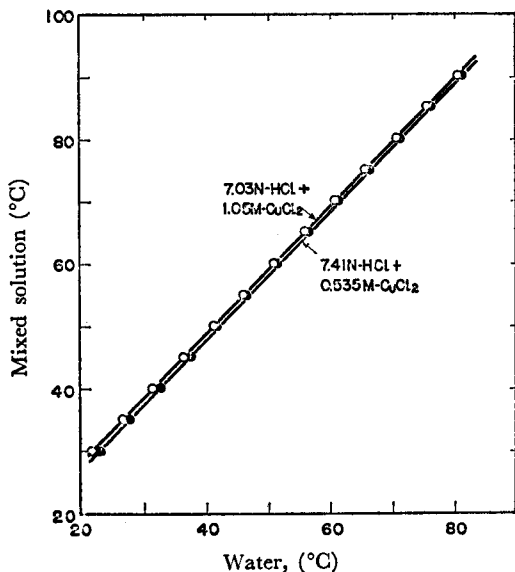


Fig. 1. The Dühring diagram of the mixed solution of HCl and  $\text{CuCl}_2$  referred to water.

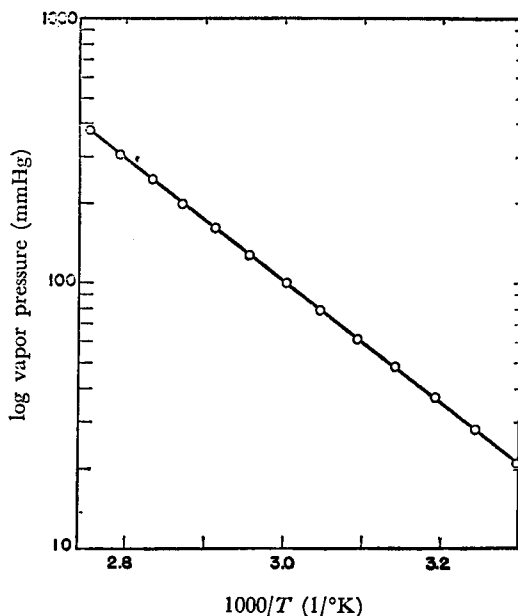


Fig. 2. The vapor pressure of the aqueous solution consisting of 5.49 N HCl and 0.516M  $\text{CuCl}_2$  as a function of temperature.

TABLE 1. ANALYSIS OF SAMPLE SOLUTIONS

	5N HCl		6N HCl		7N HCl	
	0.5M	1.0M	0.5M	1.0M	0.5M	1.0M
Concentration of $\text{Cu}^{2+}$	0.5M	1.0M	0.5M	1.0M	0.5M	1.0M
Concn. of HCl (N)	5.49	5.45	6.25	6.32	7.41	7.03
Concn. of $\text{Cu}^{2+}$ (mol/l)	0.516	1.019	0.512	1.038	0.535	1.052

TABLE 2. VAPOR PRESSURE OF WATER OVER THE SAMPLE SOLUTION

$t$ (°C)	$\frac{1000}{T}$ (1/°K)	5N HCl				6N HCl				7N HCl			
		0.5M $\text{CuCl}_2$		1M $\text{CuCl}_2$		0.5M $\text{CuCl}_2$		1M $\text{CuCl}_2$		0.5M $\text{CuCl}_2$		1M $\text{CuCl}_2$	
		$p$	$t_w$	$p$	$t_w$	$p$	$t_w$	$p$	$t_w$	$p$	$t_w$	$p$	$t_w$
30.0	3.299	20.8	22.8	19.5	21.7	18.2	20.6	17.7	20.2	17.5	20.0	17.5	20.0
35.0	3.245	28.0	27.8	26.3	26.7	24.7	25.7	24.3	25.4	24.0	25.2	24.1	25.2
40.0	3.193	37.0	32.7	34.5	31.4	33.0	30.6	32.5	30.4	32.5	30.4	32.4	30.3
45.0	3.143	48.5	37.6	45.5	36.4	43.0	35.4	42.5	35.1	43.7	35.6	43.0	35.4
50.0	3.095	61.5	42.0	59.0	41.2	56.8	40.5	55.5	40.1	57.8	40.8	55.5	40.1
55.0	3.047	78.5	46.7	76.5	46.2	73.2	45.4	71.3	44.8	74.3	45.6	72.5	45.2
60.0	3.002	100.0	51.6	97.5	51.1	93.7	50.3	91.7	49.8	95.9	50.7	93.6	50.2
65.0	2.957	126.5	56.5	123.7	56.0	119.3	55.2	116.5	54.7	123.4	55.9	119.8	55.3
70.0	2.914	160.0	61.5	155.5	60.9	151.5	60.3	149.0	59.9	159.2	61.4	154.1	60.7
75.0	2.872	199.8	66.4	195.0	65.9	190.8	65.4	188.0	65.1	202.2	66.7	195.0	65.9
80.0	2.832	247.5	71.3	241.5	70.8	238.8	70.5	236.0	70.2	255.0	72.0	247.0	71.3
85.0	2.792	305.7	76.3	298.8	75.8	297.0	75.6	295.3	75.5	320.0	77.5	309.6	76.6
90.0	2.754	376.3	81.4	366.8	80.8	367.2	80.8	365.2	80.7	398.9	82.9	385.4	82.0

$p$ : vapor pressure, in mmHg.

$t_w$ : temperature of water at the vapor pressure  $p$ , in °C.

TABLE 3. HENRY'S COEFFICIENT ( $\times 10^2$ )

$t$ (°C)	$\frac{1000}{T}$ (1/°K)	5N HCl		6N HCl		7N HCl	
		0.5M	1.0M	0.5M	1.0M	0.5M	1.0M
30	3.2987	6.99	6.57	7.82	6.81	8.07	7.23
40	3.1934	5.37	5.02	5.88	5.31	6.31	5.40
50	3.0945	4.28	3.78	4.60	4.50	4.92	4.12
70	2.9142	2.76	2.36	3.01	2.42	3.04	2.63
90	2.7537	2.15	2.08	2.16	2.40	2.41	2.18

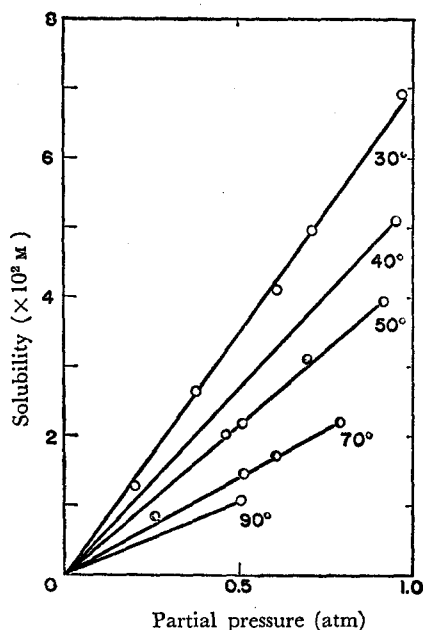


Fig. 3. The solubility of chlorine in 5.49 N HCl + 0.516 M CuCl<sub>2</sub>.

peratures and concentrations were plotted against the partial pressure of chlorine. As the example in Fig. 3 shows, it is clear that the following Henry equation can be applied:

$$S_m = H_m \cdot p_{Cl_2} \quad (2)$$

where:  $S_m$ : the solubility of chlorine in a mixed solution mol/l  
 $H_m$ : Henry's coefficient mol/l·atm  
 $p_{Cl_2}$ : the partial pressure of chlorine atm

The Henry coefficient decreases with an increase in the concentration of cupric ions as is listed in Table 3. However, the slope of the logarithm of the  $H_m$  vs.  $1/T$  curve is independent of the cupric ions, as is shown in Fig. 4. Therefore, the enthalpy change upon the dissolution of chlorine in a mixture of HCl and CuCl<sub>2</sub> is equal to that in a solution of HCl.<sup>6)</sup>

Let us discuss the single solution of HCl first. It is well known that a part of the chlorine forms trichloride complex ions, Cl<sub>3</sub><sup>-</sup>, in a chloride solution, and that the other part may dissolve as its molecule, Cl<sub>2</sub>.

The total amount of chlorine in HCl, as the sum of Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> and Cl<sub>2</sub>, is a linear function of the

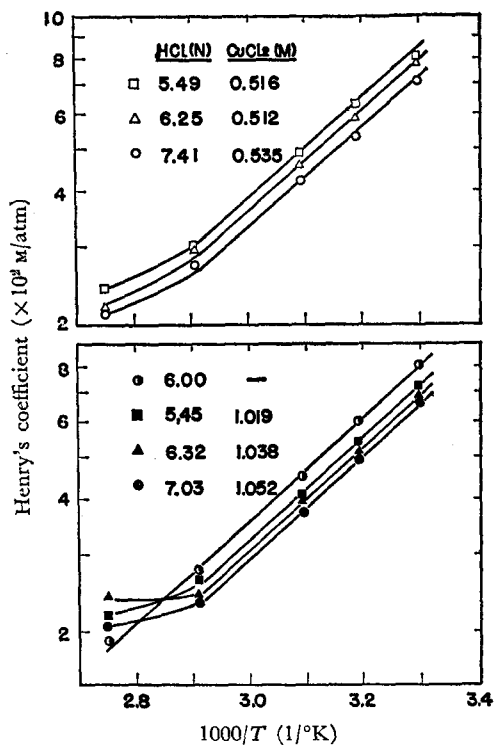


Fig. 4. Henry's coefficient at various conditions of temperature and concentration.

HCl concentration and of the partial pressure in the gas phase, as has been described in a previous report,<sup>3)</sup> that is,

$$S = H \cdot p_{Cl_2} = (\alpha x + \beta) p_{Cl_2} \quad (3)$$

where:  $S$ : the solubility of chlorine mol/l  
 $H = \alpha x + \beta$ : Henry's coefficient mol/l·atm  
 $x$ : the concentration of Cl<sup>-</sup> mol/l  
 $p_{Cl_2}$ : the partial pressure of Cl<sub>2</sub> atm  
 $\alpha$  and  $\beta$ : coefficients

Because the system consisting of Cl<sub>2</sub>, Cl<sup>-</sup>, and Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> is in a state of equilibrium, the concentration of Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> is proportional to  $x$  as follows:

$$[Cl_3^-] = K \cdot p_{Cl_2} \cdot x \quad (4)$$

where  $K$  is the equilibrium constant and where ( ) shows the concentration. Therefore, the concentration of Cl<sub>2</sub> can be represented by the balance of  $S$  minus (Cl<sub>3</sub><sup>-</sup>); it is also linear to

6) See Eq. (12) in Ref. 1.

the concentration of  $\text{Cl}^-$  as follows:

$$(\text{Cl}_2) = [(\alpha - K)x + \beta]p_{\text{Cl}_2} \quad (5)$$

The effects of the electrolyte on the solubility of gas as its molecule have been studied by many authors<sup>7,8)</sup> as the "Salting-Out Effect." They reached the important conclusion that a linear relationship exists between the logarithm of the solubility and the concentration of electrolytes in a solution.

At relatively low concentrations of HCl and in water, the data obtained at 25°C by Sherrill *et al.*<sup>9)</sup> agree with Eq. (6), as is shown in Fig. 5.

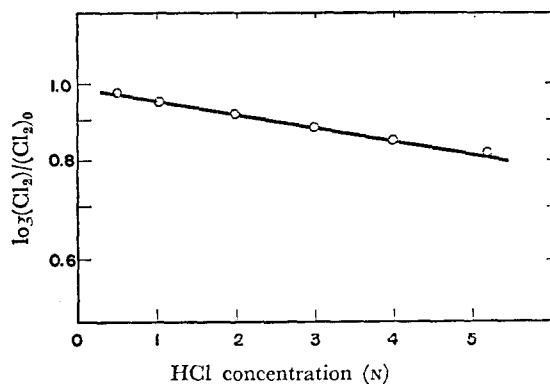


Fig. 5. Concentration of  $\text{Cl}_2$  in HCl solution at 1 atm.

That is,

$$\log \frac{(\text{Cl}_2)}{(\text{Cl}_2)_0} = -kx \quad (6)$$

where  $(\text{Cl}_2)_0$  is the solubility of  $\text{Cl}_2$  in pure water and where  $k$  is a constant and is very small (about 0.0183). Accordingly, the first approximation;

$$(\text{Cl}_2) = (\text{Cl}_2)_0 \cdot (1 - 2.303kx) \quad (7)$$

is allowable with a variation of less than 2%.

It is essentially the same as Eq. (5).

Zimmerman *et al.*<sup>10)</sup> found the equilibrium

7) A. E. Markham and K. A. Kobe, *Chem. Revs.*, 28, 519 (1941).

8) H. Hikita, *Kagaku Kogaku (J. Chem. Eng. Japan)*, 23, 537 (1959).

9) M. S. Sherrill and E. F. Izzard, *J. Am. Chem. Soc.*, 53, 1667 (1931).

10) G. Zimmerman and F. C. Strong, *ibid.*, 79, 2063 (1957).

constant,  $K$ , in Eq. (4) or (5) to be 0.01 at 25°C using the spectroscopic method; this value is in good agreement with that of Sherrill.<sup>9)</sup>

The relationship between  $K$  and  $T$  has been discussed in the previous report,<sup>1)</sup> where the salting-out effect was not considered. Because the slope of the  $\log K$  vs.  $1/T$  curve is independent of the concentration of HCl, the value of  $K$  and, hence, that of  $\alpha - K$  in Eq. (5) at various temperatures between 30 and 90°C can be predicted to be as listed in Table 4.

TABLE 4.  $K$  AND  $(\alpha - K)$  (in mol/l.atm)

Temperature (°C)	$K \times 10^2$	$-(\alpha - K) \times 10^2$
30	0.845	0.215
40	0.620	0.186
50	0.462	0.158
70	0.273	0.093
90	0.172	0.067

With these values, the concentrations of  $\text{Cl}_2$  and  $\text{Cl}_3^-$  shown in Fig. 6 are obtained. The

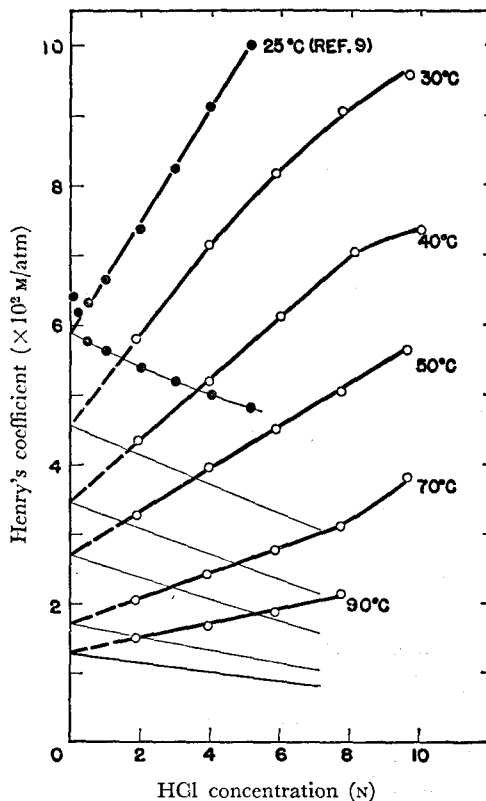


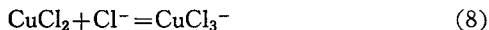
Fig. 6. Henry's coefficient as various conditions of temperature and HCl concentration.



solid line with open points shows the sum of chlorine dissolved at  $p_{\text{Cl}_2}=1\text{atm}$ ; the data at 25°C, with the closed point, are quoted from the paper by Sherrill *et al.*<sup>9</sup> The thin line represents the concentration of Cl<sub>2</sub> predicted by Eq. (5) at a partial pressure of 1 atm. The closed points with the thin line are also based on Sherrill's data. Accordingly, the concentration of Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> can be evaluated as the balance of the two lines.

The effect of cupric chloride on the solubility of chlorine in a mixture of HCl and CuCl<sub>2</sub> was also examined. The data obtained are shown in Fig. 7, where the ordinate is the Henry coefficient or the solubility at  $p_{\text{Cl}_2}=1\text{ atm}$  and where the abscissa is the concentration of CuCl<sub>2</sub> in HCl. The concentrations of Cl<sub>2</sub> and Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> can be calculated by the procedure described above; the results are listed in Table 5, together with the Henry coefficients.

Now we may consider the mixed solution. It is well known that cupric ions form a chloride complex with HCl as follows:



This is according to Hine *et al.*,<sup>8</sup> who obtained the coordination number of the complex ion by means of EMF measurements. Therefore, the concentration of Cl<sup>-</sup> in the solution decreases with an increase in the cupric ions; that is,

$$[\text{Cl}^-] = x - y \quad (9)$$

where  $y$  is the concentration of cupric chloride in mol/l. By substituting this into Eq. (4), the next equation can be obtained:

$$[\text{Cl}_3^-] = K \cdot p_{\text{Cl}_2} (x - y) \quad (10)$$

TABLE 5. SOLUBILITY OF CHLORINE IN 7.23N HCl AT  $p_{\text{Cl}_2}=1\text{ atm}$  (mol/l)

Temperature (°C)	$H \times 10^2$	$(\text{Cl}_2) \times 10^2$	$(\text{Cl}_3^-) \times 10^2$
30	8.80	3.03	5.77
40	6.65	2.13	4.52
50	4.87	1.57	3.30
70	3.02	1.05	1.97
90	2.06	0.81	1.25

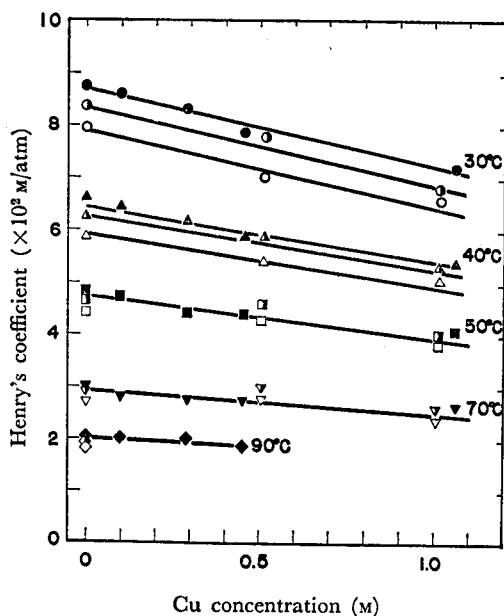


Fig. 7. Henry's coefficient at various conditions of temperature and concentrations of HCl and CuCl<sub>2</sub>. Closed point (●): 7.23N HCl  
Semi-closed point (◐): 6.25 N HCl  
Open point (○): 5.49 N HCl

We may assume that (Cl<sub>2</sub>) decreases with an increase in the concentration of cupric ions due to the salting-out effect, and that it can be represented by the following equation:

$$(\text{Cl}_2) = (a - by) p_{\text{Cl}_2} \quad (11)$$

where  $a$  and  $b$  are constants ( $a$  should be equal to  $(\alpha - K)x + \beta$  because (Cl<sub>2</sub>) is represented by Eq. (5) at  $y=0$ ). Accordingly, the solubility of chlorine as the sum of Cl<sub>2</sub> and Cl<sub>3</sub><sup>-</sup> can be formulated as follows:

$$S_m = (\text{Cl}_3^-) + (\text{Cl}_2) = [(\alpha x + \beta) - (K + b)y] p_{\text{Cl}_2} \quad (12)$$

From Eqs. (2), (3) and (12), we have:

$$b = \frac{H - H_m}{y} - K \quad (13)$$

Equation (13) represents the salting-out effect due to cupric chloride in the HCl solution on the solubility of chlorine; the data obtained are shown in Fig. 8. The logarithm of  $b$  is linear to  $1/T$  with the slope of 2.

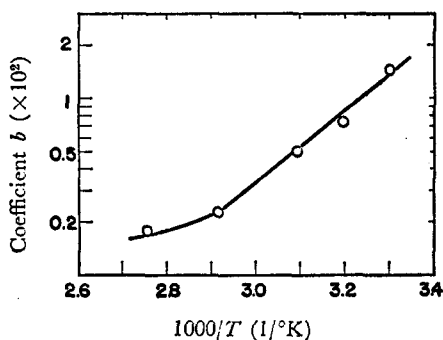


Fig. 8. The coefficient  $b$  as a function of temperature.

Equation (11) is an approximation of the next equation:

$$\log \frac{(Cl_2)}{(Cl_2)_0} = -k_m y \quad (14)$$

where  $k_m$  is a coefficient. As is shown in Fig. 7,  $k_m$ , and, hence,  $b$  in Eq. (11) are small and are functions of the temperature.

### Summary

The vapor pressure of the aqueous solution consisting of HCl and  $CuCl_2$  was measured. The solubility of chlorine in the same solution at a partial pressure of chlorine lower than 1 atm and at 30–90°C was also determined. The enthalpy change upon the dissolution of chlorine in the mixed solution was equal to that in a solution of HCl alone. Henry's Law was found to hold good in this case as well as in pure HCl, while the Henry coefficient decreases with decrease in the HCl concentration and increase in the  $CuCl_2$  concentration because of the salting-out effect.

# The Effective-Range Theory and The Nambu-Salpeter-Bethe Equation<sup>1)</sup>

Fujio TANAKA

Nara Technical College, Yamato-Koriyama, Nara

## Abstract

In order to obtain the low energy scattering parameters (the scattering length and the effective range), the Nambu-Salpeter-Bethe equation is solved numerically for the  $^1S_0$  state of the nucleon-nucleon scattering. The negative-energy contributions are neglected.

We assume three types of renormalizable meson-nucleon interactions, that is, pion-, neutral-vector-meson- and scalar-meson- exchange. If we take the suitable values of the meson-masses and the meson-nucleon coupling constants, the calculated values of the low energy scattering parameters fit the experimental ones.

## § 1. Introduction

In low energy nucleon-nucleon scattering, the scattering length and the effective range are used as important parameters. In papers based on the standpoint of the analytic  $S$ -matrix theory, the scattering length is treated as phenomenological input parameters. And from the standpoint of the quantum field theory, the scattering lengths have not been well investigated, but recently the effective-range theory based on the Nambu-Salpeter-Bethe equation<sup>1)</sup> (hereafter we call it the N-S-B equation) was explored<sup>2)</sup>. In this paper, we express the low energy scattering parameters (the scattering length and the effective range) by the zero-energy solution of the N-S-B equation according to this effective-range theory.

We consider three types of renormalizable meson-nucleon interactions, that is, pion-, neutral-vector-meson (vector coupling)- and scalar-meson (scalar coupling)- exchange are assumed. By using our effective-range theory, we search for the relation between the masses and the coupling constants of the mesons which

give the good fit of the low energy scattering parameters with the experimental values<sup>3)</sup>. We consider only the ladder approximation and neglect the negative-energy amplitudes.

In § 2, the formulations of calculating the low energy scattering parameters based on the N-S-B equation are given, and in § 3, we describe the results of our numerical computation and give some discussions concerning our subject.

## § 2. Reduction of the N-S-B equation

We consider the scattering of two nucleons (mass  $m$ ). The N-S-B equation can be classified according to the total angular momentum, parity and Heisenberg's exchange operator. The partial wave N-S-B equation is written as

$$\begin{aligned} \varphi(p, p_0) = & G(p, p_0; \hat{p}, 0) + \\ & \int_0^\infty dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 G(p, p_0; q, q_0) \frac{-i}{2\pi^2} S(q, q_0; E) \\ & \times \varphi(q, q_0), \end{aligned} \quad (2-1)$$

where the contributions from the negative energy amplitudes are neglected. The two-nucleon propagator is

$$S(q, q_0; E) = \frac{1}{E(q) - E - q_0 - i\epsilon} \\ \times \frac{1}{E(q) - E + q_0 - i\epsilon}, \quad (2-2)$$

where  $E(q) = \sqrt{q^2 + m^2}$ . And  $2E = 2E(\hat{p})$  is the total energy in the centre of mass system.  $G(p, p_0; q, q_0)$  is the interaction kernel, and has the following type in the  ${}^1S_0$  state,

$$G(p, p_0; q, q_0) = G_\pi(p, p_0; q, q_0) + \\ G_v(p, p_0; q, q_0) + G_s(p, p_0; q, q_0), \\ G_\pi(p, p_0; q, q_0) = \frac{g_\pi^2}{4\pi} \frac{1}{2E(p)E(q)} \\ \times \{ -(E(p)E(q) - m^2)Q_0(z_\pi) + p q Q_1(z_\pi) \}, \\ G_v(p, p_0; q, q_0) = \frac{g_v^2}{4\pi} \frac{1}{2E(p)E(q)} \\ \times \{ -(4E(p)E(q) - 2m^2)Q_0(z_v) \}, \\ G_s(p, p_0; q, q_0) = \frac{g_s^2}{4\pi} \frac{1}{2E(p)E(q)} \\ \times \{ (E(p)E(q) + m^2)Q_0(z_s) - p q Q_1(z_s) \} \\ (2-3)$$

where  $G_\pi$ ,  $G_v$  and  $G_s$  are the pion exchange kernel (pseudo-scalar coupling), the vector-meson exchange kernel (vector coupling) and the scalar-meson exchange kernel (scalar coupling), respectively.  $Q_J$  is the Legendre function of the second kind and has the argument  $z_\pi$ ,  $z_v$  and  $z_s$  as

$$z_i = \frac{p^2 + q^2 + m_i^2 - (p_0 - q_0)^2}{2pq}, \\ i = \pi, v \text{ and } s, \quad (2-4)$$

where  $m_\pi$ ,  $m_v$  and  $m_s$  mean the masses of the pion, the vector-meson and the scalar-meson, respectively.

We modify the 2-nucleon propagator given by (2-2) as

$$S(q, q_0; E) = \frac{\mathcal{P}}{2(E(q) - E)} \\ \times \left\{ \frac{1}{E(q) - E - q_0 - i\epsilon} + \frac{1}{E(q) - E + q_0 - i\epsilon} \right\}, \\ (2-5)$$

where  $\mathcal{P}$  means the principal value manipulation, then the scattering phase shift  $\delta$  is given by

$$\tan \delta = \frac{E}{2\hat{p}} \varphi(\hat{p}, 0). \quad (2-6)$$

On the other hand, in the low energy region the scattering phase shift is well approximated by

$$\hat{p} \cot \delta(\hat{p}) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_e \hat{p}^2 + O(\hat{p}^4), \quad (2-7)$$

where  $a$  and  $r_e$  mean the scattering length and the effective range, respectively.

In eq. (2-1) we put

$$\hat{\varphi}(p, p_0) = \frac{E(p)E(q)}{\hat{p}\hat{p}} \varphi(p, p_0) \quad (2-8)$$

and taking the limit  $\hat{p} \rightarrow 0$ , we get the equation for the zero-energy solution as

$$\hat{\varphi}^0(p, p_0) = \hat{G}(p, p_0; 0, 0) + \\ \int_0^\infty dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 \hat{G}(p, p_0; q, q_0) \frac{-i}{2\pi^2} \\ \times S(q, q_0; m) \frac{q^2}{E(q)^2} \hat{\varphi}^0(q, q_0), \\ (2-9)$$

here

$$\hat{G}(p, p_0; q, q_0) = \frac{E(p)E(q)}{pq} G(p, p_0; q, q_0). \\ (2-10)$$

The scattering length  $a$  is represented as,

$$a = -\frac{\tan \delta}{\hat{p}} \Big|_{\hat{p}=0} = -\frac{1}{2m} \hat{\varphi}^0(0, 0). \\ (2-11)$$

Expanding the zero-energy solution  $\varphi^0(p, p_0)$  by  $p$ , we get

$$\hat{\varphi}^0(p, 0) = \hat{\varphi}^{(0)} + \frac{p^2}{m^2} \hat{\varphi}^{(1)} + \dots, \quad (2-12)$$

$$\hat{\varphi}^{(0)} = \hat{\varphi}^0(0, 0) \\ = \hat{G}^{(0)}(0, 0) + \int_0^\infty dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 \hat{G}(q, q_0) \frac{-i}{2\pi^2} \\ \times S(q, q_0; m) \frac{q^2}{E(q)^2} \hat{\varphi}^{(0)}(q, q_0), \quad (2-13)$$

$$\hat{\phi}^{(1)} = \hat{G}^{(1)} + \int_0^\infty dq \int_{-\infty}^\infty dq_0 \hat{G}^{(1)}(q, q_0) \frac{-i}{2\pi^2} \times S(q, q_0; m) \frac{q^2}{E(q)^2} \hat{\phi}^{(0)}(q, q), \quad (2-14)$$

where  $\hat{G}^{(0)}(q, q_0)$ ,  $\hat{G}^{(1)}(q, q_0)$ , ..... mean the expansion of  $\hat{G}(p, 0; q, q_0)$  by  $p$ .

$$\hat{G}(p, 0; q, q_0) = \hat{G}^{(0)}(q, q_0) + \frac{p^2}{m^2} \hat{G}^{(1)}(q, q_0) + \dots \quad (2-15)$$

Using this expansion, we can get

$$a = -\frac{1}{2m} \hat{\phi}^{(0)}, \quad (2-16)$$

$$r_e = \frac{2}{m} \left\{ \frac{\hat{\phi}^{(0)} - 4\hat{\phi}^{(1)}}{\hat{\phi}^{(0)2}} - \frac{2}{\pi} \frac{m}{(\hat{\phi}^{(0)})^2} \times \int_0^\infty \frac{dp}{p^2} \{F(p, m) - F(0, m)\} \right\}, \quad (2-17)$$

where

$$F(p, m) = \frac{-i}{4\pi} \frac{E(p) + m}{2E(p)^2} \times \int_{-\infty}^\infty d p_0 \left\{ \frac{2(E(p) - m) - p_0}{(E(p) - m - p_0 - i\epsilon)^2} + \frac{2(E(p) - m) + p_0}{(E(p) - m + p_0 - i\epsilon)^2} \right\} \{\hat{\phi}^0(p, p_0)\}^2, \quad (2-18)$$

and

$$F(0, m) = \{\hat{\phi}^0(0, 0)\}^2 = \{\hat{\phi}^{(0)}\}^2. \quad (2-19)$$

In this way we can calculate the scattering length and the effective range by (2-16) and (2-17), when we get the solution  $\hat{\phi}^0(p, p_0)$  of the integral equation (2-9).

In order to solve the equation (2-9), we adopt the "symmetric kernel subtraction method<sup>4)</sup>, and perform the Wick rotation<sup>5)</sup> and reduce the equation to simultaneous linear equation by applying the Gauss numerical integration formula. But we do not describe this reduction method. In our previous paper<sup>6)</sup> we performed detailed discussions on the method to solve numerically the N-S-B equation.

### § 3. Numerical Results

By our formalism, we can calculate the

scattering length and the effective range, when the masses and the coupling constants of the exchanged mesons are given. The mass and the coupling constant of pion are well known as

$$m_\pi = 135.0 \text{ MeV and } g_\pi^2/4\pi = 14.4.$$

As neutral-vector-mesons  $\omega$ -meson (783 MeV) and  $\rho^0$ -meson (765 MeV) were experimentally established, so we fix the mass of the exchanged vector-meson as

$$m_v = 775.0 \text{ MeV}$$

for convenience.

Here, we show the calculated results of the low energy scattering parameters in the case of  $g_v^2/4\pi = 18.0$ , as an example. Fig. 1 and table I show the obtained values of the low energy scattering parameters for the mass and the coupling constant of the scalar-meson in this case.

From Fig. 1 we can read the values of the

Table. I The scattering length  $a$  and the effective range  $r_e$ , calculated by the N-S-B formalism. The fixed values are  $m_\pi = 135.0 \text{ MeV}$ ,  $g_\pi^2/4\pi = 14.4$ ,  $m_v = 775.0 \text{ MeV}$  and  $g_v^2/4\pi = 18.0$ .

$g_s^2/4\pi$	$m_s$	594.0	600.75	607.5
11.5	$\alpha$	$-0.136 \times 10^{-11} \text{ cm}$		
	$r_e$	$0.290 \times 10^{-13} \text{ cm}$		
11.6	$\alpha$	-0.178		
	$r_e$	0.280		
11.7	$\alpha$	-0.257		
	$r_e$	0.270		
11.8	$\alpha$	-0.452	-0.133	
	$r_e$	0.260	0.290	
11.9	$\alpha$	-1.75	-0.174	
	$r_e$	0.251	0.279	
12.0	$\alpha$	0.963	-0.247	
	$r_e$	0.243	0.269	
12.1	$\alpha$	0.383	-0.421	-0.130
	$r_e$	0.235	0.260	0.290
12.2	$\alpha$		-1.36	-0.167
	$r_e$		0.251	0.279
12.3	$\alpha$		1.15	-0.234
	$r_e$		0.242	0.269
12.4	$\alpha$		0.410	-0.384
	$r_e$		0.235	0.260
12.5	$\alpha$			-1.03
	$r_e$			0.251

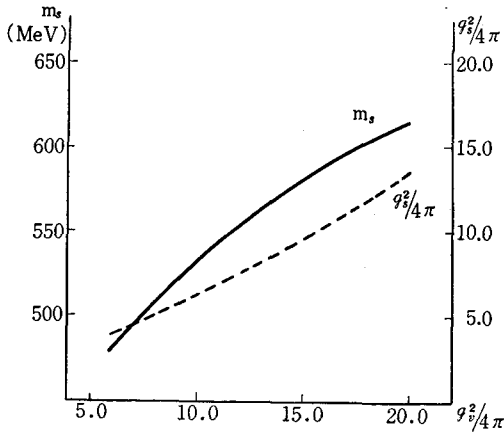


Fig. 1. The dependence of the low energy scattering parameters (the scattering length and the effective range) upon the scalar-meson coupling constant. The used parameters are  $m_\pi=135.0\text{MeV}$ ,  $g_{\pi^2}/4\pi=14.4$  and  $g_v^2/4\pi=18.0$ .

mass and the coupling constant of the scalar-meson, which both  $a$  and  $r_e$  fit its experimental values. These values are following,

$$m_s=594.0\text{MeV} \text{ and } g_s^2/4\pi=11.58,$$

where we use the experimental values of the scattering length and the effective range

$$a=(-17\pm 0.5)\times 10^{-11}\text{cm}$$

$$\text{and } r_e=(0.028\pm 0.0003)\times 10^{-11}\text{cm.}^3)$$

We performed such a computation for  $g_v^2/4\pi=6.0, 8.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0, 18.0$  and  $20.0$ , respectively, and obtained the relation between the parameters which reproduce the experimental values of the scattering length and the effective range. Fig. 2 shows this relation.

When we use the solution of the phase-shift analysis in addition to the above mentioned relation, we can determine the value of the vector-meson coupling constant. But detailed results and discussions on this problem will be published elsewhere.

#### Acknowledgement

The author wishes to his thanks to Professor T.Murota for valuable discussions. He is indebted to Dr.M.T.Noda for his help about numerical calculations.

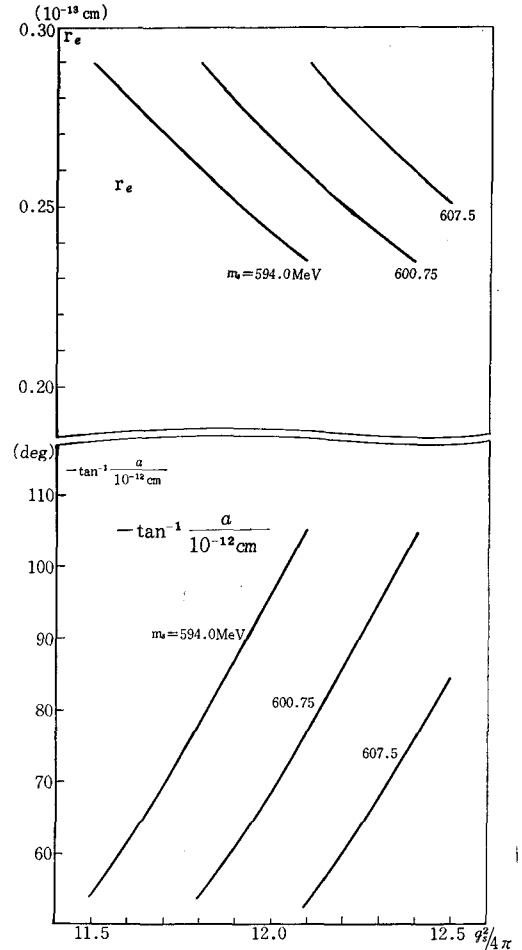


Fig. 2. The dependence of the mass and the coupling constant of scalar-meson, which reproduce the experimental scattering length and effective range, upon the coupling constant of vector-meson. The solid line shows the dependence of the scalar-meson-mass and the broken line shows that of the coupling constant of the scalar-meson. The used parameters are  $m_\pi=135.0\text{MeV}$ ,  $g_{\pi^2}/4\pi=14.4$  and  $m_v=775.0\text{MeV}$ .

Part of our computation was made on FACOM 230-60 computer at the Computation Center of Kyoto University.

#### References

- 1) Y.Nambu, Prog. Theor. Phys. 5(1950), 614.  
E.E.Salpeter and H.A.Bethe, Phys. Rev. 84(1951), 1232.
- 2) M.Mizouchi, T.Murota and M.T.Noda, Prog. Theor. Phys. 40(1968), 1079.
- 3) M.I.Gursky and L.Heller, Phys. Rev. 136(1964), B1693.
- 4) M.Levine, J.Tjon and J.Wright, Phys. Rev. Letters 16(1960), 962.
- 5) G.C.Wick, Phys. Rev. 96(1954), 1124.
- 6) T.Murota, M.T.Noda and F.Tanaka, Prog. Theor. Phys. 41(1969), 1251.

# 『クラドック夫人』とモームの否定的精神の萌芽

柏 原 啓 佐

## *Mrs. Craddock and the Awakening of S. Maugham's Negative Spirit*

Hirosuke KASHIWABARA

モームの20代の小説に対する評価は、決して高いものとは言えない。モーム自身、当時の作品についてあまり自信を持っていないことは、*The Summing Up* の記述によって窺い知ることができる。*Mrs. Craddock* については、'not unsuccessful'<sup>1)</sup> と控え目な言及をしているにすぎない。ただ Richard Cordell はこの作品を高く評価し、'one of Maugham's best novels' とか、'his excellent fourth novel'<sup>2)</sup> という賛辞を呈している。そしてさらに、この作品の価値が、肉体的な条件をもとにした結婚、激しい肉体的欲望を持って、恥知らずに男を追い求める女性を率直に描いたことにあり、ここにモームの極めて綿密な結婚の分析を見ることができると述べている。この Cordell の指摘に特に異議を挟むわけではないが、バーサの結婚については、ただ肉体的欲望だけをもとにした結婚であったがために失敗したというのではなく、モームはもっと多くのことを言おうとしているのではないだろうか。

当時の批評家たちは、モームの20代の作品を 'brutal' だと評した。<sup>4)</sup> この評言は、ある面から見れば *Mrs. Craddock* にも、当てはまるように思えるのだが、このことは、真実追求と裏腹をなすものであり、そういった意味でも、Cordell も指摘しているように、この作品は単なる genre picture<sup>5)</sup> 以上のものと評価しなければならぬ。またこの作品には、後の作品に繰返し現れるテーマの原型を見ることができるのであり、モーム文学の萌芽期を代表する一つの作品として、*Mrs. Craddock* を考察してみたいと思う。

### 1

物語の舞台は、イギリス、ケント州のブラックステイブルという片田舎である。死亡率の低いことを誇としているような退屈で因循な土地であった。フランスで自由

な教育を受けたバーサにはとても馴染めない。

バーサが18才の時、父は邸と、いくばくかの土地を残して死んだ。彼女は、後見人である叔母のミス・リーと二人だけの単調な生活を送っている。二人とも地主階級に属し、実務的才覚のない彼女たちの生活は、新しい時代の波に洗い流されようとしている。そのようなバーサの心に、ひそかにある期待が芽生えた。小作人のエドワード・クラドックに対する恋心である。

二人はやがて結婚することになるのであるが、貴族の娘と小作人との結婚には異議が多かった。遠回しに身分の違いを仄めかす俗物の医師ラムジューも、'天国にしかふさわしくない' 退屈なクリスチャン、ミス・グラヴァーも、階級意識の強い時代の結婚観を代弁している。

二人の異議に対して、ミス・リーは、

"Yes, I know what you all think in England. You expect people to marry from every reason except the proper one—and that is the instinct of reproduction." (ch. V, p. 44)

と言っているのけるのであるが、この言葉は、因襲的な物の考え方に対する挑戦であった。

エドワードは、27才で体つきががっしりと大きく、牡牛の強さを連想させるものがあつた。身に着けているものも田園の薫を強く発散し、バーサは彼の男性的魅力に心を奪われた。ミス・リーは、強く健康な男に引かれたバーサの選択の正当さを主張する。モームにとって旧来の結婚観は否定しなければならない一つの偏見であり、それを出発点に戻して、本質的に考え直そうという意気込みが窺われる。しかし、ただ封建的な階級意識の破壊だけが、その本来の目的ではない。人間を動物的な自然に引き戻して再認識しようとしたのであり、恋や結婚にまつわるお伽話のような詩的幻想は抹殺されている。

Bertha, desire burning within her like a fire, had flung herself into her husband's arms, loving as the beasts love—and as the gods.(ch. X, p.93) と言った時、モームは愛を動物的なものだと考えるのが、少くとも自然なことだと思っているのである。そこには生理学の影響が、明瞭に姿を止めている。<sup>6)</sup> *A Writer's Notebook* の1896年のメモには、女性や愛についての記述がいくつか見られるのだが、青年特有の詩的美化はどこにも見当らず、常に本能的なものへの回帰を示している。

このような恋愛観は、晩年に至るまで本質的には何らの変化も見せないのであって、ストリックランドの追い求めたものは、その野性や原始性に対する関心を、さらに美の世界に昇華したものであった。<sup>7)</sup> *The Summing Up* の有名な1節、

However much people may resent the fact and however angrily deny it, there can surely be no doubt that love depends on certain secretions of the sexual glands. (ch. 77)

も、そのことを如実に示している。バーサの恋は、ライザの恋<sup>8)</sup>と共に、モームの恋愛観の原型をなすものであり、萌芽とも言い得るものであろう。

## 2

しかし、モームの否定的精神はさらに進んで、結婚について持つ一般的な幻想、またそこから生れる結婚についての価値観までも否定しようとする。

新婚旅行の時に、すでに二人の間には越え難い溝のあることが示唆される。エドワードはミステリーやスポーツ新聞を読み、メロドラマを見て涙を流す。バーサの方は旅行にマルクス・アウレリウスを携行し、メロドラマには軽蔑の唇を歪める。二人の趣味や物の考え方には、どうにも融け合えないものがあつた。

“Oh, I didn't know what a honeymoon was like. I think I imagined something quite different.” (ch. VII, p. 70)

上のバーサの述懐は、幻の崩れる第一歩であつた。

エドワードに寄せるバーサの恋と、彼らの結婚生活の破綻を予感しながらも、<sup>ひとごと</sup>人事として傍観するミス・リーは、残酷にもバーサの夢を打ち砕いてしまうモームの分身と見なすことができよう。彼女の言動に注意することによって、モームがバーサの未来をどのように運命づけようとしているのか、明白に推察することができる。

ミス・リーにとって、結婚は‘離婚裁判所の判事に仕事を与える制度’にすぎない。恋のために心の弾むバーサから結婚しなかった理由を聞かれて、叔母は次のよう

に答えている。

“My dear, why should I? I had five hundred a year of my own. Ah, yes, I know it's not what might have been expected; I'm sorry for your sake that I had no hopeless amour. The only excuse for an old maid is that she has pined thirty years for a lover who is buried under the snowdrops or has married another.” (ch. II, p. 12)

ここに結婚に夢を抱くバーサと、恋の空しさ、人生の真実の姿を適確に捕えているミス・リーが対置されている。愛情の完全さを夢見るバーサは叔母に反発するが、現実ミス・リーの予感した方向に進んでゆく。いや、むしろモームは無残にもバーサの夢をすだすだに破壊してゆくと言った方が適切かもしれない。何かそこには、異常なほどの執念が感じられる。

## 3

二人のずれは、ただ教養や趣味だけの問題ではなかった。もっと本質的な生活態度や物の考え方の相異に基因する。第XX章には、その二人のずれが、総括的に詳述されている。苦悩をなめてきたバーサが、振り返って眺めたエドワードはどのような夫であつたのだろうか。

傾きかけたコート・リーの邸を建て直したのは、エドワードであつた。彼は実際の仕事には腕があり、性質も温厚、冷静、善良で、しかもエネルギーであつただけに、最初はバーサと彼との結婚に意外の気持を示した人びとも、彼の堅実で有徳の人柄に感心し、やがては、エドワードは州会議員にまで推される。そして常に正しいことを何のためらいもなく実行する、正真正銘のクリスチャンであり、自分自身にも世の中にも満足している模範的地主であつた。モームは彼のことを‘Englishman’<sup>9)</sup>と言っているが、以上のようなエドワードの特性は、典型的な英国人のものとも考えられるし、モームはエドワード、つまり英国人を愚かな人間として皮肉な調子で嘲っている。ミス・リーの言葉で言えば、

“Mr. Craddock is so matter of fact—the moon will never arouse him to poetic ecstasies.” (ch. V, p. 44)

ということになる。

しかし、バーサがエドワードに求めたものは、‘the love of the man who will lose everything, even his own soul, for the sake of a woman.’<sup>10)</sup>である。そのためには、夫の徳はかえって邪魔になるのであり、

“I wish to God you weren't so virtuous, you might be more human.” (ch. XX, p. 192)

と詰るのだが、エドワードにはバーサの不満が理解で



きない。彼はバーサに、

“My idea of love is that it's a very good thing in its place, but there's a limit to everything. There are other things in life.” (ibid.)

と答えている。彼にとって、結婚は生活の便宜を助ける手段であり、女は鶏、人間の誕生は牛の出産と大差なかった。彼が友人に語った次の言葉は、彼の女性観を端的に表わしている。

“Women are like chickens. Give 'em a good run, properly closed in with stout wire-netting so that they can't get into mischief, and when they cluck and cackle just sit tight and take no notice.” (ch. XI, p. 101)

バーサの愛にとって、夫のエドワード自身が大きな壁であった。そこからさまざまな衝突が生じる。

エドワードはスポーツを愛好し、テニスが得意であるが、ミス・リーのために開いたテニス・パーティーでは、腕の未熟なバーサを他の組に移して、ミス・グラヴァーと組んだ。バーサにとっては、テニスそのものよりも、愛する夫と共に一時を過ごすことが楽しみであったのに、期待は裏切られる。そして嫉妬にかられる。

エドワードは乗馬も得意で、ある日暴馬を買って、バーサの反対にも拘らず、これを持ちこなそうとする。バーサは、夫が死ぬ場面をまざまざと想像しながら、不安の一時を過ごす。彼女は妊娠中であり、夫にもそれを打ち明けた後のことでもあるだけに、彼女の存在は彼にとって大して意味を持たないのではないかと疑いを抱きさえする。

このように夫の愛を疑い、怒りを覚えたり、さめざめ泣いたりしながら夫に不満をぶちまけるのだが、所詮バーサの一人相撲で、愛する者の弱さから、また夫の愛に縋ろうとするバーサの心理が、波のうねりのように展開してゆく。

二人の関係を静観するミス・リーは、次のようなラ・ロシュフーコーの言葉を引用している。

“Entre deux amants il y a toujours un qui aime et un qui se laisse aimer.” (ch. XIII, p. 129)

#### 4

バーサもしだいに、夫に炎のような愛を求めることの無理を悟り始める。そして彼女の心には、やがて子供が、彼女を夫に結びつけている絆を解き放ってくれるのだという期待が生れてくる。彼女にとって、子供の誕生は、＜自由＞を意味するのであった。しかしその望も死産によって糸が断たれる。そしてまた彼女は、夫に拠所を求めなければならなかった。

苦しかったお産の後、無理を押しして夫のいる部屋を訪ねると、エドワードはバーサの無謀をたしなめ、約束があるからと、彼女をそのままにして出かける。産後の回復を見た時のエドワードの喜びを期待していたバーサは、完全に裏切られる。夫には何の変化もみられなかった。

ついに彼女は、屈辱感と怒りのあまり悲しみを忘れ、夫に嫌悪を覚える。そして夫に被せていたヴェールを剥ぎとって、裸の姿を直視した。そこには、エゴイズムの醜い姿しか見られなかった。バーサは、夫のもとを去って、叔母のところへ立つ。

バーサの夫に対する愛情は、突然消失した。夫と離れて過ごした6週間の中に、二度と会うまいという決心はいつしか薄れ、再び夫のもとへ帰ってゆく。しかし、故郷で待っていたのは、やはり以前と同じ夫であった。

モームは、バーサに残されていた淡い希望を粉微塵に砕いてしまう。帰って来なければよかったという後悔は、しだいに夫に対する無関心になり、やがて変り果てた夫の外貌を見て幻滅を味わう。過去3年の間、バーサは、物を理想化する偉大な能力で、はじめて見た時の彼の面影をそのまま、いつも心に抱いていたのである。別離がその幻をさらにふくらませていた。しかし、今、目前に見たエドワードは全く別人であった。モームはエドワードの姿を次のように描いている。

He had broadened and put on flesh; his features had lost their delicacy and the red of his cheeks was growing blotchy. He wore his clothes in a slovenly way and had fallen into a lumbering walk as if his boots were always heavy with clay; and there was in him besides the heartiness and intolerant joviality of the prosperous farmer. (ch. XXIII, p. 222)

この世のはかなさ、それが恋愛に現れた時の幻滅は、モームの心を捕えた問題の一つである。短篇 *Red* は、それを巧みに一作品として纏めたものと言えようし、*Theatre* のヒロイン、ジュリアとトムの恋にも、心のうつろいが、詳しく描かれている。*Mrs. Craddock* は、そのような作品と相呼応するものを持っているばかりでなく、恋愛心理を、さらに綿密に分析した作品である。

モームは、恋にはかなり苦しんだようであり、*The Summing Up* で次のように語っている。

Though I have been in love a good many times I have never experienced the bliss of requited love. I know that this is the best thing that life can offer and it is a thing that almost all men, though perhaps only for a short time, have enjoyed. I

have most loved people who cared little or nothing for me and when people have loved me I have been embarrassed. (ch. 22)

恋の苦しみやはかなさについての認識は、体験抜きでは考えられないであろう。永遠の愛を信じて疑わなかったバーサの恋愛観、結婚観は、モームにとって否定しなければならない一つの偏見であった。モームはただ無常感の中に浸っているだけではない。彼にとって、恋は苦悩であり、絆であった。M. C. クナーも指摘するように、恋の詠嘆的賛美は、*The Making of a Saint*以後、もう姿を消してしまっている。<sup>11)</sup>そして、消極的なものかもしれないが、苦しい恋愛感情から解放された時の自由を尊重し始める。

恋の束縛を逃れて、ローマを訪れた時のバーサの解放感、水着の妨げもなく海の冷たさに浸った時の自由な感じ。そこにバーサは、そしてモームも救いを見出したのである。

そしてついに、完全な自由は夫の死と共に訪れた。以前想像して胸を痛めた、暴馬から落ちて夫が死ぬ光景がそのまま、現実となって目の前に現れる。しかしバーサは、実際に夫の死に直面した時の自分の冷静さに、戸惑を覚える。

She was aghast at the blankness of her heart; the calmness was inhuman and she wondered if she was going mad; she felt no emotion whatever. But she repeated to herself that Edward was killed; he was lying quite near at hand, dead, and she felt no grief. (ch. XXXV, p. 330)

夫に対する愛情はすでに消滅していたとはいえ、バーサにとって、この冷淡さは残酷なものに思われた。しかしその装われた悲しみの陰からは、*reality* が皮肉な顔を覗かせている。*imagination* と *reality* の間には大きな溝があるのだ。バーサは、恐る恐る真実を凝視する。目に見えぬ悪魔の、

She is free. (ch. XXXV, p. 332)

という囁きが、覆った耳に聞えてくる。恐ろしいこととは思いつつも、彼女が過去の苦悩との絆を解き放すことができるのは、この夫に対する無関心しかなかった。

バーサは、夫の若き日の写真を焼き捨て、彼の死体を見て、その真実の醜い姿を自分の心に印象づけることであった。モームは、死体となったエドワードの姿を次のように描写している。

...the vesicles of his cheeks stood out distinctly in a purple network; the sides of his face were bulgy as of late years they had become; and he had little side-whiskers. His skin was lined already

and rough, the hair on the front of his head was scanty, and the scalp showed through, shining and white. The hands that had once delighted her by their strength, so that she compared them with porphyry hands of an unfinished statue, now were repellent in their coarseness. (ch. XXXVI, p. 336)

## 5

序文においてモームは、ミス・リー以外の登場人物にはモデルがあったと語っているが、バーサには多分にモームの思想や感情が導入されていると考えざるを得ない。フランス的美意識、キリスト教に対する懐疑、ヨーロッパ大陸、ことにイタリアに対する憧れなど、いずれも若きモームの心に深く住みついた情緒である。恋愛感情、ことに恋することの苦しさ、幻滅、その後続く嫌悪、無関心、さらに恋の絆からの解放感、絶えずモームの作品に顔を出している。フィリップのミルドレッドに対する恋<sup>12)</sup>、逃げられた妻を諦め切れない道化師的なストールヴの恋<sup>13)</sup>は、バーサの恋と同様に、自虐的なほどに屈辱的なものを持っている。

こういった点から、バーサに対してある程度の同情が寄せられていることが感じられる。しかし、バーサの結婚の失敗は、バーサの想像力が写し出す虚像にも、その責を見出さなければならない。イギリスのモラル、宗教における因襲的偏見に挑んだモームは、さらに恋や結婚に伴う幻影をかなぐり捨てようとした。*Of Human Bondage* におけるフィリップの、*love* のない *affection* から生れた、現実的なサリーとの結婚は、そういった意味で決して偶然の出来事ではない。しかし、もう一步進めて考えれば、バーサの不幸は、ただエドワードと二人だけの問題ではない。モームは、人間のどうにもならない隔絶感を浮彫りにしたのだと考えなくてはなるまい。過去を振り返って、バーサは次のように考えるのだった。

I myself stand on one side, and the rest of the world on the other. There is an abyss between that no power can cross, a strange barrier more insuperable than a mountain of fire. Husband and wife know nothing of one another. However ardently they love, however intimate their union, they are never one, they are scarcely more to one another than strangers. (ch. XXXVI, p. 338)

バーサの愛情の絆を切ってしまったモームは、全ての人間について、お互の深い理解の可能性を否定したのである。これは後に不可知論<sup>14)</sup>へとつながってゆくのであるが、ミス・リーの傍観者的態度、モームの客観的創作態度は、その産物であった。

*Mrs. Craddock* は、その円熟味からいって後期の作品には及ばないとしても、偏見を脱却しようとするモームの苦闘の跡が生々しく描かれていて、この作品を力あるものにしていくことは否めないし、後に続く作品が、*Mrs. Craddock* に見出されるいくつかの問題のヴァリエーションであって、不十分なながらも、この作品の中に、後の作品のいくつかのテーマが凝縮されていると言っても、あながち言いすぎではなからうと思う。

## 付記

1. 本稿は『アルピオン』第15号（京大英文学会）の掲載論文に、多少筆を加えたものである。
2. *Mrs. Craddock* からの引用文には、全て書名を省略した。テキストは、*Mrs. Craddock, Collected Edition, 1955, Heinemann* を用いた。

## (注)

1. *The Summing Up*, ch. 44.

2. Richard Cordell : *Somerset Maugham*, p. 116 and p. 118, Heinemann.
3. *id.*, p. 117.
4. *The Summing Up*, ch. 60.
5. *Mrs. Craddock*, Preface.
6. *A Writer's Notebook, 1896*, p. 17, Heinemann.
7. *The Moon and Sixpence*.
8. *Liza of Lambeth*.
9. *Mrs. Craddock*, ch. XXXIV, p. 315.
10. *id.*, ch. XX, p. 191.
11. Klaus W. Jonas 編；田中睦夫訳：*The World of Somerset Maugham*, M.C.クナー，モームと西洋。
12. *Of Human Bondage*.
13. *The Moon and Sixpence*.
14. *The Summing Up*, ch. 17.



# 『ノリスとヘミングウェイの海二題』

—ウィルバーとサンチャゴ—

渡 部 定 雄

## Two Subjects of Norris and Hemingway on the Sea

—Wilbur and Santiago—

Sadao WATANABE

ピューリッツァー文学賞に輝き、ノーベル文学賞受賞の足掛かりとなったヘミングウェイの『老人と海』と、結婚を一年有余にひかえて、当時の出版界や読者層を意識し過ぎたきらいのあるフランク・ノリスの『レーディ・レッチィ号のモラン嬢』を比較して、無定見、不遜、かつ不毛という非難から逃れようとする気持ちはまずない。

『老人と海』を時の深みと、詩的真實性を兼ね備えた普遍的名作、『レーディ・レッチィ号のモラン嬢』を時間的に限られた平面的海洋冒険物語の駄作ときめつけることは、それほど難しいことではない。

ところで、もともと、アメリカ文学は自然あるいは、土に帰る希望を表現することによって、その特異性を確証してきた。そこには、人生に力を与えるのは土じょうであり、形式を与えるのは都市であるという信念が流れてきた。<sup>1</sup> この土じょうへのあこがれが、ウィルバーやサンチャゴでは海への憧憬に変わったのである。こうした意味あいを含めて、現代アメリカ小説の底流になっている男性的行動力や、反知性主義が、『老人と海』のみならず『レーディ・レッチィ号のモラン嬢』に存在することは否定できない。

ウィルバーとサンチャゴには、本能的、原初的感情に支えられながら、その心中に、文明社会と死から離れた安らぎと、永遠を、海に求める気持が働いていないとは言いつれない。

ともに、外洋を背景にし、反知性的行動力と原始主義の現象的類似性をもつ両作品には、現実社会と人間の悲劇から逃れようとする人びとの夢や力が海をめぐる繰り広げられていくのである。

### I

フランク・ノリスの好きなテーマは、文明と知性をかぶった人間の虚飾を皮むけば現われる動物的人間であった。彼は下衣をかなぐりすて、人生を闘いとる男をたたえた。<sup>2</sup>

ノリスの『レーディ・レッチィ号のモラン嬢』の主人公、ロス・ウィルバーはエール大学の出身でサンフランシスコの恵まれた青年紳士である。彼は文明生活に必要な富と知性と体力に恵まれ、人目にはなに不足なく生活していける人物である。<sup>3</sup> (179) 彼はヘミングウェイの『老人と海』の老漁夫サンチャゴのように四肢が瘦せこ

付記 1. 本稿は大阪大学大学院英文学談話会(1969年9月、豊中市民会館)で話したものと重なることが多い。  
2. テキストからの引用は( )で示し、『レーディ・レッチィ号のモラン嬢』は *The Complete Works of Frank Norris*, Vol. III, Kennikat Edition (N. Y., 1967) と『老人と海』は Ernest Hemingway, *The Old Man and the Sea* (Middlesex, 1966) をそれぞれ使用した。

(脚註)1. Benjamin T. Spencer, "Sherwood Anderson: American Mythopoeist," *American Literature*, XLI, 4 (March, 1969).

2. Van W. Brooks, *The Confident Years* (New York, 1955), p. 212.

3. a) Ernest Marchand, *Frank Norris A Study* (New York, 1964), p. 136.

b) See *Complete Works of Frank Norris*, p. 179.

Norris writes about Ross Wilbur in it: His good height was helped out by his long coat and his high silk hat, and there was plenty jaw in the lower part of his face. Nor was his tailor altogether answerable for his shoulders. Three years before this time Ross Wilbur had pulled at No. 5 in his varsity boat in an Eastern college that was not accustomed to athletic discomfiture.

け、うなじに深いしわなど刻みこまれてはいない。

永遠の敗北を象徴する旗色のような継ぎのあたった帆をつけた小舟にのり、メキシコ湾流で八十四日も不漁である老漁夫(5)と花やかな社交界にあって、若さにあふれ、満ちたりたウィルバー青年(179, 304—306)とは、見たところなんの関係もありそうにない。

ところで、『老人と海』のタイプ原稿の仕上がりと、著者の急死との十年あまりの間に、ヘミングウェイは主だった作品をだしてはいない。五十年代後半のヘミングウェイには、二十代から四十代にかけての創作力は枯れかけていた。彼を長らく個人的に知っていた人びとによると、ヘミングウェイは彼なりに、若さと健康が創作活動に必要であり、何物にもたじろがず、ひるまなかつた年月の再体験を通して、理論的にはもはや帰らない頭脳と肉体の老朽化から逃れようと思っていた。<sup>4</sup> こういった彼の回春のおもいの最後の主著が『老人と海』であってみれば、ヘミングウェイの真実の叫びには、永遠の若さへの思慕がこめられているに相違ない。老漁夫、サンチャゴとウィルバー青年の年齢的・肉体的差異が気にならなくなるのは、一部に以上の理由によるのである。

さて、『老人と海』の主なストーリーは至極簡単である。それは、ヘミングウェイの言葉<sup>5</sup>を借りるまでもなく、多くの実際の出来事に基づいたフィクションである。ヘミングウェイが事物をありのまま正確に描写する自然主義作家であるというのは一面の真理<sup>6</sup>を含んでいる。事実、『老人と海』は1936年の春に書かれた200語<sup>7</sup>の手記とあまり変わっていない。また、ヘミングウェイ

が自ら捕え、ところどころさめに食い荒らされたまかじきの写真も残っている。<sup>8</sup>

だが、『老人と海』に関して、ヘミングウェイは次のようなことを言っている。「私は本当の老人、少年、海そして、さめを作りあげようとした。もし、それらが、立派なありのままのものであるためには、それらに多くの意味が含まれなければならない」と。<sup>9</sup> このようにして生まれた『老人と海』の老漁夫、サンチャゴは多くの象徴的な意味を含んで、<sup>10</sup> 危険なほど不安定な、恐るべき敵意の潜在する世界に乗り出すのである。<sup>11</sup>

遠海での漁労ということは、老人にとっては、行動の役割があくことなく思考の否定を正当化していくことを意味している。そこでは、痛ましい経験と感情の世界が知性や理性を圧倒する。<sup>12</sup>

老漁夫、サンチャゴが夢を大漁にかけて遠洋に乗り出さなければならないのは、新聞の一段ぬきの失踪記事でもわかるように(189)花やかな社交界の寵児であり、教養人であるウィルバー青年が彼の見せかけの花園から、行動と野性の世界への入会式(181)に参加しなければならない必然性と同じなのである。

ウィルバーの試練は、彼がクラブを抜け出して、何か引付けられる波止場へ、オレゴンでの大鹿狩から帰ってくる友人を迎えに行ったことから始まる。(180—181)

そこで煙草の火を求めたむさくるしい褐色のスイーターの小男と一杯やったあとで、ウィルバーは睡眠薬をのまされ、手荒い水夫狩りのやり玉にあげられるのである。

4. Carlos Baker, *Hemingway* (New Jersey, 1963), p. 329.

5. *Ibid.*, p. 295.

6. *Ibid.*, p. 289.

7. *Ibid.*, p. 294.

Quoted in "On the Blue Water," *Esquire* 5 (April 1936), pp. 31, 184—185.

要約すれば、次のような手記であった。

一人で小舟に乗って漁に出た老人が、大まかじきを釣った。老人はそのまかじきが海深く小舟を引張っていく二日二晩の間、大魚と闘い、それと行動をともにした。ついに魚が水面にあがってきた時、老人は魚を引き寄せ、魚に鉤を打ち込んだ。やがて、舷側にくくりつけられた魚をさめが襲い、老人は一人でさめと闘わねばならなかった。棍棒でさめをたたき、刺し、撓で突きを入れた。老人は疲れ、さめは魚を思うままに食い荒らした。二日後、東へ40マイルはなれたところで、まかじきの頭と前部を舷側にくくりつけた老人が漁夫達に拾い上げられた。半分以上になってはいたものの、残った魚は800ポンドもあった。そのとき、ボートの中で老人は泣いていた。半狂乱の老人の小舟のまわりで、さめどもがぐるぐる廻っていた。

8. *Ibid.*, pp. 293 and 295.

9. *Ibid.*, p. 323.

10. Alfred Kazin in *The American Writer and the European Tradition*, ed.

Margaret Denny and William H. Gilman (Minneapolis, Minnesota, 1950), p. 121.

In it, Alfred Kazin once remarked that "it is hard to think of Hemingway... as naturalists, their sensibility is too wide."

11. James B. Colvert, "Ernest Hemingway's Morality in Action," *Americana*, 110 (Tokyo, June, 1956).

12. Robert Evans, "Hemingway and the Pale Cast of Thought," *American Literature*, XXXVIII, 174 (May, 1966).

この出来事は、当時の現実の事件をとりあげている。しかし、他方では青白い知性と華麗な文明生活の虚像がなまの感情と経験の世界でむなしく崩れ落ち、『レーディ・レット号のモラン嬢』の骨子に組みこまれていくのである。

「行くんだ、わかんねえのか、わしはこの風呂おけ（船）のかしらだ。おめえはそれだけ知ってりゃいいんだ。わしは一度しか言わねえことにしているが、おめえにはとびきり目をかけてやらあ。ほうや、さあ、じゃ行きな」（185）ウィルバーの頭ごしに怒声がとんだ。

ウィルバーの過去の頭の働きや生活経験でその場に役立つものは何一つなかった。彼の教養と、知性と、安泰な身分はこの激しい暴力の洗礼と野性への入会手続きの前に全くなすところを知らなかった。彼は船長という名の男の巨大な拳骨を口に受けなぐり倒される。デッキにのびている彼の腹は更に激しくけり上げられる。文明生活に甘やかされた知性の優柔不断さが判断する時間的余裕はもはや認められなかった。（186）

ロス・ウィルバーの知的過程におこった激変は、文明社会のきらびやかな服装から汚い下級船員の姿に衣がえる2分という時間に示される。彼の頭脳の働きは、この異常事態に調整する能力をもたない。野性への襖にぬるま湯的な判断力は不要なのである。ウィルバーの本来の人生には、驕慢な人知や文明は、無用の長物であった。

ウィルバーは船長の足もとのハッチを絹の帽子、メルトルのオーバー、特許ずみの靴をはき、スエードの手袋をはいて降りていったが、2分後、防水布服と荒天用防水帽の姿となってデッキに上ってきた。顔には血、むきだしの両手には汚れた船垢がついていた。彼自身の唯一つの面影は、光って上べを飾り立てている例の特許の革靴で、広い防水服の幅広ズボンとじっくりしていなかった。ぜい沢で身ぎれいな仲間達の乗っている磨きあげられて、優美で、貴族的なヨット上の笑い声や、栓をぬく音が聞こえる距離を、泳ぎのできるウィルバーが渡り帰れない理由はどこにもない。彼が船の下働きで甘んじよう（187）としているのは、彼の目的が苦難と栄光を求めて遠海に挑む老漁夫、サンチャゴの決意（22）とそんなにかけ離れたものでないということである。

ウィルバーが苦役するバーサー・ミルナ号は、重さ28トン、長さ40フィートのキール・スクーターである。老漁夫、サンチャゴの乗る魚釣り用の小舟よりは確かに大きい。しかし、粉袋の継ぎの当たった帆スキューフの小舟と、大へん汚なく腐ったひどい油脂油のにおいのするスクーターは、どちらも、貪食、華美な物質文明からほど遠い代物であることにかわりはない。

老漁夫、サンチャゴは一人で遠海に乗りだし、ウィル

バーは船長のほか五人の中国人下級船員と、彼らににらみをきかせている中国人コックと同船していた。ウィルバーが他人の力を得て、海に修業をするのに対応して、サンチャゴの心には、少年や若い日の彼が同居し、同時に、目や左右の手も個性をもって働いている。（55,58,73,75）

ウィルバーは時の深みの代わりに、空間への広がりの中へ自分なりの夢をぶっつけようとしている。彼の野性化は、作品の前半では船長の、後半ではモラン嬢の介添が必要となっている。大魚やさめと闘うサンチャゴが心中で厳しい生死をかけた二者択一の決断を強いられるのに対して、ウィルバーは船長に決意を迫られる。（57）

冒険また冒険がヘミングウェイの選んだ生活様式であった。そして、サンチャゴと同様に、ウィルバーもまた行動、暴力、そして、死と隣り合う世界に乗り出すのである。サンチャゴは、魚が彼を殺そうとしているのだと感じる。そして、その魚が見たことのないほど偉大で、美しく、静かで気高いため、彼を殺す権利があると思う。（82）サンチャゴの相手は落着きはらった強い魚（41）なのである。魚のかけは、毘や落し穴や奸策を逃れて、あくまであの暗い海の底にがんばることだった。

サンチャゴのかけも、あらゆる人間の群から逃れて、いや世界中の人間から遠ざかって、その海の底まで、魚を追いかけていくことだった。（43）それはだれにもある固有の、取り返しのつかない人生の命がけの目標に向かう生死を賭けた力の賛歌である。

「魚よ」とサンチャゴは柔かく、しかも大声で言う。

「わしはわしが死ぬまでお前とともにいるぞ」と。

偉大で栄光に輝く大魚を殺すことは、サンチャゴの言葉を守つまでもなく、彼の若い日の精神と肉体の忍耐力を自分に誇示すること（57）であった。

彼の若き日の回想は、この力を呼びおこす人生の闘いや、おのれとの闘いを再現する。カサブランカで大男のニグロと競った腕ずもうは、日曜の朝に始まり、月曜の朝まで続いた。その闘いは、サンチャゴと大魚の死闘と同じく、原始的な力と力の闘いを象徴する。（60）

彼の手とニグロの手の指の爪の下から流れる血は、魚をぶんなぐり血のにおいでいっぱいだった少年の回想（8）と関連している。

一方、ウィルバーは、こぶしと、抜き身の短剣で、粗野な原始的行動力を学びとっている。時おり、都会の青白い文明生活から抜けられないインテリのウィルバーは、船長から手を切られる前に、水夫になるか、さめの餌食になるかどちらかを選ぶべきだという最後通牒を船長につきつけられるのである。（194）ウィルバーは食事にさえも重大な決意をしなければ食にありつけない。

(193) おっかぶせるように船長は、「言いつけどおりにしなければ、骨と皮がくつつくまでしごきあげる。」とも言っている。(195—196)この生活に耐えていくには、老漁夫、サンチャゴと同じ決意がウィルバーに必要なのである。ということは、ウィルバーやサンチャゴの人生には、生やさしい知性や優雅な生活が顔をのぞかせる余地がさらさらないということである。

## II

数多くのアメリカ小説の中で、個人と社会は和解できない闘争の連続としてとらえられる。従って、人生を論ずるアメリカ文学には、しばしば、孤立と逃亡のイメージが存する。その典型的な人物は平原で一人ぼっちのナッチィ・バンポーであり、文明から逐電するハック・フィンであり、安全な男の世界に逃げ戻ろうとするバビットであり、森林の片隅の小屋で暮らし、工夫して聾啞者になりすますホールデン・コールフィールドである。

つまり、アメリカの作家達が自己をその中で確かめられない社会、そして、彼らが胸きんを開いて話しかける相手を育ててくれない空しい社会では、彼らはつねに、絶え間ない不安感に襲われ続けるのである。<sup>13</sup>

アメリカという空間の中での経験は、理想のみにとりつかれ、それ自らを深めて普遍的な人間経験となりえないところに問題がある。<sup>14</sup>

ポーが言及しているように<sup>15</sup> 本来、文学芸術とは超国家的なものであり、その価値が時や空間によって支配される性質のものであってはならない。言い換えれば、ある時代の国益や、文芸思潮は、文学的価値を決定する絶対条件であってはならないということである。

老漁夫、サンチャゴはこのような条件をある程度みたくしている点において、アメリカ文学の限界性を越える視野の広さと、時間的深さをもっている。

『老人と海』の漁労において、老漁夫の勝利と敗北のもつ深い意味は、普遍的な人生の成功と失敗、栄光と屈辱にまで高められている。

さらには、最終的に、必然的に死へとつながる肉体的人生の老いと消滅の敗北を勝利にむけるために、老漁夫、サンチャゴは知的思考理念に逆いながら、その救いを宗教的象徴と永遠の力、海に求め、すがっていたといえよう。

さて、都市が理念を育て、土じょうが力を育てるという文学的地盤<sup>16</sup>に住む以上、ウィルバーとサンチャゴには、彼らの夢や抱負の奥底にひそむ本質的な類似性がある筈である。だから、彼らの共通目標が、西部の広がりが行き詰まった時点で、海に向けられたとしても、何ら不思議なところはなかった。元来、アメリカ文学の健康な男女は、森や広い大草原のように清潔で高貴な自然を望む反面、土との再結合を願っている。この願いがかなえられないとすれば、ウィルバーやサンチャゴが海や空との再結合に彼らの活路を見出さざるをえなくなったのは当然であろう。

ここに、老漁夫、サンチャゴに対する大魚、かじきと、ウィルバーに対する海の精、モラン嬢の登場しなければならぬ必然性がある。

海という自然の有機的な力と一体化しようとするウィルバーやサンチャゴは、言い換えれば、理想の土にその安住の地を求めたいというアメリカ文学の屈折した望みであるかもしれない。従って、ウィルバーやサンチャゴ達は、文明社会に、社会的関心や、野心をもっていない。彼らは、そのかわりに、自身の内的衝動に反応する無限の空間に目をむけているのである。

ヘミングウェイが、いわゆる「反知性的」作家であるという声は、さまざまな形をとりながら、長年にわたって繰り返され、一つの定論となって、多くの批評家達の中に沈んでんしている。だから、ヘミングウェイが反知性的作家であるということは、当然の事として、吟味や研究の対象となり難かったのは無理はない。それは、ヘミングウェイの反知性主義をたたえるものも、けなすものも共に、この事実を認めていることに裏づけられている。

ヘミングウェイの伝記的個人生活や登場人物——貧しい老漁夫、質素で無知な人びと、プロ拳闘選手、闘牛士、騎手、淫売婦、パテン——などから、彼の反知性主義を安易に引出してはならない。主人公達の奥深くで働くもの、つまり、彼らの母胎をなすものを探り出さなければ、サンチャゴの本質が、単なる動物の勇気や、忍耐力以上のものとかかわりあっていることは理解されない。

ヘミングウェイの著しい反知性主義の特質は、高度の知的能力——理性、思弁的思考や想像力など——は行為の正しい指針とは必ずしもなりえないし、人間経験を系

13. Michael Millgate, *American Social Fiction* (Edinburgh And London, 1964), p. 203.

14. *Ibid.*, p. 212.

15. *The Development of American Literary Criticism*, ed. Floyd Stovall (N. C., 1954), p. 5.

16. Evans, pp. 161—162.



統づけ、明らかにし、豊かにするための潜在的手段としての正当な指導性がないということである。<sup>17</sup>

1925年当時、ヘミングウェイはすでに考えないことの大切さに気づいていた。<sup>18</sup> 考える<sup>19</sup> ということは、ヘミングウェイ流に解釈すると二つの意味をもっている。一つは、記憶することであり、もう一つは、気づかうことである。要するに、ヘミングウェイは思考を不愉快な感情のもとに従属させている。勿論、具体的な目標をめざし、本能的に鋭い行動を誘因する実際の思考と、思弁的思考とは区別されなければならない。

ヘミングウェイの世界に現われる闘争や暴力の行動主義は、実は、彼の反知性主義の中核に存在する思弁的思考に対する恐怖と不信に密接に関連しているのである。<sup>20</sup>

精神的・物理的暴力や苦痛にみちた文明社会の人びと——彼らにとっては、高度の知性がももろの恐怖と同義である——の安定剤としての反知性主義の役割は無視できない。

汚い船員生活を始めて、一週間と半ば過ぎ、新しい生活が板についてきたウィルバー(199)には、ヘミングウェイの反知性主義の源流がある。ウィルバーの生活では、知力や脳みそという尺度は思弁的な思考ではなくて、目に見える力で換算される。(202)

ウィルバーが身につけていた社交生活や最高学府でえた知的経験で役立つのは、ボートを漕ぐ力であり、船長がウィルバーの頭脳の良さを認めた唯一のことは、その力であった。(207)

ウィルバーの頭は、船長にしてみれば思考用タンク(think tank)に過ぎない。このウィルバーの洗脳には『レーディ・レット号のモラン嬢』という題名のごとく、モラン嬢が重要な脇役をつとめている。終始、ウィルバーを通して語られる<sup>21</sup> この物語にもモラン嬢は欠かせない人物である。つまり、船長にかわって、ウィルバーに海上生活のあり方を教えるのがこのモラン嬢なのである。忽然と、只一人漂流船に生き残っている中性的モランとウィルバーとの間には、老漁夫、サンチャゴと、彼の栄冠のしるしであった大魚、まかじきを襲ったのと同様のさめがいることは、特に興味深い。(210)

さて、このモランは文明に汚されない北欧の、狂暴で勇猛な戦士のまっえいであった。<sup>22</sup> 彼女はノールウェイ船長を父として、父を仲間に育ててきた。彼女はウィルバーだけでなく殆んど、どの男性にも負けないぐらいの背丈で、骨組もがっしりしていた。彼女の色のよい両手は堅く、油びき布の作業衣のあらい袖の下には、いかつい腕と肩の筋肉があることがうかがわれた。彼女は、肉体的にも精神的にも粗野な性質をもってはいたが、彼女の粗削りな性格は墮落したというのではなく原始的な性格なのである。(212)

彼女は象徴的には海の精である。というのは、一度ならずもウィルバーがモランの近くを通りかかった時、彼女の髪、首筋、全身には大海原と偉大な風のような素晴らしい自然の香が漂っていた(229—230)からである。彼女は海という自然の一部なのである。だから、彼女が自然の二つの顔をもっているのも不思議ではない。それらは、無慈悲で兇暴な自然であると同時に、純粋無垢な自然なのである。(229)彼女の清純さが太古の氷河の純粋さである反面、ウィルバーに勇気と血(273)を求める彼女には、荒れ狂う自然の猛威と、古代北欧戦士の闘いの血が全身にたぎっていた。(276)彼女は無限の強さを持ち、生ウイスキーが水のように喉を通っても酔わなかった。荒々しい闘いは、彼女にとって日常茶飯事のような事柄であり、時としては、敵のみならず友をも激しくたたきのめした。<sup>23</sup> いずれにしても、彼女は22才の女性であったが、ウィルバーに近づきがあり、社交上の礼儀作法や正規の舞踏会手続きに詳しい淑女達とは別世界に住んでいた。

要するに、モランはヘミングウェイの言葉を借りるまでもなく多様に解さなければならない女性である。モランはヘミングウェイの主人公達と同じように、思考や、知的洗練性を退け、行動力や決断力を大切に自然児でもある。彼女はウィルバーに言っている。「私は物事を考えたり、他の人びとがした事、考えた事を読んだりしないで、実践して生きてきた」のだと。彼女にとって大切なことは、考えたり読んだりすることではなくて、実行することであった。(234)

17. *Ibid.*, p. 164.

18. *Ibid.*, p. 165.

19. Ernest Hemingway, *For Whom the Bell Tolls* (New York, 1940), pp. 8—9.

He would not think about that. That was not his business. ...He had only one thing to do and that was what he should think about and he must think it out clearly and take everything as it came along, and not worry. To worry was as bad as to be afraid. It simply made things more difficult.

20. Evans, p. 174.

21. Donald Pizer, *The Novels of Frank Norris* (Bloomington & London, 1966), p. 95.

22. Brooks, p. 212.

23. Marchand, pp. 45—46.

モランの世界は、男性的自然、原始的感情、本能、行動の世界であり、都市、思考、優柔不断、怠惰という文字は彼女のためには存在しなかったのである。<sup>24</sup> 言うなればモランの使命は都会的な洗練、知的な繊細さ、精神的なひ弱さを代表するウィルバーを再生させ、原始的・本能的闘争力を身につけさせることなのである。そのためもあって、彼女の肩幅は広く、胸も厚かった。彼女の見事な骨格にもまして、彼女の動物的な精神力の力強さが彼女にはあふれていた。りんぼく褐色にきらりと光る目(211)は何にもまして素晴らしく、彼女の姿をあらわしていた。モランは、ほとんど、どこから見ても女性ではなかった。

モランを、野獣の力と原始感情を重んじている理想のイメージと解する限り、彼女はあまり自然主義とかかわりあいはない<sup>25</sup> だろう。ドライサーのシスター・キャリアーは、共同社会的同質性から契約社会的異質性へ、単純さから複雑さへと成長していく。つまり、彼女は無邪気な田舎娘から名前が新聞に載り、写真がポスターを飾り、都会のはなやかさがとりまく女優に成長した。モランにはこのような変ぼうはない。彼女は、本能的に、契約社会の複雑さから身をひき、仮にキャリアーに出会ったとしても、キャリアーの成功には食指を動かさなかったであろう。彼女はキャリアーとはちがひ、ウィルバーの目を開き、彼を新たな人生に再出発させるために、作品に生まれてきたのである。行動派のモランを通して、受動的なウィルバーの内部改造がなされるのは、ウィルバーの行動型が、老漁夫、サンチャゴと同じく、内部に向けられている抑圧型であることを示している。

### III

老漁夫、サンチャゴと大魚、まかじきの激しい力の衝突は、本質的には、ヘミングウェイの思考予防薬になっている。ウィルバーにおいても、暴力の対象がどちらかというと、外部というより彼の内部にむけられている。

こうした意味においても、ウィルバーが跳め、体験する生死をかけた闘いを、安雑誌やターザンものに墮す運命にあった熱血派<sup>26</sup> の誕生や、海洋冒険小説としてのロ

マンスへの逆行<sup>27</sup> と考えるべきでなく、アメリカ象徴主義というプリズムを通した原始派と解すべきである。勿論、『レーディ・レットティ号のモラン嬢』はノリス自身も認めているように、あいまいさなどの目立った小説技術上の欠陥をもっている。<sup>28</sup>

しかし、内容的には、『老人と海』の老漁夫、サンチャゴにしばしば繰り返えされる克己的なイメージの深さ<sup>29</sup> が、ウィルバーに乱暴な船長と、海の精、モランを配することによって、再現されている。いや逆に、サンチャゴの暴力と死の主題を、ウィルバーは『レーディ・レットティ号のモラン嬢』で、すでに演出していたという方が妥当かもしれない。サンチャゴの苦しい闘いには、知力というより原始的な気力と体力のみならず海に学んだ知恵が必要であった。サンチャゴは知能ではなく、経験から得た直観的感覚で時の流れを知り、手の感触で船の速さを知っていた。(70)彼が一つずつ熟知している星達や、雲の動静から、彼は二、三日先の天気が予測できた。(71)

ウィルバーも、サンチャゴのもつような本能的な漁民の感覚的生活経験をモランから学ぶことができた。モランは星の高さから経度を知ることができる。(229)

粗野で、未征服で、奔放で、独立と孤高を誇るモランは、サンチャゴ同然、枯淡で心も汚れていない。ウィルバーが学びとり、自分の血や肉と化すものが、モランの原始的能力や見事な決意や独立心であるならば、ウィルバーとサンチャゴの距離はさほど遠くはない。それには、サンチャゴと彼がその時まで見たことがなかったような大魚、まかじきとの対決をもう少し考えてみればよい。より美しく、おだやかで異能をもつ魚(55)は、知能では人間より劣っていても、その気高さ、立派さは自然の一部分であり、人間の能力や理解力を越えた永遠の神秘さに昇華される。魚は老漁夫、サンチャゴと分けられない同体のもになる。(85)<sup>30</sup> というのはサンチャゴが自分が魚になって、魚のもっている一切の力をものにして、魚の意志と知恵を相手に聞えたらと思って(56)いるからである。

ウィルバーの物質文明に犯されたひ弱い気力は、サンチャゴにとっては衰えた肉体なのである。老いさらばえ

24. Pizer, p. 94.

25. Marchand, p. 72.

26. Brooks, p. 212.

27. Marchand, p. 34.

28. Pizer, p. 95.

29. *The Cycle of American Literature*, tr. Y. Yoshitake & M. Matsutori (Tokyo, 1968), pp. 295—296.

30. He is my fortune, he thought. But that is not why I wish to feel him. I think I felt his heart, he thought.

た体にむちうって、暗い海の見知らぬ大魚に挑む老人は一度ならず魚になることを望むのである。(60)

大魚とは、人生の限りない闘いと個人の生命力の再燃焼を助けるサンチャゴの兄弟分なのである。(85)魚を殺した時、サンチャゴは呟く。「おれは、おいほれ爺さ、だがこの兄弟分の魚をやっつけたんだぞ。」

老人に言わせれば、敵意ひとつもない大魚は、彼が夢みる若き日のアフリカ海岸と一連をなす若き日の栄光の夢である。

老漁夫、サンチャゴが物理的な時——つまり、とどまるところのない肉体的な老化現象からの逃亡に方向づけられているとすれば、ウィルバーの目的の一つは、都市文明の弊害から逃げだすことである。物質文明の虚偽、不健康さから脱出し、真実と勇気に生きようとするウィルバーの帰りにくところは、海の精、モランのもとしかなかった。(309)

モランのもとでは、ウィルバーは文明むきの頭を使わず思考よりも感情と行為の中で生きることができる。(76-88) ジレット、ウィルバーの良識は緊急事態のよい打撃をもたささない。彼のしゅん巡、たじろぎ、思索的思考は、海賊の襲撃を前にひかえて、無為無策となる。モランは彼らとはあいまいな取り引きをしない。(274) 強者が生きのび、弱者が減る中で、あやふやな行動をとらない(…not going to split fine hairs…)というモランの処生訓は次第にウィルバーの皮膚に感じとられていくのである。それはウィルバーが自分の考えを恥じ、彼女を誇りに思うようになることでもよくわかる。兄弟同志である大魚と食うか食われるかの闘いをするサンチャゴと、モランに力いっぱいなぐりかけられるウィルバーも、同じ闘いの場に立たされている。海の精、モランは、もともと、力と衝動をさりげなくほめたたえていた。<sup>31</sup> しかし、ウィルバーに腕力をふるうモランはもはや人間とはいわれない。生きのびるためにウィルバーは、この非人格的なモランの力と闘わねばならなかった。

ウィルバーの闘いには、海外雄飛を主題に、英雄的行動を賛美し、野性的なまでのリズムをもって、生活感情をうたいあげたキプリングや、当時、知識人の信条をゆさぶり、人間価値の再評価を問いかけたダーウィン、更には、肉体面での人間に注目したゾラの影響も考えられ

ないわけではない。しかし、ウィルバーが皮膚で学びとった経験は、一世代あとのサンチャゴに実を結んだ自然の原始力への夢の先駆けをなしている。

ウィルバーの夢をかなえる海は、海の精、モランを通して、彼の永遠の恋人になった。ウィルバーの過去は、都市にあったのに対し、モランは過去も、現在も、未来も大海原のものであった。海とくちあわない男性の求愛をうけつけないモランは、原始的で、無垢な性格をもっているという明確な想像をウィルバーが得た(260)とき、彼は海のとりにくことなるのである。

サンチャゴも海を女性(lar mar)と考えていた。(23) 老人にとっては、たとえ荒々しくふるまい禍をもたらすことがあったにしても、それは海みずからがどうしようもないものとして、許してやった。彼にすれば、月が海を支配していたからであった。

肉体的な衰えとは対蹠的にサンチャゴの目は海の色と同じで不屈で快活であった。(6) 老人の顔には、気はななかったが、海の色をした老人の健康な目は、自然の一部であり、超絶的であり、永遠に澄みきっているはずのものであった。(8)

所は海辺、星はあたりをちりばめ、月は中空にかかっていた。ウィルバーがモランを媒介にしてとけこむ美しい大自然(262)は、おそらくサンチャゴの海色の目をやさしく包んだに相違ない。

## エピログ

老漁夫、サンチャゴは孤独で、赤貧であった。老人の小屋はその地方で、グアノと呼ばれる棕櫚の芽の粗いさやでできており、ベッド、テーブルと椅子の他には、炭を使って煮炊きする場所がしつらえてあった。グアノの葉で作った褐色の壁には、二枚の色刷りの絵が刷ってあった。それらは彼の死んだ妻のかたみのイエスの聖心とコープレの聖処女であった。かつては、その壁になき妻のぼやけた写真がかかっていたが、老人はそれを取りはずしてしまった。見るに耐えぬ寂寥のおもいに襲われるのを恐れたからだ。(11)

サンチャゴの苦難(44)<sup>32</sup> はよくキリストの苦難にたとえられる。<sup>33</sup> そして、アメリカにおける文化の世俗化がキリストの人間化に焦点を結んでいる<sup>34</sup> といわれてい

31. Warren French, *Frank Norris* (New York, 1962) p. 139.

32. The blood ran down his cheek a little way. But it coagulated and dried before it reached his chin and he worked his way back to the bow rested against the wood.

33. Ursula Brumm, "The Figure of Christ in American Literature," *Americana*, 38 (Tokyo, April, 1958).

34. *Ibid.*, 41.

る。世俗化の時代では、キリストは不朽を象徴するようにもなった。また、アメリカ文学ではキリストは罪なく、或いは罪がないために苦しむ人間を象徴しているが、キリストはまた、主人公の没落に、そして、悲劇の徽章である彼の運命に輝やかな勝利の栄光を与えている。<sup>35</sup>

モランの死は、海の怒濤、かすめ飛ぶ灰色の空と、真白い外洋の白い波頭に象徴されている。肉体は滅びて、彼女は再び生まれて来た海に迎えられるのである。(319)

モランのしかばねをのせたパーサ・ミルナ号はくつわをはずされた馬のように、あらゆる拘束をふりほどき、まるで自分の牧草地に向かうように大海原に走っていった。パーサ・ミルナ号が近づく西方のロマンスの世界(325)はノリス特有の世界であるけれども、パーサ・ミルナ号の名誉の床に横たわるモランの遺体は、サンチャゴに対決しつつ一体化する大魚と全く同じで静かでおだやかだった。モランの遺体は、生まれた時と同じ姿でただ一人、両手を広げて太平洋のふところに復活する。

ウィルバーに自然のもつ猛々しき、誇り、独立性、清らかさを吸収され、一介の女性となったモランの肉体はもはや、空せみのぬけがらにすぎなかった。ウィルバーと幽明境をことにしたとはいえ、モランの力に対する自信や、自然のままの純朴さは、ウィルバーの体内深く、この世に残った。ウィルバーは、モランのおかげでもはや昔の生活にひきつけられることはなかった。もうそこには、折目正しいズボンや、意匠をこらした英国風のチヨッキを身につけ、一部のすきもないウィルバーの姿は二度と見られなかった。(308) 生まれながら、文明にそぐわなかったモランと同じように、冒険への喜びと、行

動へのあこがれがウィルバーの血の中に受けつがれた。彼は残りの人生をモランのように海に生きようと決意した。(315)

ウィルバーの足もとでは、モランを迎える巨大な海のうねりがまさに文明の前哨地である花崗岩の基礎擁壁を大きな音とともに攻めたてていた。(319)

相争いやがては、兄弟のように仲よく港に帰ってきたサンチャゴと大魚は(89)やがて、海をへだてて別れねばならなかった。

自分の小屋への坂道で少しうしろを振りかえり、サンチャゴは、露出した背骨の白い線と、尖った口ばしをもった頭部の黒いかたまりだけ残った大魚を眺めている。(109) サンチャゴが大魚の白骨を眺めているように、ウィルバーはゆっくりと灰色の水平線に溶けこんでいくモランのしかばねをのせたパーサ・ミルナ号を見守っている。

モランの遺体が、ウィルバーから去って、海の中へもどっていくように、海を背景にした大魚の白骨も、サンチャゴから離れて、港の一隅から潮にのって流れだす(114)のである。

モランをめぐる、ウィルバーが海の西方に求め、サンチャゴが大魚との死闘を通して、昔日の栄光に求めた道は、老いや死などをはじめとする人生の悲劇を逃れ、海に再結合と永遠を見出す彼らの新たな知恵に通じていた。

こうしてみると、ノリスのウィルバー青年と、ヘミングウェイのサンチャゴ老人を、全くの赤の他人だとは考えたくなくなる。そして、彼らの夢が共に海に結んだのが、始めから、なんらかの偶然ではなかったような気がしてくる。

35. *Ibid.*, 44.

## 独歩の「自然」への接近

細井誠司

はじめに

藤村ら「文学界」同人や独歩など初期浪漫主義文学者たちには、一たびは受洗しながらやがて離教もしくは棄教するコースをたどったという点で共通するものがある。その理由をめぐって佐古氏は、かれらの信仰が「ロマンチズムとして」受けとられていて「キリスト論的な信仰告白が成立していなかった」からである<sup>①</sup>とされ、同じく独歩の離教の理由について笹淵氏は、その信仰がもともと「個人の倫理」を欠いた「理想主義」にほかならなかった点を指摘しておられる<sup>②</sup>。

信仰的側面からみるとときには右のような理由もがえんじられよう。しかし、それをもって離教から文学への志向の理由をすべて語り尽くしたことになるのもまた当然である。キリスト教と文学とは本質的に矛盾して両立しえないものである。その矛盾対決を作品に結晶させることはなかったとはいえ、十分に意識していたゆえに藤村には「宗教と芸術のささやかな相剋<sup>③</sup>」があり、独歩には、キリスト教がおのれを束縛する「形式」と感じられて、それからの解放を求めるたかいかいがあったのだ。近代文学を文学の次元で考察するためには、離教の問題もなぜ文学を志向したかという問題におきかえてみる必要がある。

独歩の場合には、離教と並行してワーズワースに導かれながら汎神論的自然観へと移行し、自然への憧憬を深めていったところに独得の浪漫的文学観がなりたっている。

本論においては右のような問題意識をもちつつながら、独歩の自然への接近を探究してみる。

『欺かざるの記』全体を、佐伯時代を中心にしてその前後合わせて三期に分かつと、第二期の佐伯時代は独歩がワーズワースの世界に身を置いて浸りきった時期である。もっともワーズワースと違って、独歩は有限なる自己と悠久の自然との間に「一致調和」のあることを期待したが、ついに確信するところとはならなかったのである。その点に関してはすでに笹淵博士の御詳論<sup>④</sup>があるので、ここでは主として第一期の明治二十六年二月から九月までを中心にして、自然への接近の過程を説明する中でそのモチーフを探ってみることにする。

## 1

独歩のワーズワースへの接近を考察するうえで、まず見のがすことのできない

のは、明治二十五年十一月、『青年文学』誌上に発表された「田家文学とは何ぞ」の一文である。独歩はこれに先だつ九月二十一日、『ワーズワース詩集』を初めて入手し熟読しているのだ。

「田家文学とは何ぞ」の一文は、結局「田家文学」弁護論である。その題材を「田家」に仰ぐからといって、「田家文学」必ずしも「価値少なき」ものではなく、「微妙玄通、絶代の詩眼を以てせば、由つて以て高遠なる理想人生の真趣を説明」することも不可能ではないというのがその主旨である。

そうした「田家詩人」のひとりとしてのワーズワースを、独歩はどう理解していたのだろうか。

右の一文において、独歩は文学、文学者の本質問題にふれ、文学が「人間は如何に生活す可きか」という問題について感得した、作者の「高遠なる」理想を説明するものであり、文学者はその理想を説明することによって、「同胞人類を真理と善徳に導く可き使命を有する者」であるとの所信を述べている。

この文学者の使命うんぬんは、あきらかにカーライルの影響である。独歩は『ワーズワース詩集』と前後して九月にカーライルを読み、その英雄精神、理想精神を大いに高揚させられたことが、『欺かざるの記』二六・六・二八の記録などによって推測される。

ワーズワースのことばとして、「彼の大詩人等は悉く教師なり、余は又た師として目せられん事を望む、然らざれば、寧ろ空と思はれん事を欲す」を引用し、「人類の師」として把握、賛美しているのは、ワーズワースを右のような文学者使命観、英雄精神の体現者とみたらにはかならない。

そうした見方によって独歩はワーズワースを紹介し、その詩の効用を論じているが、自説を開陳するには理解不足で自信をもてなかつたのであろう、「ジョン、モーレー」、「ウキリヤム、ナイト」二人の解説を引用して紹介している。

ジョン、モーレー氏曰く、……(中略)……吾人が渠の勢力の下に在る間は、吾人を導ひて確乎たる平和の心情を保たしめ、吾人に与ふるに安心、元氣、健全、希望を以てするの技柄を有すと、ウキリヤム、ナイト氏は曰く、渠の詩は「鄙陋、軽浮、醜態、虚偽、頑迷の上に高く人生の高遠なる理想を示す也。多くの人は、……(中略)……渠の全詩を貫て呼吸する処の無限の和平、神聖の静穩、無量の希望を十分認むる者少なし」と又た曰く、「此の世智辛き人世の迷路に沈みて、智慧も道念も枯れはてたる時に当りては、実にウォルズウォースの詩程、善且つ仁なる治療剤はあらず。人或は此の茫乎

たる宇宙の秘密に打たれ、疑念、解くるに由なく心乱れ、靈餒へ、希望落ち、自暴自棄の念胸に溢るゝ事あり。斯かる人に対しては、渠の勢力程強き者はなし、渠の詩は道念の強壯烈なり、精神の興奮烈なり、渠は感情或は思想の新鮮天然なる靈泉を傾瀉し来る」と。

要するに独歩は、ワーズワースの詩には「人生の高遠なる理想」がうたわれつつあること、また人生のさまざまな問題で挫折感を味わうようなおりには、その詩はいつでも「無限の和平」や「安心」「元氣」「希望」などを読者にもたらしてくれるものであることなどを、ふたりの解説から理解したのである。

独歩にとつて、こうした理解はたんなる知識にとどまり、確信の域にまで至るはずはなかつたのであるが、『欺かざるの記』の書かれる以前にワーズワースについてこれだけの知識をもつて心ひかれていたことは、十分注意される。

そうした事実が、やがては体験しなければならなかつた社会的困難や精神的挫折のうちにあつて、独歩が自然の世界へと接近を深めて行く、そのコースを用意していたのである。

理想と現実、克己と野心、精神の高揚と暗愁、その間にあつて揺曳する独歩の姿は生涯をとおして変わらないものであつたが、『ワーズワース詩集』から独歩はまずカーライルの理想精神を読みとり、同時に、挫折したおりの慰藉、救済の精神がそこに含まれていることを知っていたのである。

## 2

独歩は二六・三・二一の記に「昨夜吾は断然文学を以て世に立たんことを決心せり」と記している。この決意へ導いたものは結局ワーズワースであつた。「田家文学とは何ぞ」にみられたワーズワースについての知識が、一歩進んで自己に具現したかたちとなつたのである。

そもそも、独歩はカーライルの影響によって「人間の教師」「予言者」たらんとし、その理想を「文学の士」「政治家」となることによつて具体的に実現してゆくことを考えていた。

ところが、「政治家」たらんとするこの夢は自己の理想をいかす道ではなく、その中に「権勢を愛し虚栄を願う」「野心」「俗情」が隠されていたことに気づく。社会のもつ「魔力」にいつの間にかとらえられ、「境遇の奴隸」「『偉大』の信徒」になりさがつて「功名」「虚栄の念」に汲々としていた自己を発見した

のである。「野心」は理想の敵だったのだ。

そこで、「俗情」にくもっていた「霊の眼」をあらたに見開く。「愛と信と労作」こそがおのれの実践すべき理想であり、その理想を自分の能力いっぱい実践してゆくことが天命であると信じることによって、「安心立命」の境、「霊の永久の生命」に入ろうとするのだ。「現世を捨てた」西行の生き方に心ひかれたりもするが、なおこの社会にとどまっておのれの実践を考えようとする。こうした心境にたつて、「ヒュマニティー」の自然の声を聞き、愛と誠と労働の「真理」を、「文筆を以て」「世に」教えていこうと決意したのである。「政治家」を断念させたと同じ理想が「文学の士」へと向かわせたのだ。

この決意がワーズワースによって導かれたものと考える根拠は、次のとおりである。

同じ日の記録にある、ワーズワースの詩の一節「The still, sad music of humanity.」は二・二三の記録にもみえ、その中で「能く之れを聞く者は理想の人たり——則ち愛と誠と労作の人たり、已に然り豈に煩悶あらんや、天命を信じて事業に斃る、クリストの如き之れなり、ウォルズウォールの如き、皆然り、」と書いている。

自分の理想を天命と信じてその実現に生命をかけた人、「愛と誠と労作」の人——独歩はワーズワースをこのようにとらえ、自分も同じ「理想の人」「愛と誠と労作」の人たらんとしたのである。

同じく三・二一の記録にでづくる「I wish to be considered as a teacher or as nothing.」は、「田家文学とは何ぞ」の中で独歩が引用紹介していたワーズワースのことばである。

「文学を以て世に立たん」とする決意の心底には、「人間の教師」たらんとする使命感<sup>II</sup>理想が存在するのであり、その決意がワーズワースに導かれたものであることは以上の論から明白となった。

こうしたかたちで独歩の決意が、ワーズワースの理想精神に結びついている一方で、その決意の前後の心境「安心立命」を求める気持もまた、ワーズワースの世界の慰藉、救済の精神に結びついている点が注意される。

「天地悠々、歲月逝いてやま」ざるのに「事志と差ひ」容易に成りがたいことを感じて「悲哀」にしずむ、その反面で「虚栄」「俗情」に惑わされて「空想」に憧れた結果、ついにはおのれの大切な「本質まで枯死」させていたのだと自己の姿を冷静に反省してみたりもする。そこで「能ふだけなすの信仰」にめざめ、

「愛と信と労作」の実践をおおして本然の姿に生き、もって満足しようとする。「安心立命」の境を求めるのだ。

独歩にとってワーズワースは、この「愛と信と労作」の人であったこと、その詩には「和平」「静穏」「安心」などの精神が含まれているのを理解していたこと、などについてはすでに述べた。

以上から、「安心立命」の境を求める気持の裏ではワーズワースを意識していたこと、したがって後にワーズワースの世界へ、さらには自然へと接近の度を深めてゆく、そのモチーフには、慰藉、救済を希求する独歩の精神があったものと認められるのである。

ワーズワースから学んだ二つの精神のうち、文学者が「人間の教師」たるべき使命を有するとの理想精神は、のちのちまでも変わらないものであったが、ワーズワースに導かれて自然への接近を深めてゆく過程では、しだいに慰藉、救済の精神が勝ってゆく。

### 3

「虚栄」「俗情」の発見は独歩の思索に新しい展開を与えた。

その一つは上述の「愛と信と労作」の精神への回帰である。

第二は、皮相的で「空しい」「虚栄」「虚念」のペールを剃いで自己の本質に迫り、人間自然の「心霊の叫声」に耳を傾けようとしたことである。

この「ヒュマニティー」への「悟入」は独歩の精神史上画期的な意味をもつ。「ヒュマニティー」から「シンセリティー」「ストラッゲル」「エムブレース」

「コンウキクシオン」「フェース」と、独歩が図式でもって示した道程とおって自然へと接近してゆく、その起点になったからである。

しかし、その「ヒュマニティー」をワーズワースが自然に直面して聞き、悠久なる自然とおのれの一体感からくる「よるこび」<sup>⑥</sup>を感じることで対し、独歩の方は「ヒュマニティー」を「俗念」の対立概念として把握するのみにとどまり、自然に直面して聞く境地にまで至っていない。しかもその「ヒュマニティー」はすべて「悲調」であるという。

人情とは、肉体と精神との持主なる幽音悲調なることを知らざるべからず。(三・三二)

独歩にとって社会は「牢獄」と実感された。「霊」の人から理想を奪い殺して

しまし、そういう憎悪すべき社会において「パンの爲に」「奴隷」となつて働かなければならない。靈的理想に生きたいと精神は願ひながらも、社会はおのれを「肉」と化し、「俗情」のとりこにして離さない。「肉体」にも「精神」にも「従う能はざる」中途半端な「不幸の人」の「心靈の叫声」ゆえ「悲調」なのだといふ。

ここに両者の差がある。したがつて独歩は、

吾心幽悠として又た炭々の悲煩なし。ア、ウォルズウォルスは吾が心を歌

ひたり。(三・二八)

吾が感情の大にウォルズウォルスに似たるを覚ゆ。(四・一一)

としながらも、

此度の旅行とウォルズウォルスとに由りて大に幽音高調を聞くを得たりと雖も、猶ほ何となく物足らぬ心地して吾が感情の指頭、或る絶頂玄音の琴線に触れんとして触れざるの感あり、(五・一〇)

と告白せざるをえないのだ。独歩にとつてこの「悲調」は最後まで「よろこび」に変わりえなかつたのである。

第三に、多くの歴史は「虚栄の歴史」であつた、したがつてシエクスピア、ナポレオンなどの「世の所謂」「英雄」はその「虚栄城」中の人物であつたとして否定し、いわばその反定立として名もなき庶民やその中のひとりである自己の存在に目を向け始めたことである。「虚栄」「俗情」とらわれた眼でみるから、かれらは「英雄」にみえにすぎないというのだ。

「吾茲に在り、確かに茲にあり。吾とは何ぞや、(五・二二)の問い、あるいは「吾は二度と此の世界に生れ来る者に非らず、吾の此の世界に存在せることは、唯だ一個の真なる事実なりてふ思想感情を固く持たし」(四・三)という願ひは、失われた理想をふたたび回復して自己の存在意義・価値を確認したい気持から生じたものである。

そこに、「汝の生命存在是れ大事実非ずや、(四・三)と考へてそれに驚異したいと願ういわゆる驚異の哲学が生まれる。驚異の対象は自己から人間、社会、宇宙と広がるが、現実のおのれはその願ひとは逆に「虚想」や「習慣」、社会、事情、境遇」の「奴隷」になつていて「能く真理にふれ、ヒュマニティーに悟入」できないでいる。

独歩の思索はここまで進んで行きつゝ展開しなくなつた。「愛と信と労作」への回帰は具体的行為の裏づけを欠く觀念にすぎず、自己存在の意義についても

新たに確認できるものがない。「肉欲」の悩みも解消しないし、「ヒュマニティー」の叫びは「悲調」をおびたままである。

此の智識と彼の智識と衝突し、此感情彼の感情と反抗す。相融化せず、相開展せず、之を以て迷ふ。(五・一一)

とは右のような混迷状態をさして言つてゐる。

#### 4

理想と現実、克己と野心、靈と肉、その間にあつて揺曳し「智識」の「紛乱混雑」に悩む独歩は、その「融化」「開展」を時間の経過に期待してひとまずこの問題から離れ、代つて自己対自然の問題に考えを向け始める。といつても自然を思索の対象として意識したのではなく、おのれの苦悩の慰藉、救済を求める素朴な気持から自然に目を向けたのだ。ワーズワースの詩を介して間接的にふれる存在にすぎなかつた自然は、いまや自分から面と向かつて憧憬の情を投入する親密な存在へと變つてきたのである。

ウォルズウォルスの詩、「インデペンデンス」を読み、而して夕暮に独り寂寞の境を漫歩して天の蒼々として限りなきを仰ぎ、時の悠々として窮りなきを想ふ時は、人間、心靈の独立を感じ、天地の自由空遠悠々たるに冥合して、又た人間社会の齷齪たる見聞を脱離するを感ずるなり。ア、之れ空想に止まるか、將た人性の幽妙なる、能く自然の琴線にふれたる者なるか、人間自然の情を信ぜよ、若し「空想」の嘲を以て斥く可くんば、何者の思想か空想ならざる、ア、吾が信仰茲に在り、吾が道念茲に在り、吾が生命茲に在り、吾が希望、安慰茲に在り。

(五・一二)

右の一節にみるように、独歩が急速に自然へと接近してゆき、自然との一体化を願うようになったのはどうしてであらうか。

「安慰茲に在り。」とあるように、究極において求めるのは慰藉に違ひなからうが、自然への接近のモチーフをさらに分析して考察してみると次のようになる。

第一は超俗の願ひである。

これより以前に独歩は、「遑々齷齪たる人間の居に非らざる境界」「人間道途の真善美の別天地」への憧憬を語つており、その世界が「一輪の梅」に「抱蔵」されているように感じたこともあつた(二・一九)。「一輪の梅」に象徴された自



然の世界は、いまや「天地」と表現されてその憧憬の対象が明確に意識されてきたのだ。自然への接近を深めていったモチーフの初めにはこの超俗の願いがあ

第二に、「独立」の願いだ。

「独立」とは「習弊」「狎熟」「通俗」などから解放された自由な精神状態で、独歩のいわゆる「シンセリティー」に満たされた状態である。

第三は永遠性の願いだ。

有限なる自己が自然と一体化することによって自然のもつ永遠性を獲得し、その永遠性に自己存在の意義を認めようとする心情が働くのだ。自然も「人心」もおの「無辺無窮」に変化するが「其の中に自ら一致がある」。「自然」も「人性」も「幽妙」であるから、人間は必ず「天地」に「冥合」すると考えてみるのだ。自然との一致調和が慰藉、救済につながるがゆえにこのモチーフがいちばん強い。しかしこの「一致調和」はまだ漠然とした観念で、明確に意識されていないから「冥合」ということばで表現されている。

独歩が自然への接近を深めていったそのモチーフには右のような点があったことを確認できる。現実の自己が、「違々齷齪たる人間」であり、不自由であり、有限であるがゆえにそれからの解放を求めて、「美妙」で「自由」「無限無窮」の自然に憧憬をいだくのだ。

しかし、そうした憧憬はまさしく「空想」にすぎないのであって現実ではない。そこでその憧憬が「空想」に終わることなく「実感」となり「自然の琴線にふれた」ものとなることに「希望」をいだく。

そうした期待のよりどころに独歩は「人間自然の情」をもってきている。ここにおいて「俗念」の対立概念にすぎなかった「人間自然の情」は、「シンセリティー」への過渡的意味あいをおび、人間が自然と一致調和する際の中核になるものと考えられてきた。

思索の「開展」を求める独歩は「人間自然の情」に「ヒュマニティー」によってゆきづまりを打開し、直観的に宇宙の真理を把握することによって救済されようとするのだ。

## 5

「ヒュマニティー」の重視はその前提としての「シンセリティー」重視へと進展することによって、独歩の思索はまた新たな展開を示す。これまでもカーライ

ルのいう「シンセリティー」に大きな影響を受けていた独歩であり、自分の理想の徳目として掲げていた「愛と誠と労働」の中にその精神をいかしてきたのであったが、その「シンセリティー」に「誠」以上の特別な意味をもたせてこころにみえらせただのである。

「俗情」の発見が自己の内部へと向かわせ、自己矛盾の自覚が素朴な自然憧憬へ、さらには自然との一致調和による救済の希求へと向かわせたものとすれば、「シンセリティー」の覚醒はその願いがもたらした必然的な結果であった。

カーライルが所謂シンセリティーなるもの、吾今にして始めて之を感じ得たりと信ず。カーライルの書に就てシンセリティーを聞く事已に久し。ひそかに自ら其の意を得たりとなせしなり。シンセリティーとはわれ之を至誠と訳したり。非なり。

「赤条々の大感情」これぞシンセリティーの真意なりける。(六・二〇)

「シンセリティー」は「不思議なる感情」で「默契神会の外なし言説す可からず」とは独歩自身の説明であるが、「赤条々の大感情」ということばが示すように純粹な感情に徹しきった状態をいう。

その「シンセリティー」の本質を独歩はまず倫理的な側面から把握した。人間はつねに「シンセリティー」でなければならぬ。その「シンセリティー」に徹しければ——その状態を独歩は「個人感」ということばで表わした——「宗教的」「信仰」的境地に達する。したがって「シンセリティーの信仰」をもった結果「貧、無名、失敗」など「俗情」が原因でおこる個人の「常識的煩悶」はきえてなくなったという。「シンセリティー」は救済の役割をはたすのだ。

それでは、自己が自然とかかわる問題において「シンセリティー」はどんな意味をもつのだろうか。

独歩の論理にしたがえば、「シンセリティー」なくしては「ヒュマニティー」に悟入できないし、「ヒュマニティー」なくしては宇宙との一致調和はありえない。そして「シンセリティー」は「赤条々の大感情」だという。

そうすると「赤条々の大感情」が「胸間に燃ゆる」状態にしてはじめて、自然に「冥合」し救済されうるということになる。

これは独歩が、人間、自然を貫く本質、真理を主情的に把握していたことを意味する。「シンセリティー」が「ヒュマニティー」論から発展したものであり、その「ヒュマニティー」が情的に把握されていた点からすれば当然の帰結である。

次の一節において上述の事実を確かめてみる。

見よ、見よ、仰て天を見よ、深き深き底知れぬ空、ア、はてしなき空、飄ふ雲、雲の光、大、偉、深、高、ア、美なる茲、ア、吾茲に在り、吾茲に存す、茲に生る。(七・六)

自然の美と不思議さを実感し、自己存在の「事実」についても「説明」「解釈」を排して「シンセリティー」により直観的に驚異する。そうした美しい自然に包まれて「シンセリティー」の自己が一体化し、その調和感のうちに「美」や「真」を感得することによって「安慰」救済が与えられることを期待しているのだ。

「シンセリティー」は倫理的な面でも、また対自然関係においてもこれなくしては救済につながらないのである。

このようにして救済をもたらす「シンセリティー」は独歩にとって一つの宗教的境地にまで高まっている。「文学、宗教、政治、哲学」などがすべて「形式」にはまって「人心を愈々形式に陥らしむる」ことに反発する独歩は、「シンセリティー」が胸間にもえる「感情」の世界を「宗教」とした。かれがその影響を受けたエマソン、カーライル、ワーズワースの三人はともに「シンセリティー」の「絶頂」にあった人として区別がなくなり、ワーズワースの詩は独歩の「宗教」になった(七・一〇)。

「シンセリティー」を重視しキリストもその「シンセリティー」の人のひとりとして把握したとき、独歩はすでに正統信仰から離れて汎神論への道をあゆんでいるのだ。「感情」の解放を求める独歩にとって、キリスト教はおのれを束縛する「形式」と感じられたのである。

## 6

自己救済のための前提として考えられた「シンセリティー」ではあったが、いつもそうした状態にあるわけではない。ときには「俗情」や「形式」にとらわれることもある。「霊」のみでなく「肉」をも有して「天」と「地」との両方をみるのが「人間」だとする独歩は、おのれの「俗情」を肯定しながら、しかもそれを超えようとする。その「俗情」と「シンセリティー」——その極を独歩は「社会感」と「個人感」ということばで表現した——との矛盾を一致調和させようとして「エムブレース」に覚醒した。

「シンセリティー」をたもちながら「エムブレース」があれば、この両者にかよいあう「深遠のハーモニー」に達するのが可能だと独歩は考える。ここにいう「エムブレース」とは達観、解脱などに近い意味であり、つまりは一方に「シンセリティー」をもちながら、他方で胸中にわく「俗情」をみとめて包容してゆくような度量の広い態度をいうのである。これは独歩の考えが、倫理的にきびしかったかつての態度から自己の現実をありのままに肯定してゆこうとする、ゆとりをもった態度へと変化したことを意味する。

さて、その「シンセリティー」と「エムブレース」の二つが共存しているのが「宇宙の相」だという。したがってこの「宇宙の相」に悟入することによって「俗情」と「シンセリティー」との間にかよいあう調和がえられ、「自由」「超然」とよぶその状態に達することができると期待するのだ。自然と人間とを一貫する本質を主情的に把握しようとする独歩の考えは、ここに明確にあらわれている。

このように「エムブレース」は、思索のはてに到達しえた究極的境地で、そこに独歩は慰藉、救済をみようとしたが結局「希望」の域をでないでいる。

そうした独歩にとって、憧憬の情を投入する自然が実は自分とは隔絶した存在であることを認識し、自然との一致調和を願う究極の理由も超俗や自由にあるのではなく、永遠性にこそあったことを明確に自覚する時がきた。

「熱間」の都会を離れ旅に出て自然に接することに精神的変革を体験してきた独歩は、八月中旬鎌倉の六代の旧跡を訪れたときもかつて経験したことのない「一種の懐古の情」にうたれて慟哭する。尊厳なる「一個独立の霊」の人間が時の経過とともにいづ方へかきえ去ってゆくのに、「山河草木」「無窮の天空」は「蒼々」「悠々」として独歩のよびかけに答えてくれない。自然は恐ろしいことに「頭迷不霊」で、おのれは「何の意味もなく消えて何の関はる処もな」いのではないかという絶望的恐怖感におそわれる。

永遠性の希求は自己存在の意義を確認したいという願いからであつたのだ。独歩は、おのれが「時間」をこえて「存在」し自然と人間との間に「一致調和」のあることを願い、またそう期待しなくては生きてゆけない自分を自覚する。

一つの大旅行であつた佐伯時代の生活をとおして独歩はその願いをもち続け、ワーズワースに導かれながら自己と自然との間に「深遠のハーモニー」のあることを期待し続けるが、期待は期待でついに「コンウキクション」＝確信に至ること

となくやんだのであった。

### ま と め

「欺かざるの記」起筆に先だてて読んだ「ワーズワース詩集」から独歩は、「人間の教師」たらんとする理想精神と慰藉、救済の精神とを学んだが、ワーズワースに導かれての詩人になろうとした決意も、その二つの精神が矛盾背反することなく共存しえたところにうまれた。

「俗情」の発見を契機にして自我の自覚が深化すると、自己やそれを取りまく自然に驚異したり「ヒュマニティー」に「悟入」し始め、急速に自然への接近を深めて行く。慰藉、救済の願いを内に秘めての自然への接近のモチーフの一つは、超俗の願いであった。「俗情」にけがれた自己の姿とは逆に自然は限りなく美しいものとして憧憬する。モチーフの第二は独立の願いであった。自然の相を自由なものとして憧憬したが、それはすべての束縛を否定して「赤条条の大感情」にもえようとする「シンセリティー」の覚醒へと導いた。モチーフの第三は永遠の願いであった。自然と「一致調和」することによって永遠性を獲得し、そこに自己存在の意義を認めて慰藉を得、救済されようと願った。独歩の自然への接近のモチーフは、究極的にはこの永遠の願いに集約されたが、結局それは「希望」たるにとどまってしまうに「確信」するところとならなかったのである。

### 文献

- ① 佐古純一郎「明治文学とキリスト教」(『文学』昭和三七・六)。
- ② 笹淵友一「『文学界』とその時代」下の中「国木田独歩」。
- ③ 久山康編「近代日本とキリスト教—明治篇—」の中、亀井氏の発言。
- ④ 前掲②に同じ。
- ⑤ 岩波文庫版『ワーズワース詩集』二十四ページ。

### 〈付記〉

- 1 引用の本文はすべて『学習研究社版国木田独歩全集』に拠った。
- 2 いろいろとご教示たまわりました京都教育大学の中西昇先生に厚くお礼申し上げます。



# 学業成績の意味について

今 西 周 蔵

Meaning of Scholastic Attainments

Shūzō IMANISHI

## 内 容 梗 概

高等教育の大衆化に伴って、学生の質的バラツキが問題になっているので、筆者は主に当校電気工学科学生について、学生銘々の(1)科目成績や(2)総合成績、などの時期的変化、(3)クラス中での学業成績のバラツキと成績不振者の発生、(4)クラス成績の時期的変化、などを調査し、(5)学業成績の信頼性や意味、(6)今後の学習意欲を高めるための試験方法や授業方法、などについて筆者の考え方や試みを述べている。

## 1. ま え が き

(1)戦後、高等教育の大衆化によって学生の質的バラツキが大きくなっている。一方理工系学生数の全学生数の中で占める割合が、わが国では、他の多くの工業先進国よりもかなり低いことから(もっとも、わが国では私学の法文系学生数の多いことが、それを手伝っていると言われているが)理工系学生数は、今後益々増加し、質的バラツキも増大することが予想される。

(2)戦後における科学技術の急足な発展によって、学生が習得しなければならぬ専門知識が益々増加し、学生は詰込学習に追われている。その結果、現代の騒がしい世状も手伝って、学生は自主的な学習意欲を失い、授業への不応におびえている。

そこで筆者は、(1)学業成績のバラツキを種々の方角から調査しながら、そこからうかがわれる学生の心理と、学業成績の信頼性などについて考え、(2)学習意欲の向上と、授業への適応を高めるための試験方法や授業方法について筆者の試みを述べたい。

筆者は、製造会社での長い技術者生活を経て、高専の教師となり、未だわずかな年数にしかならない。新しい仕事への珍しさと、授業に対する学生の純真な反応に驚きを感じながら、学生の心理を少しでも理解しようと、これまでに数十件の教育データをとることができた。そのうちから学業成績に関係するものの幾つかをここに引用

している。経験の浅い、未熟な筆者なことゆえ、誤解も多いと思われるが、善意をもってご指導を頂きたい。

## 2. 学業成績の範囲について

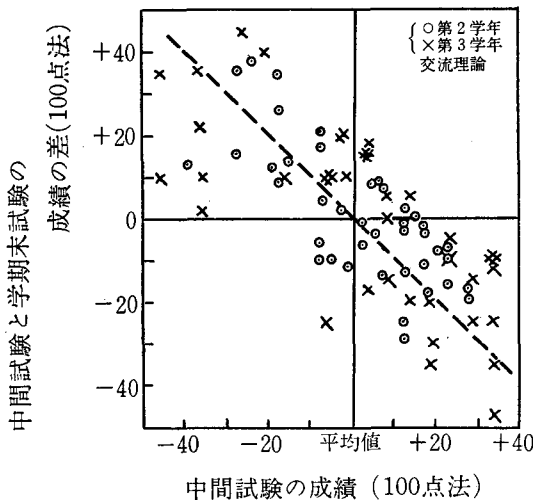
人間には多方面の能力があり、能力は訓練によるところが大きい。能力のうち、学力だけを考えて見ても、その内容は<sup>(1)</sup>知的なもの、情意的なもの、技術的なもの、などが挙げられる。また今日の企業が学校卒業者に期待している人間像<sup>(2)</sup>が(1)強い意志、(2)豊かな情操、(3)すぐれた知識、などであることを考えると、われわれが普通に学業成績と言っているのは、このうちの知的なものが主であって、情意的なものには触れることが少い。<sup>(6)</sup>学生が将来、社会にあって必要とする多方面の能力のうち、学業成績はその一部分でしかないことをわきまえた上で、以下のデータを解析して行きたい。

## 3. 科目成績について

試験は、(1)学生の能力を評価し、入学・進級・卒業などの資格を判定するためのほかに、(2)教師が授業の目標や方法を反省し、(3)学生は学習の方法や成果を反省する、などのためにある。そこで試みに、学生が学期の中間で行われる中間試験の結果を反省し、その後の努力が学期末試験にどのようにあらわれるかを調査してみた。

第1図は、電気工学科2～3年生の比較的低学年生の各々、約40名に対して、筆者の担当する交流理論について調査したもので、横軸は中間試験の成績を、縦軸は学期末試験の成績と中間試験の成績との差、即ち変化量を、夫々示している。斜めの点線は、横軸の平均値を基準にした回歸線を示したものである。多くの測定点がそのまわりに散在し、バラツキは大きい、傾向として感じられることは、中間試験の結果がかなり反省され、それなりに努力がなされているようであって、成績の悪かったものは良い方へ、また、成績の良かったものは悪い方へ、夫々、平均値えもどろうとする様子が見られる。

このように見ると、学生間の能力差は大きいとは思われず、学生は自分のエネルギーを、どの科目に、どの程度、配分すべきか、最も効率的な条件を計算しているよ



第1図 中間試験と学期末試験の成績の差 (昭41交流理論の例)

うに思われる。普通、成績の良否は、その学生にとって動かし難い能力であるかのように感じ勝ちである。だが科目成績に見るこのような思わぬ大きい変化は、学生の内にあるたくましい底力を見るようで、それゆえにこそ成績の意味について考えさせられる。

次に参考のために、この科目を学習する上に関連すると思われる幾つかの基礎科目と、試験成績の相関を調査して見た。第1表は、電気工学科2～3年生について交

第1表

関係が深い諸科目間の成績の相関 (昭41の例)

科 目	学 年	交 流 理 論
数 学	2	0.9
	3	0.9
物 理 学 応 用 物 理 学	2	0.7
	3	0.7
電 気 磁 気 学	2	0.6
	3	0.7

流理論と、それに関連すると思われる数学、物理学、電気磁気学、などの試験成績との相関係数を概算したものである。これは試験問題の性質によって変るものと思われるが、この表で見られるところでは、交流理論の指導のポイント、現象の物理学的な見方よりも、数学的な処理に重点を置いた方がよいということが知られる。

#### 4. 全科目総合成績について

学生の各々が、入学から卒業まで、5か年間にわたり毎学年の総合成績がどのように変化し、それが何を意味するものであろうか。第2表は、電気工学科1～5年生全員の銘々について、中学校の内申成績、当校の入学試験成績、入学後各学年の成績など順を追って追跡し、各階段毎に、前後の相関係数を概算したものである。

(1)中学成績は学校差があることと、入学者が優秀者ばかりで甲乙の差がつけ難いこと、などによると思われるが、中学と入試、中学と高専1年生、などの相関が、その他の中学を含まぬものに比べて甚だ低く、ときには負の場合さえある。

(2)入試成績と1年生成績との相関は、一部の例外を除

第2表 入試から卒業までの、各階段前後の成績の相関

入学年度	入試	1年生	1年生	2年生	3年生	4年生	5年生
	中学	中学	入試	1年生	2年生	3年生	4年生
昭 39	0.3	0.4	0.5	0.9	0.8	0.9	0.9
昭 40	0.1	0.1	-0.3	0.9	0.8	0.8	
昭 41	0.2	0.2	0.5	0.8	0.9		
昭 42	-0.2	0.0	0.5	0.6			
昭 43	-0.1	0.1	0.3				

き0.3~0.5で比較的lowく、入試によって適性を検査したり、選抜したりすることの困難なことがうかがわれる。

(3) 1年生以後の各学年毎の相関は急に高くなり0.6~0.9になっている。前節3の科目成績の場合に見られた低い相関とは大きなちがいである。このうち

(3-1) 1年生と2年生との相関が、入学年度とともに0.9より0.6へ少しづつ低下しているのは興味深い。この原因については、今後の調査に待ちたいが、近年における学生の学習意識の変化や、高専における教師の教育経験などによるのかも知れない。

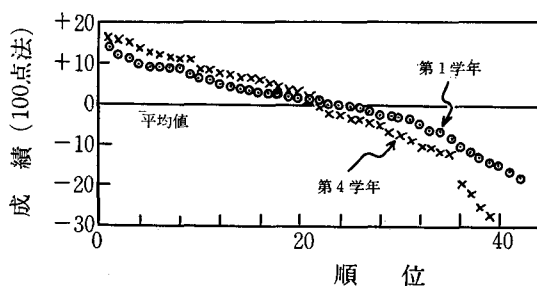
(3-2) 昭39~40入学生について見ると、2年生と3年生の相関が、他の学年に比べてやや低く0.8である。これは3年生頃からは新しい専門科目が増し、これまでに習い覚えて来た一般基礎科目が次第に影を潜めて行くための戸惑いではないかと思われるし、また学生との対話によってうかがえるように、5か年間の長い修学期間中の中だるみによるのかも知れない。

総合成績が、科目成績とちがって、学年進行によって大きい変化をしないことから、学生が恵まれた才能をもちながら、不用意にも自らの総合能力を位置づけて考え勝ちである。それゆえに、教師は自己の担当科目に専念するだけでなく、全科目の総合学力を高めるための効果的な学習方法を、学生に指導する必要があると思う。

### 5. 成績の順位について

クラスの中での学生間の成績の差が、学年の進行につれて拡大するように感じられる。

先ず電気工学科1~4年生全クラスにつき、これまでに過ぎて来た各学年に対して、例えば第2図のように、綜



第2図 学生の成績順位曲線  
(昭40入学、電気工学科の例)

合成績と順位との関係であらわして見た。同図には、昭40入学生の1年生と4年生の例を示したが、2~3年生はその中間にあるので省いてある。調査の結果を要約すると、(1)学年の進行につれて、順位の最後部の方から成績の低下が目立って来るが、(2)その他の大部分では偏差

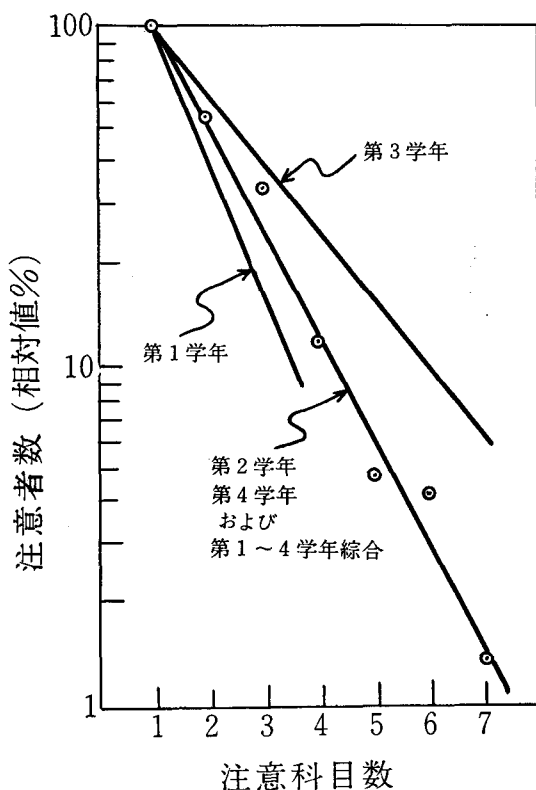
がわずかに大きくなるだけである、(3)どの入学年度の学生についても、大体と同じ様子である。

留年者数が学校によってちがうように、成績の分布も、学校によってちがうかも知れないが、第2図からうかがえることは、学生指導で問題になるのは成績の分布曲線からはずれた異常な成績不振者にあることである。

### 6. 成績不振者について

成績不振は、科目または総合の成績が或る規準値以下であることと、そのような科目数がいくつあるか、などによってあらわされる。

反省を目的とする厳しい中間試験において、或る時かなり多くの学生が注意を受けたのをとらえて、注意を受け



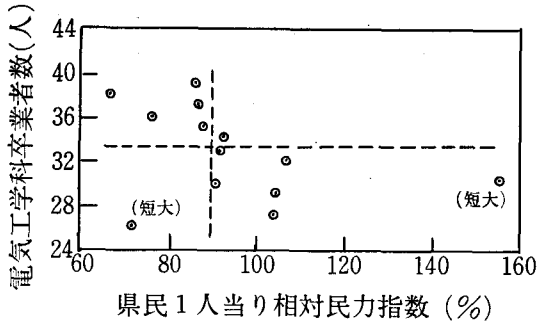
第3図 注意科目数とその人数

た科目数とその学生数との関係を調査して見た。

第3図は、注意科目数が1つの場合の学生数を100%として相対的に示している。これで見ると、注意を受けた科目の数は1年生、2年生、3年生の順に増加している。また3年生で転進学の適性指導をしているので、4年生では甚しい不適格者は除かれており、かなり質的に向上している。

次に、中間試験で注意を受けた学生数のうち、どれだけが、次の学期末試験で良い成績を得たかを調査して見た。その結果は1年生が最も高く、学年が高まるにつれ、次第に低下する様子が見られた。

成績不振者が生れる原因を、先ず(1)入試成績について探って見たが、数学、理科、5科目総合とも明瞭な消息は得られなかった。次で(2)昭和37年度創立第1期校のうち13校につき、電気工学科第1回卒業業者数と、その学校が所在する地方の県民1人当りの民力（生活力）<sup>(3)</sup>との関係を調査して見た。その結果は第4図の如くでかなり



第4図 第1期校の電気工学科第1回卒業業者数と県民の生活力との関係

明瞭な傾向が得られた。これからおおむねうかがえることは、生活力の旺盛な地方にある学校ほど卒業業者が少く、このことが、成績不振者を生む原因と何らかの関係がありそうである。また(3)別の十数校につき、留年者数とその地方の高校進学率との関係を調査して見たが、高専校の局地的な交通事情ともからむようで、一般的な明瞭な傾向は得られなかった。

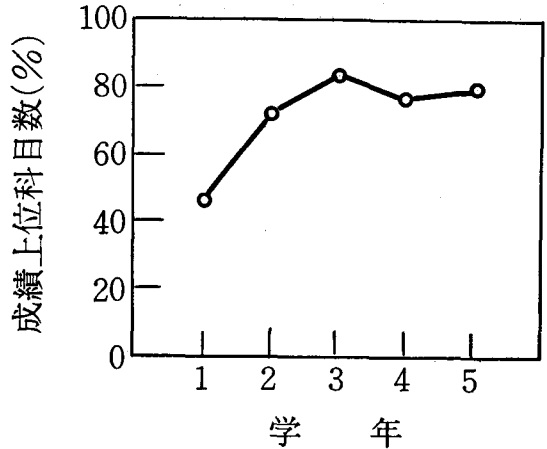
7. クラス成績について

当校は機械工学科2クラスを持ち、カリキュラムや教師が全く同じで、教室など学習環境も殆んど同じであるのに、両クラスの間成績のわずかな差があり、それが学年の進行とともに益々拡大することがわかった。

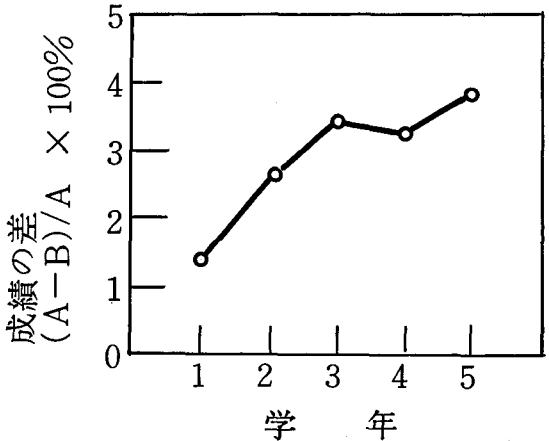
1年生の成績が上位であるクラスを仮りにAとし、他をBとする。先ず第5図は、AクラスがBクラスよりも、成績が上位にある科目の数が、学年の進行につれて増加する様子を、また第6図は、AクラスとBクラスの、全科目総合成績の差が、学年の進行につれて拡大して行く様子を、夫々示している。

この原因は、入試成績の順位に従って、A B A B……またはB A B A……のようにクラス分けしたため、どちらも入試順位の上にあるクラスが良い成績を示しているし、また成績不振者も少い。

このような、同じ教育条件のもとでの両クラスの反応の



第5図 クラス平均点が、AクラスがBクラスよりも上位にある科目数



第6図 AクラスとBクラスの全平均点の差

ちがいが、同じクラスの中での成績の上位者と下位者との間にも心配され、学校教育のむずかしさを改めて感じる次第である。

8. 試験について

学生が、試験を意識し過ぎて、歪んだ学習にかたよることを防ぎ、自主的な学習のよこびを体得させるために、筆者は、今日行われている定期試験をいま少し改善して見てはどうかと考えている。

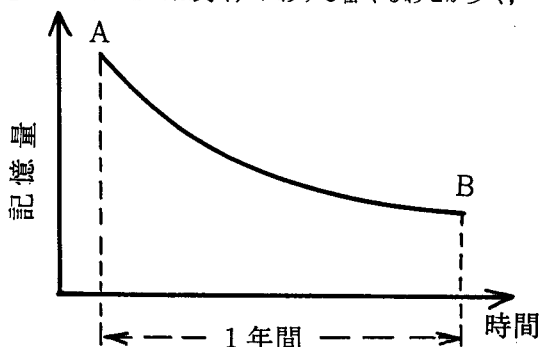
(1)問題を解く能力について

問題を解く能力は、これまでの学習によって得た知識の中から、現在どれほど取り出すことができ、またそれを応用することができるかにあると思われる。

第7図は、記憶量が試験勉強の時Aを頂点とし、時間とともに減衰するいわゆる忘却曲線である。学生40名に対して、A点から1か年を経過したB点で、Aの時と類似



の応用問題を課し、Aの成績と、Bの成績との相関を調査して見た。その結果は、或る学生はAの時点では成績が良かったのに、Bの時点では悪く、他の学生はAでは悪かったのにBでは良く、いわゆる番ぐるわせが多く、



第7図 忘却曲線

学生40名についての相関係数はかなり低く0.6であった。また別のよく似た教育実験では、もっと低い値が得られた。言いかえると、学生が実社会に出て、学校で学んだことの多くを忘れた頃の問題解決力を、学校の学業成績から予測したり、自分でそのように思い込んだりすることは甚だ危険である。それでは何がための成績であろうか、改めてその信頼性を疑う次第である。

重要なことは、学業成績の基底にある学習への意欲であって、殊に今日の学生に対しては、知識の伝授よりも、むしろ、自発的な学習意欲を高めるための動機づけに、指導上の苦心を向けねばならないと思う。

(2)試験の性質について

これまでの多くの試験では、主として学習によって得た知識の定着の具合や、その応用力を対象とすることが多かった。しかし進歩の激しい今日、有能な技術者であるためには、更に次のことを加えて訓練する必要があると思う。(1)未知のものへの積極的な関心や興味をあらわす、いわば予習力、(2)授業中の感受性や判断力をあらわす、いわばすばやい理解力、(3)短時間に多種の問題を処理する、いわば思考の速さや柔軟性などである。

(3)試験の回数について

(1)これまでの多くの試験は、定期的な中間、期末の場合が多かったが、上に述べた色々な試験を加えるためには回数をふやさなければならない。またそれとは別に、(2)学生の学習労力を少くし、(3)後で述べるように学習意欲を高める、などのために試験の回数をふやすことを筆者は試みている。

中山氏<sup>(4)</sup>は E. von Fange 氏の考え方を引用して、古い習慣Hをもつ人が、新しい事柄Cを学習する際の抵抗Rは、感情的要素をKとして、 $R = H \tan KC$ としてあらわしている。これから当然のことながら、学習に対す

る抵抗を小さくするには、1回の学習量を少くし、その代りに回数を増し、また妨げとなる感情をできるだけ排除すればよい。試験勉強について昔から言われているように、試験前の悲壮なわか勉強よりも、毎日毎日の予習、復習がかえって労少く、しかも効果的である。適応性を高めるには環境を縮小すればよい。学習や試験の範囲についても同じことが言えると思う。

9. 学習意欲について

当校では、かつて低学年生について生活意識調査を行ったことがある。それによると約80%の学生が、良い成績をとりたいと願いながら、毎日の生活が単調で刺激がないことを訴えている。この原因には色々あるだろうが、その一つとして考えられることは、教師の授業が親切に過ぎ、学生の自発的な活動のはいる余地がなく、学生は、いわば学習の中での自己疎外を感じているのではないかと思われる。学生の銘々が、学習の中に参加する意識をもち、自分で完成するよろこびを感じる必要があるのであろう。

教育学者ブルーナー氏<sup>(5)</sup>が言うように、教師と学生との間のチャレンジによって、知的能力や情意的能力のすべてを動員して立向うところに、学習への意志が芽ばえることも確かに経験される。問題の受け方、思考の速さ、思考の柔軟さ、などを育てる頭脳の訓練として、驚き、疑い、熱中し、野心を抱く、強い刺激が必要なのであろう。

筆者は、毎週の授業時間の約半分を演習とし、またその一部を8-2、8-3に述べた試験に当て、学生の自主的な学習意欲を育てようと試みている。

10. あとがき

学生の質的バラツキを種々な方角から調査し、学業成績の意味や信頼性について、筆者の疑問を述べた。しかし学習意欲を高めるための授業上の施策や、教師として最も案じている成績不振者について、その発生の動機や経過について、くわしく触れることが出来なかった、今後更にくわしい調査を試みたいと思っている。

ご指導ご援助を頂いた当校の各位に厚くお礼を申し上げます。

文 献

- (1)例えば肥田野, 教育学全集第4巻, 320, 1968 小学館
- (2)土光他, 会社の求める人間像, 昭43, 技報堂
- (3)朝日新聞社編, 都道府県別民力測定資料 1966
- (4)中山, 技術者の創造性開発と訓練, 昭40, 日刊工業出版部
- (5)吉田, 教育学全集第4巻, 223, 1968 小学館
- (6)例えば和田, 工業教育 第16巻, 第2号, 34, 1969



# 西独 ゲーテ・インシュティトゥートの 夏季研修会に参加して

(トリーヤ 1969年)

田 北 寛 剛

Teilnehmung am Fortbildungskurs für ausländische Deutschlehrer  
und Germanisten des Goethe-Instituts 1969 in Trier

Hirotake TAKITA

## 序

本年始めに西独の Goethe-Institut zur Pflege Deutscher Sprache und Kultur im Ausland E.V 主催の Sommer Fortbildungskurs für ausländische Deutschlehrer und Germanisten, 1969 に応募、全額給費生として出張の機会を得て、7月10日より約2ヶ月間 Trier で行なわれる研修会に参加し、且ドイツを中心としてヨーロッパのドイツ語圏内を視察することが出来た。給費生としての夏季研修会の参加条件は研修会開催期間中の全企画に参加する事と、以外に3週間以上ドイツ国内に滞在する事の二つであった。研修会は Normalkurs であった為、私の専攻するドイツ近世文学には直接関係はなかったが、その講義は Phonetik, Deutsche Sprache, Kunst und Musik, Methodik und Unterrichts Hilfsmittel, Zeitgeschichte und Gegenwartsprobleme と多彩に渡っていたので、私の本務である高専のドイツ語の授業には大変参考となった。又参加者は16ヶ国から30人余りあったので、各国のドイツ語授業の実体を直接聞けたのも有意義であった。尚その前後の期間に数多くのドイツ人の御好意で、北から南まで各地で民宿を続けて、生きたドイツ語とありのままのドイツ人の生活を耳と眼で確かめる事が出来た事は、今後の研究と授業に大いに役立つ事と信じている。

## 日本から Trier まで

この研修会に日本から全額給費生として招待されたのは10名であるが、会場も期間も参加者の希望でばらばらであったので、7月10日伊丹空港発の北極廻りルフトハンザ機に乗り合わせたのは、神大吉安助教授、京大飛鷹助教授と小生の3人であった。7月11日5時30分コペンハーゲン着。吉安氏は Hamlet の古城を見た後、7月14日より始まる Lübeck での研修会に参加し、その後1年間ドイツ各地を廻り乍ら、演劇を観賞研究する由、羨ましい限り。飛鷹氏は7月14日、München 会場に参加の予定で、Düsseldorf まで小生と同伴する。同日7時30分 Düsseldorf 着、いよいよ一人旅が始まる。此

処でドイツ語の warming up の意味で5日間滞在、その間 Köln, Bonn を訪ねる。7月16日、空路パリに向う。パリでは大使館の鈴木氏のお世話で、パリ大学を訪問、丁度休暇中であったが助手の Fräulein Bocat と会い、大学の研究状況を聞く。彼女も小生と同じ Trier の研修会に参加する予定で、再会を約して別れる。7月19日、再び Hamburg へ。2日間見物の後 Lübeck へ。此処で T. Mann の生家を探して、道を尋ねた人が、私服刑事 O 氏で、彼は私の意志を聞いて午后わざわざ休暇をとって、市内を案内して下さる。町の歴史に大変詳しい。特に教会については、再建や修理の年代まで暗記している。後で聞けば彼の祖父は St. Marie Kirche の Organist であった。その夜その近郊 Eutin にある彼の家で一泊、思いがけぬ北ドイツの旧家を見る事が出来た。22日 München に飛び、天大卒業生平野氏の出迎えを受け、彼の紹介で、サラリーマン、商人、農家と毎日職業の違うドイツ人の家に泊めて貰い、その日常生活を見る事が出来た。北ドイツとは正反対の Bayern 人の陽気さを肌と感じ、礼を述べて、Ulm へ汽車で行く。此処では親日ドイツ人、Frau D. Feder に迎えられ、彼女の家のある Blaubeuren で、2週間ぶりの日本風呂に入り、彼女自慢の日本料理で旅の疲れをいやす。彼女の話によれば、この家で世話になった日本人の数は150人を越えるそうだ。Blaubeuren は人口8,500の小村であるが、Goethe Institut の語学研修所があり、毎年4、5人の日本人が来るので、その度に毎土曜日、日本人を招待して、日本の風呂に入れて、日本料理をふるまうことにしていると云う。彼女の書棚は日本の本で埋まっていた。日本人の習慣を知りつくして、今後のドイツ生活について貴重な助言を受ける。彼女の家は目下修理中であったが、好意に甘えて3日滞在、Ulm を見物したり、付近の農家の生活形態を見、方言等を録音したりする。29日彼女の助言に従って、都会を次々訪れるつもりであった予定を変更、Romantische Straße を見物する為 Augsburg に向う。彼女が紹介して下さった S 氏と会い、この計画を話す。彼は Augsburg の Verkehrsstelle の Leiter であったが、丁度 München

大学の学生で休暇中ガイドをしているK嬢を Würzburg まで車で行かせる用があるから、それに便乗すれば彼女が案内してくれるだろうと彼女を紹介して下さる。かくして美人案内嬢の運転で Romantische Straße を Würzburg へと出発。彼女は今夏の大学新入生で生物学専攻、英独仏を話すので、言葉に詰ると英仏語を混ぜて、楽しく旅行する。途中運転を交替して、Mercedes-Benz 280, のスピードを満喫する。彼女は大変好意的で Kleist の戯曲に出てくる Heilbron の話をすると、わざわざ廻り道をしてその町に案内してくれた。昼食も彼女のおかげで土地の豚料理を食べられ、夕方6時大学町 Würzburg に到着、彼女の世話で、わずか11DMでトイレ付、朝食付の Pension に宿泊できた。荷物もわずかの着替えとカメラ以外は全部Trier の駅止めにする様駅で交渉して貰ったので、以後の旅行は小さなスーツケースで身軽に旅行出来た。翌日町見物、夕方S氏の組んでくれた Plan に従って Frankfurt へ、一泊後バスで Autobahn を通り Heidelberg へ。此处では朝食付14DM、旅なれてくるとドイツ到着当初の半分以下の費用で旅を楽しめる様になった。古城付近で日本人の団体客に会う。日本人の悪いくせである「旅の恥はかき捨て」を実際に目の前に見せられて、恥かしい思いをする。特に集団になると、この傾向が強いのではないだろうか。8月2日汽車で途中 Darmstadt, Mainz を見物し、Koblenz に到着。翌3日予定通りTrierに着き、Goethe-Institut から世話して貰った O. Maxheim 氏宅に落ち着いた。

### Trier の研修会

Trierはドイツの南西部Rheinland Pfalz 州にあり、人口11万、Mosel河畔にある国境の町である。Luxemburg から10km、France から50km の所に位置し、岩石の多い付近一帯はぶどう畑である。此处で栽培されたぶどうから生産されるぶどう酒はドイツ最良と云われ、Trier はぶどう酒の生産取引の町としても有名である。

又歴史的に見て、ドイツ最古の町として数多くの遺跡が保存されている。西暦前15年にローマ人がこの町を占領し、Augusta Treverorum を築いて以来3世紀に渡ってローマ皇帝の居住地となった。有名な Porta Nigra は当時の北門であり、又広大な公衆浴場やローマ橋、闘技場の一部が残っていて、当時の皇帝の権力の絶大であった事をしのべている。その後キリスト教の大司教の居住地となつてからも、市場が出来てこの町は繁栄し、ロマネスク風、ゴシック風、バロック風建築に至る迄この町を一巡すれば殆んどの歴史的建物が見られる程である。現在はこの町には大学はないが、1473年にはカトリックの学問の中心地として大学が創立され、18世紀頃まで存続していた。又この町は Karl Marx の誕生地で、その生家がある。

研修会は8月4日より3週間、その間に日帰り、1泊2日の Exkursion を含み、21日から5日間 Berlin Exkursion がある。人員約32名、16ヶ国から参加、US A 5, Frankreich 5, Italien 3, Finland 2, Japan 2, Ungarn 2, Polen 1, England 2, CSSR 1, Portugal 1, Jugoslavien 1, Schweden 1, Belgien 1, Norwegen 1, Türkei 1, Rumanien 1名と云う多

彩な顔ぶれであった。直接の指導世話役として、Dr. Kunze と助手に Fräulcin Hirschhäuser が全期間我々と行動を共にした。初日は各人の自己紹介と、Dr. Kunze の Die Arbeit des Goethe-Instituts から始まり、Trierer Stadt-Bibliothek の所員、Dr. Bissels より、図書館の資料を見学し乍ら、Trier の歴史について講演、昼食には Trier にあるドイツ最古の建物、Porta Nigra (2世紀)にある Gasthof で Empfangsessen があり、午后はバスで Trier の市内を見学、市の歴史研究所員から Trier の歴史の説明があった。

2日目から正式に研修が始まった。講義の内容は Normalkurs であったので、文学(散文学、劇文学、詩文学)語学、芸術、語学教授法、現代のドイツ状勢等、広般な一般教養的なものが多かった。文学の方は T. Mann, G. Grass, F. Dürrenmatt 等、現在ドイツ文壇で問題になっている作家の作品を一つ宛取り上げ講読、解説、討論し合い又語学関係では Friedrich-Wilhelms-Universität の Prof. Dr. Hugo が „Unsicherheitszonen in der deutschen Gegenwartssprache“ の題名で、現在使われているドイツ語の移り変りを *Ökonomie der Sprache* の面から見て、例を挙げ乍ら話され、又 Dr. Ernst の *Idiomatik* の解説等興味深く聞く事が出来た。ただ時間的な制約がある為、一つ一つがこま切れとなり、現在のドイツ学会の動きを纏む丈に終ってしまい、自分の専攻する分野を選択して一つの問題を深く聴講出来ないのが残念であった。しかし教授法の実地面では我々日本のドイツ語教育の実状から見ると、余りにも差があり、強く反省し、取り入れるべき点が多くあった。スライド、フィルム、ラボの使い方等を、我々を生徒にして、その教科書や教材をどの様にして使うかを実地指導された。例えば初歩では、スライドを使ってドイツ家庭の一日の生活を順次写し出し、先づ耳から最も身近な挨拶や日常会話から入り、15分位で2回同じ画面を写して発音を模倣させ、その後教科書で整理し、内容を完全に解らせ乍ら口頭練習をして暗記させる。次に簡易ラボを使って質問し、答えたのを録音して、再び聞かせて、間違った所に気付かせ訂正してやるという様に新教材をふんだんに使った授業法であった。又文型が新しく出てくると、その型を使った口頭練習の問題が教師用の本に数多くつけてありそれに使う単語は全部既出のものであり、非常に計算されて作成されてあった。

しかし現在の我々の教場にそのまま持ち込むには、根本的に時間数の不足一教官当りの学生数の限定等を変更する必要がある事を痛感した。事実我々が実習する時には30名を2グループに分けて行われた。我々の現状に当てはめるにしても、教科書の根本的な改定等帰国後少しでも新教授法を取り入れるには課題が山積している事を思い知らされた。

紙面の都合でここにある一日のプログラムを掲げる。

9.00—9.45	Übungen zur Idiomatik
10.00—11.45	Die Komödie in der neueren deutschen Literatur
14.15—16.00	Die Ballade in der deutschen Literatur und ihre Behandlung im Unterricht

その他我々が語学を教える場合に知っておく必要のある Volkslied の指導、又それを教える時に一層興味付

ける為の簡単な楽器の使い方の指導、ドイツの学校制度について講義があった。他に毎朝 *Süddeutsche Zeitung* と *Trierische Volksfreund* の2種の新聞を使って、その記事の感想を聞かれ、口頭で表現するのに慣れていない日本人には苦痛であった。ついで乍らこれは講義には直接関係がないが、昼食を毎日指定された *Gasthof* で共にするのであるが同国人や同性の者が隣り合って坐らない様に指示され、その食事中に会話を楽しむ訳であるが、日本人にはそんな機会が少ない為、社交的な話題には日が経つにつれて切れて来て、自分では随分しゃべったつもりであったが、日本人は口が重いので話しくいと云われて閉口した。ヨーロッパ人との交際には話術の練習も必要であると感じた。

Exkursion は2回、一度は *Rheinland* 一帯の一日バス旅行、二度目は *Koblenz* 付近の名勝見物、一泊して *Boppard* で *Goethe-Institut* の語学研修所の授業参観、*Rhein* 河を船で *Bingen* 迄上った。その他 *Trier* に滞在中、休日を利用してフランス人が乗って来ていた自動車に便乗して *Saarbrücken*、フランス領 *Metz* 付近、又 *Luxemburg* の全体を一周したり、ベルギーまで足をのばした。

8月23日に研修会は終了し、その夜市長招待の *Henkersmahlzeit* が行われ、各国人共、夫々自分の国の *Volkslied* や軽演劇等を披露した。我々2人も日本の歌を歌って大好評だったが、アンコールに今度は陽気なのをやる様に要求されてそんな歌が日本に殆んどない事を思い知らされた。その国民性がメロディーに表現されているとすれば、日本人は明るさを知らない国民なのであろうか？それともよく云われている儒教の影響で一種の禁欲を徳の様に考える結果喜びを抑える習性があるのだろうか。外人達が喜びをそのままメロディーに出して歌うのを聞き乍ら、何か日本の歌に欠けているものを感じた。

一応研修会はこれで終わったが、翌24日から5日間希望者に依る *Berlin-Exkursion* が始まった。研修会への参加者のうち日本人以外は全部1年以上ドイツに留学経験があるか、研修会に度々来ている者許りであったので、*Berlin-Exkursion* の希望者は12名程であった。しかも希望者の中の半数は *Berlin* に行った事のある人であった。24日朝7時、*Trier* をバスで出発、*Frankfurt* から米機で空路 *Berlin* に向い、1時に到着、午後 *Informationsfahrt* にバスで出掛けた。市内の至る所に各国の一流の建築家が腕を競って設計したと云われる超近代的な高層ビル群、その間にすすけた昔のままの建物の一部が破壊されたままになって赤茶けた煉瓦をでこぼこさらけ出していたり、窓際に飾られた赤い花の横の装飾用の獅子の頭がふっとんだままになっていたり、町角の壁に無数の弾痕が生々しく残ったりしている。今迄随分ドイツの他の都会を見て来たが、戦後20年経てば、廢跡もすっかり片付けられ、新しいビルが建ち、弾痕も塗りつぶされて、余程注意しないと気付かない程であった。西側諸国が西ベルリンの飾り窓を利用して資本主義の繁栄を誇示しようとしている反面、西ドイツは出来る丈戦災の跡をそのまま保持してアメリカを始め西側旧戦勝国が建てた近代的な建築物と廢跡とのコントラストを強めて、自国の東西分裂の悲哀を表現しようとしてい

る、そんな作爲的演出を感じさせた。そう云えば、日本で聞いていたドイツ人の共産嫌いよりも一般市民の話の中には東西の統一の方が強い様に思えた。夜 *Berlin Oper* で“*Rigoletto*”鑑賞。翌日からは昼は博物館、*Charlottenburg* 城、湖遊覧等、夜は演劇、音楽と予定表はぎっしり埋まっていた。この日程外に我々数人丈で東ベルリン探訪を試みた。うわき通り 嚴重な税関で、一旦パスポートを取り上げて内部でしばらく検査してやっと返してくれた。それでも東洋人には比較的簡単で、小生の前の同僚の白人はパスポートを返還する際に、入国の目的を尋ねて何度も顔と写真を見くらべられていた。博物館に入場した後 *Friedrich Straße* から *Unter den Linden* を通って *Marx-Engels Platz* へ抜ける。通りは歩道丈で10m片側4車線で真中は駐車場になっている。べら棒に広い感じ。*Rathaus-str.* にあった喫茶店に入り隣席の青年に日本の煙草を差し出してしゃべり込む。道路の広い事をほめると嬉しそうだったが、「他は大した事はないよ」との返事だった。ドイツの現状はどう思うかの質問には、少し考えて「統一を望んでいる」と簡単に返事をして急に日本の事に話題を変えてしまった。矢張り急所には触れられたくないのだろうか。

この後一週間スイスの *Zürich*、*Interlaken*、*Bern* を廻り、*Rom* 経由のルフトハンザで9月5日無事帰国した。

## Goethe Institut について

我々外国人教師を相当な金を支給して、はるばるドイツで研修会を行ったり、世界中に大小合わせて114もの研修所や支部を配置して、語学教育や、音楽会、講演会等の文化活動を行っている *Goethe Institut* とは如何なるものか簡単に紹介してみよう。

戦後東西分裂したにも拘わらず、西独の目覚ましい経済復興に伴って、ドイツ文化の吸収並びに商業上、そして工業的知識の必要性から、各国でのドイツ語熱は再燃した。現在ドイツにいる学生10人に一人は外国人と云われている。こうした各国の状況に押されて、再び *Deutsche Kulturinstitut* である *Goethe-Institut* は9年前再建の必要に迫られた。

1952年に今日の *Goethe-Institut* が創立、最初外国のドイツ語教師や *Germanisten* と連絡する事から始まり、翌年デンマーク及びアメリカの教師の為の *Sommerkurs* を開催、同時に初級講座が *Bad Reichenhall* で開かれ、17年後の現在では毎年11,000人以上の学生、一般人が *Sprachkurse* に参加し、今日までに総計10万人の人々が西独の会場で講義を受けている事になる。

*Goethe-Institut* は *München* に本部を置き、国内に *Sprachkurs* の会場として勉強上比較的雑音の少ない小村(例えばその一つ *Blaubeuren* は人口8,500)を約10ヶ所会場とし、国外にはヨーロッパに全体の $\frac{1}{3}$ 、42の支部分局、アジアに $\frac{1}{3}$ 、日本には4支部、南アメリカに18、*Brazil* に5、アフリカに18支部、世界中に大小の支部を合わせると114ヶ所あり、年平均65,000人の外国人がそこで催される語学コースに参加している。この研究所の最大の課題の一つである言語教育の為に、本部に

言語科学研究部を置き、応用言語学の分野で中心的に研究計画を行っている。教科書や練習用言語材料の作成、特別コース（科学ドイツ語等）の教材、ドイツ文章論の基本構造を包括したラボ用の練習材料を作成する為の言語材料の形態学的・文章論的分類も此処で文化活動の一環として行われる。

企画部では、芸術家、講演者、展覧会等の仲介をし、開催期間中は計画の方針を指示している。1967年にこの企画部に依って外国にある文化研究所に仲介され、資金金額負担で派遣された文化的催し物の数は、音楽上演100、講演旅行90、演劇、人形劇、パレー等23、展覧会43に達している。これには Berlin Oper 始め有名劇団、文学人、ジャーナリスト、科学者達が4つの大陸にまたがって配置されている Institut を訪問して講演、上演を行っている。

此処で働く所員は精神科学を大学で学んでいる事を条件としている。言語学専攻の者丈でなく歴史、音楽、民族学、文化史専攻の者も相当数採用している。新入所員は入門コース、講義、実習、ゼミナールを経て15ヶ月後に正式所員となる。外国派遣には専門委員会に依る試験が行われ、合格者には2ヶ月間 Hauptseminar を行い、自分が行く予定の国の教育、社会文化、政治事情を勉強した後、始めて派遣されるのである。

## 終りに

本年は40名近くの大学教官及び Germanisten の参加希望者があったと聞いているが、その中であって私を選んで下さったドイツ側及び日本側詮衡委員の方々、公務出張として許可して下さった本学校長八兵義和博士、出張の準備に奔走して下さった事務の方々、そしてドイツで私を心から歓迎して下さった Gastgeber の O, Maxheim 氏 始め Goethe-Institut の Dr. Kunze と Fräulein Hirschhäuser, その他数多くの親切なドイツの人々に心から感謝の意を表したい。

## 註

1. 本文中の Trier に関する部分は Verkehrsamt der Stadt Trier 発行の案内書から、Goethe Institut に関しては Goethe Institut München 発行の Aufbau und Ziele からそれぞれ抄訳した。
2. 本講習会に全額給費生として参加した方々は、小生の他次の9名の諸氏でした。  
今井道児（新潟大）、小野寺和夫（東京大）、加藤二郎（一橋大）、窪田晶（鹿児島大）、野村修（京都大）  
松沢芳郎（信州大）、松下昇（神戸大）、源哲磨（専修大）、吉安光徳（神戸大）

# 教官研究活動状況一覽表

昭和43年10月～44年9月

学 科	氏 名	論文テーマ, 又は講演テーマ	学 会 名 (誌)	発表年月	掲 載	講 演
機 械	加 賀 勝 也	異種ネジ切りの研究	日本機械学会	44. 3	○	○
"	伊 藤 信 隆 他	Mechanism of Phagocytosis	International Congress on Rheology (kyoto)	1968. 10	○	○
"	有 間 淳 一 他	X線による多結晶金属材料の変形に関する研究	日本材料学会通常総会講演会	44. 5	○	○
"	"	"	日本材料学会第8回X線材料強度に関するシンポジウム	44. 7	○	○
"	"	塑性変形材料の残留応力の異方性	"	"	○	○
"	水 嶋 巖	冷却法による熱光弾性実験(第4報)	日本機械学会	44. 3	○	○
電 気	阿座上 孝	不均一分布結合指数線路	電子通信学会連合大会論文集	43. 10	○	○
"	"	3 導体分布結合ストリップ線路を用いた双方向性結合器	電気関係四学会連合大会論文集	44. 3	○	○
"	"	不均一分布結合指数線路の周波数特性	"	44. 3	○	○
"	"	レーザ光による脳腫瘍治療に関する実験的研究	第8回日本ME学会論文集	44. 4	○	○
"	阪 上 幸 男	第3回プラズマ物理と制御核融合に関する国際会議およびヨーロッパにおけるプラズマ研究について	超高温研究 Vol.6 No. 2 p. 39~43	43. 10	○	○
"	高 橋 晴 雄 他	多層くり返し形オプトロニック乗算回路	電子通信学会全国大会 No. 916	43. 10	○	○
"	"	多層くり返し形オプトロニック乗算回路(II)	電気関係学会関西支部連合大会 No. 11-4	43. 11	○	○
"	"	並列形光出力A-D変換器	電気四学会連合大会 No. 2129	44. 3	○	○
"	上 田 勝 彦 他	An Attempt to Measure Temperature Utilizing the Mössbauer Effect	神戸大学工学紀要 No. 15	44. 3	○	○
"	"	$\gamma$ 線の後方散乱による工業計測の基礎的研究(第2報)	RADIOISOTOPES Vol. 18 No. 4	44. 4	○	○
"	宮 田 正 幸	Laser 光による低速度測定	応物計測学会	44. 4	○	○
国 語	北 恭 昭	漢和字書の系譜における慶長整版倭玉篇	国語学 第77集	44. 6	○	○
"	細 井 誠 司	高校国語教育の進路	日本国語教育学会	43. 11	○	○
数 学	貴 志 一 男	Function algebras の理論からみた rational approximation	日本数学会 (京都大学数理科学講究) 録61	43. 12	○	○
"	田 端 敬 昌	Free Structures and Universal Horn Sentences	日本数学会	44. 5	○	○
物 理	田 中 富士男 他	The $i$ So Phase Shift of the Nucleon-Nucleon-Scattering by the Nambu-Salpeter-Bethe Equation	Prog. Theor. Phys. 41. 1251	44. 5	○	○
体 育	中和田 武	女子体育について ——バーベルの女性綱を中心に——	日本体育学会	44. 9	○	○
英 語	渡 部 定 雄	残紅——フランク・ノリスのバンドゥーパの周辺	アメリカ文学	44. 3	○	○
"	"	ノリスとヘミングウェイの海二題	大阪大学英文学会	44. 9	○	○





奈良工業高等専門学校 研究紀要 第5号

昭和45年3月8日発行

編集兼  
発行者 奈良工業高等専門学校  
大和郡山市矢田町

印刷所 奈良明新社  
奈良市橋本町36

