

研 究 紀 要

第 4 号

昭 和 4 3 年

奈 良 工 業 高 等 專 門 学 校

目 次

ねじ追い車の研究	加賀勝也	1
Behavior of Recrystallization of Pure Iron after High-Speed Deformation	Hideo SEKIGUCHI	7
研削砥石における結合度の摩耗に及ぼす影響	田中義雄	19
管内オリフィスにおける渦の運動について	松岡一起	27
Coupled Nonuniform Transmission Line and Its Applications	Takashi AZAKAMI	35
γ 線の後方散乱による工業計測の基礎的研究	上田勝彦	53
Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasmas	Yukio SAKAGAMI	59
Optronic Parallel Type A-D Converter	Haruo TAKAHASHI	67
マイクロ波による小径プラズマ柱の測定	成田紘一	77
2極形セシウム熱電子発電器の磁界効果	山部長兵衛	85
「月と六ペンス」とモームの憧憬	柏原啓佐	91
Relation between $H^2(dm)$ and $H^2(d\theta)$	Kazuo KISHI	105
道徳について	三鼓慶蔵	109
フランク・ノリスのアンビバランス	渡部定雄	113
小説教材の主題について	細井誠司	129
電子集積回路に関する国際会議	阿座上孝	131
プラズマ国際学会とヨーロッパのプラズマ研究	阪上幸男	135
工業高専教育の諸問題	今西周蔵	139

ねじ追い車の研究

(メートルねじの親ねじでユニファイねじを切る場合)

加 賀 勝 也

Study on the Thread Chasing Dial

(On the Cutting Unified Thread by the Metric Lead Screw)

Katsuya KAGA

When unified thread is cut by the metric lead screw on the lathe, the split nut is closed from beginning to end.

Generally, the thread chasing dial is put in use to cut the metric thread by the metric lead screw and to cut unified thread by unified lead screw.

This study was carried out to test whether the use of chasing dial on the cutting unified screw by the metric lead screw is useful or not.

And then the available device was finished in the case of cutting the thread having the length of more than about 63.5 times of the lead screw pitch.

1 緒 言

普通旋盤によるねじ切り法は、多量生産向きではないが、一台の旋盤で、手軽に各種のねじをつくり得るところに特色があり、特に工作機械台数の少い工場などに於いては捨て難いものがある。茲に各種のねじとは、単にピッチの異なるものばかりでなく、異種類のねじ（親ねじが吋ねじで工作物がメートルねじ、又は親ねじがメートルねじで工作物が吋ねじ）をも含み、これ等の場合にも、簡単にねじ切りが行えれば便利であり、既に種々工夫のなされているところである。この異種ねじ切りの場合には、ねじの切り終りの位置に於いて、半割ナットを親ねじに噛ませたままで親ねじを逆転し、バイトをもとの位置に戻す方法（以後逆転による方法と称す）が、従来より主として用いられて来ているが、本研究はこの場合にもねじ追い車を使用することの可能性の有無、及び可能な場合にその限界を知ることが目的とするもので、親ねじとしてはメートルねじ（JIS規格による台形ねじ）、工作物としてはユニファイ並目及び細目ねじ（1965年4月改正のJIS規格によるもの）の範囲とする。

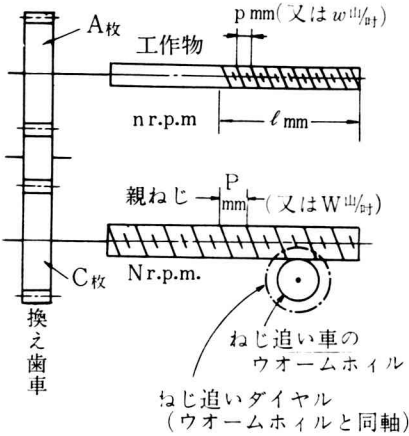
2 ダイヤルの目盛数の特徴とねじ追い車装置

ねじ切りバイトでねじ山を成形して行くときには、何回かのねじ切り操作の繰返しによってねじ山がつくられて行くが、毎回バイトを正しくねじみぞに導入することによって、正しいねじ山がつくられて行く。そしてそのためには、半割ナットを親ねじに噛ませるべき時期に注意をしなければならない。その時期は周期的に到来するが（その周期に対する主軸及び親ねじの回転数を夫々 n 及び N 回転とする）、その時期をとらえる装置がねじ追い車である。

第1図は、工作物・親ねじ・ねじ追い車の関係を示すもので、図中の記号の間には次の様な関係がある。

$$\frac{N}{n} = \frac{A}{C} = \frac{p}{P} \quad \left(= \frac{a}{b} : \text{既約分数とする} \right) \quad (1)$$

即ち、半割ナットを親ねじに噛ませるべき時期は、親ねじの a 回転毎に到来するので、ねじ追い車の構造としては、親ねじに噛合っているウォームホイールの歯数を a の倍数にとり、同軸にダイヤルをとりつけて、時期到来の識別を明確にしている。

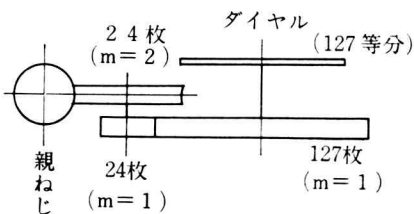


第1図 ねじ追い車の取付部

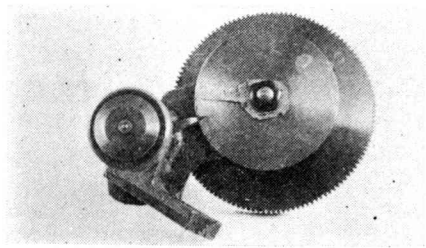
本研究に於けるねじ追い車では、工作物が吋ねじであるので、(1)式は次の様に変形できる。

$$\frac{N}{n} = \frac{\frac{1}{w} \times 25.4}{P} = \frac{127}{5 P w} \left(= \frac{a}{b} : \text{既約分数} \right)$$

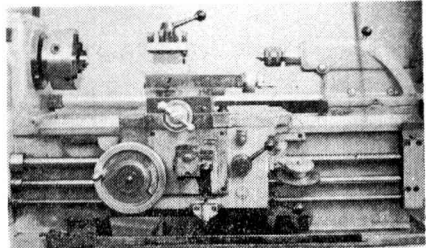
従って、 Pw が整数であれば、 $a=127$ となり、また Pw が分母を k とする分数であれば、 $a=127k$ となって、常に非常に簡単な数になり、親ねじ 127k回転毎に、半割ナットを親ねじに噛合わせるべき時期がやってくることになる。そこで、ウームホイールの歯数としては、127枚をえらべばよいが、親ねじのピッチによっては非常に大きな直径の歯車になるので、第2図のような構造の装置をとりつけた。即ち、親ねじには歯数の少いウームホイールをとりつけ、これと同軸に、歯数は同じであるがモジュールの小さな歯車をとりつけて、これと127枚の歯車を噛合わせることによって、ウームホイールの直径を小さくしたものである。第3図(イ)はその外観を示すもので、(ロ)は旋盤にとりつけたところを示すものであるが、モジュールのえらび方によって 127枚の歯車は更に小さく出来る。



第2図 ねじ追い車の構造



(イ) ねじ追い車の外観図



(ロ) ねじ追い車を旋盤にとりつけたところ

第3図 本研究のねじ追い車装置

3 解析

(1) ねじ追い車による方法の採択の目安となる事柄
親ねじの逆転による方法と、ねじ追い車による方法との、どちらを採用する方が有利であるかの決定の目安となる主な点は、

- ① 1サイクル当りの所要時間
- ② ねじ切り速度をはやめた場合に、ダイヤルの目盛線と本体の基線との合致時期の判読の可能性の有無となるが、このうち②については、ダイヤル上にダイヤルと共に回転する指針をとりつけることにより、指針と本体の基線との合致する時期が回転がはやくなっても十分に判読し得ることを、主軸1834回転・親ねじのピッチ 6 mm・工作物のねじ 4 山/時のねじ切りの場合(ダイヤルの直径85mm, 周速度490m/min) について、確めてあるので、実用の範囲では制限のないものと考えてよい。即ち①についてのみ考えればよい。

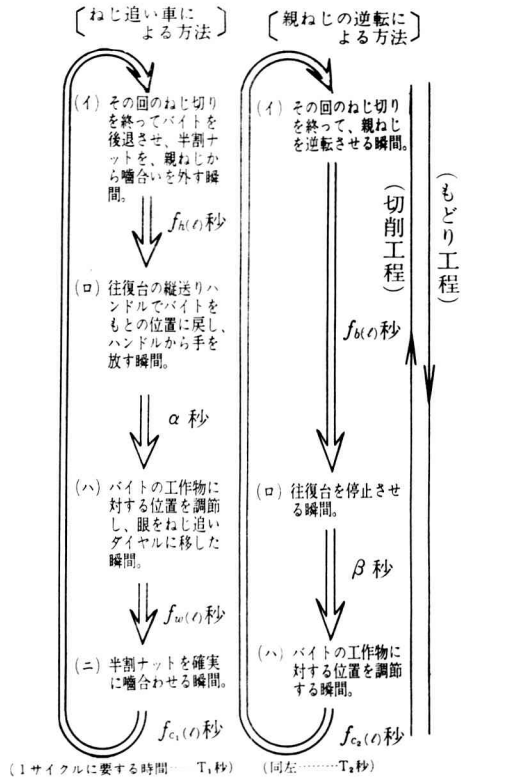
第4図は、ねじ追い車による方法と逆転による方法との比較を示すものであるが、図より、

$$T_2 - T_1 = \beta - \alpha + f_{c2}(\ell) - f_{c1}(\ell) + f_b(\ell) - \{f_w(\ell) + f_h(\ell)\}$$

となる。ここに $\alpha = \beta^{(1)}$ ($=\varepsilon$ とする), $f_{c2}(\ell) = f_{c1}(\ell)^{(2)}$ ($=f_c(\ell)$ とする)。従って、両方法の1サイクル当りの時間の比較をするためには、 $f_b(\ell)$ と $\{f_w(\ell) + f_h(\ell)\}$ との比較をすればよいことになる。

(2) ねじ追い車による方法と逆転による方法との相違部分について

第5図は、 $f_b(\ell)$ と $f_w(\ell) + f_h(\ell)$ との両者に、 $f_c(\ell)$



第4図 ねじ追い車による方法と逆転による方法との比較

を加えたものによって、逆転による方法とねじ追い車による方法との比較をしたものであるが、任意の切削長 $l=l_1$ に於いて、 $f_b(l_1)+f_c(l_1)$ は AB で、 $f_w(l_1)+f_h(l_1)+f_c(l_1)$ は AC であらわされている。

図に於いて、 $l < l_c$ のときは、逆転による方法が有利であり、 $l_c < l < l_s$ のときは、ねじ追い車による方法が有利である。図の下側にえがいた棒状の部分は、これをわかりやすくあらわしたものである。次に、 $f_w(l_1)$ は $l=l_1$ の場合に、半割ナットを親ねじに噛み合わせるときの時期を待つ時間であるが、 $l=l_s$ に於いては $f_w(l)=0$ となり、この点を越えると、更にねじ追い車が1回転する迄待たなければならぬ。即ち、この点を越すと AC の代わりに A'C' と A'B' とを比較しなければならぬ。 l が l_s を増す毎に、この様にはね上がる点が現われ、DEC'F なる折線は、結局次の様な式で表現出来る。即ち、

$$\left[\frac{l}{l_s} \right] = m \quad (m-1 < \frac{l}{l_s} \leq m, m \text{ は自然数})$$

$$t = \left[\frac{l}{l_s} \right] \cdot t_d$$

なお第5図中の主な点に於ける、時間或いは切削長を求める計算式は、次の各式ようになる(式中の記号については第1図参照)。

$$\text{切削時間} : f_c(l) = \frac{60l}{np} \text{ (秒)} = \frac{300wl}{127n} \text{ (秒)} \quad (2)$$

$$\text{逆転時間} : f_b(l) = \frac{300wl}{127n} \cdot k' \text{ (秒)} \quad (3)$$

(但し k' : $\frac{\text{正転の場合の回転数}}{\text{逆転の場合の回転数}}$)

又、 $np=NP$ より、

$$\frac{1}{N} = \frac{P}{np} = \frac{5wP}{127n}$$

ねじ追い車のウォームホイルの歯数を 127 枚とすると、親ねじ 127 回転で、ダイヤルは 1 回転するから、ねじ追い車 1 回転の時間は、

$$t_d = \frac{127}{N/60} \text{ (秒)} = \frac{300wP}{n} \text{ (秒)} \quad (4)$$

更に次の各式より l_c 、 l_s の大体の位置を知ることが出来る。

l_c : $t_d \div f_b(l_c) + f_c(l_c)$ であるから、

(2), (3), (4)より

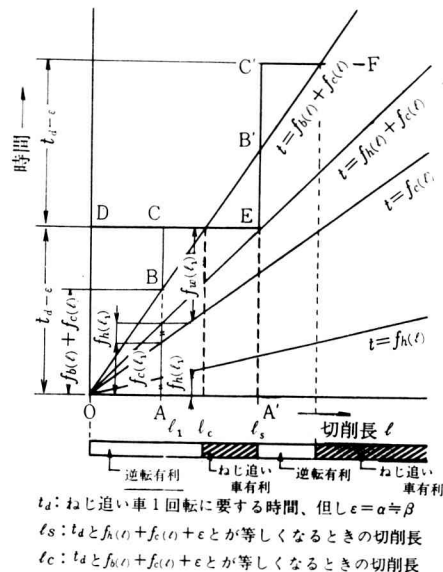
$$\frac{300wP}{n} \div \frac{300wl_c}{127n} = (1+k')$$

$$\therefore l_c \div \frac{127P}{1+k'} \quad (5)$$

l_s : $t_d \div f_h(l_s) + f_c(l_s)$ であるから、

$$\frac{300wP}{n} \div \left(\frac{300w}{127n} + \delta \right) \cdot l_s$$

[但し δ : ハンドルでバイトをもとに戻す時間(単位長



第5図 逆転による方法とねじ追い車による方法との相違部分の比較(切削長と時間の関係から)

〔第2表〕 ねじ切り速度を $3\text{ m/mm} \sim 30\text{ m/mm}$ としたときの範囲

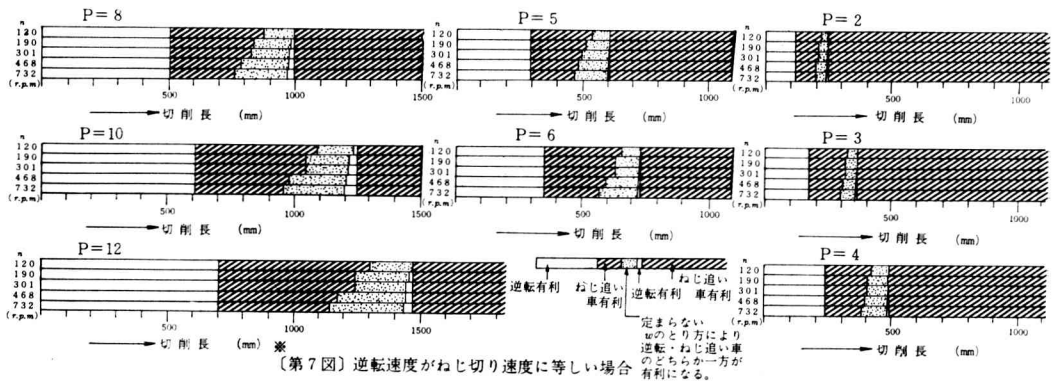
主軸回転数 n r.p.m. 工作物 w(山/時)	r.p.m.					
	120	190	301	468	732	1160
最大値	24	28	40	56	80	80
最小値	$4\frac{1}{2}$	5	8	10	13	18

第5図に於いて、親ねじを逆転してバイトをもとの位置にもどす時間をはやめると、 l_e が右に移動して l_s に近

づき、 $l_s - l_e$ が短くなるので、ねじ追い車を使用出来る範囲が狭くなるが、このことは、第6図(回・イ)により明らかで、逆転速度をはやめた場合には、逆転による方法がはるかに有利であり、ねじ追い車を使用する余地はないが、逆転速度がねじ切り速度と変らぬときには、第6図(イ)のように、ねじ追い車使用の可能性が増えてくる。

(3) $k'=1/1$ のときの逆転とねじ追い車との両方法の比較

逆転速度がねじ切り速度に等しい場合について、親ねじの各ピッチ毎に、nのいろいろな場合について調べてみると、第7図* のようになる。



即ち、切削長の短い間は、逆転が有利であるが、切削長が相当に長くなると、ねじ追い車の方が有利となり、又親ねじのピッチが小さい程、ねじ追い車の有利となる範囲が切削長の短いところからはじまっている。このことは、(5)式に於いて $k'=1/1$ とおくと、 $l_e=63.5P$ となることより明らかであろう。なお、第7図の右側の線の途絶えたところは、図では不明であるが、その右側はすべてねじ追い車による方法が有利になっている。

5 結 言

親ねじがメートルねじで、吋ねじをねじ切りする場合は、第2図に示すような機構のねじ追い車を使用することが出来る。

この場合ピッチの約63.5倍以上の長さのねじ切りに対して、ねじ追い車を使用すると、作業時間の短縮に有利である。

たゞし逆転速度をねじ切り速度より速くすることが可能な場合は、ねじ追い車を使用すると不利になる場合が多くなる。

(付記)

異種類のねじ切りの場合に、ねじ追い車を使用することは、現在に於いては、国内はもとより国外に於いても採用されていない。その理由としては、親ねじに127枚のウォームホイールを噛合わさなければならぬために、ウォームホイールの直径が非常に大きなものになり過ぎることが、一つの理由として考えられ、この点については、本研究に於ける装置を採用すれば解決出来ることである。又親ねじに噛合っているナットを半割りにせずに、噛合させたまま⁽⁵⁾にしておいて逆転速度を速める装置を採用すれば、ねじ追い車の不要になることが他の理由として考えられる。しかし、親ねじの逆転速度を速める装置をもたぬ普通旋盤の多い現状では、長尺ねじを切る場合に、本研究のねじ追い車の使用出来る余地がある。

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。

* 第6図、第7図の製作は 本校5年生 岸田行恵・中川正明両君のくふうによるものである。

文 献

- (1)(2)(3) 加賀, 奈良高専研究紀要, 3, (昭42), 9.
- (4) 精機学会, 精密工作便覧, (昭39—2), 283.
- (5) H. D. Burghardt, *Machine Tool Operation*,
1, (1959), 454.

The Behavior of Recrystallization of Pure Iron After High-Speed Deformation

Hideo SEKIGUCHI

Synopsis—The effect of deformation rate on the behavior of recrystallization has been studied with pure polycrystalline iron, compressed 60 pct. at two widely different rates. Within the temperature range of 600° to 650° C, the isothermal recrystallization curves of the dynamically deformed iron (impact velocity, 12m/sec) and the statically deformed iron (crosshead speed, 10mm/min) are obtained. The recrystallization rate after dynamic deformation is considerably smaller than that after static deformation. However, at the beginning of the annealing process, it seems that the nucleation rate of recrystallization of the dynamically deformed iron is larger. The activation energy for recrystallization of the dynamically deformed iron is larger by 40 pct. than that of the statically deformed iron.

It is also investigated that there are differences of the work hardening and the microstructure between the dynamically deformed iron and the statically deformed iron.

Introduction

In the past decade, the behavior of metals under high speed deformation has been widely studied. The present status of knowledge and research activities in this field have been documented in recent publications.⁽¹⁾

There is, however, little information available in the literature concerning the effects of deformation rate on the metallurgical properties in metals. Based on the observations of explosively deformed iron⁽²⁾, it is suggested that the deformation rate should have a great effect on recrystallization properties of iron. Aside from phase transformation in some explosively deformed metals, the slip line patterns and the dislocation configurations show marked differences

among metals deformed at various strain rates.

Therefore, the author conducts further investigation on the metallurgical properties of iron deformed at a high strain rate. The objects are:

- (1) to compare the work hardening of rapidly deformed iron with that of normally deformed iron,
- (2) to investigate the annealing kinetics of rapidly deformed iron and to compare these with the annealing kinetics of normally deformed iron, and
- (3) to obtain the characteristic features of the structure of rapidly deformed iron by electron transmission microscopy.

Material and Procedures

1. Preparation of material.

A vacuum-melted iron of a nominal

The contents of this paper was published on the Journal of the Japan Institute of Metals (in Japanese, 1967).

composition of 0.001 pct. C was used in this study. Table 1 gives the reported

Table. 1 The analysis of pure iron.(wt pct.)

C	P	Al	S	Si	Ni	Mn	Cr
0.001	<0.002	<0.010	<0.005	<0.010	<0.010	<0.010	<0.010

chemical analysis of the material. Cylindrical specimens, 20 mm in diameter and 20 mm in height, were machined from a 25 mm diameter rod of the hot forged iron. These specimens were annealed in vacuum at 950°C for 60 min, and the average grain size was about 0.8 mm.

2. Test procedures.

In high strain rate experiments, the specimens were compressed to a strain of 60 pct. at an impact velocity 12.0 m/sec in a high speed hammer (a Pneumatic-mechanical machine), and the average strain rate was about 600 sec⁻¹. An example of load-time photographs is shown in photo. 1.

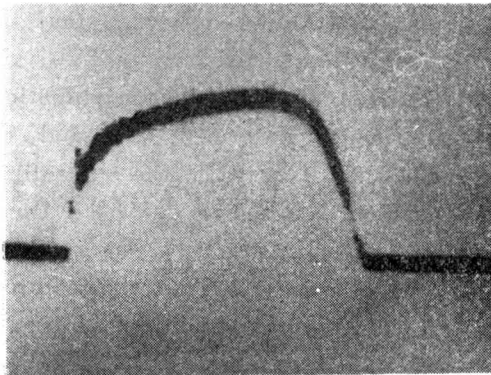


Photo. 1 Example of load-time photograph of dynamic compression test.
 impact velocity: 9.0 m/sec
 maximum load: 20.55t deformation
 period: 1.9m/sec.

For compression at low speed, the specimens were deformed at a crosshead

speed of 10mm/min in a universal testing machine. Compared with an impact velocity 12m/sec, the average strain rate in this low speed compression was, therefore, smaller by a factor of 1.4×10^{-5} .

To reduce surface friction during compression, the specimens were lubricated with grease and disulfide molybdenum before loading. The surface of the rapidly compressed specimen was considerably smoother than that of the slowly compressed specimen. This may be due to the effect of deformation rate on lubrication. The deformed specimen was sectioned longitudinally to use for the microstructural examination. In order to compare the results on an equal basis, only the central square portion of the piece was examined microscopically except a thin layer at the outer edge of the piece.

After 60 pct. compression at two widely different rates, specimens were recrystallized at three temperatures, 600°, 630°, and 650°C, in a salt bath (the temperature was controlled within $\pm 1.5^\circ\text{C}$). Specimens were heat-treated for different minutes at each temperature, and then were water-quenched.

The fraction of recrystallization under various test conditions was measured. Various methods for obtaining the fraction are available.^{(3) - (5)} It was easy in this experiment to distinguish old and new grains microscopically, so the fraction of recrystallization was determined by a method of point counting with a microscope. Measurements at 4,000 points were made in a grid pattern at spacing of 0.02mm on each metallographic piece etched in 2 pct. picral.

Results and Discussions

1. The effect of strain rate on work hardening of iron.

The effects of strain rate history on the stress-strain curves were examined at room temperature. Curves A and B in Fig.1 present the stress-strain relations at

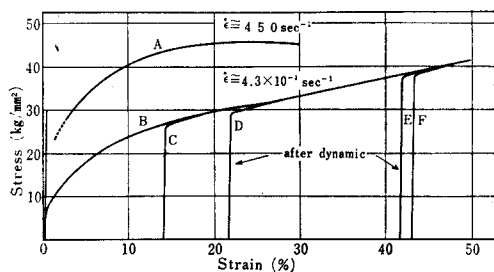


Fig. 1 Stress-strain curves of iron at dynamic and static loading tests.

two widely divergent strain rates. The high strain rate (450 sec^{-1}) deformation is named dynamic deformation and the low strain rate ($4.3 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$) deformation is named static deformation. From these curves, it is elucidated that the flow stress at a given strain under dynamic loading is higher than the flow stress under static loading and that especially in the range of small strain (near the yield strain) the flow stress under dynamic loading is widely different from the flow stress under static loading. These facts agree with many other experimental results.^{(6) - (8)}

Other specimens were pre-strained by dynamic loading before static compression tests, for the purpose of examining the difference of work hardening between the dynamically deformed iron and the statically deformed iron. Curves C~F in Fig. 1 are the stress-strain relations in static compression after several

pre-straining by dynamic loading. If the work hardening were solely dependent on strain, the curves C~F would be expected always to fall on the curve B. We see, however, that the work hardening of iron deformed to the same strain is different whether the deformation occurs at high strain rate or at low strain rate.

Vickers hardness measurements were made on specimens given various strain by dynamic or static loading. The average hardness obtained is shown in Fig. 2. The hardening effect of dynamic

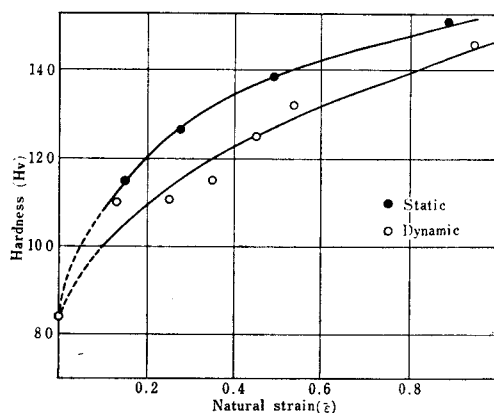


Fig. 2 Dependence of work hardening of iron on strain rate.

working appears to be less than that of static working. These differences of hardness are correspondent to the differences of yield stress between the statically deformed iron and the dynamically pre-strained iron in Fig.1.

It is well known⁽⁹⁾ that the deformation twinning occurs frequently in strain-free crystals deformed at high rate or at low temperature. The observation that numerous thin plates of deformation twins were formed in the dynamically compressed iron (as shown in Photo. 2) but not in the statically compressed iron

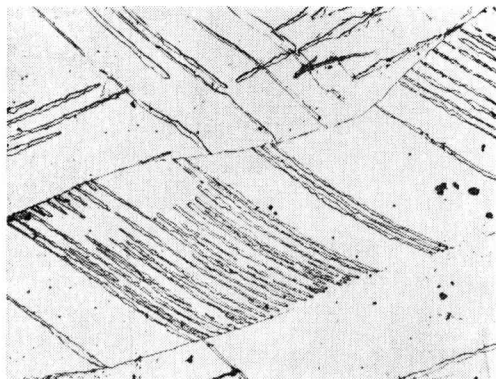


Photo. 2 Metallograph of iron after dynamic compression test. ($\times 100$)

is in good agreement with the aforementioned strain rate effect on twinning. Campbell and coworkers^{(7) (8)} attributed the absence of coarse slip bands in the dynamically deformed iron to the very short duration of loading; there is insufficient time for a complete slip band to form. The number of dislocation sources activated under rapidly applied high stress is larger; hence the average number of dislocations generated per source will be correspondingly smaller under dynamic loading than under static loading. In consequence, the rate at which back stress build up at these sources is reduced with increasing strain. This may be responsible for the low work hardening (low hardeness) in the dynamically deformed iron upon further deformation under the static conditions. While these interpretations is consistent with the results, dislocations may behave differently under rapidly loading than they do under normal rate.

2. Measurements of recrystallization and grain growth.

Isothermal recrystallization data for various temperatures are plotted in Fig. 3

and Fig. 4, respectively, for the dynamically deformed iron and the statically deformed iron. The rate of recrystallization increases slowly at the beginning, reaches a maximum, and decreases sharply at the end. Comparing each curve at a same temperature in Fig. 3 and Fig. 4, it is obvious that the

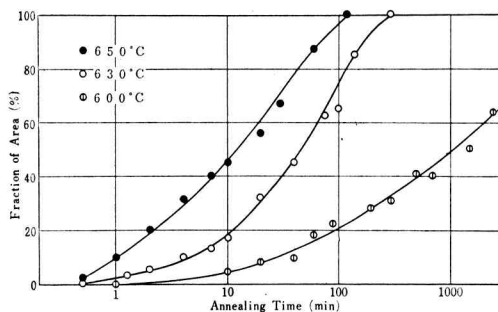


Fig. 3 Isothermal recrystallization of the dynamically deformed iron. (60% compressed)

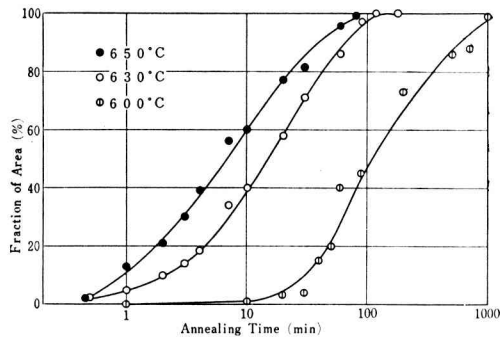


Fig. 4 Isothermal recrystallization of the statically deformed iron. (60% compressed)

fraction of recrystallization of the dynamically deformed iron at a given time is always smaller than that of the statically deformed iron. For example, the statically deformed iron is completely recrystallized after 1,200 min at 600°C, but the recrystallization of the dynamically deformed iron is incomplete even after 3,000 min at 600°C. Annealing time upto

full recrystallization for each specimen is shown in Table 2.

Table. 2 Comparison of the behavior of recrystallization between the dynamically and the statically deformed iron.

Annealing Temperature (°C)	Annealing time upto full recrystallization (min)		Rate of grain growth of area (mm ² /min)	
	Dynamic	Static	Dynamic	Static
600	>3,000	1,200	0.6×10^{-4}	3.0×10^{-4}
630	300	120	5.0×10^{-4}	48.0×10^{-4}
650	90	80	—	—

Variation of grain size, measured by microphotographs as the largest grain area, with recrystallization time is shown in Fig. 5 for the temperatures 600°C and

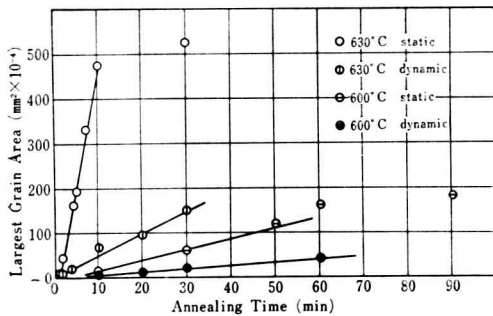


Fig. 5 Isothermal grain growth at various temperatures.

630°C. This tests are based on the assumption that the largest grain is the one that formed first. There is a constant rate of grain-area growth at the outset, followed by growth at decreasing rate. The intersections of the curves are due to the existence of some recrystallized grains. The values of rate of grain-area growth are listed in Table 2. These data, showing

a nearly constant initial rate of grain-area growth, are different from the findings by several investigators^{(10) (11)} with metals other than iron. These investigators observed a definite incubation period and a constant initial rate of linear grain growth during recrystallization. The initial rates of grain growth in the statically deformed iron are much larger than those in the dynamically deformed iron.

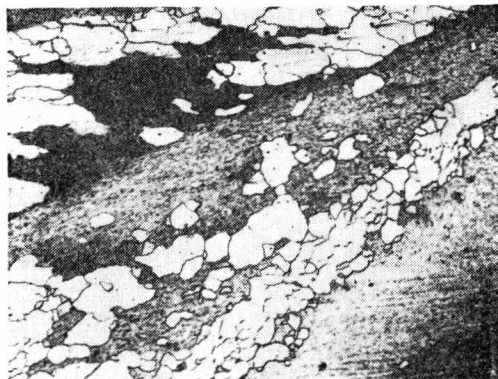
3. The behavior of recrystallization in microscopical observations.

A large number of specimens was examined under a microscope after various recrystallization treatments, and the following phenomena were observed.

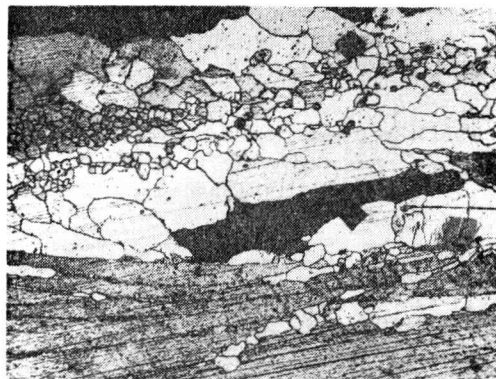
In the statically deformed iron, nucleation of recrystallized grain is not homogeneous, occurring at boundaries of deformed grains and at slip bands as shown in Photo. 3 (a) and (b). And recrystallized grains are also nucleated in deformed grains, even at the points where slip band does not exist, as in Photo. 3 (a).



Photo. 3 Metallographs of recrystallization of the statically deformed iron. (x100) (a) 600°C x 40 min



(b) 600°C×90 min

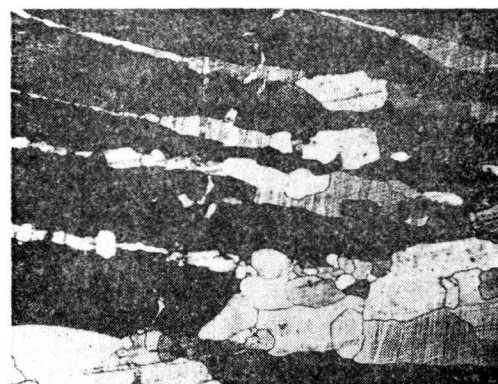


(c) 600°C×500 min

While, in the dynamically deformed iron, the nuclei of recrystallization are often observed at the deformation twins and the recrystallized grains are growing along these twins, as in Photo. 4 (a) and



Photo. 4 Metallographs of recrystallization of the dynamically deformed iron. (×100) (a) 600°C×10 min



(b) 600°C×10 min

(c). It has been reported by Leslie⁽¹²⁾ that nucleation of recrystallized grains occurs at the intersection of twins in the explosively deformed iron, but the deformation twins do not always act as nucleation site of recrystallization. As shown in Photo. 4 (b), some deformed grains are very rapidly recrystallized, but others remain stable, evidencing little recrystallization even at the deformation twins.

There are many stable unrecrystallized grains in the dynamically deformed iron. Well, the fact that there are stable deformed grains indicates that the strain energies are different in each grain. Consequently, plastic flow under dynamic loading seems to take place in a more turbulent manner than under static loading.

Moreover, recrystallized grains in the dynamically deformed iron appear at grain boundaries and in grains. On the whole, it is concluded from the microscopic observations that the nucleation of recrystallization in the dynamically deformed iron is more easy than that of the statically deformed iron. The average diameter of the recrystallized grains after

complete recrystallization at the annealing temperature 630°C is about 0.25 mm for the statically deformed iron, while the average diameter of the recrystallized grains formed in the dynamically deformed iron is about 0.17 mm in spite of the longer annealing time.

4. Comparison of the experimental curves with the theoretical equations.

By the measuring of the area of the largest recrystallized grain at different time, it was found for all the temperatures that a linear relationship exists between the time and the area of the largest grain. This linear relation holds during the early stage of recrystallization, and in the later stage the rate of the grain-area growth decreases with time.

The time dependence of the largest grain area can be expressed for the beginning of recrystallization by the equation:

$$A = G(t - \tau), \quad (1)$$

where τ is the incubation period of nucleation of recrystallization, A is the area of the largest recrystallized grain in the time interval $(t - \tau)$ and G is the rate of growth of this area.

If it is assumed that the growth vectors are equal for the three directions of crystal, then

$$V = G^{3/2}(t - \tau)^{3/2}, \quad (2)$$

where V is the volume of the recrystallized grain. The amount of recrystallization at a constant temperature can be expressed as:

$$X = \int_0^t V \dot{N} d\tau, \quad (3)$$

where \dot{N} is the rate of nucleation per unit

volume. Eq. (3) is not considered the effect of impingement, and in order to do so Johnson-Mehl's^(1,3) or Avrami's^(1,4) derivation can be used. According to them:

$$Y = 1 - \exp(-X), \quad (4)$$

where Y is the fraction of recrystallization, taking account of the impingement. Substituting Eq. (3) into Eq. (4),

$$Y = 1 - \exp\left(-\int_0^t V \dot{N} d\tau\right). \quad (5)$$

To solve Eq. (5), the dependence of \dot{N} on time is required. Supposing that the dependence of \dot{N} on time is represented as:

$$\dot{N} = f'(\tau) = a\tau^n, \quad (6)$$

where a and n are constant. Then, the general form of the fraction of recrystallization is shown;

$$Y = 1 - \exp(-Bt^n), \quad (7)$$

where B and n are constant.* The relation between m and n is given from Eqs. (3), (4), and (5), as

$$m = n - 5/2.$$

So the dependence of \dot{N} on time can be guessed from the experimental data of n for the dynamically deformed iron and the statically deformed iron. In order to obtain the value of n , the reaction is written in a logarithmic form. The logarithmic form of Eq. (7) is shown:

$$\log \ln(1/1 - Y) = \log B - n \log t. \quad (8)$$

Eq. (8) shows that, if the value of $\log \ln(1/1 - Y)$ is plotted against $\log t$, a straight line is obtained, whose slope is n .

The recrystallization data previously

* m and n are not always integers.

shown in Figs. 3 and 4 are replotted in Figs. 6 and 7, respectively with coordinates $\log \ln(1/1-Y)$ vs. $\log t$. It is evident that for each temperature the data may be approximated by straight lines, which are nearly parallel. From the slope of these straight lines, we obtain 0.7 as the value of n for the dynamically deformed iron and 0.9 for the statically deformed one.

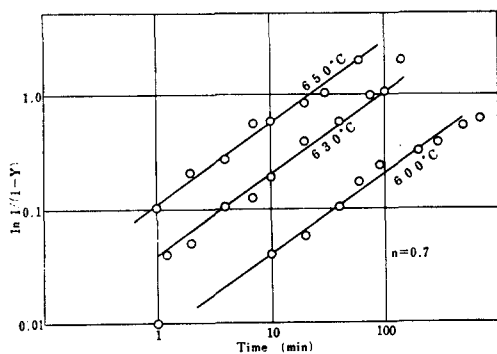


Fig. 6 Isothermal recrystallization at various temperatures. (60% dynamically compressed iron)

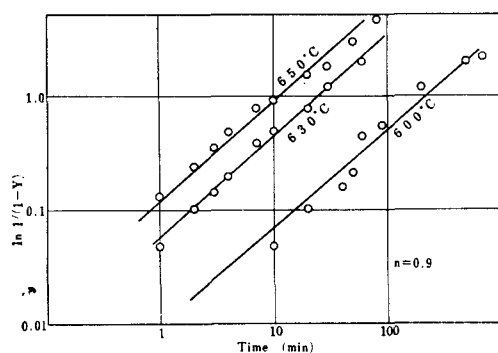


Fig. 7 Isothermal recrystallization at various temperatures. (60% statically compressed iron)

As mentioned before, when the rate of growth of area is independent of time at each temperature, the dependence of \dot{N} on time can be guessed from the value of n . Then, the rate of nucleation is expressed as $\dot{N} = a\tau^{-1.8}$ for the dynamically deformed iron and $\dot{N} = a'\tau^{-1.6}$ for the statically

deformed iron.

Many studies⁽¹⁵⁾ have been made on recrystallization behavior of iron and other metals, and it was found that the fraction of recrystallization, Y , obeys the expression $Y = 1 - \exp(-Bt^n)$. The power n from the experiment does not agree with the value.^{(4) (5) (9) ~ (11)} In general, no existence of standard value of n is seemed to be due to the facts that the rate of grain growth is not constant and the growth vectors are different with grain size or degree of cold work. In this investigation, however, the relation of Eq. (1) is consistent in the range of the straight lines of Figs. 6 and 7, so the difference of the value n between the dynamically deformed iron and the statically deformed iron may be based on the difference of the dependence of \dot{N} on time.

5. Calculation of activation energy for recrystallization.

To calculate the activation energy for recrystallization, $\log t_0$ must be plotted against $1/T$, where t_0 is the time required for a constant fraction ($Y=c$) of the specimen to recrystallize, and T is the absolute temperature. A straight line is fitted with the results if recrystallization is an Arrhenius-type reaction, in which case the rate of reaction is:

$$dY/dt = C \exp(-Q/RT), \quad (9)$$

or

$$\ln t_0 = C' + Q/RT, \quad (9')$$

where Q is the activation energy for recrystallization, C (or C') is constant, and R is the gas constant. The data for the dynamically deformed iron and for the statically deformed iron are plotted,

respectively, in Fig. 8 and Fig. 9. In Fig. 8, there are some discrepancy of the

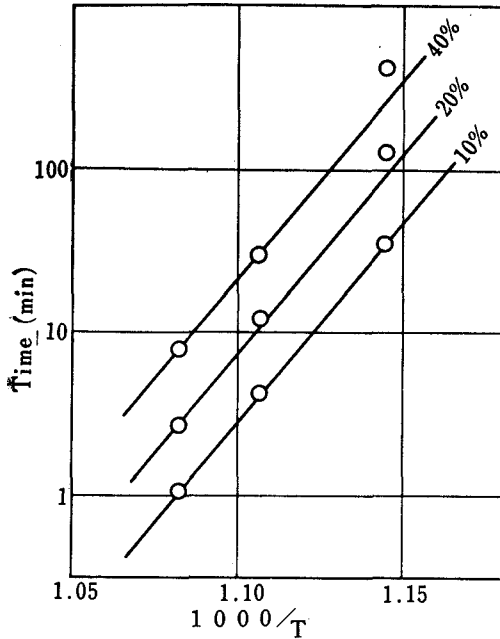


Fig. 8 Temperature dependence of recrystallization. (60% dynamically compressed iron)

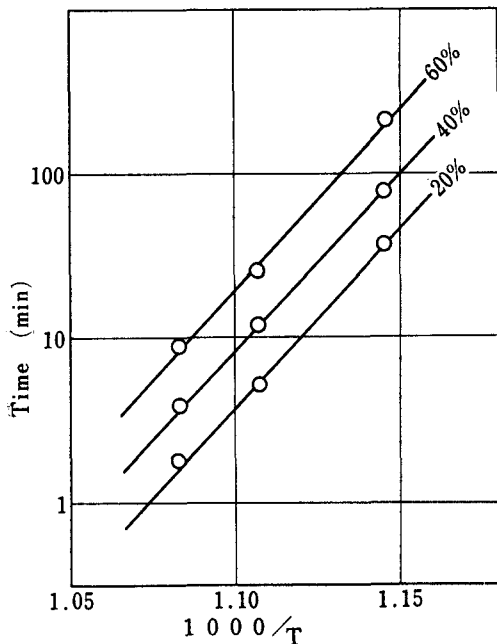


Fig. 9 Temperature dependence of recrystallization. (60% statically deformed iron)

data with the line for the lower temperature region. This is associated with the rapid decrease of the rate of recrystallization caused by the presence of stable grains, as explained in the previous sections. The slopes of the lines in Figs. 8 and 9 show the activation energy for recrystallization. The activation energy for the dynamically deformed iron is:

$$Q_d = 117.05 \text{ Kcal/mol}^\circ\text{K},$$

and for the statically deformed iron:

$$Q_s = 83.13 \text{ Kcal/mol}^\circ\text{K}$$

In spite of the same degree of cold-work, the dynamically deformed iron requires 40 pct. larger activation energy for recrystallization. Such difference in the activation energy is in good agreement with the difference in hardness, indicating a lower level of stored energy in the dynamically deformed iron. The activation energy for the statically deformed iron agrees well with the value of activation energy reported by Rosen as 80.4 Kcal/mol[°]K about a 60 pct. cold-drawn pure iron.

6. The structure of the dynamically deformed iron.

Leslie⁽¹²⁾ investigated the recrystallization behavior of shock loaded iron, though shock loading was carried out under an especial condition of high speed and high pressure. They reported that the recrystallization of shock loaded iron, when the pressure exceeded 130 Kbar at which phase transformation from alpha to gamma occurred, was much more rapid than that of normally deformed iron; but the recrystallization rate of iron shock loaded below 130 Kbar was smaller than

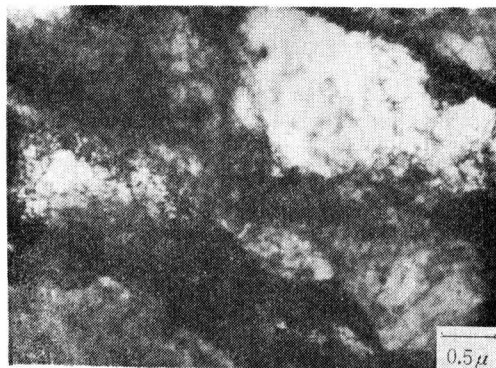
that of heavily rolled iron. They observed by electron microscopy that the recrystallized grains easily nucleated at deformation twins in the shock loaded iron. Hu⁽¹⁶⁾ also reported that a single crystal of iron deformed at a high rate was more resistant to recrystallization.

As noted before, the microstructures of deformed iron showed remarkable differences with deformation rates. However, the featureless appearance of the matrix in the dynamically deformed iron cannot be taken as an indication that the specimen was deformed principally twinning, because the total strain of the specimen is too large to be account for deformation by twinning alone. It was reported that the dislocation lines after shock loading are much straighter than those remaining after rolling and there is no tendency for the formation of a cell structure; and then the dislocation arrangement after shock loading to 130 K bar was identical with that produced by small amounts of strain at low temperature.

The transmission electron micrographs of the dynamically 60 pct. compressed iron are shown in Photo. 5. Although it was



Photo. 5 Electron transmission micrographs of iron after dynamic deformation (60 pct. compressed). (a) $\times 15,000$



(b) $\times 36,000$

expected from the facts mentioned before that a cell structure would not be obtained, it was found that in varying degrees these samples show rough cell structures, with low dislocation density areas, or cells, separated by high density areas, or cell boundaries. The cell size of the dynamically deformed iron is larger than that of the statically deformed iron to the same strain, and clustering of dislocations in cell boundaries is more heavy. From its diffraction patterns in this cell boundaries it is possible to confirm the presence of twins. The dislocations in cells under high speed deformation are distributed more uniformly than the dislocations in the statically deformed one and have less tendency to tangle.

Although some theoretical ideas on dislocation mechanisms of high speed deformation have been published, they cannot be discussed now from these observations. However, it is evident that these differences of the microstructures between the dynamically and the statically deformed iron produce the differences of the work hardening and the recrystallization behavior. Recently, it was suggested⁽¹⁷⁾ that recrystallization nuclei are formed by coalescence of subgrains in

the matrix. So, the coalescence model may be in place to the dynamically deformed iron, and the model is thought to be useful for an explanation of the easy nucleation in the dynamically deformed iron. Hereafter, a proposal model of recrystallization must be determined with more minute observations.

Conclusions

- (1) For a polycrystal of pure iron, compression at a low speed produces coarse deformation bands and high work hardening (high hardness); compression at a high speed produces thin lamellae of deformation twins and low work hardening (low hardness).
- (2) Within the temperature range of 600°C to 650°C, recrystallization is slow for the dynamically deformed iron, but rapid for the statically deformed iron.
- (3) In the statically deformed iron, nucleation of recrystallized grains is not homogeneous, occurring at certain grain boundaries and in deformed grains. While, in the dynamically deformed iron, recrystallized grains are easily observed at deformation twins.
- (4) Even when recrystallization is complete for some deformed grains, others remain unrecrystallized. These stable deformed grains are often observed in the dynamically deformed iron.
- (5) Initial rate of grain-area growth does not change with time in both the dynamically and the statically deformed iron. The rate of grain-area growth in the dynamically deformed iron is larger than that in the statically deformed iron.
- (6) In the early stage of annealing treatment, the dependence of nucleation rate on time is different between the dynamically deformed iron and the statically deformed iron.
- (7) The sigmoidal relationship $Y=1-\exp(-Bt^n)$ fits the all experimental data, and the values of n are obtained.

- (8) The activation energy for recrystallization of the dynamically 60 pct. compressed iron is 117.05 Kcal/mol, and that of the statically deformed iron is 83.13 Kcal/mol.
- (9) In the dynamically deformed iron after 60 pct. compression, cell structures are observed as in the statically deformed iron. The dislocations in cells have less tendency to tangle.

References

1. for example, *Response of Metals to High Velocity Deformation*, (Interscience Publishers, 1961).
2. C.S.Smith: Trans. AIME, 214(1958), 574.
3. P.Gordon: Trans. AIME, 203(1955), 1043.
4. W.C.Leslie, F.J.Plecity: Trans. AIME, 221(1961), 691.
5. A.Rosen, M.Burton, and G.V.Smith: Trans. AIME, 230(1964), 691.
6. A.Nadai and M.J.Manjoine: J.Appl. Mech., 8(1941), A77.
7. J.D.Campbell and J.Duby: Proc. Roy. Soc. (London), A236(1956), 24.
8. C.J.Maiden and J.D.Campbell: Phil. Mag., 3(1958), 872.
9. R.Clark and G.B.Craig: *Progr. Metal Phys.*, 3(1952), 115.
10. M.Cook and T.L.Richards: J. Inst. Metals, 73(1947), 1.
11. J.Burke and W.S.Owen: J. Iron steel Inst., 176(1954), 147.
12. W.C.Leslie, E.Hornbogen, and G.E.Dieter: J.Iron Steel Inst., 200(1961), 691.
13. W.A.Johnson and R.F.Mehl: Trans. AIME, 135(1939), 416.
14. M.Avrami: J.Chem. Phys., 7(1939), 1103, 8(1940), 212, and 9(1941), 177.
15. J.E.Burke and D.Turnbull: *Progr. Metal Phys.*, 3(1952), 220.
16. H.Hu and R.S.Cline: Trans. AIME, 233(1965), 310.
17. H.Hu: Trans. AIME, 224(1962), 75.

研削砥石における結合度の摩耗に及ぼす影響

田 中 義 雄

Effects of Grade of Grinding Wheels on Wear

Yoshio TANAKA

抄 録

研削加工においては、切削加工の場合に比較して関連する要素が多く、加うるに研削砥石の製造上の諸原因による砥石の不均一性もあって、その現象はかなり複雑となり、したがって類似の実験においてもその結果がしばしば相反することすらある。

本実験においては砥粒の種類、粒度、結合剤の種類、組織等を一定とし、研削条件と砥石結合度を変化させて、S55C に湿式平面研削を施した。その結果、結合度 I 以下の軟かい砥石では研削条件の増大（砥粒に働く力の増加）と共に摩耗量も増加し、ある限界を超えると、その摩耗量が急増することがわかった。

一方結合度が K 以上の硬い砥石では、研削条件の変化に対応する砥石の摩耗量との関係は明確には把握できなかった。それは砥石の切込み量が 0.03mm 以上においては、研削焼けの現象が早期に発生し、作業が不能となったためである。しかし同一切込み量の場合、テーブル速度がおそい程、研削焼けの現象が早く発生した。

なお、研削条件としての切込み量が、目直し時の切込み量に等しいか、もしくはそれより軽度の研削においては、砥石の摩耗量はその結合度によってあまり差異のないことを確認した。

1. 緒 言

研削加工を行なうにあたり、適切な砥石を選び、正しい研削条件を見出すために、また自生作用に対する正し

い概念を把握する上からも砥石の摩耗についての知識が必要である。研削砥石が切削工具と異なる大きな特徴の一つは自生作用であるといわれており、この自生作用を直接に支配する因子が「結合度」であるといわれてきた。しかし最近の研究によると一般の研削盤作業では自生作用はほとんど認められないといわれている。^{(1) (2)}

そこで研削砥石の摩耗の実態と自生作用の本質を探究する意味において、下記のような摩耗実験を行ない、加うるに若干の調査文献をまとめて記述することにした。

2. 実験装置および方法

実験に使用した機械は、PSG 6E型岡本製平面研削盤で、被削材としては、S55C(85×250×50)の焼準したものをを用い、その硬度はR_b(95)である。実験に用いた砥石はA46F 8V, A46H 8V, A46I 8V, A46K 8V, A46M 8V, A46P 8Vの6種である。

次に研削条件ならびにドレッシング条件を表 1 に示す。1つの研削条件のもとで一定回数(850回)研削し、そのときの砥石半径減耗量をマイクロメーターで測定した。

なお研削抵抗の代わりに、これに比例すると考えられる電動機の入力電流を測定し、研削回数50回ごとにそのよみをとった。

表1 作業条件

研削条件	砥石速度	2100m/min
	テーブル速度	7.5m/min, 15m/min
砥石	切込み量	0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05mm
	研削油	JIS規格W 3の1号を50倍程度に希釈したもので給油量は約20l/min
ドレッシング条件	切込み0.02mm, 送り0.15m/min 目直し回数(12回)	

3. 実験結果

テーブル速度が7.5m/min, および15m/minの場合についてそれぞれ砥石切込み量を変えたときの砥石の摩耗量ならびに研削焼けの発生時期を各砥石ごとに一括して表2に示す。

表2 テーブル速度：砥石切込み量に対する砥石の摩耗量, 研削焼け発生時期

砥石の種類	テーブルの速度 (m/min)	切込み量 mm				
		0.01	0.02	0.03	0.04	0.05
A46F 8 V	7.5	15 μ	25 μ	30 μ	35 μ	40 μ
	15	15	30	40	55	150
A46H 8 V	7.5	13	18	20	30	35
	15	15	20	30	35	80
A46I 8 V	7.5	12	18	20	28	焼け(400回)
	15	15	18	20	30	85
A46K 8 V	7.5	13	15	焼け(350回)	焼け(60回)	—
	15	15	15	20	焼け(300回)	—
A46M 8 V	7.5	15	焼け(550回)	焼け(250回)	焼け(50回)	—
	15	15	15	焼け(600回)	焼け(400回)	—
A46P 8 V	7.5	15	焼け(300回)	焼け(200回)	—	—
	15	15	15	焼け(550回)	—	—

なお, 砥石の切込み量とその摩耗量との関係を図1および図2に示す。図1はテーブル速度7.5m/minのもの, 図2はテーブル速度15m/minのものを示す。

表2および図1から明らかなように, 結合度F, H, Iの研削砥石においては, 砥石の摩耗量は切込み深さにほぼ直線的に比例して増加している。

一方結合度K以上の砥石においては切込み量0.01および

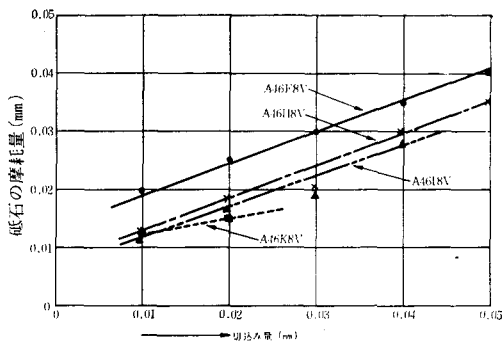


図1 砥石切込み量とその摩耗量との関係
(砥石速度2100m/min, テーブル速度7.5m/min)

0.02mmの場合には, それらの砥石の摩耗量は結合度の低いものほとんど差異は認められない。切込み量0.03mm以上では早期に研削焼けの現象があらわれ作業不能状態となる。

また図2から結合度F, H, Iの砥石においては, 切込み量が0.04mmまでは砥石摩耗量は漸増の傾向を示すに過ぎないが, 切込み量が0.05mmの場合にはかなり急激に増加していることがわかる。

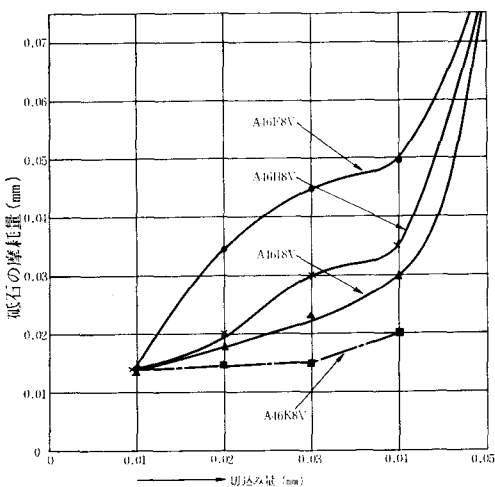


図2 砥石切込み深さとその摩耗量との関係
(砥石速度2100m/min, テーブル速度15m/min)

なお, 表2から次のことがわかる。すなわち結合度K以上の砥石においては, 砥石の切込み深さがドレッシングの際の切込み量0.02mmに等しいか, あるいはこれより大きくなった場合には, すでに述べたようにかなり早期に焼けの現象を示し, また同じ切込み量の場合には, テーブル速度が遅い程, 早く焼けの現象があらわれてい

る。これらの点については、次の節において検討する。

4. 実験結果の検討

以上の実験結果を検討するにあたり、研削砥石の摩耗に関する従来の見解もしくは、文献について若干ふれてみることにする。文献によれば、砥石の摩耗は研削中に砥石にかかる外力すなわち、研削抵抗によっておこる機械的な破壊作用の他に、高温硬度の低下による塑性的摩耗および化学的摩耗によって生ずるといわれている。なお砥粒にかかる研削抵抗によって生ずる機械的な破壊現象は大別してつぎの3種となる。(9) (4) (5)

- (A) 砥粒の先端の摩耗
- (B) 砥粒の部分的な大破壊
- (C) 結合橋の破壊（砥粒の脱落）

これらを図示すれば図3のようになる。

(A)は砥粒切れ刃を鈍化させ、(B)、(C)は自生作用に連ら

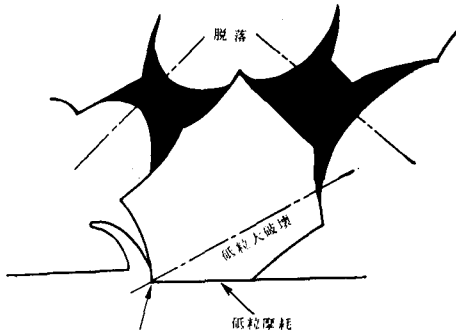


図3 研削砥石の摩耗形態（吉川）

なるもので、鈍化部分を分離して再び切れ刃を鋭利化する効果をもつ。研削砥石の研削性能の劣化、すなわち寿命現象は、この両者の時間的進行の適当なバランスがくずれることによって起こされるようである。

(A) 砥粒の先端の摩耗

この摩耗は研削砥石独特のものではなく、砥粒切刃の先端が平坦化して行く状態をいうものであって、その結果研削能力の劣化した状態を一般に“目つぶれ”といっているが、これは切削工具でいえば、逃げ面摩耗した状態である。Peklenik⁽⁶⁾はこれを砥石の逃げ面摩耗とよび砥石の表面積に対する逃げ面摩耗面積の百分率をもって砥石の摩耗を表現することにした。

また、Brückner⁽⁷⁾はPeklenikと同様な方法を用いて逃げ面の増大する過程を論じている。

次に、砥粒と金属とを摩擦したとき、先端が平坦に摩

耗して行くことは、Tarasov⁽⁸⁾、塩崎⁽⁹⁾、高沢と横山⁽¹⁰⁾などの研究によれば、 Al_2O_3 、SiCなどの砥粒は常温では著しいぜい性を示すが、その摩耗は必ずしもぜい性破壊によって進行するのではなく、金属の摩耗に類似のものであることが明らかにされている。

(B) 砥粒先端の摩耗と砥粒の部分的な大破壊の過程について

図4(a), (b), (c)に示すように、はじめ無負荷から次第に荷重が増すに従って接触部のみ砥粒の破壊から、中央部の引張り応力による破壊に移りし全体が垂直に二つに破壊し、遂に砥粒は粉々に破壊してしまう。

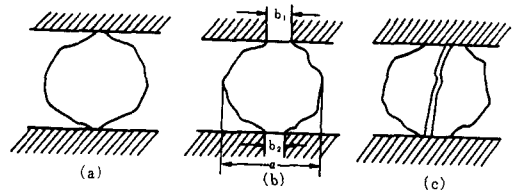


図4 2枚の板の間で圧縮を受けて砥粒が破壊にいたる過程（吉川）

- (a)無負荷、(b)破壊前の荷重で接触部のみ砥粒が破壊、(c)中央部の引張り応力での破壊。

すなわち砥粒の圧壊は次の3つの過程をもつことになる。

- (1) 接触部分の微細な圧縮破壊（チップング）
- (2) 全体が垂直に二つに破壊
- (3) 粉碎

(C) 砥粒の部分的な大破壊と結合橋の破壊（砥粒の脱落）との関係について

研削砥石に外力 f_g が作用した場合、砥粒が破壊するか、結合橋が破壊するかという問題は砥石の製造条件が与えられても簡単には解明できないであろう。すなわち結合剤や砥粒の強度、焼結の状態、砥粒の空間的な分布等によってさまざまな状態になるからである。これに対し吉川氏は脆性物質の破壊の時間的確率論を砥粒および結合橋に適用して破壊摩耗特性を解析的に調べている。(11) (12)

すなわち砥石にかかる力は砥粒および結合橋内に応力を発生し、その結果、両部分はある破壊の確率を持つようになる。いま砥粒の破壊の確率を P_g で表わせば

$$P_g = A_g \cdot t \cdot \exp(B_g \cdot \sigma_g) \quad (1)$$

と書ける。

ただし t : 荷重時間

σ_g : 砥粒に生じた応力

$A_g \cdot B_g$: 砥粒に固有の定数

ここで σg は砥粒研削抵抗に比例すると考えると

$$\sigma g = k_1 \cdot fg \quad (2)$$

となる。(2)を(1)に代入すると

$$Pg = Ag \cdot t \cdot \exp(Bg \cdot k_1 \cdot fg) \quad (3)$$

のように書ける。

一方結合橋の破壊の確率を Pb とすると

$$Pb = Ab \cdot t \cdot \exp(Bb \cdot \sigma b) \quad (4)$$

ただし t : 荷重時間(1)式と同一

σb : 結合剤の破壊点に生ずる応力

$Ab \cdot Bb$: 結合剤に個々の定数

なお σb はやはり砥粒研削抵抗 fg に比例し、また Vb は砥石の重量に対する結合剤の重量の比とすると、(4)式は

$$Pb = Ab \cdot t \cdot \exp(Bb \cdot k_2 \cdot fg / Vb) \quad (5)$$

と書ける。この式をみると Pb に対する砥粒研削抵抗 fg の効果と、結合剤の量の逆数 $1/Vb$ の効果とは等価であることがわかる。

とにかく、砥粒破壊および結合橋の破壊による砥粒の脱落を含む全破壊摩耗量は、(3)式および(5)式で示される二つの確率の和として表わすことができる。

$$Pf = \frac{1}{n} \cdot Ag \cdot t \cdot \exp(Bg \cdot k_1 \cdot fg) + Ab \cdot t \cdot \exp(Bb \cdot k_2 \cdot fg / Vb) \quad (6)$$

ここで $1/n$ は、砥粒の部分的な大破壊によって生ずる破片の、原砥粒にたいする平均体積比である。

(6)式によって与えられる $1/Vb$ (結合の弱さ) と $\log Pf$ との関係を図5に図式的に示す。

図5の曲線で、 $1/Vb$ が小さいとき、すなわち結合度の高いときは、破壊摩耗は主として砥粒の破壊のみによって生ずることがわかる。

従来から、研削砥石の結合度によって摩耗が砥粒の脱落型になったり、砥粒の破壊を起したりすることが知られているが、それは(6)式の第1項と第2項の相対的な関係によって定まるものといえる。

すなわち

$$Pb \gg \frac{1}{n} Pg \text{ のときは、(6)式は}$$

$$Pf = Ab \cdot t \cdot \exp(Bb \cdot k_2 \cdot fg / Vb) \quad (7)$$

となり、主として脱落による摩耗が進行する。

一方砥粒研削抵抗が一定のまま、ボンド率 Vb を大きくすると、 Pg が一定で Pb が小さくなるのであるから(6)は成立しなくなってしまう。

すなわち

$$Pb \ll \frac{1}{n} Pg \text{ のような領域に入ってくる。このときは}$$

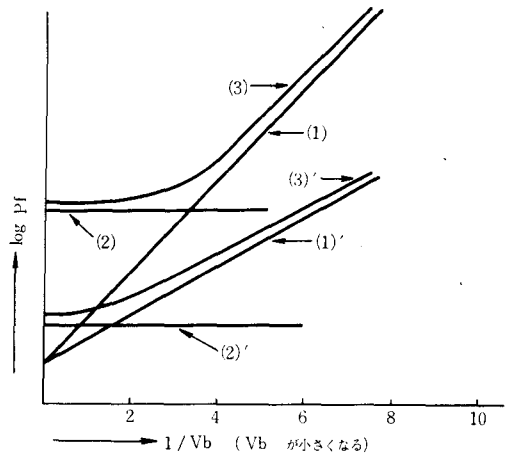


図5 破壊の確率 Pf とボンド率の逆数 $1/Vb$ との関係 (1)単純脱落, (2)砥粒破壊, (3)実際には両者が起きている場合, (1'), (2'), (3)' は砥粒研削抵抗の差で前者が抵抗が大きい場合。

$$Pf = \frac{1}{n} \cdot Ag \cdot t \cdot \exp(Bg \cdot k_1 \cdot fg) \quad (8)$$

の形になる。このときは結合度またはボンド率 Vb によらないのであるから、結合度の変化に対しては一定の Pf 、すなわち図5の直線(2)となる。図5の漸近直線(1)は摩耗が脱落のみによって進行するような砥石の結合度 F による破壊摩耗の変化を表わしている。

また(8)式は(2), (2)' などの平行直線群をなす。この結果破壊の確率 Pf は同図曲線(3), (3)' のようになる。すなわち結合度があるていど大きくなるともはや結合度の影響はなくなり一定の Pf を示し、一方小さな結合度の領域における結合度の影響は、結合部分の橋に生ずる応力という考え方で研削抵抗の影響と同じように理解される。そして同図の直線(1)と(2)との交点を与えるボンド率 Vb は、 Pb と $1/n Pg$ が等しくなる点であり、研削砥石の摩耗が脱落から砥粒の破壊する型へ遷移する一つのめやすであると考えられる。

なお、吉川氏の実験結果によれば(13)、結合度が砥石の破壊摩耗に及ぼす影響は図6のようである。これは機械条件を一定にし、結合度のみを変えたときの実験である。たて軸は重量摩耗率(摩耗粉重量/研削された金属の重量)で表わしている。

同図から明らかなように結合度 I 以下の砥石では砥粒より結合橋の方が弱く、摩耗を支配するのは結合橋の強度であり、 K 以上では摩耗を支配するのは結合橋の破壊よりむしろ砥粒の破壊であるといえる。

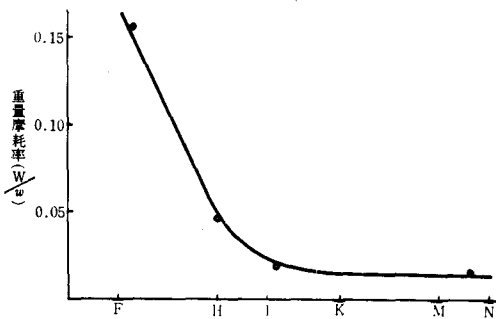


図6 結合度と破壊摩耗との関係 (A46, 8V)
平面研削 (乾燥), SCM4, $V=2000\text{m/min}$
 $V=10\text{m/min}$, $d=0.01\text{mm/ストローク}$ (吉川)

次に前記表2の結果を検討すると、結合度I以下の砥石では切込み量をかなり増加しても研削が続行できたのに対し、結合度K以上では、切込み量0.03mm以上で研削焼けの現象が早期に発生し、砥石の摩耗量については明確な資料をうるができなかった。しかし結合度K付近を境界として一つの変化のあることが推定できる。

すなわち図5における(1), (2)両曲線の交点に相当する臨界結合度はK付近のようである。

さて次に、小野氏が砥石損耗量について実験的に求めた結果を記述し⁽¹⁴⁾、比較検討する。彼の実験によれば、砥石損耗量は研削中砥粒に働く力が大きい程多いと考えられ、損耗量は研削条件によって定まる関数 ϕ に関係することになる。

$$\phi = \frac{v}{V} \sqrt{t \left(\frac{1}{D} \pm \frac{1}{d} \right)}$$

ただし v : テーブル速度, V : 砥石周速, t : 切込み量, D : 砥石車の外径, d : 工作物の外径。

なお平面研削盤においては

$$\phi = \frac{v}{V} \sqrt{t \left(\frac{1}{D} \right)} \quad \text{となる。}$$

そこで、砥石が一定ならば砥石の損耗量は ϕ とほぼ一義的な関係にあって、 ϕ の小なる間は砥石損耗量は少なく、 ϕ の増加と共に徐々に増加するが、 ϕ がある一定値に達するとほとんど不連続的に急増することが確かめられている。かような不連続的に変化する現象を実験により吟味されたところつぎのようであった。

これは ϕ の値の小さい間は砥粒に作用する力は小さく、砥粒そのままを砥石表面から脱落させるにいたらず、単に切れ刃先端の摩耗および細かに破砕するのみである。しかし ϕ がかなり大きくなって砥粒に働く力が増加し、この力が砥粒を支持する結合剤の結合力を越すよ

うになると、砥粒は結合剤の支持部の破壊によって初めて砥石から脱落する。それゆえ砥石に働く外力が一旦この範囲に達すると漸次多くの砥粒を脱落し、その結果砥石の損耗量は急激に増加する。この砥石の損耗量が破砕によるものから、脱落によるものへの転移点を臨界点とよんでいる。

次に砥石の損耗量 W と ϕ との関係を下記の実験式で示している。

$$W = K_1 \phi^{n_1} + K_2 \phi^{n_2} \quad (1')$$

ここで K_1 , K_2 , n_1 および n_2 はいずれも ϕ に無関係の常数であって、上式の物理的意味は

第1項は砥粒の破砕によるものを表わし

第2項は砥粒の脱落量を表わすものである。

なお K_1 は砥粒の破砕抵抗に、 K_2 は脱落抵抗に關係したものであり、 K_1 および K_2 の値の大きい程破砕および脱落し易いことを意味する。またこれらの常数値を求めやすくするため次のごとく変換している。

$$W = W_0 (\phi \times 10^4)^{n_1} + 0.5 (\phi / \phi_0)^{n_2} \quad (2')$$

しかる時は(1)'式と比較して

$$K_1 = W_0 \times 10^{4n_1}, \quad K_2 = 0.5 \times \phi_0^{-n_2} \quad \text{となる。}$$

次に第7図は各種結合度別砥石の損耗曲線を両対数紙上に画いたものであるが、図から明らかなようにほぼ二つの直線部分からなることがわかり、 n_1 および n_2 はそれぞれの傾斜を表わし、また同図において $\phi = 1 \times 10^{-4}$ における損耗曲線の交点として W_0 を、 $W = 0.5\text{mg/cm}^2$ における曲線との交点として ϕ_0 を求めることができる。

このようにして各種砥石ならびに工作物材料の研削における損耗常数 n_1 , n_2 , W_0 および ϕ_0 を求めることができる。その結果 n_1 および n_2 は砥石の種類によってほとんど変化がなく、平均値として $n_1 = 0.54$, $n_2 = 4.45$ のようである。この値を(2)'式に代入すると一般に砥石損耗量は次式で示される。

$$W = W_0 (\phi \times 10^4)^{0.54} + 0.5 (\phi / \phi_0)^{4.45} \quad (3')$$

したがって砥石の自生作用を活発に行わせるためには ϕ を大きくして W を増すようにすればよい。しかし臨界点を越すような重研削は砥石の浪費となるのみならず、精密研削には適せず、実際にも行われないのが普通である。したがって砥石の自生作用に關係するのは普通の研削条件では上式中の破砕項すなわち $(\phi \times 10^4)^{0.54}$ であって多くの実験から明らかなように粗粒で、かつ結合度の軟かい砥石程自生作用は大きいといわれている。

さて、次に小野氏の実験式ならびに図7と前記表2の結果を比較検討する。

(a) 結合度F, H, I の砥石では、テーブル速度が 7.5m/min の場合、切込み量を $0.01 \sim 0.05\text{mm}$ と変

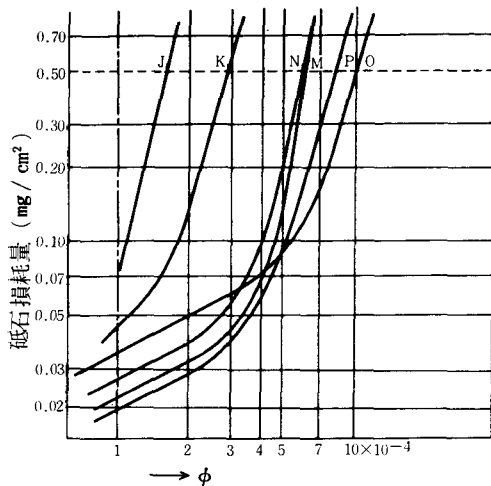


図7 砥石損耗量と ϕ との関係(小野)

えると、摩耗量が漸次増加する程度であるが、テーブル速度が 15m/min の場合には、切込み量が 0.05mm の時には摩耗量がかなり急増している。すなわち後者においては砥粒の脱落現象がかなり生じているものと推測される。いまそれぞれの場合の ϕ の値を求めてみると、

$$(i) \text{ テーブル速度 } 7.5\text{m/min, 切込み量 } 0.05\text{mm の場合 } \phi = \frac{v}{V} \sqrt{\frac{t}{D}} = \frac{7.5}{2100} \sqrt{\frac{0.05}{205}} \\ = \frac{7.5}{21} \times 1.62 \times 10^{-4} = 0.575 \times 10^{-4}$$

$$(ii) \text{ テーブル速度 } 15\text{m/min, 切込み量 } 0.05\text{mm の場合 } \phi = \frac{v}{V} \sqrt{\frac{t}{D}} = \frac{15}{2100} \sqrt{\frac{0.05}{205}} = 1.15 \times 10^{-4}$$

(i)においては 0.575×10^{-4} で(1×10^{-4})の約1/2であって砥粒の先端摩耗と破碎作用が行われ、(ii)においては 1.15×10^{-4} であってこの値は必ずしも大きい値とはいえないが、軟かい砥石においては(図7から考えて)砥粒の脱落が相当生じているものと推定される。

(b) 次に、結合度K以上の硬い砥石については、研削条件と砥石の摩耗量との関係を明らかにする前に焼けの現象があらわれ、それがため砥粒に作用する力(研削条件)と臨界点との関係も見出すことができなかった。

ところで研削焼けの発生については小野氏は、次の条件において生ずることを明らかにしている。(15)

$$Vl = V \sqrt{t / \left(\frac{1}{D} \pm \frac{1}{d} \right)} \geq Cb$$

すなわち砥石速度(V)と接触弧の長さ(l)の積が一定値 Cb 以上になると研削焼けの発生することを述べている。ここで Cb は工作物材料ならびに砥石の種類によって定まる定数であって砥石の結合度が高いほど、ま

た粒度が小さいほど小さくなる。 Cb が小さいということは研削焼けを発生しないで研削しうる条件範囲が狭いことを意味しそれだけ研削焼けしやすいことになる。また Cb の値は $\sqrt{K\rho C}$ の値の大きなものほど大きい傾向にある。ただし、 K :熱伝導率、 ρ :比重、 C :比熱

なお、研削焼けの発生は、砥石接触面の最高温度(θ_m)とその温度低下率(γ_c)に関係し、 θ_m が大きいほど、また γ_c が小さいほど(ゆっくりと温度が低下する)発生しやすいと記している。

次に研削焼けと研削条件との関係については、小野氏は

- (i) 砥石速度(V)の大きいほど
- (ii) 切込み深さ(t)の大きいほど

発生しやすいが、工作物速度(v)についてはほとんど影響がないといっている。その理由としては、 v が大きくなると研削表面温度は高くなるが、他方温度低下率(γ_c)も v に比例して大きくなり、両者の影響が相殺されるためのものである。しかし一般には加工物速度 v は大きいほど発生しやすいが、また極端に v が遅い場合にも発生しやすいといわれている。(16)

なお研削焼けに最も大きい影響をもつ研削点温度(θ)と研削加工条件との関連については

$$\theta \propto t^{0.63} v^{0.26} V^{0.24}$$

なる関係があつて、 v 、 V の増加と共に研削点温度はわずかながら増加する。したがって研削点温度 θ を下げるには、砥石の切込み量(t)を小さくすることが最も効果的であり、工作物速度を遅くし、研削速度を必要以上に早くしないことが大切であると発表されている。(17)

なお、M.C. Shaw (18)によれば、加工面の単位面積当りの全研削エネルギーに比例する表面層温度(θ_i)については、研削加工条件との一般的関係は

$$\theta_i \propto t^{0.88} V^{0.24} v^{-0.24}$$

となるので、研削点温度 θ と t および V に関しては、傾向はよくあつているが工作物速度 v の影響は定性的に違つているので、今後なお研究すべき問題であるとしている。

とにかく今回の実験(表2)においては、テーブル速度が遅い場合の方が焼けが発生し易いことを示しているが、上述のごとく研削焼けに及ぼす加工物速度の影響はかなり複雑であつて、ただこれだけの実験結果だけで結論的なことはいえない。しかしテーブル速度が遅いことは温度低下率 γ_c が小さいことになり、それだけテーブル速度が早い場合に比較して早期に焼けが発生したのと思われる。

(c) 最後に研削砥石の寿命について少し記することに。研削砥石には切刃の自生作用があるので、切削加

工の場合のごとく工具の摩耗がすなわち寿命を決めるようにはいかないが、研削砥石の寿命も摩耗によってひき起され密接な関連をもっていることは多言を要しない。

ところで研削砥石の寿命の判定基準は大別してつぎのような項目があげられる。

- (I) 工作物表面のびびり
- (II) 研削焼けの発生
- (III) 研削抵抗
- (IV) 研削音圧
- (V) 仕上面あらさの悪化
- (VI) 加工精度の低下(砥石の形くずれ)

このような現象が、研削砥石の状態または研削条件との関連において、いつどのように起るかが問題であるが、研削作業は荒仕上げから精密仕上げまで、かなり広範囲にわたって利用されるので、研削作業の目的によって砥石寿命の判定基準も異なるものと思われる。しかし砥石の切れ味劣化するすなわち摩耗に対応するものは、びびりと研削焼けの発生であろう。

いま、この両者と砥石結合度との関係をしらべてみるに、牧野氏⁽¹⁰⁾によれば、研削条件によって、自生作用過剰が主原因となる砥石形状の乱れにもとづくびびり型が寿命になり、また自生作用不足のため焼け型が寿命になったりするわけであるが、そのいずれが先に生じてもその発生点を以て寿命とするのが妥当のようである。次に、砥石結合度の影響であるが

H, I, J等の低い結合度では→びびり型寿命

M, N, P等の高い結合度では→焼け型寿命

となる。

今回の実験においても大体同じような傾向を示すものといえる。次に砥石寿命に及ぼす目立て条件の影響について少し述べることにする。この点については最近の多くの実験報告では、目立て条件(ドレッサの切込み量、送り速さ等)が砥石の寿命に及ぼす影響の大きいことを力説している。今回のこの実験ではその点十分検討することはできなかったが、しかし前記のように研削条件における切込み量が、目直しの際の切込み量(0.02mm)に等しいか、もしくはそれより軽微な条件の場合、各砥石ともその摩耗量に大差のなかったことが認められる。

この点については津和氏も砥石の摩耗実験において⁽²⁰⁾、研削条件としての切込み量が目立て時の切込み深さより軽微の場合には、砥石の結合度が変化しても研削中の切れ刃に大した変化がなかったこと、また目直し作業を適切に管理すれば、ある程度結合度の違った砥石でも同じ性能を発揮することができると考えられると述べている⁽²¹⁾。

また牧野氏も、加工品の精度を問題とするような研削作業においては、砥石に与えられた目立て効果が失われる寸前に目直しを施すのが妥当であること、また目立て作業により砥石の結合度の研削作用におよぼす効果を薄くされるということを発表している⁽²²⁾。

以上、要するに、研削精度ならびに仕上面あらさを必要とするような研削作業では、一般に結合度の高い砥石が選定されることになり、したがって結合橋の破壊作用はほとんどなく、主として砥粒の摩耗もしくはその破壊による自生作用が営まれるものと推測される。

5. 結 言

研削砥石の摩耗に関する若干の文献調査およびさやかな実験ながら、その摩耗の実態ならびにそれに及ぼす結合度の影響について、その様相の一端をうかがい知ることができた。

なお、研削砥石の性能に及ぼす目立て条件の影響、研削条件と研削焼けの関係、あるいは砥石寿命とびびりの関係等については、検討を要する問題が多々あり、逐次研究を続けて行く予定である。

謝 辞

本研究をまとめるに当たり、終始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、長谷川嘉雄教授に対し深く感謝いたします。

文 献

- (1) 津和秀夫, 機械と工具, 6—3 (1962).
- (2) 佐藤健児, 精密機械, 32—1 (1966), 9.
- (3) E.J. Duwell, W.J. Mc Donald, Wear 4 (1961), 351.
- (4) 吉川弘之, 佐田登志夫, 精密機械, 26—9 (1960), 529.
- (5) 吉川弘之, 機械と工具, 8—9 (1964).
- (6) J.Peklenik, Indust-Anzeiger, 27 (1958), 397.
- (7) K.Brückner, Indust-Anzeiger, 36 (1960), 553.
- (8) L.P.Tarasov, machining-Theory and Practice, (1950), ASM.
- (9) 塩崎, マシナリー, 20—6 (昭32—6), 723.

- (10) 高沢・横山, 精機学会講演会, (昭34-4).
- (11) 吉川弘之, 精密機械, 26-11 (1960), 691.
- (12) 吉川弘之, 機械と工具, 9-1 (1965).
- (13) 吉川弘之, 機械と工具, 8-9 (1964).
- (14) 小野浩二, 研削仕上, 槇書店 (1966), 152.
- (15) 小野浩二, 研削仕上, 槇書店 (1966), 143.
- (16) 切削加工技術便覧, 日刊工業新聞社, (昭43-2), 848.
- (17) 精密工作便覧, コロナ社, (昭41-7), 425.
- (18) J.E.Mayer, Jr. and M.C. Shaw ;
Grinding Temperatures, Lubrication
Engineering, (1957-1), 21.
- (19) 牧野秀一, 機械試験所報告, 51 (1964-8).
- (20) 津和秀夫, 精密機械, 27-6 (1961), 409.
- (21) 砥粒加工技術便覧, 日刊工業新聞社 (1965),
855.
- (22) 牧野秀一他6名, 砥粒加工研究会会報, 6-7
(1962).

管内オリフィスにおける渦の運動について

松 岡 一 起

On the Vortex Motion at the Orifice in a Pipe

Kazuoki MATSUOKA

The contraction coefficient of the orifice in a pipe has been presented by a great number of experimental data, but its theory has not been clarified to the best of the present writer's knowledge.

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 in a pipe.

In order to analyse the vortex motion and the stream line, the two-dimensional potential theory, applying Schwarz-Christoffel mapping method, was used and then the contraction coefficient of the orifice in a pipe was obtained in this report.

1. 緒 言

円、長円の背後における渦に関しては従来より理論的に多くの結果が与えられている。有限巾の拡大流、弯曲流については宮津氏の研究^{(1)~(2)}がある。最近 Fromm⁽³⁾や、Macagno⁽⁴⁾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。レイノルズ数 $R_0=200$ という低 R_0 数領域における結果ではあるが数値計算による結果と、流れの可視化による結果が極めてよく一致していると報告されている。しかし流量測定に重要な管内オリフィスに関しては、実験的に数多くの資料が残されているが、いわゆる局部渦を使った理論はみあたらない。この場合の流れは自由流線を使ったホドグラフ法による解析は不適當である。背後にできるこの渦は粘性により生ずるものであるが、粘性を考慮したナビエ・ストークスの方程式を解くことはまず不可能に近い。そこで、現実的な現象をとらえるために局部渦をおき、管内オリフィスの流れを等角写像法⁽⁵⁾を使った二次元ポテンシャル理論により渦の運動をしらべ、オリフィスを通過する流量より渦の静止点を求め、流れ関数によりオリフィスの収縮係数を求めた。以下局部渦を単に渦とよぶことにする。

2. 記 号

本報告において用いたおもな記号は次のとおりである。

Z : 物理面 (x, y)

ζ : 写像面 (ξ, η) , (ρ, φ)

Γ : 渦の強さ

ζ_0 : ζ 面での渦の平衡位置 (r, θ)

$\bar{\zeta}_0$: ζ 面での渦の鏡像位置 (r, θ)

Z_0 : Z 面での渦の平衡位置 (x_0, y_0)

U : Z 面での一様流の速度

$W(Z)$: Z 面における複素ポテンシャル

$W(\zeta)$: ζ 面における複素ポテンシャル

$F(\zeta)$: ζ 面における渦以外の複素ポテンシャル

Φ : 速度ポテンシャル

Ψ : 流れ関数

u_z : Z 面での x 方向の速度

v_z : Z 面での y 方向の速度

u_ζ : ζ 面での ξ 方向の速度

v_ζ : ζ 面での η 方向の速度

R_1, R_2 : ζ 面での渦を中心とした動径

Θ_1, Θ_2 : ζ 面での渦を中心とした偏角

u_{z0} : Z 面での渦の x 方向の速度

v_{z0} : Z 面での渦の y 方向の速度

- $u_{\zeta 0}$: ζ 面での渦の ξ 方向の速度
- $v_{\zeta 0}$: ζ 面での渦の η 方向の速度
- m : 管路の拡大比
- H : 管路の巾
- C_c : オリフィスの収縮係数

3. 写像関数について

第1図は物理面で、管内オリフィスを上下対称流であるため下半分のみを考える。第2図はその写像図をあらわし、A, B, C, D, E, F, はそれぞれZ面と対応している。物理面はすべて直線よりなりたつため、シュワルツ・クリストッフエル (Schwarz-Christoffel) の変換式により次の式がえられる。

$$\frac{dZ}{d\zeta} = K(\zeta+a)^{-1} (\zeta+b+c)^{-\frac{1}{2}} (\zeta+c)^{\frac{1}{2}} \zeta^{-\frac{1}{2}} \dots (1)$$

ただしKは定数である。積分定数を考えにいれて上式を ζ について積分すると

$$Z = K \left[\log \left\{ \zeta + \frac{b+c}{2} + \sqrt{\zeta(\zeta+b+c)} \right\} - \frac{a-c}{\sqrt{a(a-b-c)}} \log \frac{\sqrt{a(\zeta+b+c)} + \sqrt{(a-b-c)\zeta}}{\sqrt{a(\zeta+b+c)} - \sqrt{(a-b-c)\zeta}} + K_1 \right] \dots (2)$$

定数 K, K_1 は Z 面および ζ 面の対応点から決める。Z 面の原点を E 点にとり、管路の巾を H, mH とすると E 点において $\zeta = 0, Z = 0$
 C 点において $\zeta = -(b+c), Z = iH(m-1)$
 なる対応関係がある。これを(2)式に入れると

$$0 = K \left[\log \frac{b+c}{2} - \frac{a-c}{\sqrt{a(a-b-c)}} \log 1 + K_1 \right]$$

$$iH(m-1) = K \left[\log \left(-\frac{b+c}{2} \right) - \frac{a-c}{\sqrt{a(a-b-c)}} \log(-1) \right]$$

となる。これより定数 K, K_1 は次のように決まる。

$$K = \frac{mH}{\pi}, \quad K_1 = -\log \frac{b+c}{2}$$

以上の結果を(1), (2)式に入れて整理すると(3), (4), (5)式になる。

$$\frac{dZ}{d\zeta} = \frac{mH}{\pi} \cdot \frac{(\zeta+c)}{(\zeta+a)\sqrt{\zeta(\zeta+b+c)}} \dots (3)$$

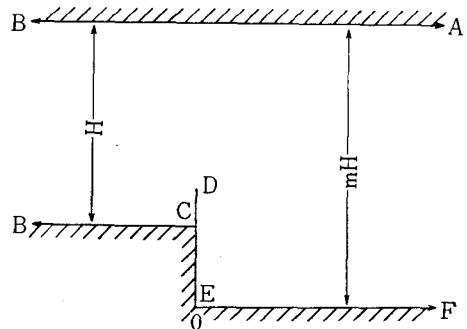
$$Z = \frac{mH}{\pi} \left[\log \left\{ \zeta + \frac{b+c}{2} + \sqrt{\zeta(\zeta+b+c)} \right\} - \frac{1}{m} \log \frac{\sqrt{a(\zeta+b+c)} + \sqrt{(a-b-c)\zeta}}{\sqrt{a(\zeta+b+c)} - \sqrt{(a-b-c)\zeta}} - \log \frac{b+c}{2} \right] \dots (4)$$

$$m = \frac{\sqrt{a(a-b-c)}}{a-c} \dots (5)$$

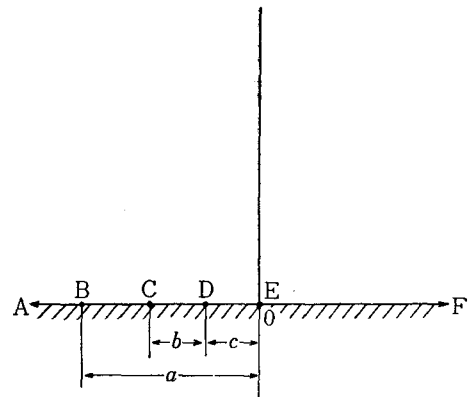
ここでは管内オリフィスを考えているから、一様な巾にする必要がある。即ち $m=1$ とせねばならない。これより(3), (4)式は次式のように整理することができる。

$$\frac{dZ}{b\zeta} = \frac{H}{\pi} \cdot \frac{\zeta+c}{(\zeta+a)\sqrt{\zeta(\zeta+b+c)}} \dots (6)$$

$$Z = \frac{H}{\pi} \left[\log \left\{ \zeta + \frac{b+c}{2} + \sqrt{\zeta(\zeta+b+c)} \right\} - \log \frac{\sqrt{a(\zeta+b+c)} + \sqrt{(a-b-c)\zeta}}{\sqrt{a(\zeta+b+c)} - \sqrt{(a-b-c)\zeta}} - \log \frac{b+c}{2} \right] \dots (7)$$



第1図 Z面(物理面)



第2図 ζ 面(写像面)

4. 渦の速度について

m = 1 なる条件により第 1 図, 第 2 図はそれぞれ第 3 図, 第 4 図のごとくなる。Z 面で無限遠方の一様流の速度 U を与えるためにはく面で $\zeta = -a$, 即ち B 点に流量 HU なる吹出しをおけばよい。(6) Z_0 は渦の強さ Γ なる Z 面における渦の位置で, これに対応するく面での渦は鏡像の原理によりく面での ζ 軸を固体におきかえるため $\zeta_0, \bar{\zeta}_0$ に強さ $\Gamma, -\Gamma$ なる一対の渦をおけばよいことになる。(7) したがってく面での複素ポテンシャルを $W(\zeta)$ とすると次式であらわされる。

$$W(\zeta) = \frac{HU}{\pi} \log(\zeta + a) + \frac{i\Gamma}{2\pi} \log \frac{\zeta - \zeta_0}{\zeta - \bar{\zeta}_0} \dots\dots\dots (8)$$

Z 面での渦の中心の複素速度は次式で与えられる。(8) ~ (9)

$$u_{z_0} - iv_{z_0} = \left(\frac{dF(\zeta)}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dz} \right)_{\substack{z=z_0 \\ \zeta=\zeta_0}} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\zeta_0 - \bar{\zeta}_0} \left(\frac{d\zeta}{dz} \right)_{\substack{z=z_0 \\ \zeta=\zeta_0}} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \left(\frac{d^2\zeta}{dz^2} / 2 \frac{d\zeta}{dz} \right)_{\substack{z=z_0 \\ \zeta=\zeta_0}} \dots\dots\dots (9)$$

ただし u_{z_0}, v_{z_0} は Z 面における渦の中心の x, y 方向の速度をあらわし, $F(\zeta)$ は Z 面の渦以外の流れをく面に写した複素ポテンシャルである。またく面での渦の中心の複素速度と Z 面での渦の中心の複素速度とのあいだには次の関係がある。

$$u_{z_0} - iv_{z_0} = (u_{\zeta_0} - iv_{\zeta_0}) \left(\frac{d\zeta}{dz} \right)_{\substack{z=z_0 \\ \zeta=\zeta_0}} \dots\dots\dots (10)$$

したがって(9)式, (10)式より

$$u_{\zeta_0} - iv_{\zeta_0} = \left(\frac{dF(\zeta)}{d\zeta} \right)_{\zeta=\zeta_0} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{\zeta_0 - \bar{\zeta}_0} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \left(\frac{d^2\zeta}{d\zeta^2} / 2 \frac{d\zeta}{d\zeta} \right)_{\zeta=\zeta_0} \dots\dots\dots (11)$$

ただし u_{ζ_0}, v_{ζ_0} はく面における渦の中心の ξ, η 方向の速度である。(6), (8)式を(11)式に代入すると次式がえられる。

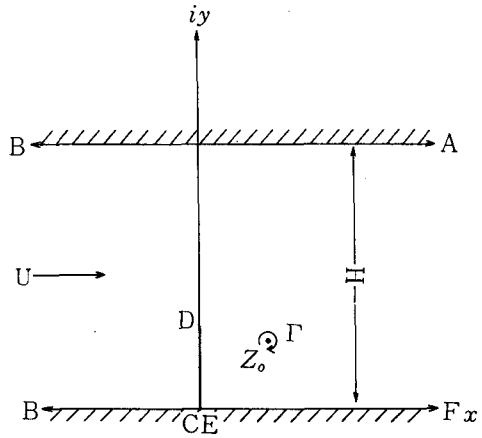
$$u_{\zeta_0} - iv_{\zeta_0} = \frac{HU}{\pi} \cdot \frac{1}{\zeta_0 + a} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{\zeta_0 - \bar{\zeta}_0} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \left[\frac{b}{4(\zeta_0 + c)(\zeta_0 + b + c)} - \frac{c}{4\zeta_0(\zeta_0 + c)} - \frac{1}{2(\zeta_0 + a)} \right] \dots\dots\dots (12)$$

また第 4 図より, $\zeta_0 + a, \zeta_0 + b + c, \zeta_0 + c, \zeta_0, \bar{\zeta}_0$ は極形式で示すと次のごとくなる。

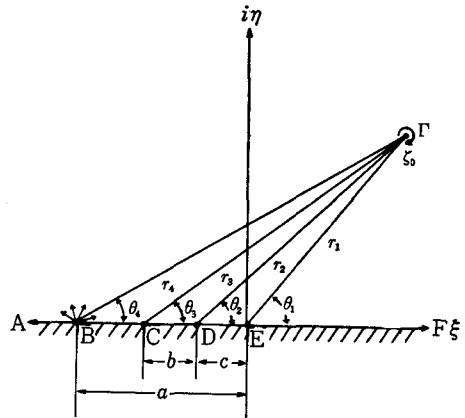
$$\begin{aligned} \zeta_0 + a &= r_4 e^{i\theta_4} & \zeta_0 &= r_1 e^{i\theta_1} \\ \zeta_0 + b + c &= r_3 e^{i\theta_3} & \bar{\zeta}_0 &= r_1 e^{-i\theta_1} \\ \zeta_0 + c &= r_2 e^{i\theta_2} \end{aligned} \dots\dots\dots (13)$$

(13)式の関係(12)式に代入して実数部, 虚数部にわけて u_{ζ_0}, v_{ζ_0} を求めると

$$\left. \begin{aligned} u_{\zeta_0} &= \frac{HU}{\pi r_4} \cos\theta_4 - \frac{\Gamma}{4\pi r_1 \sin\theta_1} - \frac{\Gamma b \sin(\theta_2 + \theta_3)}{8\pi r_2 r_3} \\ &\quad + \frac{\Gamma c \sin(\theta_1 + \theta_2)}{8\pi r_1 r_2} + \frac{\Gamma \sin\theta_4}{4\pi r_4} \\ v_{\zeta_0} &= \frac{HU}{\pi r_4} \sin\theta_4 + \frac{\Gamma b \cos(\theta_2 + \theta_3)}{8\pi r_2 r_3} \\ &\quad - \frac{\Gamma c \cos(\theta_1 + \theta_2)}{8\pi r_1 r_2} - \frac{\Gamma \cos\theta_4}{8\pi r_4} \end{aligned} \right\} (14)$$



第 3 図 Z 面



第 4 図 zeta 面

$$\frac{-\Gamma}{\zeta_0}$$

5. 渦の平衡位置について

Z 面における渦の平衡位置は次の条件を満足すればよい。

$$u_{z0} = 0, v_{z0} = 0 \dots\dots\dots(15)$$

(10)式より(15)式が成りたつためには u_{z0}, v_{z0} がそれぞれ次の条件をもてばよいことになる。

$$u_{z0} = 0, v_{z0} = 0 \dots\dots\dots(16)$$

即ち(14)式の右边がおのおのの零となればよい。(14), (16)式より次式をうる。

$$cr_3 \cos(\theta_1 + \theta_2 - \theta_4) - br_1 \cos(\theta_2 + \theta_3 - \theta_4) = 0 \dots\dots\dots(17)$$

$$\frac{\Gamma}{HU} = \frac{4 \sin \theta}{\cos \theta_4 + \frac{cr_4}{2r_1r_2} \cos(\theta_1 + \theta_2) - \frac{br_4}{2r_2r_3} \cos(\theta_2 + \theta_3)} \dots\dots\dots(18)$$

(17)式は写像面(z面)における渦の平衡条件を満足する軌跡をあらわす。この軌跡は Routh の流線関数⁽¹⁰⁾を定数におくことによっても求められる。ここで渦の具体的な平衡位置を求めるために、z面での a, b, c の値を決めなければならない。a の長さを基準にし 1 とし、(5)式を満足する b, c の値を求める。第 1 表に a, b, c の値の数例を示す。

ここでは計算の簡略化と現実のオリフィスとを考えた場合 a = 1, b = 1/4, c = 1/2 を用いる。

第 1 表 a, b, c, の値

a	1	1	1	1	1
b	3/16	2/9	1/4	2/9	3/16
c	3/4	2/3	1/2	1/3	1/4

さて a, b, c の値は決めたが(17)式より渦の軌跡を求めるには r, θ をある一つの対であらわす必要がある。ここでは r₂, θ₂ の対でもって(17)式をまとめる。第 4 図より r₁, r₃, r₄, θ₁, θ₃, θ₄ は r₂, θ₂ を用いて示すと

$$\left. \begin{aligned} r_1 \sin \theta_1 &= r_3 \sin \theta_3 = r_4 \sin \theta_4 = r_2 \sin \theta_2 \\ r_1 \cos \theta_1 &= r_2 \cos \theta_2 - c \\ r_3 \cos \theta_3 &= r_2 \cos \theta_2 + b \\ r_4 \cos \theta_4 &= r_2 \cos \theta_2 + a - c \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(19)$$

a = 1, b = 1/4, c = 1/2, と(19)式を(17)式に入れ整理すると、次式で示されるように r₂ の四次式になる。

$$r_2^4 + \left(3 \cos^2 \theta_2 - \frac{7}{4 \cos \theta_2} \right) r_2^3 + 2 (\cos^2 \theta_2 - 1) r_2^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{4 \cos \theta_2} + \cos \theta_2 \right) r_2 - \frac{1}{16} = 0 \dots\dots\dots(20)$$

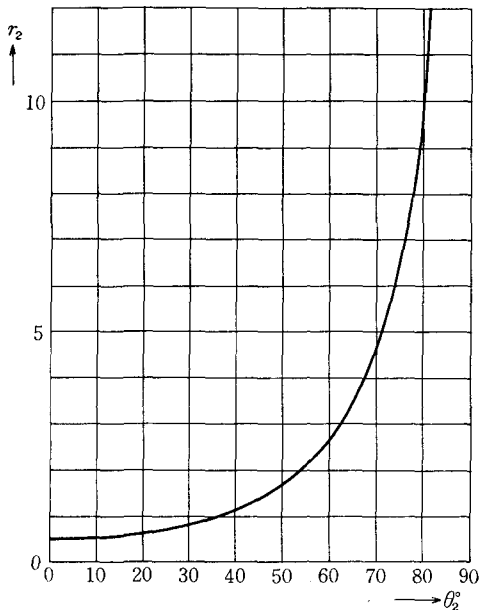
(20)式は渦がz面で平衡(停止)するための条件式である。r₂, θ₂ の一対で表現されているため容易に計算できる。この式はある θ₂ に対して r₂ は通常四つの根

があるが、オリフィスによる縮流をおこす渦をとらえるために、オリフィスの背後にできる渦のみの解を求める。その結果を第 5 図(a)に示す。r₂, θ₂ の値より r₁, θ₁, r₃, θ₃, r₄, θ₄ の値は(19)式の関係より全て計算できる。さてこれでz面での渦の平衡する軌跡が判明した。これらの結果を(7)式に入れると Z 面における渦の平衡位置が求まる。計算には(7)式を極形式に変形した次式を用いる。

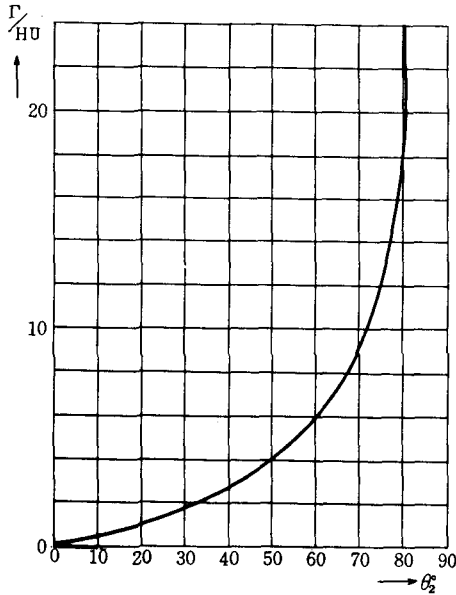
$$Z_0 \equiv x_0 + iy_0 = \frac{H}{\pi} \log \left\{ \left[\frac{8}{9} r_4 \cos \theta_4 - \frac{r_1}{9r_4} \cos(\theta_1 - \theta_4) + \frac{1}{9r_4} \cos \theta_4 + \frac{8}{9} \sqrt{r_1 r_3} \cos \frac{\theta_1 + \theta_3}{2} + \frac{4\sqrt{r_1 r_3}}{9r_4} \cos \left(\frac{\theta_1 + \theta_3}{2} - \theta_4 \right) \right] + i \left[\frac{8}{9} r_4 \sin \theta_4 - \frac{r_1}{9r_4} \sin(\theta_1 - \theta_4) - \frac{1}{9r_4} \sin \theta_4 + \frac{8}{9} \sqrt{r_1 r_3} \sin \frac{\theta_1 + \theta_3}{2} + \frac{4\sqrt{r_1 r_3}}{9r_4} \sin \left(\frac{\theta_1 + \theta_3}{2} - \theta_4 \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(21)$$

(21)式により Z 面における渦の平衡位置の軌跡を計算したのが第 6 図に示してある。ただしここでは管路の巾 H を 1 としてある。この渦の軌跡の特長として E 点では角の二等分線上に無限遠では管路の中心に近づいていく。

(18)式により渦の平衡する位置と Γ/HU 関係を第 5 図(b)に示す。



第 5 図(a) 渦の平衡位置

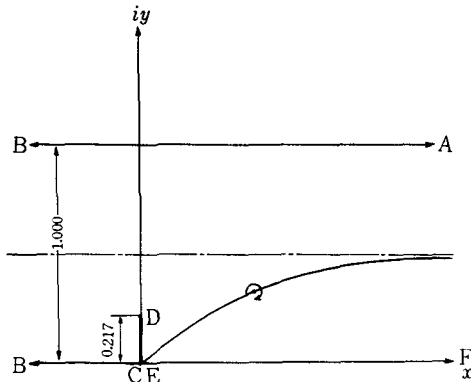


第5図(b) 渦の強さ

第6図においてD点は(21)式に $r_1=1/2$, $r_3=1/4$, $r_4=1/2$, $\theta_1=\pi$, $\theta_3=0$, $\theta_4=0$, $H=1$ を入れると

$$x+iy = \frac{H}{\pi} \log \left(\frac{7}{9} + \frac{2}{9} \sqrt{8i} \right)$$

したがって $x=0$, $y=0.217$ をうる。



第6図 Z面での渦の平衡軌跡

§. Stagnation Point (岐点) の解析

Z面における流れの複素速度は次式によって示される。

$$\frac{dW(z)}{dz} = \frac{dW(\zeta)}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dz} = u_z - iv_z \dots\dots\dots(22)$$

この関係式に(8)式を入れて計算すると次式をうる。

$$u_z - iv_z = \left\{ \frac{HU}{\pi(\zeta+a)} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \left(\frac{1}{\zeta-\zeta_0} - \frac{1}{\zeta-\zeta'_0} \right) \right\} \cdot \frac{\pi(\zeta+a)\sqrt{\zeta(\zeta+b+c)}}{H(\zeta+c)} \dots\dots\dots(23)$$

岐点 (Z面でのD点) における x, y 方向の速度をそれぞれ u_{zD} , v_{zD} とすると

$$u_{zD} - iv_{zD} = \left\{ \left[\frac{HU}{\pi(\zeta+a)} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \left(\frac{1}{\zeta-\zeta_0} - \frac{1}{\zeta-\zeta'_0} \right) \right] \cdot \frac{\pi(\zeta+a)\sqrt{\zeta(\zeta+b+c)}}{H(\zeta+c)} \right\}_{\zeta=-c} \dots\dots\dots(24)$$

となる。この結果岐点では速度が無限大となり現実と一致しない。即ち岐点で有限な速度となるためには分子が零とならなければならない。分子が零となるような渦の強さ Γ を(23)式より求めると

$$\frac{i\Gamma}{2\pi} = \frac{HU}{\pi(a-c)} \cdot \frac{(\zeta_0+c)(\zeta'_0+c)}{(\zeta_0-\zeta'_0)}$$

となる。この関係を(24)式に入れ $\zeta \rightarrow -C$ なる極値をとり極形式 r_2, θ_2 で整理すると

$$u_{zD} - iv_{zD} = -\frac{iU\sqrt{bc}}{a-c} \cdot \frac{r_2 + 2(a-c)\cos\theta_2}{r_2} \dots\dots\dots(25)$$

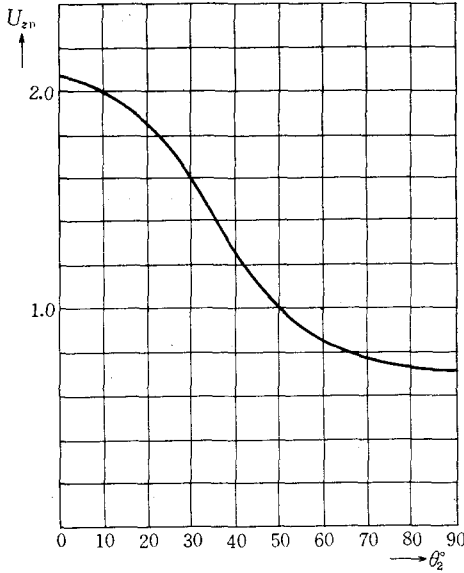
したがって u_{zD} , v_{zD} はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} u_{zD} &= 0 \\ v_{zD} &= \frac{U\sqrt{bc}}{a-c} \cdot \frac{r_2 + 2(a-c)\cos\theta_2}{r_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(26)$$

となる。これより岐点付近では流体は y 軸方向の成分のみで CD にそって流れることがわかる。ここで前と同じように $a=1$, $b=1/4$, $c=1/2$ を(26)式に入れると次式のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} u_{zD} &= 0 \\ v_{zD} &= 0.707U \frac{r_2 + \cos\theta_2}{r_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(27)$$

一様流の速度 U を 1 として(27)式を計算した結果を第7図に示す。この図より渦の位置が E 点より速くなるにしたがってある一定の速度 ($U=0.707$) に近づいていく。



第7図 岐点における流速

7. オリフィスを通過する流量について

渦の平衡位置の軌跡は ζ 面では第5図(a)にZ面では第6図に示されているが、この流れはいわゆる平滑流でないために岐点の条件からは渦の静止する一点が求まらない。宮津式の拡大流の場合はうまく静止点を求めることができる。そこで筆者はオリフィス上を通過する流量を求めることによって渦の静止する条件を求めてみた。それには第9図のオリフィス上DG間の流速 u_z を求める必要がある。Z面上の速度 u_z, v_z は(23)式によって示されているが、Z面上のDG間の各位置は ζ 面上では如何なる分布状態になっているかを知る必要がある。それには写像関数(7)式により解析するとわかる。即ち(7)式に $H=1, a=1, b=1/4, c=1/2$ を代入すると

$$Z = \frac{1}{\pi} \left[\log \left\{ \zeta + 0.375 + \sqrt{\zeta(\zeta + 0.75)} \right\} - \log \frac{\sqrt{\zeta + 0.75} + 0.5\sqrt{\zeta}}{\sqrt{\zeta + 0.75} - 0.5\sqrt{\zeta}} - \log 0.375 \right] \equiv x + iy \dots\dots\dots (28)$$

上式に $x=0, y=\Theta/\pi, \zeta=\rho e^{i\varphi}$ を入れて整理すると

$$\left. \begin{aligned} 16\rho^2 (\cos\Theta\cos 2\varphi - \sin\Theta\sin 2\varphi) + \rho (A\cos\varphi + B\sin\varphi) + C &= 0 \\ 16\rho^2 (\sin\Theta\cos 2\varphi + \cos\Theta\sin 2\varphi) + \rho (A\sin\varphi - B\cos\varphi) + D &= 0 \end{aligned} \right\} (29)$$

ただし

$$\begin{aligned} A &= 30\cos\Theta - 9\cos 2\Theta - 9 \\ B &= 9\sin 2\Theta - 30\sin\Theta \\ C &= 18\cos\Theta - 9\cos 2\Theta - 9 \\ D &= 18\sin\Theta - 9\sin 2\Theta \end{aligned}$$

である。(29)式により φ の値を与えるとそれに対応する ζ 面の ρ, φ の値が計算できる。この結果第9図のDG間は第8図ではB点を中心とし、BDを半径とする半円になる。Z面の速度 u_z, v_z は(23)式に次の関係を入れると

$$\left. \begin{aligned} \zeta + a &= \rho_4 e^{i\varphi_4} & \zeta_0 &= r_1 e^{i\theta_1} \\ \zeta + b + c &= \rho_3 e^{i\varphi_3} & \bar{\zeta}_0 &= r_1 e^{-i\theta_1} \\ \zeta + c &= \rho_2 e^{i\varphi_2} \\ \zeta &= \rho_1 e^{i\varphi_1} \end{aligned} \right\} \dots\dots (30)$$

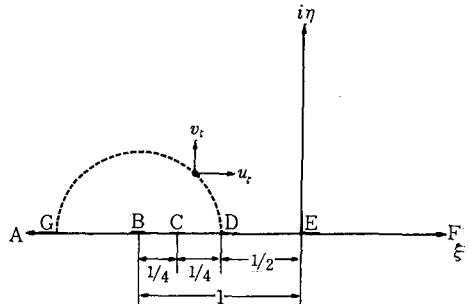
$$\begin{aligned} \frac{dW(z)}{dz} = u_z - iv_z &= U \frac{\rho_4}{\rho_2} \sqrt{\rho_1 \rho_3} \left\{ \left\{ \frac{\cos\varphi_4}{\rho_4} + \frac{F\Gamma}{2HU(E^2+F^2)} - \frac{G\Gamma}{2HU(E^2+G^2)} \right\} \right. \\ &+ i \left\{ \frac{E\Gamma}{2HU(E^2+F^2)} - \frac{\sin\varphi_4}{\rho_4} - \frac{E\Gamma}{2HU(E^2+G^2)} \right\} \cdot \left\{ \cos \left(\varphi_4 - \varphi_2 + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} \right) \right. \\ &\left. \left. + i \sin \left(\varphi_4 - \varphi_2 + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} \right) \right\} \right\} \dots\dots\dots (31) \end{aligned}$$

ただしE, F, Gはそれぞれ

$$\begin{aligned} E &= \rho_1 \cos\varphi_1 - r_1 \cos\theta_1 \\ F &= \rho_1 \sin\varphi_1 - r_1 \sin\theta_1 \\ G &= \rho_1 \sin\varphi_1 + r_1 \sin\theta_1 \end{aligned}$$

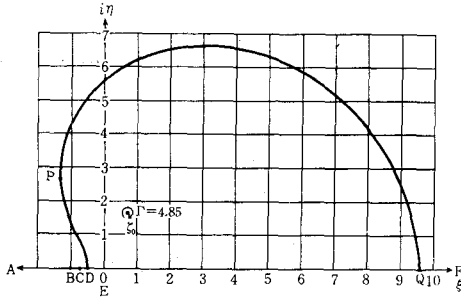
である。(31)式の実数部を整理して u_z を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} u_z &= U \frac{\rho_4}{\rho_2} \sqrt{\rho_1 \rho_3} \left\{ \left\{ \frac{\cos\varphi_4}{\rho_4} + \frac{F\Gamma}{2HU(E^2+F^2)} - \frac{G\Gamma}{2HU(E^2+G^2)} \right\} \cdot \cos \left(\varphi_4 - \varphi_2 + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} \right) \right. \\ &- \left\{ \frac{E\Gamma}{2HU(E^2+F^2)} - \frac{\sin\varphi_4}{\rho_4} - \frac{E\Gamma}{2HU(E^2+G^2)} \right\} \cdot \sin \left(\varphi_4 - \varphi_2 + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} \right) \left. \right\} \dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

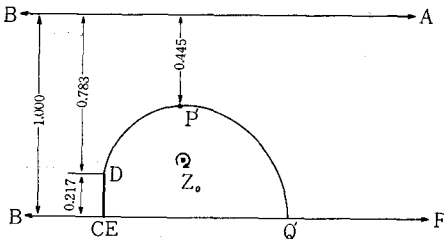


第8図 ζ 面

数として P' 点をとればよい。即ち第13図よりオリフィスの収縮係数を計算すると、 $C_c=0.57$ となる。



第12図 ξ 面における $\Psi = 0$ の流線



第13図 Z 面における $\Psi = 0$ の流線

9. 結 言

本報告では管内オリフィスにおける局部渦の運動と、収縮係数を局部渦を用いて二次元ポテンシャル理論により求めたが、渦の概念を取り入れてあるため、自由流線によるホドグラフ法よりも一歩前進していると思われる。収縮係数 C_c の値がやゝ小さく出たが、この一連の計算は結果を次々に用いたため誤差の入りこむ要素がかなり大きい。本計算では最初の局部渦の平衡位置を求めるのに京都大学の電子計算機により求めたが、あとは手計算によった。局部渦の位置がすこしずれると流線が大

きく変化をおこすのがこの場合の特徴である。したがって収縮係数 C_c の値も当然大きく変化する。なおオリフィスの形状を一つに限って計算したため形状と収縮係数の関係を論じることができなかった。またたとえ渦が停止する条件をもっていて安定性が問題になる。即ち渦が少しの攪乱によって位置が微量変化しても、もとえもどるかどうかが議論する必要がある。今回の研究ではその点を論じていないが、これは形状の変化の問題とともに今後の研究にしたい。なお種子田氏⁽¹¹⁾によれば平板の背後にできる双子渦が停止するのは R_e 数が非常に小さいときであると報告されている。管内オリフィスの背後にできる渦についても同じように R_e 数が小さいときに停止するものと考えられる。

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) Lamd, Hydrodynamics, (1932), Cambridge Univ Press.
- (7) D.W. Appel, Advanced Mechanics of Fluids, (1959), 153.
- (8) 藤本武助, 日本機械学会誌, 40-241(昭12-5), 333.
- (9) 藤本武助, 応用流体力学, 丸善(1940), 112.
- (10) M.Lagally; Transformation even Wirbelprobleme, Math. Zeit, 10 (1921).
- (11) 種子田定俊, 日本物理学会誌, 23-6(1968), 430.

COUPLED NONUNIFORM TRANSMISSION LINE AND ITS APPLICATIONS

Takashi AZAKAMI

Abstract—Theory and applications of coupled nonuniform transmission lines are described. Matrix representations of a general coupled nonuniform transmission line are presented, by means of which the behavior of any coupled nonuniform transmission line may be completely described. Among a wide variety of applications of coupled nonuniform transmission-line folded all-pass network and the other the coupled nonuniform transmission-line directional coupler, are treated in detail. Equivalent circuit representations of these two networks are presented, which enable the designer to synthesize them in a greatly simplified manner by making use of the theories now available for more conventional single nonuniform transmission lines. In addition, the properties of these two networks using coupled exponential line are investigated. Design procedure is also given for asymmetrical coupled exponential-line directional couplers having excellent characteristics.

I. Introduction

THERE HAS BEEN a considerable amount of work reported in Kaufman [1] concerned with various types of nonuniform transmission lines. However, the majority refers to the single nonuniform transmission line and the available theory does not apply to coupled nonuniform transmission lines. These may have a wide variety of applications in the field of distributed constant networks because of the numerous advantages of the parallel coupling effect and, in addition, may offer the possibility of the realization of a class of ultra-broadband components from the nature of nonuniformity. Therefore, it would be highly desirable to investigate coupled nonuniform transmission lines as

distributed network elements.

The work described in this paper is presented in the following manner: in Section II an improved method of analysis of coupled nonuniform transmission lines is presented, which allows the four-port matrix parameters of such coupled transmission lines to be obtained in a very concise manner. Remarkably simple formulas for various four-port matrix representations are derived. In Section III, among numerous applications of coupled nonuniform transmission lines the folded all-pass network and the coupled nonuniform transmission-line directional coupler are treated in detail. Theory of the preceding section is applied and the equivalent circuit representations of these two networks are presented, which may reduce the syntheses of these networks to those of single nonuniform transmission lines. In Section IV, the phase and delay

The contents of this paper were published on the April 1967 issue of the *Microwave Theory and Techniques Transactions of IEEE*.

characteristics of the coupled nonuniform transmission-line folded all-pass networks, and the coupling characteristics of the coupled nonuniform transmission-line directional couplers are investigated, taking the coupled exponential line as the network element.

II. Matrix Representations of Coupled Nonuniform Transmission Lines

The coupled nonuniform transmission line to be considered in this paper is a symmetrical two-conductor line with common return, in which the line parameters vary along the longitudinal direction, that is, along the direction of propagation of electromagnetic waves. A convenient way to describe the behavior of such a coupled transmission line is by means of the various matrix representations; i. e., impedance matrix, admittance matrix, etc., which will be derived in this section. One derivation method for the matrix representation of coupled nonuniform transmission lines utilizes coupled uniform transmission-line techniques. For example, transfer matrix may be derived by:

- 1) Dividing the coupled nonuniform transmission line of finite length into n elementary sections of identical length ΔL .
- 2) Multiplying the transfer matrices of n elementary sections, each of which is approximated by the coupled uniform transmission line section.
- 3) Taking the limit for $n \rightarrow \infty$ and $\Delta L \rightarrow 0$, keeping the total length constant.

This method, however, is tedious to apply

and, furthermore, the transformation from the transfer matrix to the other matrix representations becomes intractable. Hence, this paper employs an alternative method which seems to have the advantage of greater simplicity.

Let us consider now the coupled nonuniform transmission-line four-port composed of two conductors of identical length l , having reflection symmetry to one another about a longitudinal axis, as illustrated in Fig. 1. The derivation method for the

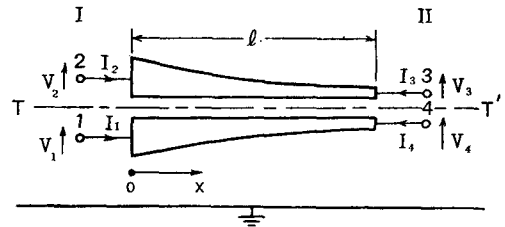


Fig.1. coupled nonuniform transmission-line four-port.

matrix representations adopted consists of the usual procedure of reducing the problem of a four-port network to that of a two-port network by taking advantage of the symmetry about the plane $T-T'$. The behavior of such a coupled nonuniform transmission-line four-port can be completely described by superposition of the two fundamental modes, so-called even and odd modes [2], [3]. In the even mode, for which the respective voltages and currents on the two conductors are equal and of the same sign, the plane of symmetry may be replaced by a magnetic wall, while in the odd mode, for which the respective voltages and currents are equal but of opposite sign, this may be replaced by an electric wall at zero potential. Throughout this paper, sub-or superscripts e and o refer to the even and odd modes, respectively.

We shall first derive the impedance matrix, for which the fundamental modes are excited by the sets of constant current generators as shown in Fig. 2(a) for even mode and 2(b) for odd mode. Any port

where the subscripts 1 and 2 denote Ends I and II respectively (see Fig. 1). By superposition, the impedance matrix of the coupled nonuniform transmission-line four-port in Fig. 1 is found to be

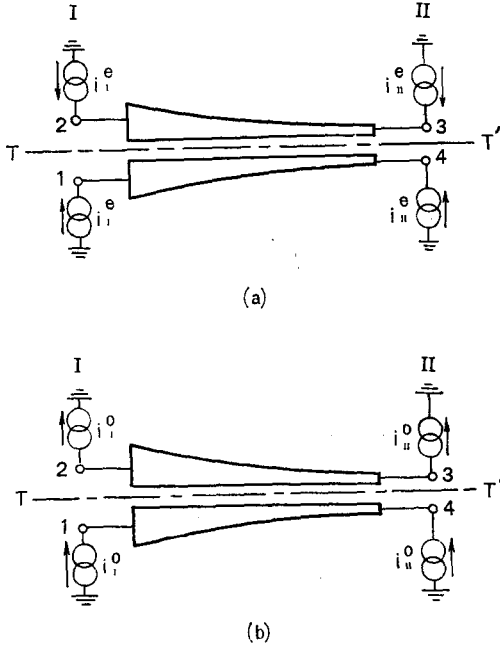


Fig.2. Excitation of the fundamental modes by means of the constant current generators: (a) even mode, (b) odd mode.

condition can be expressed as a linear combination of these two modes of excitation. Let the two-port impedance matrices of the even and odd mode half sections of the complete four-port network in Fig. 1 be, writing even and odd mode cases together,¹

$$[Z^{\xi}] = \begin{bmatrix} Z_{11}^{\xi} & Z_{12}^{\xi} \\ Z_{21}^{\xi} & Z_{22}^{\xi} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

where, from the reciprocity condition,

$$Z_{12}^{\xi} = Z_{21}^{\xi}, \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} Z_{11}^e + Z_{11}^o & Z_{11}^e - Z_{11}^o & Z_{12}^e - Z_{12}^o & Z_{12}^e + Z_{12}^o \\ Z_{11}^e - Z_{11}^o & Z_{11}^e + Z_{11}^o & Z_{12}^e + Z_{12}^o & Z_{12}^e - Z_{12}^o \\ Z_{21}^e - Z_{21}^o & Z_{21}^e + Z_{21}^o & Z_{22}^e + Z_{22}^o & Z_{22}^e - Z_{22}^o \\ Z_{21}^e + Z_{21}^o & Z_{21}^e - Z_{21}^o & Z_{22}^e - Z_{22}^o & Z_{22}^e + Z_{22}^o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

On the other hand, if the fundamental modes are excited by the constant voltage generators instead of current generators, manipulation similar to the case of the impedance matrix yields the admittance matrix as

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} Y_{11}^e + Y_{11}^o & Y_{11}^e - Y_{11}^o & Y_{12}^e - Y_{12}^o & Y_{12}^e + Y_{12}^o \\ Y_{11}^e - Y_{11}^o & Y_{11}^e + Y_{11}^o & Y_{12}^e + Y_{12}^o & Y_{12}^e - Y_{12}^o \\ Y_{21}^e - Y_{21}^o & Y_{21}^e + Y_{21}^o & Y_{22}^e + Y_{22}^o & Y_{22}^e - Y_{22}^o \\ Y_{21}^e + Y_{21}^o & Y_{21}^e - Y_{21}^o & Y_{22}^e - Y_{22}^o & Y_{22}^e + Y_{22}^o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}, \quad \dots\dots\dots(4)$$

where the two-port admittance matrices of the even and odd mode half sections of the complete four-port network in Fig. 1 are assumed such that

$$[Y^{\xi}] = \begin{bmatrix} Y_{11}^{\xi} & Y_{12}^{\xi} \\ Y_{21}^{\xi} & Y_{22}^{\xi} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

where, from the reciprocity condition,

$$Y_{12}^{\xi} = Y_{21}^{\xi}. \quad (6)$$

It may be more convenient in some cases to use the transfer matrix which is derived in an analogous manner as

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A_e + A_o & A_e - A_o & B_e - B_o & B_e + B_o \\ A_e - A_o & A_e + A_o & B_e + B_o & B_e - B_o \\ C_e - C_o & C_e + C_o & D_e + D_o & D_e - D_o \\ C_e + C_o & C_e - C_o & D_e - D_o & D_e + D_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_3 \\ V_4 \\ -I_3 \\ -I_4 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

where the two-port transfer matrices of the even and odd mode half sections are assumed such that

1) Equation (1) indicates $[Z^e]$ and $[Z^o]$, simultaneously. Similar representations will be often used in the latter part of this paper.

$$[F_{\{\epsilon\}}] = \begin{bmatrix} A_{\{\epsilon\}} & B_{\{\epsilon\}} \\ C_{\{\epsilon\}} & D_{\{\epsilon\}} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

where, from the reciprocity condition,

$$A_{\{\epsilon\}} \cdot D_{\{\epsilon\}} - B_{\{\epsilon\}} \cdot C_{\{\epsilon\}} = 1. \quad (9)$$

Equations (3), (4), and (7) are remarkably compact formulas which indicate that the matrix representations of a symmetrical coupled nonuniform transmission-line four-port may be readily derived if the two-port matrix parameters of the even and odd mode half sections of the complete four-port network are known. The method presented is directed toward the derivation of the matrix representations of coupled nonuniform transmission lines; however, (3), (4), and (7) may be applicable to general symmetrical four-port networks including not only distributed constant networks but also lumped constant ones.

It now remains to derive the two-port matrix representations of the two single nonuniform transmission lines shown in

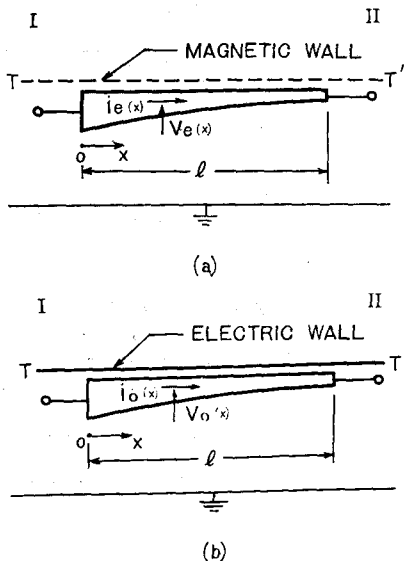


Fig.3. Even and odd mode half-section single nonuniform transmission-line two-ports: (a) even mode, (b) odd mode.

Fig. 3(a) and 3(b), which correspond to the even and odd mode half sections, respectively, of the coupled nonuniform transmission-line four-port in Fig. 1. Assuming negligible dissipation and TEM propagation for both even and odd mode cases, the even and odd mode propagation constants $\gamma_{\{\epsilon\}}$ identically reduce to

$$\gamma_{\{\epsilon\}} = j\beta = j\frac{2\pi}{\lambda}, \quad (10)$$

where β is the phase constant and λ is the wavelength. Then the differential equations representing the line voltages $v_{\{\epsilon\}}(x)$ and the line currents $i_{\{\epsilon\}}(x)$ for the even and odd mode half section single nonuniform transmission lines are

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \{v_{\{\epsilon\}}(x)\} + j\beta \cdot Z_{0\{\epsilon\}}(x) \cdot i_{\{\epsilon\}}(x) &= 0, \\ \frac{d}{dx} \{i_{\{\epsilon\}}(x)\} + \frac{j\beta}{Z_{0\{\epsilon\}}(x)} \cdot v_{\{\epsilon\}}(x) &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

where $Z_{0e}(x)$ and $Z_{0o}(x)$ are, respectively the even and odd mode characteristic impedances of the half-section single nonuniform transmission line, both being functions of the position x along the line only. Further differentiation of (11) yields the linear second-order differential equations for the even and odd mode line voltages

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} \{v_{\{\epsilon\}}(x)\} - \frac{d}{dx} \{\log Z_{0\{\epsilon\}}(x)\} \cdot \frac{d}{dx} \{v_{\{\epsilon\}}(x)\} \\ + \beta^2 \cdot v_{\{\epsilon\}}(x) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

which may be solved using standard techniques if $Z_{0\{\epsilon\}}(x)$ are known. Let $p_e(x)$ and $q_e(x)$ represent a pair of linearly independent solutions of (12) for even mode case, and, similarly, let $p_o(x)$ and $q_o(x)$ denote a pair of linearly independent solutions of (12) for odd mode case. The

general solutions of (12) are given by

$$v_{\{\epsilon\}}(x) = C_{1\{\epsilon\}} \cdot p_{\{\epsilon\}}(x) + C_{2\{\epsilon\}} \cdot q_{\{\epsilon\}}(x), \quad (13)$$

where $C_{1\{\epsilon\}}$ and $C_{2\{\epsilon\}}$ constants, and the line currents are

$$i_{\{\epsilon\}}(x) = \frac{-1}{j\beta \cdot Z_{0\{\epsilon\}}(x)} [C_{1\{\epsilon\}} \cdot p'_{\{\epsilon\}}(x) + C_{2\{\epsilon\}} \cdot q'_{\{\epsilon\}}(x)], \quad (14)$$

where the prime indicates differentiation with respect to x . The use of (13) and (14) yields the two-port matrix representations of the even and odd mode half sections of a general coupled nonuniform transmission-line four-port in Fig. 1, following the method of Dutta Roy ,

$$[Z]_{\{\epsilon\}} = \frac{j\beta}{m_{2\{\epsilon\}}} \begin{bmatrix} m_{1\{\epsilon\}} Z_{0\{\epsilon\}}(0) & m_{3\{\epsilon\}} Z_{0\{\epsilon\}}(l) \\ m_{4\{\epsilon\}} Z_{0\{\epsilon\}}(0) & m_{5\{\epsilon\}} Z_{0\{\epsilon\}}(l) \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$[Y]_{\{\epsilon\}} = \frac{1}{j\beta \cdot m_{3\{\epsilon\}}} \begin{bmatrix} -m_{6\{\epsilon\}}/Z_{0\{\epsilon\}}(0) & m_{2\{\epsilon\}}/Z_{0\{\epsilon\}}(0) \\ m_{4\{\epsilon\}}/Z_{0\{\epsilon\}}(l) & -m_{1\{\epsilon\}}/Z_{0\{\epsilon\}}(l) \end{bmatrix}, \quad (16)$$

$$[F]_{\{\epsilon\}} = \frac{1}{m_{4\{\epsilon\}}} \begin{bmatrix} m_{1\{\epsilon\}} & -j\beta \cdot m_{6\{\epsilon\}} \cdot Z_{0\{\epsilon\}}(l) \\ m_{2\{\epsilon\}}/j\beta \cdot Z_{0\{\epsilon\}}(0) & m_{5\{\epsilon\}} \cdot Z_{0\{\epsilon\}}(l)/Z_{0\{\epsilon\}}(0) \end{bmatrix}, \quad (17)$$

where the m 's are

$$\begin{aligned} m_{1\{\epsilon\}} &= p'_{\{\epsilon\}}(l) \cdot q_{\{\epsilon\}}(0) - q'_{\{\epsilon\}}(l) \cdot p_{\{\epsilon\}}(0) \\ m_{2\{\epsilon\}} &= p'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot q'_{\{\epsilon\}}(l) - q'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot p'_{\{\epsilon\}}(l) \\ m_{3\{\epsilon\}} &= p'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot q_{\{\epsilon\}}(0) - q'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot p_{\{\epsilon\}}(0) \\ m_{4\{\epsilon\}} &= p'_{\{\epsilon\}}(l) \cdot q_{\{\epsilon\}}(l) - q'_{\{\epsilon\}}(l) \cdot p_{\{\epsilon\}}(l) \\ m_{5\{\epsilon\}} &= p'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot q_{\{\epsilon\}}(l) - q'_{\{\epsilon\}}(0) \cdot p_{\{\epsilon\}}(l) \\ m_{6\{\epsilon\}} &= p_{\{\epsilon\}}(0) \cdot q_{\{\epsilon\}}(l) - q_{\{\epsilon\}}(0) \cdot p_{\{\epsilon\}}(l). \end{aligned} \quad (18)$$

Also from the nature of the linear second-order differential equation, we get the following relationship:

$$\frac{p'_{\{\epsilon\}}(x) \cdot q_{\{\epsilon\}}(x) - q'_{\{\epsilon\}}(x) \cdot p_{\{\epsilon\}}(x)}{Z_{0\{\epsilon\}}(x)} = \text{constant}. \quad (19)$$

Then it is easily proved that (15), (16), and (17) always satisfy the corresponding reciprocity conditions; i.e., (2), (6), and (9).

Substitution of (15), (16), and (17) in (3), (4), and (7), respectively, yields the impedance, admittance, and transfer

matrices of a general coupled nonuniform transmission-line four-port. No preferred matrix representation exists. The matrix representation that is most convenient depends upon the network configuration to be analyzed. It now remains only whether or not (12) is solvable for the given types of variation of the even and odd mode characteristic impedances. Equation (12) is the linear second-order differential equation for single nonuniform transmission lines which, so far, have been investigated by a number of workers in the field [1], [4]-[8]. For the given even and odd mode characteristic impedance functions, the four-port matrix parameters of coupled nonuniform transmission lines can be determined either by direct substitution in (3), (4), and (7), if the two-port matrix parameters of the even and odd mode half-section single nonuniform transmission lines are known, or by the use of (3), (4), and (7) together with (15)-(17), if the solutions of (12) are available.

Although the general solutions of (12) for completely arbitrary $Z_{oe}(x)$ and $Z_{oo}(x)$ have never been accomplished, all the existing solutions for single nonuniform transmission lines are applicable to coupled nonuniform transmission lines. In particular, two methods recently proposed are of importance. One proposed by Berger [9] is a simple generalizing method which enables one to obtain the solutions for single nonuniform transmission lines of various shapes by utilizing those for the previously solved single nonuniform transmission lines. The other method described by Protonotarios and Wing [10], although an approximate one, is applicable to arbitrarily nonuniform transmission lines and is extremely valuable in the case

where the closed form solutions are not possible or cannot be found easily.² Thus we conclude that it is possible to form a coupled nonuniform transmission line having two single nonuniform transmission lines, for which the solutions of (12) are known, as the even and odd mode half sections. It should be noted, however, that, for the coupled two-conductor line with common return under consideration, physical realizability requires that

$$Z_{oe}(x) \geq Z_{oo}(x) \quad (0 \leq x \leq l). \quad (20)$$

In the selection of the characteristic impedance functions, (20) must be considered.

III. Applications of Coupled Nonuniform Transmission Lines

There are a number of papers dealing with single nonuniform transmission lines. To date, however, application of this type of transmission line has been limited, from its nature, to a few classes of circuit components such as impedance transformers, resonators, etc. In comparison with such single nonuniform transmission lines, coupled nonuniform transmission lines may have a wide variety of applications in UHF and microwave regions. For example, when the pertinent port conditions are

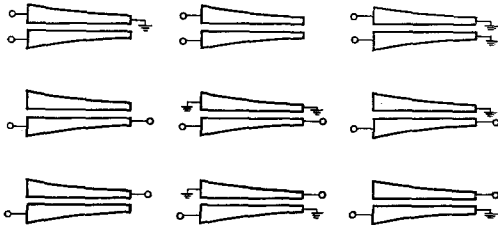


Fig. 4. Coupled nonuniform transmission-line filters,

applied to the coupled nonuniform transmission-line four-port, the resultant two port networks as in Fig. 4 may be used as distributed constant filters which may have sharper cutoff and greatly extended rejection bandwidth than are obtainable with uniform transmission lines, and it is possible to analyze their transmission properties by the use of the matrix representations presented in Section II, if the functional forms of the even and odd mode characteristic impedances are given.

In this section, however, two other networks will be treated in detail. These are the coupled nonuniform transmission-line folded all-pass network and the coupled nonuniform transmission-line directional coupler, both of which possess peculiar characteristics not attainable by conventional single nonuniform transmission lines. Throughout the latter discussion, we treat such a coupled nonuniform transmission line that satisfies the following condition:

$$z_{oe}(x) \cdot z_{oo}(x) = 1, \quad (21)$$

where $z_{oe}(x)$ and $z_{oo}(x)$ are, respectively, the even and odd mode characteristic impedances normalized to the terminating impedances. As will be shown later, under this condition, the coupled nonuniform transmission-line folded network becomes an all-pass network and the coupled nonuniform transmission-line four-port terminated by unit impedances behaves as a directional coupler with perfect input match and infinite directivity at all frequencies.

It can be easily proved that, under the condition (21), the even and odd mode half sections, shown in Fig. 3(a) and 3(b),

2) This method is directed toward single nonuniform RC transmission lines; however, it can be easily extended to the case of lossless single nonuniform transmission lines.

respectively, of a coupled nonuniform transmission-line four-port are mutually dual; that is,

$$A_e = D_o, B_e = C_o, C_e = B_o, D_e = A_o, \quad (22)$$

where $A_{\{e\}}$, $B_{\{e\}}$, $C_{\{e\}}$, and $D_{\{e\}}$ are the two-port transfer matrix parameters of the even and odd mode half section single nonuniform transmission lines.

A. Coupled Nonuniform Transmission-Line Folded All-Pass Network

The coupled nonuniform transmission-line folded network to be analyzed herein is the two-port network shown in Fig. 5,

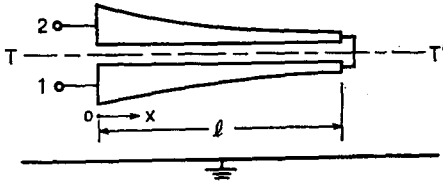


Fig.5. coupled nonuniform transmission-line folded network.

in which two ports at one end of the coupled nonuniform transmission-line four-port are interconnected [2], [11]; ideally this connection should be of zero length. The folded network using a coupled uniform transmission line is known as the microwave C-section [12], [13]. We shall now investigate the frequency behavior of the coupled nonuniform transmission-line folded network under the condition (21). If the even mode signals ($+\frac{1}{2}$, $+\frac{1}{2}$) are applied at ports 1 and 2, respectively, the plane of symmetry may be replaced by a magnetic wall. Likewise, if the odd mode signals ($+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$) are applied at Ports 1 and 2, the plane of symmetry may be replaced by an electric wall. In each case, the problem reduces to that of a one-port network, and the sum

of these two cases is a single signal of unit amplitude in Port 1. The resultant signals out of Ports 1 and 2 are

$$\begin{aligned} A_1 &= (\Gamma_{oe} + \Gamma_{oo})/2 \\ A_2 &= (\Gamma_{oe} - \Gamma_{oo})/2, \end{aligned} \quad (23)$$

where Γ_{oe} and Γ_{oo} are the reflection coefficients for the even and odd mode half-section single nonuniform transmission-line one-ports, respectively. These are related to the open circuit impedance z_{op} and short-circuit impedance z_{sh} of half the folded network by

$$\begin{aligned} \Gamma_{oe} &= \frac{z_{op} - 1}{z_{op} + 1} = \frac{(A_e/C_e) - 1}{(A_e/C_e) + 1} \\ \Gamma_{oo} &= \frac{z_{sh} - 1}{z_{sh} + 1} = \frac{(B_o/D_o) - 1}{(B_o/D_o) + 1} \end{aligned} \quad (24)$$

Substitution of (22) into (24) yields

$$\Gamma_{oe} = -\Gamma_{oo}. \quad (25)$$

Then we get from (23) and (25)

$$\begin{aligned} A_1 &= 0 \\ A_2 &= \Gamma_{oe}. \end{aligned} \quad (26)$$

Thus, it is found that the coupled nonuniform transmission line folded network in Fig. 5 behaves as an all-pass network under the condition (21), and the phase shift ϕ through this all-pass two-port network, after manipulation, is expressed as

$$\begin{aligned} \phi &= \cos^{-1} [\text{Re}(\Gamma_{oe})] \\ &= 2 \cdot \tan^{-1} \left[\frac{-1}{\sqrt{\rho(0) \cdot \beta}} \cdot \frac{m_2^e}{m_1^e} \right], \end{aligned} \quad (27)$$

where m_1^e and m_2^e are given by (18) and $\rho(0)$ is the ratio of the even to odd mode characteristic impedance at $x=0$.

That is,

$$\rho(0) = z_{oe}(0)/z_{oo}(0). \quad (28)$$

It should be noted that, from the realizability condition (20),

$$\rho(0) \geq 1, \quad (29)$$

or generally

$$\rho(x) = Z_{oe}(x)/Z_{oo}(x) \geq \quad (0 \leq x \leq l). \quad (30)$$

Equation (26) offers the equivalence of the coupled nonuniform transmission-line folded all-pass network and the single nonuniform transmission-line resonator of characteristic impedance $z_{oe}(x)$ with the far end open circuited; that is, the reflected wave of the open-circuited single nonuniform transmission-line resonator corresponds to the transmitted wave of the folded all-pass network (see Fig. 6).

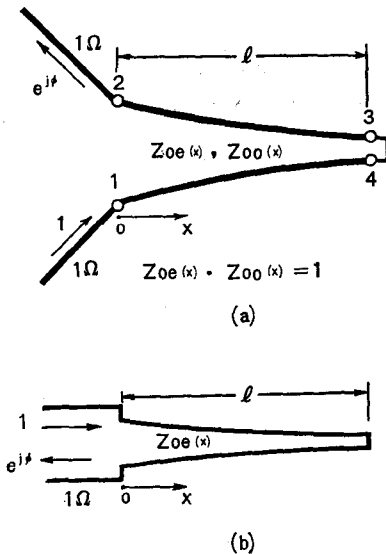


Fig. 6. Equivalence of a coupled nonuniform transmission-line folded all-pass network and an open-circuited single nonuniform transmission-line resonator (ϕ : phase shift).

Making use of this equivalence allows coupled nonuniform transmission-line folded all-pass networks to be synthesized by means of the methods now available for single nonuniform transmission-line resonators [14]-[16]. Thus, the problem of a coupled transmission line reduces to that

of a single transmission line.

As long as we treat single nonuniform transmission lines, all-pass properties cannot be realized; however, this can be done by the use of coupled nonuniform transmission lines as described before. In particular, the folded network treated in this section not only is an all-pass network but also possesses such a peculiar phase or delay characteristic that may be considered useful in many UHF and microwave systems that require phase shaping of delay equalization. Of course, the synthesis of coupled nonuniform transmission-line folded networks is complicated compared with the case of coupled uniform transmission lines. However Youla's synthesis method [16] for arbitrarily terminated single nonuniform transmission lines is directly applicable because of the analytical equivalence shown in Fig. 6, and the peculiar properties not attainable by the stepped design using conventional coupled uniform transmission lines may be realized from its nonuniformity. The practical advantage gained by the use of nonuniform transmission-line folded networks is that the discontinuity effect of the physical junctions between adjacent coupling sections is eliminated. Coupled nonuniform transmission-line folded networks will be compared with coupled uniform transmission-line folded networks in Section IV.

B. Coupled Nonuniform Transmission-Line Directional Couplers

Consider the coupled nonuniform transmission-line fourport terminated by unit impedances at every port as shown in Fig. 7. Its behavior may be analyzed by the method of Reed and Wheeler [3].

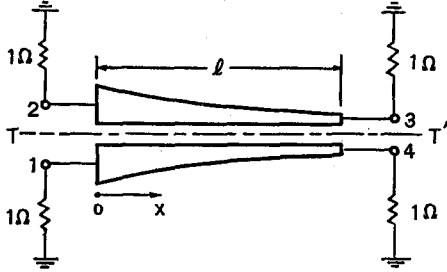


Fig. 7. Coupled nonuniform transmission-line directional coupler.

When two signals of half amplitude and in-phase are applied at Ports 1 and 2, the plane of symmetry may be replaced by a magnetic wall, i.e., even mode case. Similarly, when two signals of half amplitude and out-of-phase are applied at Ports 1 and 2, the plane of symmetry may be replaced by an electric wall, i.e., odd mode case. In each case, the problem reduces to that of a two-port network, and the sum of these two cases is a single signal of unit amplitude applied to Port 1. The amplitude and phase of the signals emerging from the four ports are given by

$$\begin{aligned} A_1 &= (\Gamma_e + \Gamma_o)/2 \\ A_2 &= (\Gamma_e - \Gamma_o)/2 \\ A_3 &= (T_e - T_o)/2 \\ A_4 &= (T_e + T_o)/2, \end{aligned} \tag{31}$$

where Γ_e and Γ_o are the reflected waves, and T_e and T_o are the transmitted waves, for the even and odd mode half section single nonuniform transmission-line two-port networks, respectively. These reflected and transmitted waves can be related to the two-port transfer matrix parameters of the even and odd mode half sections of the coupled nonuniform transmission-line four-port by

$$\begin{aligned} \Gamma_{\{e} &= \frac{A_{\{e} + B_{\{e} - C_{\{e} - D_{\{e}}}{A_{\{e} + B_{\{e} + C_{\{e} + D_{\{e}}} \\ T_{\{e} &= \frac{2}{A_{\{e} + B_{\{e} + C_{\{e} + D_{\{e}}} \end{aligned} \tag{32}$$

Noting that from (22) and (32),

$$\begin{aligned} \Gamma_e &= -\Gamma_o \\ T_e &= T_o, \end{aligned} \tag{33}$$

$$\begin{aligned} A_1 &= 0 \\ A_2 &= \Gamma_e \\ A_3 &= 0 \\ A_4 &= T_e. \end{aligned} \tag{34}$$

Equation (34) shows that, under the condition (21), the coupled nonuniform transmission-line four-port terminated by unit impedances behaves as a directional coupler perfectly matched and isolated at all frequencies and, in addition, if the functional form of the even and odd mode characteristic impedances are given, the coupling to Port 2 may be found from the following equation

$$A_2 = \frac{m_1^2 - j\beta \cdot m_e^* \cdot z_{oe}(l) - m_2^2 / j\beta \cdot z_{oo}(0) - m_e^* \cdot z_{oe}(l) / z_{oo}(0)}{m_1^2 - j\beta \cdot m_e^* \cdot z_{oe}(l) + m_2^2 / j\beta \cdot z_{oo}(0) + m_e^* \cdot z_{oe}(l) / z_{oo}(0)}, \tag{35}$$

where the m 's are given by (18). Equation (34) also offers the equivalence [17] (see Fig. 8) of the coupled nonuniform

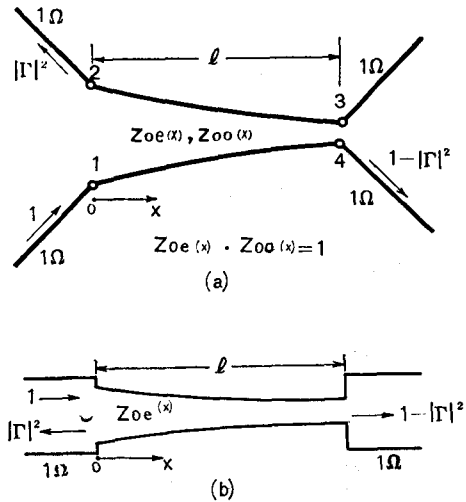


Fig. 8. Equivalence of a coupled nonuniform transmission-line directional coupler and a single nonuniform transmission line.

transmission-line directional coupler and the single nonuniform transmission-line section of characteristic impedance $z_{oe}(x)$. That is, the reflected wave of the single nonuniform transmission line corresponds to the backward-coupled wave of the directional coupler, and the transmitted wave of the single nonuniform transmission line corresponds to the forward-coupled wave of the directional coupler. The use of this equivalence reduces the synthesis of coupled nonuniform transmission-line directional couplers to that of single non-uniform transmission lines. Let us now consider this problem briefly. The coupling to Port 2 of the asymmetrical n -section coupled uniform transmission-line directional coupler having Chebyshev response is [18],

$$|A_2|^2_{\text{uniform}} = \frac{c^2 - h^2 \cdot T_n^2 \left(\cos \frac{\beta l}{n} / \cos \frac{\beta_0 l}{n} \right)}{1 + c^2 - h^2 \cdot T_n^2 \left(\cos \frac{\beta l}{n} / \cos \frac{\beta_0 l}{n} \right)}, \quad (36)$$

where T_n is the Chebyshev polynomial of the first kind of degree n , c , and h are constants, β_0 is the phase constant at the lower equal-ripple band-edge frequency, and l is the total length of the coupler. Allowing the number of sections to increase indefinitely for a fixed overall length, the asymmetrical coupled nonuniform transmission-line Chebyshev coupler results, for which the coupling is

$$|A_2|^2_{\text{nonuniform}} = \frac{c^2 - h^2 \cdot \cos^2(l\sqrt{\beta^2 - \beta_0^2})}{1 + c^2 - h^2 \cdot \cos^2(l\sqrt{\beta^2 - \beta_0^2})}, \quad (37)$$

since [19],

$$\lim_{n \rightarrow \infty} T_n \left(\cos \frac{\beta l}{n} / \cos \frac{\beta_0 l}{n} \right) = \cos(l\sqrt{\beta^2 - \beta_0^2}), \quad (38)$$

which is the limiting form of the Chebyshev polynomial as its degree increases without limit. Thus, the synthesis of the coupled nonuniform transmission-line Chebyshev coupler reduces to that of the single nonuniform transmission-line section having reflection characteristic given by (37). For loose couplers, synthesis may be performed by the usual Fourier transform method for tapered impedance matching sections [19]-[21]; however, for tight couplers, this method is not directly applicable, and the higher-order theory [16], [22] must be used.

If we select a variation of the even and odd mode characteristic impedances of the types

$$z_{0e}(x) = z_{0o}(l - x), \quad (39)$$

then a symmetrical coupled nonuniform transmission-line directional coupler [23] can be obtained, for which the phase difference between the two outputs at Ports 2 and 4 is 90-degrees at all frequencies.³ It is this property that makes symmetrical couplers [24], [25] of importance.

Comparing with familiar multi-section coupled uniform transmission-line couplers, both symmetrical and asymmetrical coupled nonuniform transmission-line couplers possess no discontinuity in the coupling region, and therefore should be capable of providing higher isolation and better input match. Furthermore, they offer the possibility of the realization of ultra-broadband couplers because of their nonuniformities. If there need not be any particular phase

3) Although the details of the synthesis procedure have not yet been presented, such symmetrical nonuniform transmission-line couplers have recently been treated by Tresselt [23].

relationship between the outputs, asymmetrical couplers seem to be superior to symmetrical ones since the former offers the smaller size. However, as in the case of asymmetrical uniform transmission-line couplers [18], a major practical disadvantage of asymmetrical nonuniform transmission-line couplers is the presence of the abrupt discontinuity at one of the two ends, which may cause considerable degradation of performance.

IV. Coupled Exponential Line

In Sections II and III, we have considered the general coupled nonuniform transmission line, not assuming any specific type of variation of the characteristic impedances. For the purpose of illustration, let us now investigate the properties of the coupled nonuniform transmission-line networks, treated in the previous section, using the coupled exponential line as the network element, of which even and odd mode characteristic impedances (normalized) vary exponentially along the longitudinal direction; that is,

$$\begin{aligned} z_{oe}(x) &= z_{oe0} \cdot \exp(\mu x) \\ z_{oo}(x) &= z_{oo0} \cdot \exp(-\mu x) \quad (0 \leq x \leq l), \end{aligned} \quad (40)$$

where z_{oe0} and z_{oo0} are the even and odd mode characteristic impedance levels of the line at $x=0$, and, from the condition (21), are related by

$$z_{oe0} \cdot z_{oo0} = 1 \quad (41)$$

The rate of taper μ in (40) may be positive or negative; however, it is necessary, so as to satisfy the realizability condition (20), to choose the parameters μ and $\rho(0)$ ($=z_{oe}(0)/z_{oo}(0)$) so that

$$\begin{aligned} \rho(0) &\geq 1 & (\mu \geq 0) \\ \rho(0) &\geq \exp(-2\mu l) & (\mu < 0). \end{aligned} \quad (42)$$

The shaded region in Fig. 9 represents the range of the parameters for which the coupled exponential line is realized. For convenience of later discussion, the two-port transfer matrix parameters of the even and odd mode half sections of the coupled exponential line defined by (40) and (41) will now be derived.

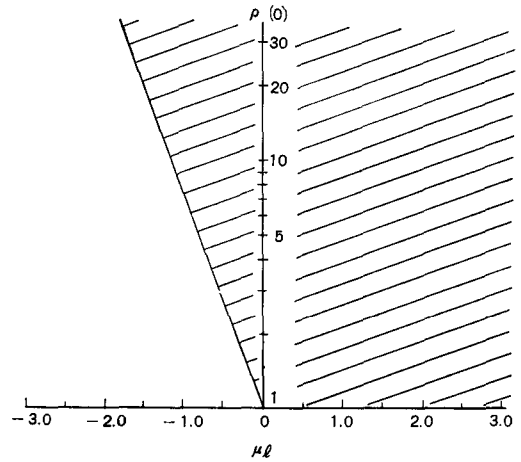


Fig. 9. Limitation on parameters, $\rho(0)$ and μl , for the coupled exponential line defined by (40) and (41).

$$\begin{aligned} A_e &= D_o = \frac{1}{P \cdot q} \sin \Theta \{p + q \cdot \cot \Theta\} \\ B_e &= C_o = j \frac{z_{oe0} \cdot P}{q} \sin \Theta \\ C_e &= B_o = j \frac{1}{z_{oe0} \cdot P \cdot q} \sin \Theta \\ D_e &= A_o = \frac{P}{q} \sin \Theta \{-p + q \cdot \cot \Theta\}, \end{aligned} \quad (43)$$

where,

$$\begin{aligned} P &= \exp\left(\frac{\mu l}{2}\right) \\ p &= \frac{\mu}{2\beta} \\ q &= \sqrt{1 - p^2} \\ \Theta &= \beta \cdot q \cdot l. \end{aligned} \quad (44)$$

A. Coupled Exponential-Line Folded All-Pass Networks

The phase shift ϕ through the coupled exponential line folded all-pass network as in Fig. 5 is

$$\phi = 2 \cdot \tan^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{\rho(0)} (p + q \cdot \cot \Theta)} \right]. \quad (45)$$

Curves are plotted in Fig. 10, showing ϕ against βl . Inspection of Fig. 10 shows

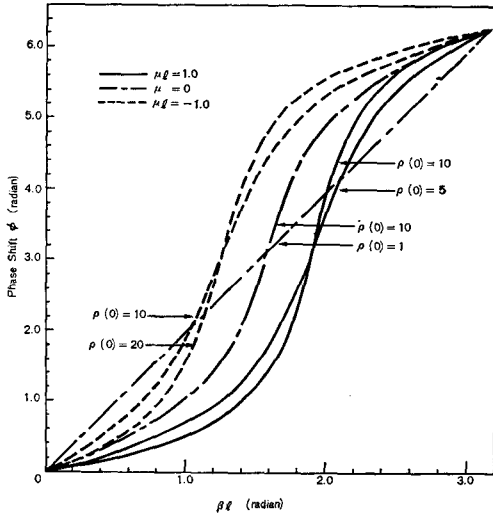


Fig. 10. Phase characteristics of the coupled exponential-line folded all-pass networks.

that this network possesses peculiar phase characteristics. Also, in Fig 10, the $\phi - \beta l$ curves with $\mu=0$, in fact, correspond to those of coupled *uniform* transmission-line folded all-pass networks. It should be noted that, as the rate of taper μ increases from the negative value through zero to the positive one, the $\phi - \beta l$ curve for the coupled exponential-line folded all-pass network is shifted from the left to the right for a *constant* length of the line, and the variation in maximum slope of the $\phi - \beta l$ curve is accomplished by varying $\rho(0)$, i.e., the ratio of even to odd mode characteristic impedance at $x=0$. This is the property

that makes coupled exponential-line (or generally coupled nonuniform transmission line) folded networks so interesting and useful. This shifting property cannot be obtained by using coupled uniform line folded networks for constant length of the line, since the $\phi - \beta l$ curves for $\mu=0$ in Fig. 10 pass through the point ($\beta l = \pi/2$, $\phi = \pi$) independent of $\rho(0)$. In order to shift the $\phi - \beta l$ curves with uniform transmission lines, cascaded folded networks [13] must be employed. However, this means the degradation of performance because of its junction effect and furthermore the size of the whole network becomes larger.

Next we shall consider the delay characteristics of coupled exponential-line folded all-pass networks. The delay versus frequency function is by definition,

$$\tau = \frac{d\phi}{d\omega}, \quad (46)$$

where ω is the angular frequency. Let the normalized delay function τ^* be defined as

$$\tau^* = \frac{\tau}{\tau_0}. \quad (47)$$

Here τ_0 is the delay produced when TEM wave propagates along a *single uniform* transmission line of length $2l$ (twice the length of the folded network), and is given by

$$\tau_0 = \frac{2l}{v}, \quad (48)$$

where v is the velocity of propagation of TEM wave. Then we get from (45)-(48)

$$\begin{aligned} \tau^* &= \frac{1}{2l} \frac{d\phi}{d\beta} \\ &= \sqrt{\rho(0)} \frac{(1 + \cot^2 \Theta) + p(q - p \cdot \cot \Theta)/\Theta}{1 + \rho(0) \cdot (p + q \cdot \cot \Theta)^2}. \end{aligned} \quad (49)$$

Delay characteristics of the coupled

exponential-line folded all-pass networks are illustrated in Fig.11 for $\mu l=1.5$, where

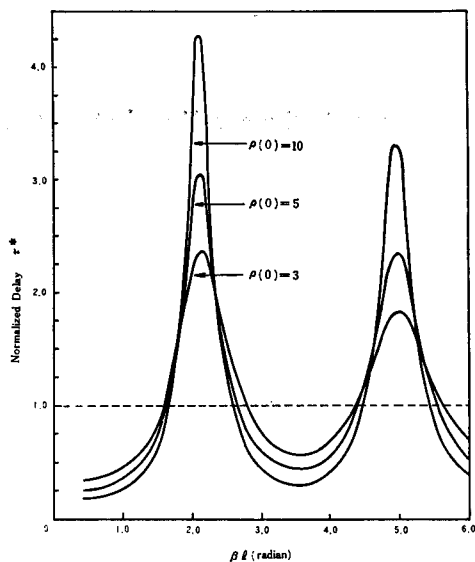


Fig. 11. Delay characteristics of the coupled exponential-line folded all-pass networks ($\mu l=1.5$).

the dotted line shows (48); that is, delay obtained by the single uniform transmission line of length $2l$ inspection of Fig. 11 shows that, by using the folded network, larger delay can be obtained at the frequencies near the peak position than is obtainable with the single uniform delay line of the same overall length. Variation in peak height is accomplished by varying $\rho(0)$, and variation in peak position by varying the rate of taper. Therefore, if the proper selection of the functional forms of the characteristic impedances and the parameters is made, folded all-pass networks may be used as delay equalizers for various applications, e.g., for use in wideband PCM transmission [26]. The main

advantage gained by the use of the folded equalizers is that there is no need of a circulator which is necessary in order to separate the input and output waves for the usual reflection type delay equalizers.⁴

If we connect in tandem folded networks with the same peak height but slightly different peak positions, then it is possible to obtain an approximately flat delay response, and the overall network may be used as a constant delay network. In comparison with the usual single uniform delay line, the folded delay network becomes extremely compact because of the folding process and larger delay near the peak position.

Taking the coupled exponential line as representative of coupled nonuniform transmission lines, let us now compare coupled nonuniform transmission-line folded networks with uniform ones. For the coupled uniform transmission-line folded network, the peak position of the delay characteristic is fixed at $\beta l = \pi/2$, since its one parameter ρ (the ratio of even to odd mode characteristic impedance) permits only the variation in peak height; the coupled exponential-line folded network, on the other hand, permits the variation in both peak position and peak height because of its two parameters μ and $\rho(0)$. As a particularly simple example, consider the design of the delay network having maximum delay at $f=1000\text{MHz}$ ($\lambda=30\text{cm}$). If we use a coupled uniform transmission-line folded network, the required length is 7.5 cm. On the other

4) It is interesting to note the relation of the reflection type equalizer to the single transmission-line equivalent network of the folded equalizer shown in Fig. 6(b). In the design of the folded equalizer, synthesis may be performed by the method for the reflection type equalizers, but it is realized in the form of a folded network which enables the designer to avoid the use of a circulator.

hand, if we choose the coupled exponential-line folded network with negative μ^5 having peak position at, for example, $\beta l = \frac{3}{8}\pi$, the required length is 5.6 cm. Thus, a reduction in length is realized. With uniform transmission lines, variation in both peak height and peak position is accomplished if we employ the cascaded two section folded network having two parameters as in Fig. 12 (see Steenaart [26], Fig. 5). However, as previously

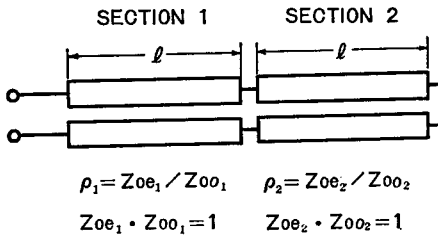


Fig.12. Cascaded two-section coupled uniform transmission-line folded all-pass network.

described, the discontinuity effect may degrade the performance and the size becomes larger. Of course, generally speaking, the previous discussion seems insufficient to be conclusive since only the coupled exponential line is treated in this paper; however, even from such a simple example, it is seen that the coupled nonuniform transmission-line folded networks are worthy of mention.

B. Coupled Exponential-Line Directional Couplers

Coupling to Port 2 of the asymmetrical coupled exponential-line directional coupler, as shown in Fig. 7, is derived from (32), (34), and (43) as

$$A_2 = \frac{\left\{ -q \cdot \cot \Theta \cdot \sinh \frac{\mu l}{2} + p \cdot \cosh \frac{\mu l}{2} \right\} + j \frac{k\left(\frac{l}{2}\right)}{\sqrt{1 - k\left(\frac{l}{2}\right)^2}}}{\left\{ q \cdot \cot \Theta \cdot \cosh \frac{\mu l}{2} - p \cdot \sinh \frac{\mu l}{2} \right\} + j \frac{1}{\sqrt{1 - k\left(\frac{l}{2}\right)^2}}}, \quad (50)$$

where $k(l/2)$ is the coupling factor at $x = l/2$ and is defined by

$$k\left(\frac{l}{2}\right) = \frac{z_{oe}\left(\frac{l}{2}\right) - z_{oo}\left(\frac{l}{2}\right)}{z_{oe}\left(\frac{l}{2}\right) + z_{oo}\left(\frac{l}{2}\right)}, \quad (51)$$

or generally the coupling factor is

$$k(x) = \frac{z_{oe}(x) - z_{oo}(x)}{z_{oe}(x) + z_{oo}(x)} \quad (0 \leq x \leq l). \quad (52)$$

Let us now consider the special case where $k(0) = 0$, for which (50) reduces to

$$A_2 = \frac{\left\{ -q \cdot \cot \Theta + p \cdot \coth \frac{\mu l}{2} \right\} + j \cdot 1}{\left\{ q \cdot \cot \Theta \cdot \coth \frac{\mu l}{2} - p \right\} + j \cdot \coth \frac{\mu l}{2}}. \quad (53)$$

As the frequency tends to infinity, the amplitude of A_2 approaches constant. This asymptotic value corresponds to the mean coupling, C (dB), of the asymmetrical coupled exponential-line directional coupler; that is,

$$\begin{aligned} C &= \lim_{\beta \rightarrow \infty} 20 \cdot \log_{10} \frac{1}{|A_2|} \\ &= 20 \cdot \log_{10} \coth \frac{\mu l}{2}. \end{aligned} \quad (54)$$

Curves are plotted in Fig. 13, showing coupling characteristics for several mean coupling values. It can be seen that, in comparison with the *bandpass* characteristics of the usual symmetrical [24], [25] or asymmetrical [18] multi-section coupled uniform transmission-line couplers,

5) Since the (group) delay is proportional to the slope of the $\phi - \beta l$ curve from its definition, it is seen from Fig. 10 that the coupled exponential-line folded network with positive μ produces maximum delay at $\beta l (> \pi/2)$, whereas that with negative μ produces maximum delay at $\beta l (< \pi/2)$.

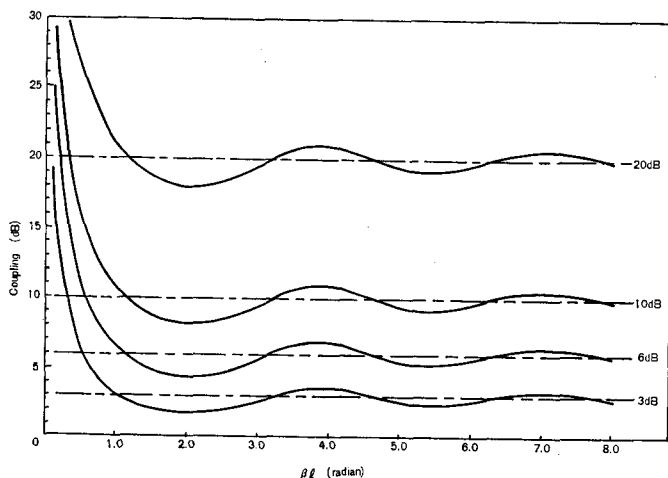


Fig. 13. Coupling characteristics of the asymmetrical coupled exponential-line directional couplers ($k(0)=0$).

asymmetrical coupled exponential-line couplers possess the *high-pass* characteristics. Thus, the spurious response unavoidable with cascaded uniform transmission-line couplers is eliminated. The steps required to design the asymmetrical coupled exponential-line couplers may be summarized as follows:

- 1) From the desired value of mean coupling, $C(\text{dB})$ obtain μl by the use of (54).
- 2) Using Fig. 13, determine the total length of the directional coupler from the values of the allowable coupling deviation and the required lower band-edge frequency.
- 3) Find the rate of taper μ .

It should be noted that the *high-pass* characteristic of the asymmetrical coupled exponential-line directional couplers is based on the *end condition* $k(0)=0$. As long as conventional coupled line configurations are employed, it is impossible to realize this condition which means that

the coupled lines must be infinitely far apart. However, the use of the slit coupled configurations shown in Fig. 14 allows this condition to be realized with reasonable coupled line spacing, for which exact design equations have been given by the present authors.⁶ By varying the slit width, both configurations in Fig. 14 permit smooth variation in coupling with

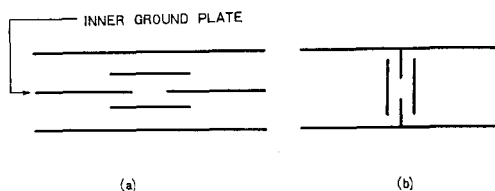


Fig. 14. Cross-sectional views of the slit-coupled strip-line configurations: (a) parallel case, (b) perpendicular case.

constant strip spacing and thus these are the suitable configurations for coupled nonuniform transmission lines. In the uniform or nonuniform transmission-line directional couplers using slit-coupled configurations, in order to avoid undesirable coupling, the slit width is set equal to zero in the terminating region. Therefore, it is found that the end condition $k(0)=0$ for the asymmetrical coupled exponential-line directional couplers can be easily realized by using the slit-coupled

6) S. Yamamoto, T. Azakami, and K. Itakura, "Slit-coupled strip transmission lines," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-14, pp. 542-553, November 1966.

configurations.⁷ In other words, this condition would tend to permit the smooth transition from the terminating region to the coupling region.

Theoretically, asymmetrical coupled exponential-line directional couplers possess excellent characteristics; however, as previously described, a practical disadvantage of such couplers is the presence of the abrupt discontinuity at one end, as in the case of asymmetrical multi-section coupled uniform transmission-line couplers [18]. The use of symmetrical couplers such as those described by Tresselt [23] allows such a discontinuity to be avoided, since the strongest coupling region is in the center and not at one end; however, a high-pass characteristic is then not attainable. If we connect two identical asymmetrical coupled exponential-line couplers in cascade as in Fig. 15, the

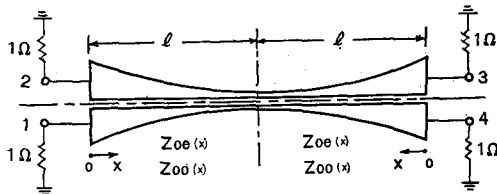


Fig. 15. Two-section symmetrical coupled nonuniform transmission-line directional coupler.

symmetrical coupler results; however, calculation shows that such a simple symmetrical coupler possess poor bandpass characteristic not sufficient for most applications (see Fig. 16). Therefore we find that, in order to obtain the characteristic impedance function giving

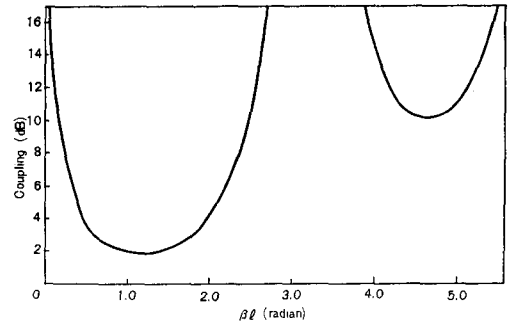


Fig. 16. Coupling characteristic of the two-section symmetrical coupled exponential-line directional coupler ($k(0) = 0$, $\mu l = 1.5$).

broadband symmetrical coupled non uniform transmission-line directional couplers, synthesis must be performed as was done by Tresselt.

V. Conclusions

Couplenonuniform transmission lines have been shown to be useful distributed network elements. We have seen that it is possible to describe the behavior of coupled nonuniform transmission line in a very concise and compact way so that matrix parameters may be derived by solving linear second-order differential equations for more conventional single nonuniform transmission lines. Various matrix representations of a general coupled nonuniform transmission line have been presented, each of which may serve as a basis for the and design nonuniform transmission-line networks. As specific applications, the couple

7) It should be also emphasized that the slit-coupled configurations are available for the realization of the folded networks having decreasing $\rho(x)$ with increasing x (for example, coupled exponential line with negative μ), since they permit the variation in coupling with constant coupled line spacing, for which conventional coupled line configurations are not suitable.

nonuniform transmission-line folded all-pass networks and the nonuniform transmission-line directional couplers have been treated in detail, and useful equivalences have been presented, which allow the syntheses of these networks to be performed by using single nonuniform transmission-line techniques. In addition, the properties of these two networks using the coupled exponential line have been investigated.

VI. Acknowledgment

The author wishes to express their indebtedness to Dr. C.P. Tresselt of the Bendix Corporation for his kindness in sending them a copy of his paper.

The author also appreciates the helpful comments of Prof. K. Itakura and Dr. S. Tamamoto, Osaka University.

References

- (1) H.Kaufman, *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. AP-3, pp.218-220, October 1955.
- (2) E.M.T. Jones and J. T. Bolljahn, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques* vol. MTT-4 pp.75-81, April 1956.
- (3) J.Reed and G.J. Wheeler, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-4, pp.246-252, October 1956.
- (4) S.C.Dutta Roy, *IEEE Trans. on Circuit Theory (Correspondence)*, vol. CT-12, pp.142-143, March 1965.
- (5) I.Sugai, *Proc. IRE (Correspondence)*, vol. 48, pp.1489-1490, August 1960.
- (6) —, *Proc. IRE (Correspondence)*, vol. 49, pp.627-628, March 1961.
- (7) J.L.Ekstrom, *IRE Trans. on Circuit Theory*, vol. CT-9, pp.132-135, June 1962.
- (8) R.M.Bevensee, *Proc. IEE (London)*, 112, pp. 644-654, April 1965.
- (9) H.Berger, *IEEE Trans. on Circuit Theory (Correspondence)*, vol. CT-13, pp.92-93, March 1966.
- (10) E.N.Protonotarios and O.Wing, *IEEE Internat'l Conv. Rec.*, pt. 7, pp.1-6, 1965.
- (11) B.M.Schiffman, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-6, pp.232-237, April 1958.
- (12) G.I.Zysman and A.Matsumoto, *IEEE Trans. on Circuit Theory*, vol. CT-12, pp.74-82, March 1965.
- (13) E.G.Cristal, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*. vol. MTT-14, pp.285-291, June 1966.
- (14) D.B.Large, *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 52, pp.633-634, May 1964.
- (15) L.Gruner, *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 53, pp.502-503, May 1965.
- (16) D.C.Youla, *IEEE Trans. on Circuit Theory*, vol. CT-11, pp.363-372, September 1964.
- (17) L.Young, *Proc. IEE (London)*, vol. 100, pp.275-281, February 1963.
- (18) R.Levy, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-11, pp.226-237, July 1963,
- (19) R.E.Collin, *Proc. IRE*, vol. 44,539-548, April 1956.
- (20) R.W.Klopfestein, *Proc. IRE*, vol. 44, pp.31-35, January 1956.
- (21) E.F.Bolinder, *Proc. IRE (Correspondence)*, vol. 44, p.557, April 1956.
- (22) C.C.H.Tang, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-12, pp.300-309, May 1964.
- (23) C.P.Tresselt, presented at the *Eleventh Internat'l G-MTT Symposium*, Palo Alto, Calif., May 16-19, 1966.
- (24) P.P.Toulios and A.C.Todd, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*. vol MTT-13, pp.536-544, September 1965.
- (25) E.G.Cristal and L.Young, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-13, pp.544-558, September 1965.
- (26) W.J.D.Steenart, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-11, pp.23-29, January 1963.

γ線の後方散乱による工業計測の基礎的研究*

上 田 勝 彦

(A Fundamental Study on Industrial Measurements
Using Backscattered Gamma-Rays)

Katsuhiko UEDA

Abstract—As fundamental studies of thickness-gauges and level/density-meter using backscattered gamma-rays, the spectra of gamma-rays which are scattered by steel plates with or without water behind these plates were measured. The incoming beam from ^{137}Cs , 0.1 Ci was collimated by a hole 6 mm in diameter.

The experimental condition was based on the calculated results of the intensity of single-scattered rays at the incidental plane. In calculation, the geometrical condition of the apparatus (the size of detector, collimator and etc.) was taken into account.

When the scattering angle was not large, the energy spectrum showed two main peaks: the higher energy peak by single-scattered rays and the lower energy one by multiple-scattered rays. It was found that the energy band of the higher peak was suitable for thickness measurement of wall of vessel. It was also possible to detect mainly the rays scattered from wall of vessel by some ways of geometrical arrangement of the apparatus.

It was shown that the geometrical arrangement to measure the wall-thickness by using backscattered gamma-rays, could be evaluated from the viewpoint of the error caused by presence of the liquid in vessel. Hereby, judging from the experimental results, the author could be decided the optimum geometrical arrangement.

1. 緒 言

近年、工業計測にγ線を応用することは一般に広く行なわれるようになってきたが、これらは主としてγ線の透過を利用したものである。

γ線の後方散乱を利用した工業計測器としては厚さ計、液面計、密度計などが考えられるが、これらは透過形のものと比較して装置が同一側面に配置できるとか、タンク内容物の測定の場合に被測定タンクがある程度以上大きいとその大きさにほとんど無関係に測定できるなど多くの利点をもっている。しかし、γ線の散乱に関する

理論解析は困難であって基礎的研究も単一散乱に関するものか、特定の条件における測定結果がほとんどで、1~8) この種の工業計測器を理論的に設計するということに対してはまだそこまで十分研究が進められていないようである。

筆者はこの後方散乱γ線の基礎的な研究として、コリメートされたγ線が鋼板—水系に入射する場合について、2次元的な1回散乱の理論計算を行ない、また実際にエネルギー分布を測定して、その結果を各種の工業計測に適用し、それらの性能の向上を試みた。この測定において、種々の配置状態についてそれぞれの特性を比較検討したところ、散乱モデルおよび測定装置の幾何学的条件を考慮することによって、これら計測器の性能をかなり向上させることができるということがわかった。本論文では主としてタンク側壁などの厚さ測定の場合について述べ、液面計や密度計の場合については別の機会に

* 本論文の内容は *Radioisotopes*, Vol. 16 No. 5 (1967) に発表したものであり、神戸大学工学部柴田圭三教授、若林信生助教授および宇部興産株式会社藤井端彦氏との共同研究によるものである。

ゆるずる。

2. 容器壁—液体系における γ 線の後方散乱

2・1 1回散乱線の強度

後方散乱 γ 線の大部分は物質中でコンプトン散乱された γ 線であるが、その多重散乱についての正確な理論解析はかなり複雑である。ここでは簡単のために散乱体が均一系および鋼板—水系の場合をとりあげ1回散乱線について2次元的に理論解析を行なった。

まず十分厚い均質な散乱体に細い平行な γ 線が入射する場合の1回散乱線において、散乱体から十分な距離 D だけ離れた点での散乱線強度は次式で表わされる。⁹⁾

$$I_1 = I_0 \frac{SN\sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2} \int_0^\infty \exp\{-(\mu_0 y \sec \varphi_1 + \mu_1 y \sec \varphi_2)\} dy$$

$$= I_0 \frac{SN\sigma(\theta)}{D^2} \frac{\sec \varphi_1}{\mu_0 \sec \varphi_1 + \mu_1 \sec \varphi_2} \dots(1)$$

ここで、

I_0 : 入射 γ 線強度

S : 入射 γ 線束の断面積

N : 散乱体の電子密度

$\sigma(\theta)$: 散乱角 $\theta (=180^\circ - \varphi_1 - \varphi_2)$ に対する微分散乱断面積

μ_0 : 入射 γ 線のエネルギーに対する散乱体の線吸収係数

μ_1 : 1回散乱線のエネルギーに対する散乱体の線吸収係数

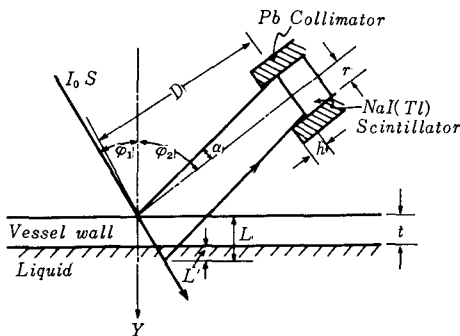


Fig.1 Geometrical illustration for the theoretical calculation.

さらに Fig. 1 のように検出器のコリメーターの大きさ、形状などを考慮し、検出される散乱線が検出器コリメーターによって、 $\varphi'_2 = \varphi_2 - \alpha$ の一定角度で散乱され

るものみに制限されると仮定すれば、1回散乱線強度は

$$I'_1 = \frac{I_0 SN\sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2}$$

$$\times \int_0^L \exp\{-(\mu_0 y \sec \varphi_1 + \mu_1 y \sec \varphi_2')\} dy$$

$$= \frac{SN\sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2(\mu_0 \sec \varphi_1 + \mu_1 \sec \varphi_2')}$$

$$\times [1 - \exp\{-(\mu_0 \sec \varphi_1 + \mu_1 \sec \varphi_2') L\}] \dots(2)$$

ここで、

$$L = (2r - h \tan \alpha) \cos \alpha \operatorname{cosec}(\varphi_1 + \varphi_2 - \alpha) \cos \varphi_1$$

$$\alpha = \tan^{-1}(r/D)$$

r : 検出器コリメーターの半径 (<シンチレーター
の半径)

h : 検出器コリメーターの深さ

つきに有限厚さの板の散乱体について1回散乱線強度を求めると、散乱体厚さ $t < L$ の条件のもとでは、

$$I_{s1} = \frac{I_0 SN_s \sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2(\mu_{s0} \sec \varphi_1 + \mu_{s1} \sec \varphi_2')}$$

$$\times [1 - \exp\{-(\mu_{s0} \sec \varphi_1 + \mu_{s1} \sec \varphi_2') t\}] \dots\dots(3)$$

となる。ここで、

N_s : 板の電子密度

μ_{s0} : 入射エネルギーに対する板の線吸収係数

μ_{s1} : 1回散乱エネルギーに対する板の線吸収係数

散乱体厚さ $t \geq L$ ではその散乱線強度は式(2)に一致する。

さらに有限厚さ $t < L$ の板の背後に液体のある場合、その液体による1回散乱強度は

$$I_{l1} = \frac{I_0 SN_l \sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2}$$

$$\times \exp\{-(\mu_{s0} \sec \varphi_1 + \mu_{s1} \sec \varphi_2') t\}$$

$$\times \int_0^{L'} \exp\{-(\mu_0 y \sec \varphi_1 + \mu_1 y \sec \varphi_2')\} dy$$

$$= \frac{I_0 SN_l \sigma(\theta) \sec \varphi_1}{D^2(\mu_0 \sec \varphi_1 + \mu_1 \sec \varphi_2')}$$

$$\times \exp\{-(\mu_{s0} \sec \varphi_1 + \mu_{s1} \sec \varphi_2') t\}$$

$$\times [1 - \exp\{-(\mu_0 \sec \varphi_1 + \mu_1 \sec \varphi_2') L'\}] \dots(4)$$

ここで、

μ_0 : 液体中での入射 γ 線エネルギーに対する線吸収係数

μ_1 : 液体中での1回散乱 γ 線エネルギーに対する線吸収係数

N_l : 液の電子密度

$$L' = (2r - h \tan \alpha) \cos \alpha \operatorname{cosec}(\varphi_1 + \varphi_2 - \alpha) \cos \varphi_1 - t$$

したがって板の背後に液体がある場合に検出される1回散乱線は式(3)と式(4)との和で表わされる。

すなわち

$$I_{total} = I_{s1} + I_{l1} \dots\dots\dots(5)$$

一例として厚さ 9 mm の鋼板の背後に水がある場合について式(3)と式(4)とにより計算した結果を Fig. 2 に示す。

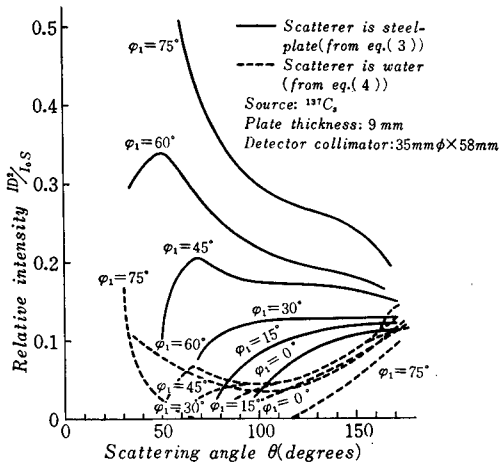


Fig.2 Calculated curves of relative intensity of scattered γ-rays vs. scattering angle.

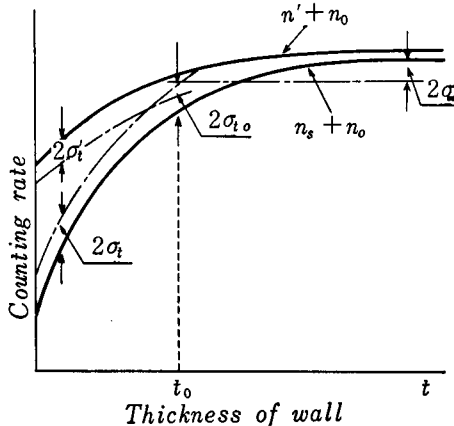


Fig.3 General relation between intensity of backscattered γ-rays and wall-thickness of vessel. where, n_s is the true counting rate in case of no materials in the vessel (or density of materials are small) and n' is the true counting rate in case of the existing of materials in the vessel (or density of materials are large). σ_i and σ_{t_0} are standard deviation from n_s and n' respectively.

2・2 容器の壁厚測定の場合

γ線の後方散乱によるタンク側壁や大口径管壁などの厚さを外部から測定する場合、容器壁背後の物質(液体、粉体などの有無やその密度変化)による計数率誤差および測定範囲が問題となる。一般にこのような方法では壁厚変化に対する計数率変化はFig. 3のようになる。

ここで標準偏差の2倍を統計誤差と考えるならば、 $2\sigma_i$ の上限 (UL) と $2\sigma_{t_0}$ の下限 (LL) とが重なるところまでは内容物による誤差は統計誤差にかくれるが、UL と LL が分離してしまうところではこれらの差が内容物による計数率誤差として現われると考えられる。したがって内容物の存在による相対計数率誤差 ΔI は

$$\Delta I = \frac{n' - n_s}{n_s} - \frac{2}{n_s} (\sigma_i' + \sigma_i) \dots\dots\dots(6)$$

与えられる。この ΔI を小さくするためには右辺第2項は標準偏差の和に比例し、この項を大きくすることは測定精度を悪くすることになるので、右辺の第1項を小さくしなければならない。すなわち、内容物の有無(あるいは密度変化)による計数率の差 $\Delta n = n' - n_s$ をなるべく小さくすること、および計数率そのものを大きくすることという常識的な手段を構じることになる。さらに一般的に厚さ計としての全般の性能の評価は壁厚による計数率変化 dn/dt を用いて、 Δn を壁厚の測定誤差に換算した値、すなわち

$$\Delta t = \frac{\Delta n}{dn/dt} \dots\dots\dots(7)$$

と比較するのが便利である。後方散乱による方法では散乱モデルおよび測定装置の条件などにより、これらをかなり向上させることができる。

また壁厚 t の最大測定可能範囲は計数率の飽和がみられる十分厚い壁厚での計数値に対する標準偏差の2倍すなわち $2\sigma_0$ でその計数値に対する $2\sigma_{t_0}$ の上限と一致する点までの厚さとなり Fig. 3 において t_0 で示してある。この t_0 を拡大する条件は厚さの測定精度向上の条件と同じで、 dn/dt が大きいこと、および標準偏差を小さくすることである。

3. 実験装置と実験方法

γ線源としては密封された ^{137}Cs の 0.1 Ci を用い、鉛容器にあけた 6 [mmφ] × 100 [mm] の孔を通すことによってコリメートし、水平な細い線束として照射した。この線束の広がり、線源から 350mm の距離にある散乱体表面で約 20 [mmφ] であった。これはこの距離において X線フィルムの黒化部の直径から求めた。

散乱体としては $450 \times 300 \times 4.5$ [mm³]および $450 \times 300 \times 1$ [mm³]の軟鋼板をいろいろの厚さに重ねて用い、水はアクリル樹脂製の容器 ($370 \times 610 \times 310$ mm³) に入れて使用した。

ここで用いた水の厚さ (310 mm) は ^{137}Cs の 0.662 [MeV] の γ 線に対しては半無限の厚さとして作用することを実験的に確かめた。検出器は $1\frac{3}{4}$ in. \times 1 in. の NaI (Tl) シンチレーターを用い、実験によっては 35 mm ϕ \times 58 mm または 53 mm ϕ \times 33 mm の鉛のコリメーターを検出器頭部に取り付けた。

測定器はシングルチャネルスペクトロメーターを用いた。本実験での基本配置を Fig. 4 に示す。

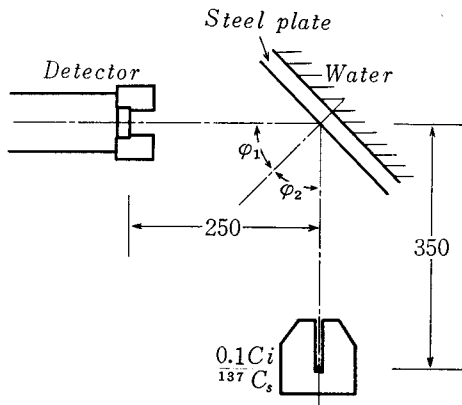


Fig. 4 Basic arrangements (in mm).

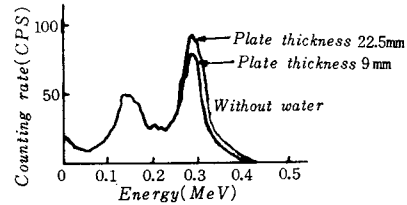
4. 実験結果と考察

まず後方散乱線の性質を知るために、種々の配置において鋼板のみの場合と背後に水のある場合についてエネルギー分布を測定した。この測定結果を Fig. 5 に示す。図から明らかなように散乱角 θ が比較的小さい配置 ($\theta \leq 100^\circ$) では、散乱体での1回散乱によるピーク (以下第1ピークとよぶ) と2回以上の多重散乱によるピーク* (以下第2ピークとよぶ) とが分離して現れる。

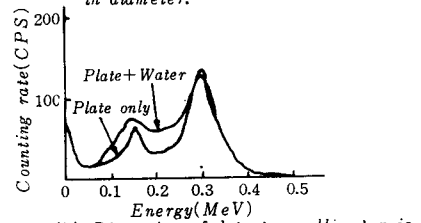
第1ピークは配置により決定される散乱角 θ に対応するエネルギー値とほぼ一致している。また第2ピークはこの散乱角にはほとんど無関係で2回コンプトン散乱における最小エネルギーに近い。

鋼板の背後の水の影響はおもに第2ピークに現れている。この傾向は散乱角が小さいほど顕著である。これは

水の吸収係数が小さいから入射 γ 線は水中深くまではいるものが多いが、1回散乱だけでは、散乱角が小さいほど検出器コリメーターにさえぎられてしまって検出器に



(a) Dimension of detector-collimator is 35mm in diameter.



(b) Dimension of detector-collimator is 53mm in diameter and plate thickness is 9mm.

Fig. 5 Energy spectra of scattered rays ($\phi_1 = \phi_2 = 45^\circ$).

達し得ないためと考えられる。またこの効果は Fig. 2 の計算結果からも予想できる。したがって、入射角 ϕ_1 を大きくとり散乱角を適当に選択し検出器コリメーターを細くして、容器壁からの散乱線のみを測定するようにすれば、容器内容物からの散乱線を減少することができる (ただし ϕ_1 を大きくすれば測定範囲が狭くなることが予想される)。ここでは検出器コリメーターを 35 mm ϕ として測定した結果を Fig. 5 (a) に示す。この場合、容器壁の厚さの影響はおもに第1ピークに現れることを示しており、容器壁などの厚さを外部から測定するような場合に、このような方法で容器の内容物の有無による影響を少なくすることができる。この状態で、波高分析を行わずに全計数率を測定した結果を 53 mm ϕ のコリメーターの場合の同様な結果と比較して Fig. 6 に示してある。

この図からわかるように背後の水の有無による差はかなり小さくできたが、その誤差(式6)を測定精度と同程度にまで小さくするのは困難であった。しかし内容物の多少の密度変化の影響を除去するには十分であろう。ま

* このなかには、検出器内でコンプトン散乱したものも含まれているが、同一条件で 4 in. \times 4 in. シンチレーターを用いた結果と比較してもあまり変わらないから、この分の影響は少ないと考え、以下の記述ではこれを無視する。

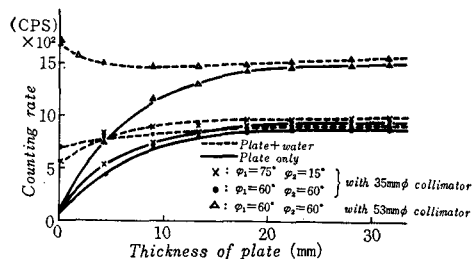


Fig.6 Effect of size of detector-collimator in thickness-gauge.

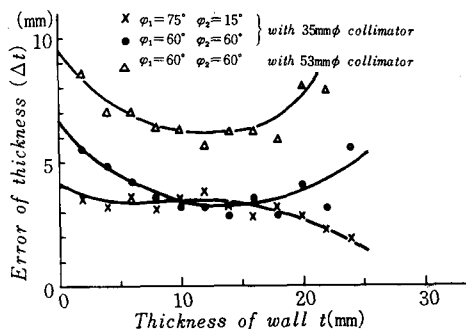


Fig.7 Error of wall-thickness caused by presence of water in vessel.

たこの計数率誤差について式(7)を用いて内容物の有無による壁厚の測定誤差 Δt に換算した結果を Fig.7 に示す。他方、計数率計を用いて測定する場合の最大測定可能範囲を節 2・2 で述べた方法により Fig.6 から求めると、計数率計の時定数を 5 秒としたとき、 $\varphi_1 = \varphi_2 = 60^\circ$ では約 18mm、 $\varphi_1 = 75^\circ$ 、 $\varphi_2 = 15^\circ$ では約 15mm (ともに 35mm ϕ コリメーター使用) であった。このように測定範囲があまり広くなくてよい場合には検出器コリメーターを適当に小さくするとともに入射角を大きくし散乱角をほぼ 90° に選ぶことによって内容物による誤差を少なくすることができる。

5. 結 言

工業計測器のモデルとして、散乱体が均一および鋼板-水系の場合をとりあげ、1 回散乱線について 2 次的に理論解析を行なった。これらの近似理論式は工業計測器を設計する場合、その特性の大略を知るためには充分であると思われる。また実験結果から

- 1) タンク側壁などの厚さ測定においては散乱角が小さい配置では散乱 γ 線のエネルギー分布において第 1 ピークと第 2 ピークが分離可能となるので、この第 1 ピーク部分のエネルギー帯のみを用いれば測定精度が向上する。

ークと第 2 ピークが分離可能となるので、この第 1 ピーク部分のエネルギー帯のみを用いれば測定精度が向上する。

- 2) 外部からタンク側壁などの厚さを測定する場合には、検出器コリメーターを細くし、 φ_1 、 φ_2 を適当に選択することによって、タンク内容物の有無による影響を少なくすることが可能になる。

などのことが明らかになり γ 線を用いてタンク側壁などの厚さ測定を行なう際の基礎的資料を得ることができた。

最後に本研究について有益な助言を与えられた神戸工業株式会社三輪博秀氏、ならびに名古屋工業技術試験所上西時司氏に厚く感謝する。

文 献

- 1) E.Hayward, J.H.Hubbell : J. Appl. Phys., 25, 506 (1954)
- 2) 三輪, 中山 : 応用物理, 24, 498 (1955)
- 3) J.H.Tolan, W.T. Mc Instrosch : NYO-2779 (1960)
- 4) J.H.Tolan, C.T. Bradshaw, K.E. Mears : SRO-54 (1961)
- 5) 上西 : 名古屋工業技術試験所報告, 12, 438 (1963)
- 6) 石松, 中根 : 応用物理, 32, 405 (1963)
- 7) 田尻, 島田, 三塚, 山手 : 第 5 回日本アイソトープ会議報文集, B/E-5 (1963)
- 8) T.Uemura : Jap. J.Appl. Phys., 4, 667 (1965) *ibid.*, 5, 900 (1966)
- 9) 菊地 : 同位元素分離・放射線防御, pp.233~234, 共立出版. (1956)

Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasmas*

By

Yukio SAKAGAMI

Abstract—This report describes experimental observations of a shock wave propagating through a collisionless magnetized plasma. The magnetized plasma was produced by a linear z pinch discharge. A conical gun was used to drive it. A sharp shock front appeared the thickness of which was 2 cm and smaller than the mean collision free path of 8 cm. A magnetic mach number changed from 1 to 4. In a certain region of plasma which was defined by initial number density, magnetic field intensity and gas atomic number, a shock front had an oscillatory structure. This region seems to correspond to a collisionless shock domain. In such a shock wave, dispersion properties of magnetoacoustic waves and collisionless turbulent dissipation of energy (turbulent heating) become significant. A Rogowski probe detected the drift electrons flowing along the shock front across the magnetic field. These electrons seem to excite two stream instabilities developing to turbulence. Soft X-ray burst was caught by a Be-foil, CsI (Tl) scintillator and a photomultiplier. This seems to endorse the existence of turbulent heating process.

1. Introduction

The possible existence of shock waves in high temperature collisionless plasmas depends upon the following three factors in a super-high velocity flow, a steepening effect of a nonlinearity, a dispersive property of the wave and some collisionless dissipative mechanism.¹⁾ The balancing of the first two effects, which is described in Kortweg-de-Vrier equation produces a steady solitary wave. If non-collisional dissipation which is supposed to come from microinstabilities in plasma is introduced, a characteristic profile of a steady flow begins to change and forms a wave train which tends to a shock wave. These energy conversion processes which dissipate the energy of a flow to nonlinear

wave motion are one of the most interesting problems in plasma physics, as well as a heating mechanism in fusion research.

We have performed experimental approaches to clarify the properties of collisionless shock waves. The method is to produce a shock wave perpendicular to a magnetic field in a preionized collisionless magnetized plasma by a super Alfvénic disturbance from a plasma gun.²⁾ A main subject of this experiment is to determine the shock structure in various Alfvén mach numbers and to find the responsible instabilities for shock formation.

2. Experimental arrangement

In usual shock wave experiments^{3) 4) 5) 6)}, symmetrical configurations of magnetic fields were adopted. But we contemplate to have a rather long interaction region of

*The content of this paper was presented to "3rd Conf. on Plasma Phys. and Thermo-nuclear Research, Novosibirsk, USSR, CN-24 /A-5 (1968)"

the waves by using a gun drive system.

A schematic diagram of the experimental apparatus is shown in Fig. 1. The inner

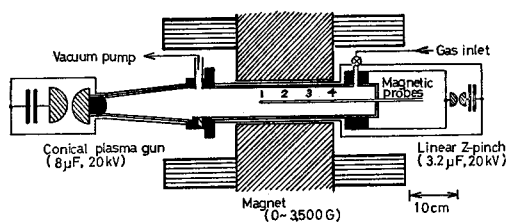


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus of gun drive experiment.

diameters of discharge tubes were 6.7 cm and 17cm, and the length was 50cm. The diameter of a magnet was 20cm, the field of which was up to 3,500 gauss. The base pressure was less than 5.0×10^{-5} torr. The working gases were hydrogen, helium, argon, nitrogen and air which were flowed in a vessel under the pressure range $5 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-1}$ torr. After a transverse magnetic field was applied by an electromagnet, the gas was ionized by a linear Z pinch discharge. The current was up to 100 kA, the duration of which was about $60 \mu\text{sec}$, the discharge energy was about 640 J, 20 kV, $3.2 \mu\text{F}$. A quiet magnetoplasma can be supplied as a working medium, the electron temperature of which was changed by a time decay from the period of preionization. The electron density n_e and degree of ionization α were estimated by the measurements of cut-off times of microwave transmissions (three frequencies: 4 GHz, 10 GHz and 70 GHz). The electron temperature T_e was measured by pulse electric double probes, a mm wave interferometer⁹⁾ and a method of spectral line intensity. The ion temperature T_i was estimated from a converging velocity of the linear Z pinch measured by an

image converter camera and a doppler width of radiation. Fig. 2 shows a typical

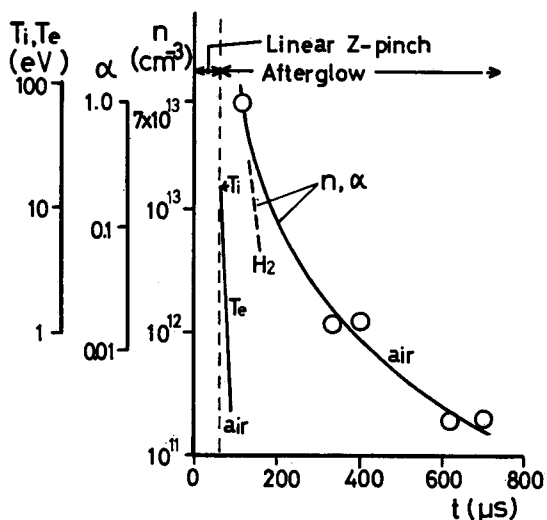


Fig. 2 Number density n , degree of ionization α and temperatures T_e , T_i of working plasma produced by a linear z-pinch discharge in air and hydrogen at initial pressure of 1.0×10^{-3} torr.

example of magneto-plasmas of the initial pressure 1×10^{-3} torr. In a case of air at the onset of the afterglow, electron density was $7.0 \times 1.0^{13} / \text{cm}^3$ and the plasma was almost fully ionized. The electron and ion temperature were 15 eV. The electron density and temperature decreased exponentially with time constants of $100 \mu\text{sec}$ and $10 \mu\text{sec}$ respectively. The mean free path of collision was 8 cm. The ion Larmor radius at 3,500 gauss was 0.48 cm and the electron radius was 2.9×10^{-3} cm. The characteristic scale of magneto-acoustic waves c/Π_e was 6×10^{-2} cm, where Π_e is an electron plasma frequency. The magnetic Reynolds number R_m was 2.7×10^2 which shows a frozen condition of a magnetic flux.

As the mass of the working plasma atom

was increased, from hydrogen, helium, air to argon, the experimental conditions of different Alfvén velocity were introduced. In a region where the mean free path was longer than the other characteristic length of plasma, a super Alfvénic flow was driven to perform a collisionless shock wave experiment.

A conical gun was used to drive a shock wave. The maximum current of a gun was 200 kA, the energy of discharge was 1.6 kJ, 20 kV, 8 μ F. In a transverse magnetic field, only a fast magneto-acoustic mode can exist in stable.

3. Experimental results and considerations

The propagation of magnetohydrodynamic

disturbances was measured by a set of movable four small magnetic probes. Fig. 3 shows the wave propagation behaviors of a wave front and a gun drive plasma. A typical propagation velocity v was about $3\sim 6 \times 10^8$ cm/sec in hydrogen plasma of an initial pressure 4×10^{-3} torr under 450 gauss.

The magnetic mach number M_m was changed from 1 to 4 according to the applied magnetic field intensity and also to the density of plasmas.

The plasma light radiated at the instant of arrival of shock front was observed by a photomultiplier. The bremsstrahlung gives an information of the plasma density. From the data of magnetic probes and light signals we can say that the magnetic field and the plasma density have a jump at a same time. In Fig. 4 the wave forms

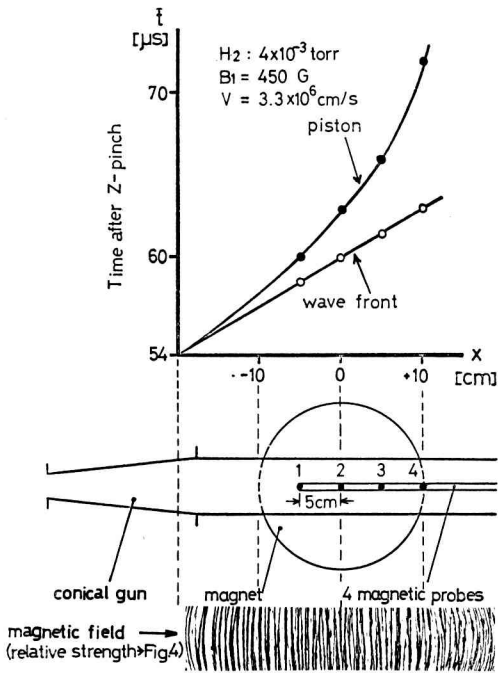


Fig. 3 Time of flight of wave propagation in hydrogen by gun drive and a magnetic field distribution pattern.

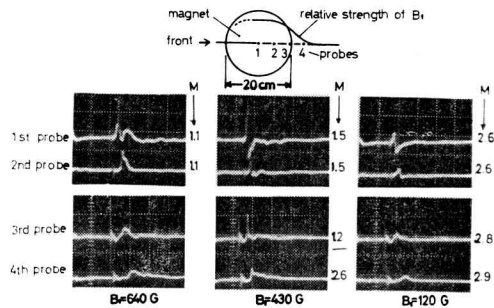


Fig. 4 Wave forms measured by the magnetic probes in various mach numbers in hydrogen plasma (the gun was driven after 50 μ s of z-discharges) initial pressure 4×10^{-3} torr, 80 G / div., 10 μ s / div.

in hydrogen measured by the magnetic probes are shown in various magnetic mach numbers, where the probe positions are indicated. The propagation of the fronts and their deformation were observed. In

the case of weak magnetic fields and also at the first probe position the gun plasma shows a diamagnetic response just after the wave front.

As for the formation of the shock waves, the dispersion of magneto-acoustic waves and the dissipation mechanism are important. When the wavelength of these decreases to the order of c/Π_e , the dispersion property is responsible to retain the steepening of the front. The shock width of our experimental results was about $30 c/\Pi_e$. In Fig. 5 we can see a

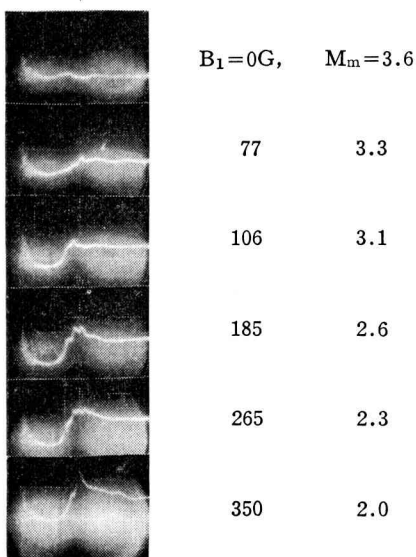


Fig. 5 Oscillation of the front structure in air plasma 130 G/div., 2 μ s/div., initial pressure 1×10^{-3} torr.

particular oscillation which was introduced just after the front of air plasma. The width of the shock front was about 2 cm which was smaller than the mean free path of collision in a range of $M_m < 3$. At the high magnetic mach number $M_m > 3$, the wave front began to be broad and showed a 2 steps structure. As the plasma becomes

collisionless, the cooperative motions of the plasma predominate to excite the oscillations, the frequency of which was about electron-ion hybrid frequency. These oscillations were not observed in the case of collisional magnetohydrodynamic shock waves. In Fig. 6, the region where the

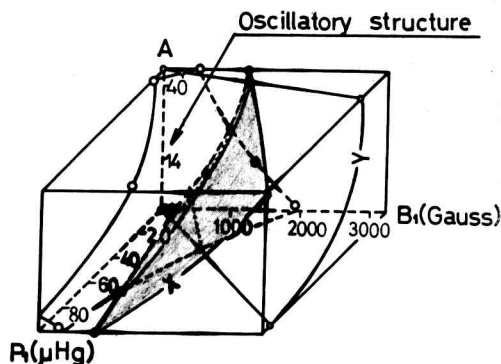


Fig. 6 Observed region of oscillatory shock structure and collisionless domain in three axes of plasma pressure, magnetic field and atomic number.

oscillatory structure was observed is shown in a parameter volume composed of three axes, initial gas pressure p_1 , magnetic field B_1 and mass number of atom A. This region almost corresponds to the collisionless shock domain, where X plane indicates the condition $M_m = 1$ and Y plane shows the condition that the mean free path of collision equals to the ion Larmor radius.

The collisionless dissipative processes are very interest to study. There are many proposed models which seem to be suitable to describe the process in a weak shock condition^{7) 8) 9) 10)}. But in high mach number case, it remains unknown. We have measured a current in front by a

Rogowski probe, the diameter of which was 1 cm. Fig.7 is a current wave form

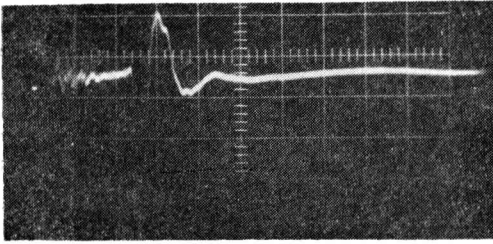


Fig. 7 Current in shock front by drift electrons in hydrogen plasma, 1.0×10^{-3} torr., 1,600A/div., $2 \mu\text{s}/\text{div.}$, $B_1=350$ G.

in hydrogen plasma which seems to be due to the drift electrons crossing the magnetic field in the surface of shock front.

The after coming positive signal corresponds to a reverse current which flows in a surface of a piston plasma. Assuming the initial plasma density as $7 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, the electron drift velocity is up to 4.5×10^8 cm/sec which is larger than the thermal electron velocity 2.6×10^8 cm/sec at the temperature of 15 eV. According to a theory of two stream instability, when the velocity of this drift electrons exceeds the thermal velocity of electron behind the front, the instability is introduced. The threshold magnetic mach number of this instability¹¹ is given by $M_m = 1 + (3/8)(8\pi nkT_e/B^2)^{1/3}$. In our experiment of Fig. 7, the flow velocity surpasses this threshold $M_m=1.26$, $B_1=350$ gauss and tends to be dissipative.

To check the existence of beams in a front, we used an ion sensitive probe¹²⁾. As well known, if we put a surface of the ion sensitive probe parallel to a magnetic line of force, less energized electrons can

not reach to a collector on account of a small Larmor radius while the ions easily get there to give the data of ion temperature and density. In hydrogen plasma, the surface of a probe, the diameter of which was 10 mm, was set along the x direction of shock propagation and parallel or perpendicular to the line of force in y direction as indicated in Fig. 8. These

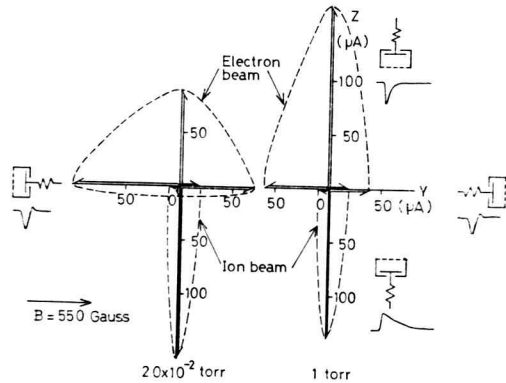


Fig. 8 Directional beam distribution properties in shock fronts measured by an ion sensitive probe.

data show that the ion beam exists in the z direction and the energized electron beam, about forty times larger than the ion energy, was observed, the direction of which was more divergent in a collisionless case comparing to a collision dominant plasma. This endorses a fact that the electron beam is more quickly randomized by two stream instability than the collisional thermalization.

In helium plasma, a variation of electron temperature across a shock front was measured by the spectral line intensity ratio of HeI 4713Å and 4921Å. The results are shown in Fig. 9.

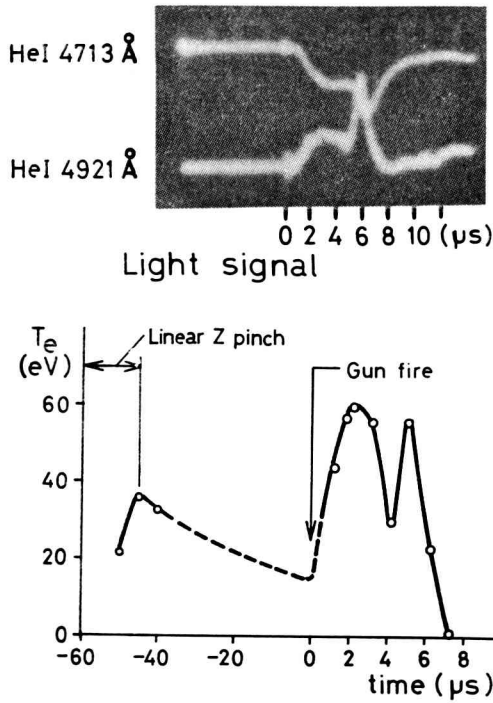


Fig. 9(a) Electron temperature T_e vs. time estimated by line intensity ratio HeI 4921Å/HeI 4713Å. Initial pressure was 5.0×10^{-3} torr in helium. Initial field was 320 gauss. Magnetic mach number was 1.5.

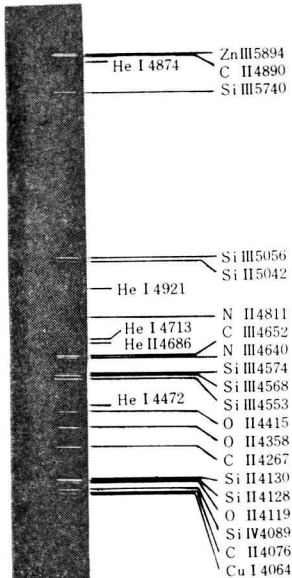


Fig. 9(b) Spectrum in gun drive experiment.

The electrons were heated very rapidly in a turbulent state. The growth rate of the two stream instability, estimated from a linear analysis¹³⁾, is $\gamma_{max} = (m_i/m_e)^{1/6} \Pi_i$, we got $\gamma = 3 \times 10^{10}$ /sec in the case of hydrogen. Then we measured soft X-ray from the shock front by a CsI (T1) scintillator diameter of which was 45mm, the thickness 3 mm covered by a Be plate, thickness of $150 \mu\text{m}$. In Fig. 10, the X-ray burst in hydrogen plasma is shown when the front arrived at a set position of the

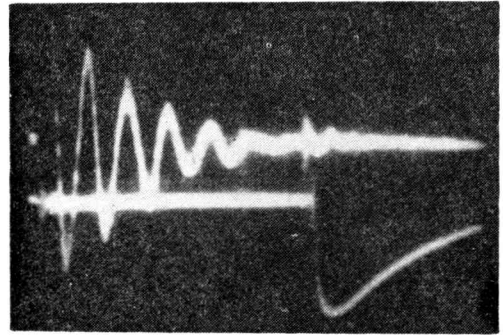


Fig. 10 Soft X-ray burst from shock wave in hydrogen plasma, 1.0×10^{-3} torr, $B_1 = 300$ gauss, $10 \mu\text{s}/\text{div}$.

detector. This indicated the existence of a few keV electrons in plasma. The two stream instability in the front surface seems to be responsible to the turbulent dissipation of collisionless plasma.

4. Conclusions

By using a gun drive system in order to have a rather long interaction region, collisionless shock waves were investigated in detail. In a region of magnetic mach number 1~4, we ascertained the simultaneous jumps of magnetic field and density in a shock front. In this case we often noticed oscillations in front. The rise of

front seems to be the steepest at the magnetic mach number about 2. Minimum width of the shock fronts was 2 cm.

The dissipative mechanism of two stream instability was supposed to be a main process for shock formation in our case. The drift electrons in the front were observed by a Rogowski probe and an ion sensitive probe.

Soft X-ray burst indicates a turbulent heating of electron up to a few keV.

The dissipative mechanism caused by the ion acoustic and decay instabilities are still in study.

Acknowledgements

The author wishes to express his appreciation to Professor C. Yamanaka, Dr. M. Yokoyama and Dr. S. Nakai for their helpful suggestions. He is also indebted to Messrs. K. Kasuya, M. Imanaka and C. Yamabe in the assistanship of experinent.

References

- 1) R.Z.Sagdeev, "Reviews of Plasma Physics" Vol. 4, ed. M.A.Leontovich, Consultants Bureau, N. Y. (1966).
- 2) Y.Sakagami and C.Yamanaka, *Rep. Ionos. Space Res. Japan* **20** 45 (1966), *Technol. Rep. Osaka Univ.*, **16**, 153 (1966), *Oyo-Butsuri* **37**, 810 (1968).
- 3) J.W.M.Paul *et. al.*, *Nature* **208**, 133 (1965), 363 (1967).
- 4) R.Kh.Kurtmullaev *et. al.*, "2nd Conf. on Plasma Phys. and Thermonuclear Research, Culham" CN-21/218 (195).
- 5) U.Ascoli-Baltori *et. al.*, *ibid.* CN-21/75 (1965).
- 6) G.Goldenbaum and E.Hintz, *Phys. Fluids* **8**, 2111 (1965).
- 7) C.Yamanaka *et. al.*, *J.Phys. Soc. Japan* **22**, 1306 (1967).
- 8) C.T.Kennel and R.Z. Sagdeev, *J.Geophys. Res.* **72**, 3303 (1967).
- 9) D.A.Tidman, *Phys. Fluids* **10**. 547 (1967).
- 10) K.Niu and R-J.Hung, *J.Phys. Soc. Japan* **23**. 436 (1967).
- 11) C.Morawetz, *Phys. Fluids* **5**, 1447 (1962)
- 12) I.Katsumata *et. al.*, *Japan J.Appl. Phys.*, **6**, 123. (1967).
- 13) T.H.Stix The "Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill, N.Y. (1962).

Opionic Parallel Type A-D Converter

Haruo TAKAHASHI

Synopsis—This paper describes about an opionic parallel type A-D converter constructed with photo PNP switches and electroluminescent cells.

A study is composed of two contents; 1) the characteristics of photo PNP switch and 2) the application of the element to design the opionic parallel type A-D converter and the D-A converter for decoding the light digital output of the A-D converter.

Introduction

The analog-to-digital converter (abbreviated as A-D converter) is, in general, classified into two types;

1) A-D conversion is accomplished by purely electrical means as the input analog quantity has been converted to the electrical quantity,

2) A-D conversion is accomplished by purely physical means without converting the input analog quantity to the electrical one.

In this paper a new type A-D converter is presented using opionic circuits combined with two elements, that is, photo PNP switch and electroluminescent cell.

The opionic conversion method described in this paper is different from above two type conversion methods with respect to that this new converter can convert the light beam analog input to the light beam digital output. In this opionic

converter, the comparator is simply constructed with the utilization of linearity of the breakover-voltage of photo PNP switch and its performance is decided by the delay circuit.

Then the circuit construction of this converter is very simple and the minimization and integration of it is possible.

In this paper, the performance of the opionic parallel type A-D converter, its construction and design method are described and several experimental results obtained from three digit opionic parallel type A-D converter are discussed.

Further, the possibility of constructing the opionic digital-to-analog converter (abbreviated as D-A converter in the following) using photo PNP switch is discussed and its principle is briefly presented.

Principle

The breakover-voltage of photo PNP switch decreases linearly corresponding to the increase of light analog input intensity.

Photo PNP switch becomes to be conductive when this breakover-voltage is

Portions of this paper were printed in The Technology Reports of OSAKA City University, (1966)

larger than the reference voltage corresponding to the quantization level, and so photo PNPN switch will be able to compare the light analog input intensity with the reference voltage level. The A-D converter presented in this paper is constructed according to this characteristics of photo PNPN switch.

For convenience in explanation, the characteristics of photo PNPN switch is explained briefly, and then the operation of the three digits, parallel type A-D converter is illustrated.

As is well known, photo PNPN switch is two-terminal element and becomes to be conductive upon the incidence of light under the condition that the forward voltage is applied, that is, the light input corresponds to the gate current of **SCR**. The sensitivity of photo PNPN switch for light intensity depends upon the generation of the photo current which corresponds to the gate current of **SCR**, and therefore the conduction of photo PNPN switch will happen when the light analog input exceeds the level enough to produce the photo current to break-down photo PNPN switch.

The current-voltage characteristics of photo PNPN switch resembles to that of **SCR** as shown in Fig. 1(a). In Fig. 1(b), the voltage at the point **a** is called the breakover-voltage, and photo PNPN switch becomes to be conductive only when the supplied voltage is higher than this breakover-voltage, and the voltage at the point **b** is called the conductive holding voltage and photo PNPN switch becomes to be cut-off when the voltage across photo PNPN switch is lower than this conductive holding voltage.

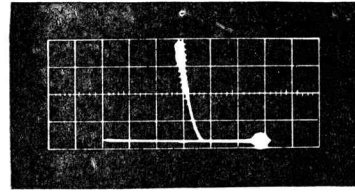


Fig.1(a) Photograph of current—breakover-voltage characteristics

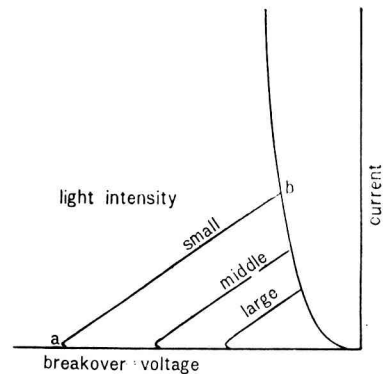


Fig.1(b) Current—breakover-voltage characteristics

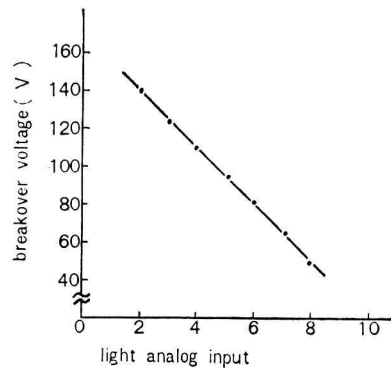


Fig.1(c) Light input—breakover-voltage characteristics

Fig. 1 Characteristics of photo PNPN switch

Fig. 1 (b) shows the same characteristics of photo PNP switch changing the light analog intensity as a parameter.

Fig.1 (c) shows the relationship between the light analog input and the breakover-voltage of photo PNP switch. It will be easily understood in Fig. 1 (c) that the breakover-voltage decreases linearly with the increase of light analog input. Then the light analog input corresponds one to one with the breakover-voltage, and so the light quantity of light input will be converted to the electrical quantity of the breakover-voltage. Fig. 2 illustrates the block diagram of the optronic parallel type A-D converter constructed by utilizing the relation of the light analog input and the breakover-voltage of photo PNP switch.

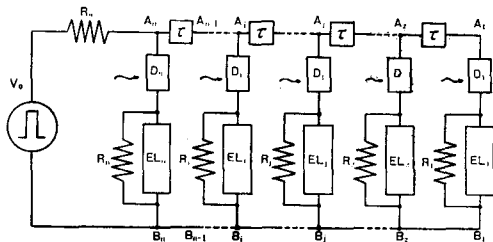


Fig. 2 Block diagram of Optronic Parallel type A-D Converter

We will explain the description of the operation principle of this A-D converter. The delay circuit ignored its transfer loss is to let operation state the photo PNP switches successively from the higher order digit to the lower order one.

Suppose the voltage V_{oi} across the resistor R_o when the only one photo PNP switch is conductive and other switches are cut-off.

In this condition, the voltage between A_i and B_i becomes to $(V_o - V_{oi})$.

When the exciting pulse voltage V_o arrives at the point A_j progressing to the direction of $A_n, A_{n-1}, \dots, A_j, \dots, A_1$, the voltage V_j appearing between A_j and B_j , in the case of $R_o \ll R_1, R_2, \dots, R_n$, is given by

$$V_j = \sum d_k V_{ok}$$

where $d_k = 1$ for D_k is conductive
 $d_k = 0$ for D_k is nonconductive.

Of course, D_k must satisfy the condition of $n > k \geq j$.

In the condition that the light analog input is incident to each photo PNP switches, when the breakover-voltage corresponding to the reference level of the light analog input of photo PNP switch is equal or small against the reference voltage level V_j , photo PNP switch corresponding to the bit will be conductive.

The electricity-to-light conversion element connected to photo PNP switch, for example, **EL** becomes to conduct to the pulse source voltage and emits the light. Then **EL** shows the digit is "1" in the binary number.

Otherwise **EL** connected to photo PNP switch of which the breakover-voltage corresponding to the reference level of the light analog input is high rather than the reference voltage level, does not contact to the source voltage, and therefore does not emit the light and shows "0" in the digit corresponding to that photo PNP switch.

As described above, the light output from **EL** shows the digital code in the binary number derived from the light analog input. Once photo PNP switch becomes to be conductive, it holds the conductive condition after taking away

the light analog input as is similar to SCR, and then it cannot return to the cut-off condition without removing the applied voltage or bringing down the terminal voltage to the holding voltage of photo PNP switch. Therefore we employ the pulse voltage as the driving source in order to return photo PNP switch to the cut-off condition, that is, this A-D converter performs in the positive half cycle of driving pulse, and becomes to reset in the following negative half cycle of the pulse.

We illustrate, in Fig. 3, the practical three bits optronic parallel type A-D converter constructed by utilizing the relation of the light analog input and the breakover-voltage of photo PNP switch.

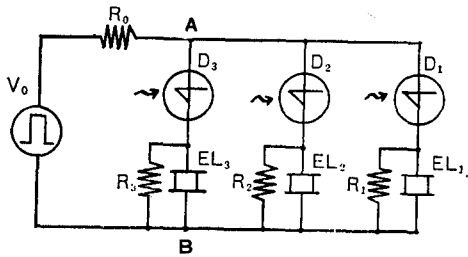


Fig. 3 Connection diagram of Optronic Parallel type A-D Converter

In Fig.3, D_1 , D_2 and D_3 show photo PNP switches used as the light-to-electricity conversion elements, and EL_1 , EL_2 and EL_3 show the electroluminescent cells used as the electricity-to-light conversion elements. Resistors R_1 , R_2 and R_3 provide current limit to D_1 , D_2 and D_3 , respectively and resistor R_0 sets up the reference voltage level at the point A in Fig. 3 by the current through R_1 , R_2 and R_3 . EL_1 , EL_2 and EL_3 connected to D_1 , D_2 and D_3

respectively emit or do not emit the light corresponding to the condition that photo PNP switches conductive or nonconductive respectively and therefore each EL indicates "1" or "0" in the binary number at the digit corresponding to the condition of photo PNP switch.

The delay circuit is not shown in Fig.3, because the time constant circuit is constructed with load resistor R of photo PNP switch and capacitor C of EL. This timing circuit decides the order of the performance of D_1 , D_2 and D_3 , and therefore this timing circuit operates as the delay circuit in Fig. 2.

We will describe briefly the principle of the performing process of this timing circuit.

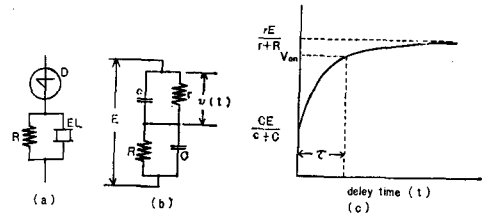


Fig. 4 Initial response of RC timing circuit

Fig. 4 (a) shows the one digit part of the circuit in Fig. 3, and Fig. 4 (b) shows the equivalent circuit. In Fig. 4 (b), resistor r is the internal resistance of photo PNP switch, c is the stray capacitance of it, C is the capacitance of EL including the stray capacitance of load resistor R . When the step voltage E is applied to this circuit, the voltage $V(t)$ across resistor becomes to

$$V(t) = E \left\{ \frac{r}{r+R} - \frac{rc-RC}{(r+R)(c+C)} \exp - \frac{r+R}{rR(c+C)} t \right\} \quad (1)$$

Fig. 4 (c) shows the inditial response of $V(t)$. If the breakover-voltage V_{on} is fixed in the range of

$$V(t)_{t=0} < V_{on} < V(t)_{t=\infty}, \quad (2)$$

photo PNP switch will be conductive after the time interval τ from the start of the supplying voltage E as shown in Fig. 4 (c).

$V(t)_{t=0}$ and $V(t)_{t=\infty}$ are calculated from Eq. (1) as

$$\left. \begin{aligned} V(t)_{t=0} &= \frac{CE}{C+c} \\ V(t)_{t=\infty} &= \frac{rR}{R+r} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Then this timing circuit is equivalent to the deley circuit as shown in Fig. 2.

In Fig. 3, if the time constant of each timing circuit is chosen as

$$C_3R_3 < C_2R_2 < C_1R_1,$$

photo PNP switches D_1 , D_2 and D_3 become always to operate in the order of $D_1 \rightarrow D_2 \rightarrow D_3$.

Fig. 5 (a) shows the characteristics of the relation between time constant and deley time, and Fig. 5 (b) shows the

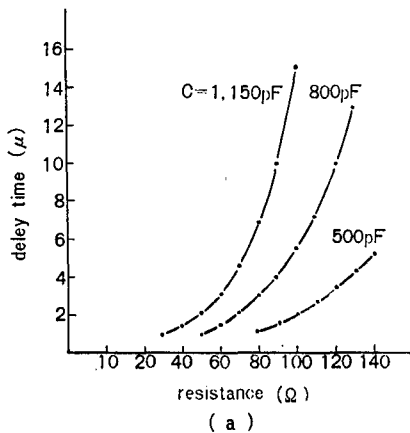


Fig. 5 (a) Dependence of deley time upon RC of the comparator using photo PNP switches

characteristics of the dependence of deley time upon the light input of the comparator.

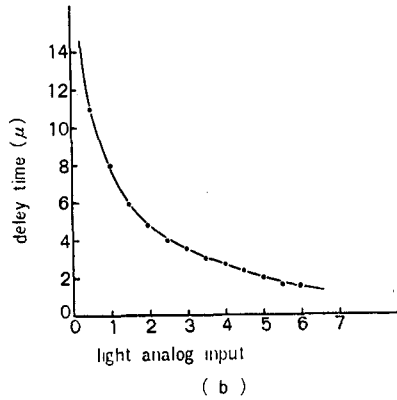


Fig. 5 (b) Dependence of RC time constant

Operation process

Fig. 6 shows the relationship of the voltage between A and B in Fig. 3, the light digital output, and the light analog input. We will try to describe the performing process of this A-D converter by making use of Fig. 6.

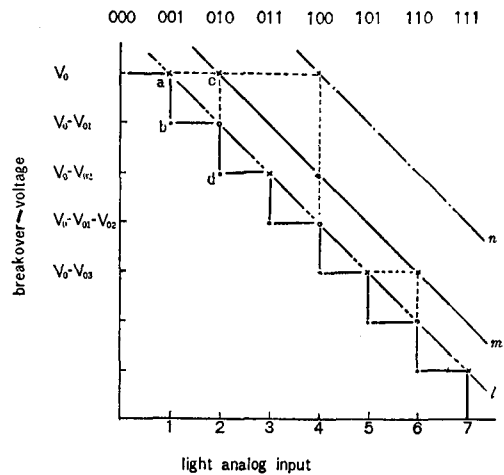


Fig. 6 Explanation of the performance of the A-D converter

In Fig.6, lines l , m and n show the characteristics of the light analog input and the breakover-voltage $V_{1,on}$, $V_{2,on}$ and $V_{3,on}$ of D_1 , D_2 and D_3 respectively.

We will start with the case of no light analog input. The relation of the breakover-voltage of D_1 , D_2 and D_3 is, as shown in Fig.6, given by

$$V_{1,on} < V_{2,on} < V_{3,on} \quad (4)$$

When the light analog input is applied to D_1 , D_2 and D_3 the breakover-voltage $V_{1,on}$ of D_1 decreases and then the condition expressed in Eq. (4) changes the condition of

$$V_{1,on} \leq V_o < V_{2,on} < V_{3,on} \quad (5)$$

Therefore, at the point **a** in Fig.6, that is, $V_{1,on} = V_o$ is satisfied, D_1 becomes to be conductive.

V_o is the voltage at the point **A** in Fig.3, when all photo PNP switches D_1 , D_2 and D_3 are the cut-off conditions.

When D_1 is conductive, the current through D_1 causes the voltage supplied to D_2 and D_3 making V_{o1} lower from V_o , that is, the voltage $(V_o - V_{o1})$ at the point **A** in Fig.3 becomes to be supplied to D_2 and D_3 . In this case, photo PNP switch D_1 becomes only to be conductive, and so the output [001] is given in binary number.

When the light analog input increases slightly, the breakover-voltages of D_1 , D_2 and D_3 decrease from the condition given in Eq.(5) to the condition of

$$V_{1,on} < V_{2,on} \leq V_o < V_{3,on} \quad (6)$$

The source voltage is supplied in the order of $D_3 \rightarrow D_2 \rightarrow D_1$, according to the performance of **CR** timing circuit as discussed above. Then D_2 at the first place, will be conductive at the point **c**

in Fig. 6 where $V_{2,on} = V_o$ is satisfied, and therefore **EL**₂ emits the light and shows the digit is "1" in binary number. The current through D_2 contributes the voltage V_o across resistor R_2 , and the voltage at the point **A** becomes to $(V_o - V_{o2})$. This voltage indicated at the point **d** in Fig. 6 is smaller than the breakover-voltage of D_1 corresponding to this value of the light analog input, and then D_1 cannot be made to be conductive and **EL**₁ does not emit the light. In this case, D_2 becomes only to be conductive. Hence this value of the light analog input is converted to binary code [010].

The breakover-voltages of D_1 , D_2 and D_3 decrease together with increasing of the light analog input till the condition in which the next equation is satisfied

$$V_{1,on} \leq V_o - V_{2,on} < V_o < V_{3,on} \quad (7)$$

D_2 becomes at first to be conductive by the operation of the timing circuit, and the voltage at the point **A** becomes to $(V_o - V_{o2})$. This voltage is larger than $V_{1,on}$ from the relation of Eq. (7), and so D_1 becomes to be conductive, too. In this case, both D_1 and D_2 become to be conductive, and the voltage at the point **A** becomes to $(V_o - V_{o1} - V_{o2})$. This value of the analog input is converted to binary code [011].

The increase in the light analog input changes the condition satisfied with Eq. (7) to the condition of

$$V_{1,on} < V_{2,on} < V_{3,on} \leq V_o \quad (8)$$

by similar process described above. D_3 becomes at first to be conductive by the timing circuit, and the voltage drop **A** across resistor R_3 changes the voltage at the point **A** to $(V_o - V_{o3})$. In this case,

this voltage is smaller than the breakover-voltage $V_{1,on}$ and $V_{2,on}$ of D_1 and D_2 respectively corresponding to this light analog input, and therefore neither D_1 nor D_2 can be made to be conductive. Hence binary code [100] is given by this value of the light analog input. The process of A-D conversion is repeated in the similar manner with the increase of the light analog input as discussed above.

We will arrange in Table. 1 the relationship of light digital codes and breakover-voltages of D_1 , D_2 and D_3 corresponding to intensity values of the light analog input in order to make easily understand the process of input-output characteristics of the three bits optronic parallel type A-D converter.

	D_1	D_2	D_3
000	$V_{1,on} > V_0$	$V_{2,on} > V_0$	$V_{3,on} > V_0$
001	$V_{1,on} < V_0$	$V_{2,on} > V_0$	$V_{3,on} > V_0$
010	$V_{1,on} > V_0 - V_{01}$	$V_{2,on} < V_0$	$V_{3,on} > V_0$
101	$V_{1,on} < V_0 - V_{01}$	$V_{2,on} < V_0 - V_{01}$	$V_{3,on} > V_0$
100	$V_{1,on} > V_0 - V_{01}$	$V_{2,on} > V_0 - V_{01}$	$V_{3,on} < V_0$
101	$V_{1,on} < V_0 - V_{01}$	$V_{2,on} > V_0 - V_{01}$	$V_{3,on} < V_0 - V_{01}$
110	$V_{1,on} > V_0 - V_{01} - V_{02}$	$V_{2,on} < V_0 - V_{01}$	$V_{3,on} < V_0 - V_{02}$
111	$V_{1,on} > V_0 - V_{01} - V_{02}$	$V_{2,on} < V_0 - V_{01} - V_{02}$	$V_{3,on} < V_0 - V_{01} - V_{02}$

Table. 1 Voltage condition of the A-D converter

Fig. 7 shows the experimental result of the relation of light analog input and light digital output in this A-D converter.

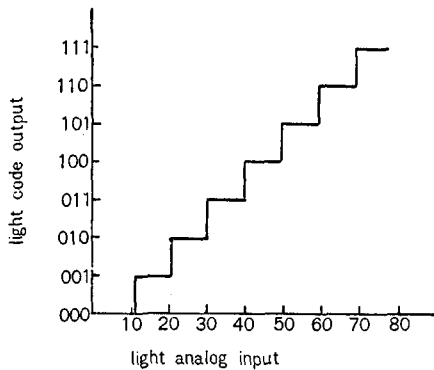


Fig. 7 Input-output characteristics of Optronic Parallel type A-D converter

Method of Design

We will try to calculate voltage drops V_{01} , V_{02} and V_{03} across resistor R_0 from Fig. 6, when photo PNPN switches D_1 , D_2 and D_3 become separately to be conductive respectively. In Fig. 6, the lines l , m and n give the relationship of the light analog input and the breakover-voltages of photo PNPN switch D_1 , D_2 and D_3 respectively. These lines will take the same gradient angle θ to the vertical axis, and d will be the quantization level for the light analog input. Then the voltage drops V_{01} , V_{02} and V_{03} are written as follows

$$\left. \begin{aligned} V_{01} \tan \theta &= d \\ V_{02} \tan \theta &= 2d \\ V_{03} \tan \theta &= 4d \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

and therefore the relations of V_{01} , V_{02} and V_{03} are given, from Eq.(9), by

$$\left. \begin{aligned} 2V_{01} &= V_{02} \\ 2V_{02} &= V_{03} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

On the other hand, we will calculate V_{01} , V_{02} and V_{03} from the circuit in Fig. 3 as follows

$$\left. \begin{aligned} V_{01} &= \frac{R_0}{R_1 + R_0} V_0 \\ V_{02} &= \frac{R_0}{R_2 + R_0} V_0 \\ V_{03} &= \frac{R_0}{R_3 + R_0} V_0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

where we neglect the forward resistance of photo PNPN switch.

In the case of $R_0 \ll R_1, R_2, R_3$, Eq. (11) is expressed as

$$\left. \begin{aligned} V_{o_1} &= \frac{R_o}{R_1} V_o \\ V_{o_2} &= \frac{R_o}{R_2} V_o \\ V_{o_3} &= \frac{R_o}{R_3} V_o \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

From Eq. (10) and Eq. (12), we obtain the relation of resistance R_1 , R_2 and R_3 as follows

$$\left. \begin{aligned} R_2 &= \frac{1}{2^1} R_1 \\ R_3 &= \frac{1}{2^2} R_2 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Eq.(13) gives the relation of resistance in the case of three bits A-D converter, however, in general case, the relation of resistors is expressed as

$$R_n = \frac{1}{2^{n-1}} R \quad (n=1, 2, \dots, n)$$

and the voltage drop $V_{oi}(i=1, 2, \dots, n)$ across resistor R_o is given by

$$V_{oi} = \frac{R_o V_o}{R_o + \frac{R}{d_n 2^n}} \quad (14)$$

In the case of $R > R_o$, Eq.(14) shows that V_{oi} becomes to be the voltage corresponding to the binary number, and therefore we can construct the decoder making use of Eq. (14) by process as that will be discussed at the next section.

Optronic D-A converter

The optronic D-A converter can be constructed according to the principle of the load resistance type D-A converter.

The three digits optronic D-A converter is shown in Fig. 8. This circuit is the same optronic circuit as the optronic A-D converter.

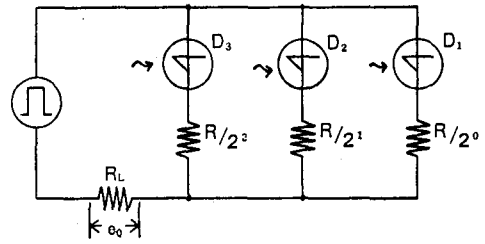


Fig. 8 Connection diagram of Optronic Parallel type D-A converter

The light code input emitted from the optronic A-D converter is applied on photo PNP switches of each digits, and resistors connected to each photo PNP switches are weighted resistors corresponding to the weights of each digits. The analog output voltage e_o across the resistor R_i is given by

$$e_o = \frac{R_i E}{R_i + \frac{R}{\sum d_n 2^n}}$$

as is the same form in Eq.(14).

e_o becomes the linear function of the analog output corresponding to the binary code only when the condition of

$$R_i \ll \frac{R}{\sum d_n 2^n}$$

is satisfied.

Fig. 9 shows the experimental result of the relationship of digital code and analog voltage output. It is clear in Fig. 9 that each quantization level are not equal, when resistance R_i is in order of $(1/10) R$ so that the condition of $R_i \ll R$ is not completely satisfied in this D-A converter.

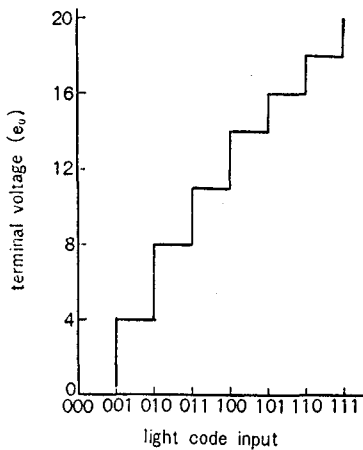


Fig. 9 Input-output characteristics of Optronic Parallel type D-A converter

Conclusion

The principle of the optronic parallel type A-D converter and its circuit construction are described, and its characteristics are clarified both experimentally and theoretically.

Several advantages of this converter are mentioned in the following.

(1) The optical elements, photo PNP switch and **EL**, in the present converter are electrically insulated from each other. The information from output of a stage to input of next stage is transmitted by means of light coupling. Since this transmission is one-directional, electrical conditions at output do not affect to those at input of next stage. Also mutual interaction between lights can easily be avoided, and then we do not need to consider additional problems such as impedance matching and mutual interference at high frequency which occur in transistor circuits.

(2) This A-D converter can be constructed with a few elements, for the comparator in this A-D converter is simply

constructed with the utilization of the relation between the breakover-voltage and the light analog input of photo PNP switch.

(3) **EL** will be replaced with semi-conductor laser by modifying the optronic circuit. If semi-conductor laser of which response time is the order of about $10ns$ will be used as the electricity-to-light conversion element, the conversion time of this A-D converter is limited with the response time of photo PNP switch.

The rise and fall time is about $0.5\mu s$ of photo PNP switch in this converter, and therefore N digits A-D converter needs conversion time of about $0.5(N+1)\mu s$.

(4) If the light-to-electricity conversion element of the high speed switching characteristics will be replaced with photo PNP switch, this A-D converter will be able to be used as the high speed code-modulation circuit for light communication system.

Acknowledgement

The author wishes to thank Professor Y. Kitahama and Lecture H. Kayano, Osaka City University for discussions and valuable suggestions during the course of this work.

References

- Y. Kitahama, H. Kayano and H. Takahashi:
- 1) 1965 Convention Record of I. E. E. of Japan, No.1824, April 1965. (In Japanese)
 - 2) 1965 Convention Record of I. E. C. E. of Japan, NO. S8-11, October 1965. (In Japanese)
 - 3) 1966 convention Record of I. E. E. of Japan, NO.1379, April 1966. (In Japanese)
 - 4) 1966 Convention Record of I. E. C. E. of Japan, NO.694, October 1966. (In Japanese)
 - 5) J.I.E.E., Japan, 86, NO.928, January 1966. (In Japanese)

マイクロ波による小径プラズマ柱の測定

成 田 紘 一

Measurement of a Small Radius Plasma Column with Microwave Techniques

Hirokazu NARITA

Abstract-Various investigations about diffusion and instability in positive column have been sought by many authors. However, for the plasma in which the mean free path of particles is larger than the radius of a discharge tube and its gas pressure is relatively high ($10^{-2}\sim 1$ Torr), no report has been received up to present.

The author takes up such-like plasma especially and measures its physical parameters using microwave techniques.

The diagnostic technique used here is owing to the microwave impedance method which is appropriate to plasma having high density relatively.

In this paper, the method mentioned above is simplified to facilitate a treatment of measuring results.

A discharge tube is built similarly to the form which has been developed by Singh & Rowe and is filled with argon gas.

From the experimental results it is clear that the electron density of plasma varies logarithmically with both discharge current and gas pressure, but that the collision frequency of electron holds a constant in spite of the change of discharge current. The values of experimental results shows a good agreement with theoretical ones. Moreover, several interesting phenomenon are observed by experiments.

1. まえがき

低圧気体放電にみられる陽光柱プラズマについて、その機構を初めて明らかにしたのは Schottky (1924⁽¹⁾年)であり、その後 Von. Engl, M. Steenbeck⁽²⁾等によって研究されてきた。Schottky 拡散理論はプラズマ粒子(特に電子)の平均自由行程が放電管の直径にくらべて小さく、気圧が $10^{-1}\sim 10$ Torr 程度の場合にしか成立しない。他方、粒子の平均自由行程が管の直径よりも大きく、気圧が $10^{-4}\sim 10^{-3}$ Torr 程度の場合は Tonks と Langmuir⁽³⁾によって論じられている。しかしながら、粒子の平均自由行程が放電管径にくらべて十分大きく、同時に気圧が比較的高い場合の陽光柱プラズマの拡散に

については現在まであまり研究されていないようである。

最近にいたり、プラズマの不安定現象、とりわけ陽光柱プラズマの不安定現象について特によく研究されてきた。例えば、それはファラデー暗部附近の不安定現象、強磁場中陽光柱プラズマの乱流⁽⁴⁾などであるが、前に述べたようなプラズマにおける拡散機構がまだはっきりと知られていないため、この他に多くの不安定現象が存在するものと思われる。

本論文では前述のごときプラズマ*の診断を目的として、マイクロ波技術を用いたプラズマの物理定数測定法について述べ、さらにこの方法を用いて測定を行った結果について述べている。

プラズマ測定において、一般的によく使われているプ

*注. プラズマ粒子の平均自由行程が放電管径よりも大きく、気圧がかなり高い場合。

ローブ法は、本実験で用いるような直径の小さい放電管の場合には、挿入するプローブがプラズマの状態を乱すために好ましくない。したがって小径プラズマの診断に対しては今までマイクロ波空洞法⁽⁵⁾が用いられてきた。しかしこの測定法は測定値の算出が非常に厄介であるのと、装置の調整が面倒なため、本実験ではマイクロ波インピーダンス法を用いた。

この方法は方形導波管 H_{01} 状態の電界に平行に挿入されたプラズマ柱のインピーダンスを測定し、その値より電子密度と電子衝突周波数を求めるものである。マイクロ波インピーダンス法はイリノイ大学で考案され、その後プラズマのインピーダンスと物理定数とが関係づけられ、さらに、Anderson⁽⁶⁾、武田⁽⁷⁾、Misuk⁽⁸⁾らによってプラズマのインピーダンス測定結果から比較的簡単に電子密度と電子衝突周波数が求められるようになった。この測定法は特に高密度プラズマに適用できるという特徴を持っている。本論文では、筆者はこのマイクロ波インピーダンス法に必要な各種のファクターを詳しく計算し、さらに測定値の処理が容易になるよう計算し図表化した。

使用した放電管は特に高密度プラズマを得るよう考案した放電管で、ミシガン大学の Singh と Rowe⁽⁸⁾によって開発されたものと同じである。本実験では、放電気体としてアルゴンをを用い、直径 5 mm、長さ 100mm の陽光柱プラズマを試作した。

実験結果より、電子密度およびガス圧と放電電流との関係は今までに見られないような変化を示すことが明らかとなったが、同時に電子衝突周波数は放電電流に関係なく一定となり、電子温度より求めた理論値とよい一致を得ることが分った。

2. マイクロ波インピーダンス法

プラズマは一般に損失を持った誘電体とみなすことができ、その中を通過する電磁波が時間的に $\exp(j\omega t)$ の形で変化する場合は、その特性は次式で示される複素誘電定数 ϵ_r によって表わされる。⁽¹⁰⁾

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$$

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

ここで、 ω_p : プラズマ角周波数、 $[\omega_p^2 = (ne^2/m\epsilon_0)]$
 n : 電子密度、 e : 電子電荷、 m : 電子質量、 ϵ_0 : 真空中の誘電率
 ω : 測定用マイクロ波角周波数、 ν : 電子衝突周波数

いま、方形導波管 H_{01} 状態の電界 \mathbf{E} に平行に挿入されたプラズマ柱を考えると、そのインピーダンスは Marcuvitz の計算した誘電体柱のインピーダンス式⁽¹¹⁾

から直ちに求めることができる。この時の等価回路を図 1 に示す。この場合、 $d/\lambda < 0.15, 2a > \lambda > 2/3 a$ (ただし、 λ はマイクロ波の波長) が成立すると、図 1 の等価回路は簡単に並列回路素子成分だけで近似的に表わされる。これを図 2 に示す。その時の Z_a は次式によって示される。

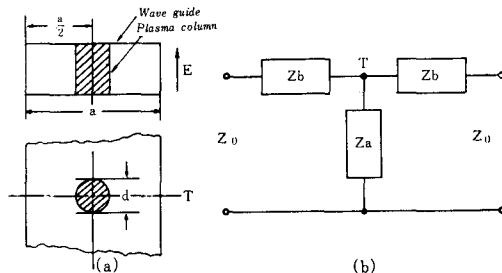


図 1 プラズマと導波管の接合点における構造(a)と等価回路(b)

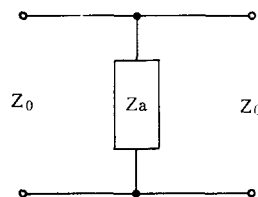


図 2 単純化された等価回路

$$\frac{Z_a}{Z_0} = -j \frac{a}{2\lambda_g} \left[\frac{2}{(\epsilon_r - 1)\alpha^2} - S_0 - \frac{1}{4} \cdot \frac{\epsilon_r - 3}{\epsilon_r - 1} \right] \quad (2)$$

$$S_0 = \ln \left(\frac{4a}{\pi d} \right) - 2 + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ \frac{1}{n^2 - (2a/\lambda)^2} - \frac{1}{n} \right\} \sin^2 \frac{n\pi}{2} \quad (3)$$

ただし、 Z_0 = 導波管の特性インピーダンス、 $\alpha = \pi d/\lambda$
 式(2)に $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ を代入して、 $Z_a/Z_0 = R + jX$ と置けば、

$$R = \frac{\epsilon_r''}{(\epsilon_r' - 1)^2 + \epsilon_r''^2} \cdot \xi \quad (4)$$

$$X = \zeta - \frac{(\epsilon_r' - 1)}{(\epsilon_r' - 1)^2 + \epsilon_r''^2} \cdot \xi \quad (5)$$

となる。ただし、

$$\xi = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2} \left\{ \frac{2}{\pi^2} (d/\lambda)^{-2} + \frac{1}{2} \right\} \quad (6)$$

$$\zeta = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2} \left\{ S_0 + \frac{1}{4} \right\} \quad (7)$$

また S_0 は次のようになる。

$$S_0 = \ln\left(\frac{2}{\pi}\right) + \ln\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) - \ln\left(\frac{d}{\lambda}\right) - 2 + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\left[n^2 - \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{n} \right\} \cdot \sin^2 \frac{n\pi}{2} \quad (8)$$

ただし、 ω_c : 導波管のしゃ断角周波数

ファクター ξ , ζ を (ω/ω_c) , (d/λ) の関数としてプロットしておくことは測定に際し非常に便利である。図3(a), (b)にファクター ξ , ζ が種々の (ω/ω_c) に対して

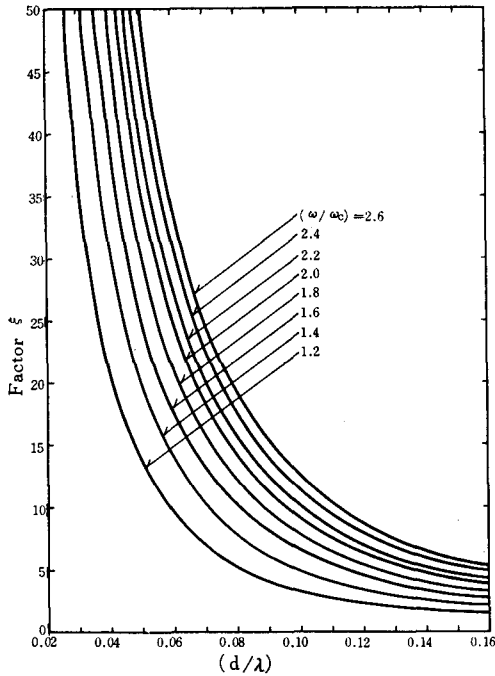


図3(a) 種々の (ω/ω_c) において (d/λ) の関数としてプロットされた ξ の値

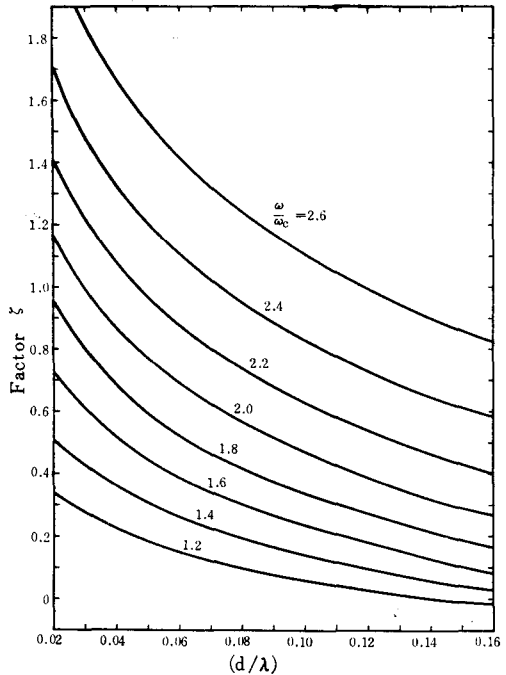


図3(b) 種々の (ω/ω_c) において (d/λ) の関数としてプロットされた ζ の値

(d/λ) の関数として示してある。式(4), (5)より ϵ_r' , ϵ_r'' は次のようになる。

$$\epsilon_r' = \frac{(\xi - X)}{R^2 + (\zeta - X)^2} + 1 \quad (9)$$

$$\epsilon_r'' = \frac{\xi \cdot R}{R^2 + (\zeta - X)^2} \quad (10)$$

式(9), (10)は一般の誘電体柱の誘電率を測定する時にも用いることができるが、特にプラズマの場合は、式(1)を上式に代入して次式を得る。

$$\left(\frac{\nu}{\omega}\right) = \frac{R}{X - \xi} \quad (11)$$

$$\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{n}{n_0}\right) = \frac{\xi}{X - \zeta} \quad (12)$$

ここで、 n : プラズマの電子密度、 n_0 : 自由空間プラズマのしゃ断角周波数に対応する電子密度。

ξ , ζ は実験結果で求める定数であるから、 R , X を求めて、電子密度と電子衝突周波数が計算される。 R , X を求めるには一般の定在波法が用いられる。過渡プラズマの場合には3端子法または4端子法⁽¹²⁾をもちいブラウン管上に、 R と X を画かせなければならない。

3. 放電管

一般の放電管では放電管の断面が小さいために、大電流を流すことができず、したがって低い電子密度のプラズマしか得ることができない。これらの低い電子密度の小径プラズマ柱では主として schottky 拡散がおこるであろうが筆者の目的は小径プラズマ柱の拡散と不安定現象を調べることとありできるだけ高い電子密度を得ることが必要であるため、特殊な放電管を作製した。この放電管は熱核融合炉によく用いられる磁気ピンを応用し、さらに大容量ヒーターを用いて高い電子密度を得ている。試作した放電管の形状を図4に示す。陰極は酸化皮膜をほどこされたタングステンフィラメントである。陽

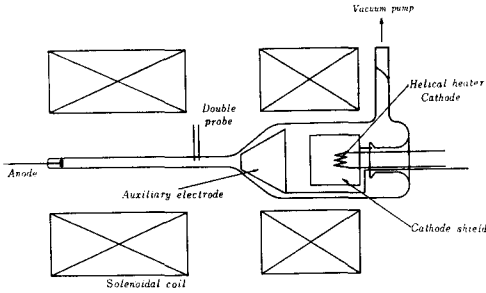


図4 使用放電管

極は直径3mmのタングステン棒で作られている。補助電極はステンレス製の円錐状板であって、放電管の半径の大きい側から小さい側へ電子を集束させる役目をする。補助電極にはこの電極に流れるランダム電子電流が零となるような電圧(フローティングポテンシャル)を加えている。磁場はエナメル線で巻かれたソレノイド状コイルでつくられ、これに流す電流は定電圧電源から供給される。また、磁場はホール素子を用いたガウスメーターに

より測定され、本実験では磁場の強度を $B=600\text{gauss}$ に保つようにした。

4. 実験と実験結果

実験装置の概略を図5に示す。導波管にはWRJ-10を使用し、マイクロ波真空管にはクライストロン2K25を用いた。プラズマ柱のインピーダンスの測定は周波数8.96GHzで行った。放電管は導波管のE面の真中に開けられた8mmφの孔に挿入され、放電管と導波管の間隙は電磁界の漏洩損失をなくするためにアルミ箔で埋めた。これを図6に示す。また磁場の影響がないように、外部静磁場はマイクロ波の電界とできるだけ平行になるように置いた。つぎに測定手順を示すと、まず定在波測定器のプロープを放電管の挿入位置から $\lambda_g/4$ の奇数倍の所におき、プロープの指示が零となるようにショートプランジャーを固定した。

放電管内のアルゴンは高電圧電源(2KV)により放電

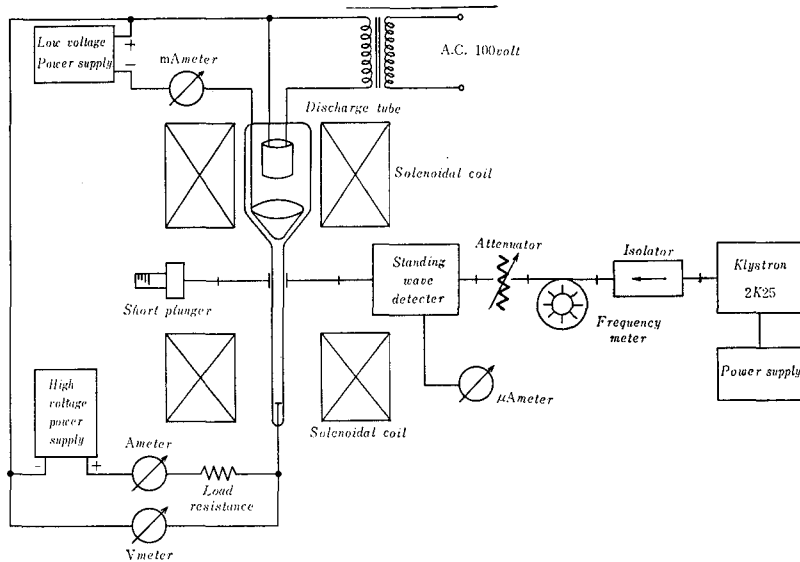


図5 測定装置の概略

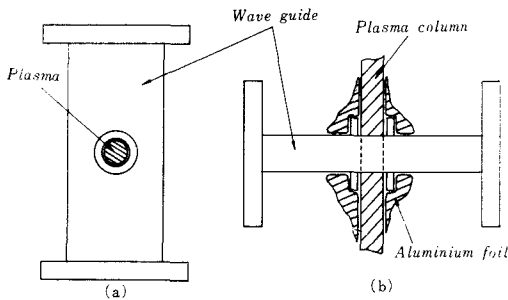


図6 電磁界の漏洩防止法を示す図 (a)上面図 (b)側面図

させ、補助電極に流れるランダム電流が零となるように低電圧電源を調節したのち放電により生じた定在波最少点のずれと入力電圧定在波比を測定しRとXを求めた。

つぎにこれらの値から放電電流と電子密度の関係を求めると図7のような結果を得た。一般に電子衝突周波数が放電電流にかかわらず一定の場合には、電子密度と放電電流が比例関係にあることが知られているが、結果では放電電流と電子密度は比例していない。この事はプラズマの電子衝突周波数すなわち導電率が変化している事に起因していると思われるので、ガス圧0.1Torrの

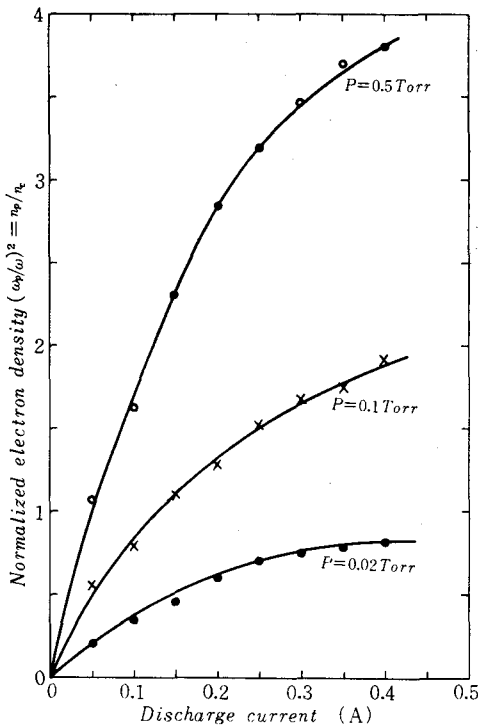


図7 正規化電子密度対放電電流のグラフ (アルゴンガス) $f=8.96\text{GHz}$

場合について詳しく電子衝突周波数を測定した。これは図8に示されている。またこのような小径プラズマにはプローブ法が不適當であることが知られているが、筆者は参考のためJhonsson と Malter⁽¹⁸⁾のダブルプローブ

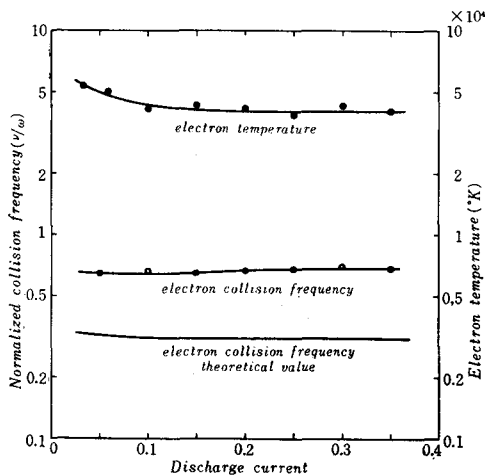


図8 $P=0.1\text{Torr}$ における、放電電流対正規化電子衝突周波数および電子温度のグラフ。(アルゴンガス)

法で電子温度を求め、これより電子衝突周波数を計算した。ダブルプローブは長さ2mm、直径0.3mmのタングステン線できている。その結果は同じく図8に示してある。この図で理論曲線は

$$\nu = \frac{4}{3} m_n Q \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m}} \quad (13)$$

ただし、 m_n : 中性分子密度、 K : ボルツマン定数
 Q : 衝突断面積、 T_e : 電子温度

から求めた電子衝突周波数の値⁽¹⁴⁾である。この図から実験値が比較的理論値と一致していることがわかる。また電子衝突周波数は放電電流にかかわらずほぼ一定である。低い放電電流でわずかに電子温度が上昇しているが、これは電子衝突周波数の理論値にさほど変化を与えるものではない。これらの事より、前に示した図7の放電電流に対する電子密度の比例関係のずれはプラズマの導電率の変化によるものと思われる。

次に放電電流対電子密度を対数プロットしたものを図9に示す。この図から放電電流と電子密度が直線的に変化していることがわかる。この直線は近似的に次式のように表わされる。

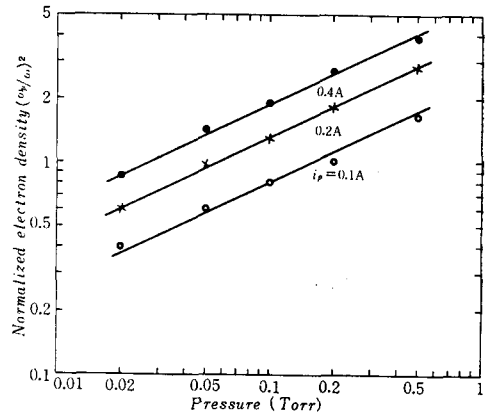


図9 放電電流対正規化電子密度のグラフ。(アルゴンガス)

$$\log n_p = 0.72 \log i_p + C_1 \quad (14)$$

ただし、 n_p : 電子密度、 i_p : 放電電流、 C_1 : 管内ガス圧によって決まる定数

次に電子密度対管内ガス圧を対数プロットしたものを図10に示す。この場合の直線は

$$\log n_p = 0.64 \log p + C_2 \quad (15)$$

ここで、 p : 管内ガス圧、 C_2 : 放電電流で決まる定数と表わすことができる。これらの2式から、電子密度と

管内ガス圧および放電電流の関係を知らることができた。

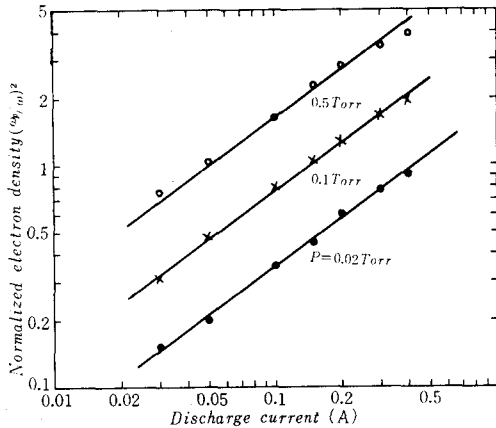


図10 ガス圧対正規化電子密度のグラフ。(アルゴンガス)

5. 討 論

本実験のように、磁場強度が小さいとき、陽光柱プラズマの拡散を考えると、その径方向拡散は両極性拡散であり、その時の密度分布は次式で示すようなベッセル関数形となる。

$$n(r) = n_0 J_0(2.405 r/R) \quad (16)$$

ここで、 n_0 : 軸上電子密度、 R : 放電管の半径、 J_0 : 零次のベッセル関数

そして放電電流は式(16)を使用して次のようになる。

$$i_p = 1.36 n_0 (v_e - v_i) e R^2 \quad (17)$$

ここで、 e : 電子電荷、 v_e 、 v_i : それぞれ電子とイオンの軸方向速度である。

$m_e \ll m_i$ (ただし、 m_e 、 m_i : それぞれ電子とイオンの質量) より $v_i \ll v_e$ と考えれば、

$$i_p = 1.36 n_0 e v_e R^2 \quad (18)$$

となる。一方電子は、プラズマ中で巨視的にみれば、加速度が零と見なせるから、

$$v_e = \frac{e}{m_e \nu} E_z \quad (19)$$

となる。ここで E_z は軸方向の電界であり、陽光柱においては放電電圧は放電電流にかかわらず一定であるので E_z も一定となる。この実験で電子衝突周波数もほぼ一定となったので式(19)より電子速度は一定となる。式(19)を式(18)に代入して

$$i_p = \kappa \cdot n_0 \quad (20)$$

となる。ただし κ は比例定数である。式(20)から一般の

陽光柱プラズマの電子密度と放電電流は比例関係にあることがわかる。これは種々の論文⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾からも明らかである。しかしながら本実験においては放電電流と電子密度は比例しなかった。このことは放電電流の低い場合と高い場合の電子の径方向密度分布の変化、すなわちプラズマ拡散の変化によるものか、またはプラズマ不安定性による乱流の影響によるものと思われる。本実験においては密度分布を考慮に入れてプラズマを測定していないが、たとえ両極性拡散による電子密度分布を考慮にいれたマイクロ波インピーダンス法を使用しても、本実験で求めた電子密度とさほどの差異は生じない。

6. おわりに

本実験において、小径プラズマ柱が簡単化されたマイクロ波インピーダンス法によって診断され、そして種々のプラズマパラメーターが測定された。その結果、電子衝突周波数は電子温度より求めた理論値とよい一致をみたが、電子密度はいままでに見られないような変化をきたした。これは筆者が考えていたごとく、小径プラズマ柱においては Schottky の両極性拡散がおこなわれていないからであろう。この現象についてはさらにマイクロ波空洞法などによってたしかめなくてはならないと同時に、本論文ではふれていないが、このような陽光柱プラズマに対する新しい拡散理論を提唱しなければならないと思われる。

謝辞、本実験を行うに当ってご指導いただいた大阪工業大学園田忍教授、田雅郎教授、および今井健蔵助教授に厚く感謝申し上げます。

文 献

- 1) W. Schottky, *Phys. Zeits.* 25 625 (1924)
- 2) V. Engl and M. Steenbeck, *Physik u. Tech.* 2 64 (1934)
- 3) L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* 34 876 (1929)
- 4) B.B. Kadomtsev, *Sov. Phys. Tech Phys.* 6 927 (1962)
- 5) K.I. Thomassen, *J. Appl. Phys.* 36 (1965)
- 6) J. M. Anderson, *Rev. Scient. Inst.* 32 975 (1961)
- 7) S. Takeda, *Japan J. Appl. Phys.* 2 58 (1963)
- 8) V.E. Mitsuk and V.D. Sizov, *Sov. Phys.*

- Tech. Phys.* 9 743 (1964)
- 9) A. Singh and J. E. Rowe, *J. Appl. Phys.* 36. 3535 (1965)
 - 10) M.A. Heald and C. B. Wharton, "Plasma diagnostics with microwave," John Wiley & Sons Inc. (1965)
 - 11) N. Marcuvitz, "Waveguide handbook," McGraw-Hill (1952)
 - 12) D.D. King, "Measurements at centimeter wavelength," Van Nostrand (1952)
 - 13) E.O. Johnson and L. Malter, *Phys. Rev.* 80 58 (1950)
 - 14) L.P. Shkarofsky, T.W. Johnston and M.P. Bachynski, "The particle kinetics of plasmas," Addison-Wesley (1966)
 - 15) J.D. Cobin, "Gaseous conductor" Dover (1958)
 - 16) Y. Akao and Y. Ida, *J. Appl. Phys.* 35 2565 (1964)
 - 17) B.A. Anicin, *Brit. J. Appl. Phys.* 17 (1966)

2 極形セシウム熱電子発電機の磁界効果

山 部 長 兵 衛

Effect of Magnetic Fields on Cesium Diode Thermionic Converter

Chobei YAMABE

あ ら ま し

大型の熱電子発電機の陽極から陰極に流れる大電流は電流方向と直角の方向の磁界を作るが、その磁界によって発電機中の電子輸送や、エネルギーの変換効率がかなり減少する。本論文では、この自己誘導磁界とも言うべき磁界方向に別の方法で外部磁界を印加し、電子輸送におよぼす効果を調べた。また、この外部磁界を商用周波数で変調することによって交流がとりだせることがわかった。

1 ま え が き

大型の熱電子発電機の陽極から陰極に流れる大電流は、電流方向と直角の方向の磁界を作るが、その磁界によって発電機中の電子輸送や、エネルギーの変換効率かなり減少する。本論文では、この自己誘導磁界とも言うべき磁界方向に別の方法で外部磁界を印加し、電子輸送におよぼす効果を調べた。また、この外部磁界を商用周波数で変調することによって交流がとりだせることがわかったので、これらについて述べる。

2 熱電子発電機の一般原理⁽¹⁾

熱電子発電機の模型的な構造を図、1に示す。一方の極を高温にすると、熱陰極（エミッタ）として働き、他方の極は熱陰極より放出される電子をとらえる冷陽極（コレクタ）として働く。今、図、1で陰極の温度を T_c 、陽極の温度を T_a 、また陰極、陽極の仕事関数をそれぞれ ϕ_c 、 ϕ_a とすると図、1(b)に示すエネルギー分布が得られる。陰極を加熱すると電子は ϕ_c の仕事エネ

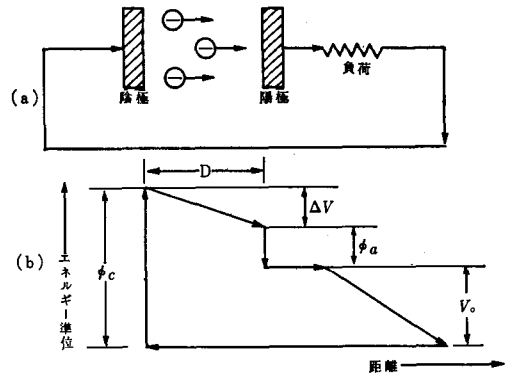


図 1 熱電子発電機模型図

ルギーをもつ速度で飛び出し、陽極に到達したときに ϕ_a の位置エネルギーを失い、次の式で示される値が、外部起電力として取り出されることになる。

$$\phi_c - \phi_a - \Delta V = V_0 \quad (\Delta V: \text{加速電位}) \quad (1)$$

上式から出力電圧 V_0 を大きくするためには、 $(\phi_c - \phi_a)$ をできるだけ大きくすることが必要である。また出力電流を大きくするためには、陰極の電子放出度の高いことが必要である。陰極から放出される電子の数は、(i) 陽極から電子の反射のないこと、(ii) 電子と電子の衝突のないこと、を仮定すると次のリチャードソン・ダッシュマンの式で与えられる。

$$J = AT^2 \exp(-e\phi_c/kT) \quad (2)$$

ここで T : 陰極温度 ($^{\circ}\text{K}$)

A : $4\pi mek^2/h^3 = 120 \text{Amp/cm}^2\text{K}^2$

h : プランクの定数

k : ボルツマン定数

m, e : 電子の質量および電荷

3 放出電子と磁界効果

金属内の電子がフェルミ・ディラックのエネルギー分布をしているものとすれば、金属面 (x y 面) から放出される電子の速度スペクトルは次の式で与えられる。

$$dj = (2em^3/h^3) \exp\{-e\phi_c - \frac{1}{2}m(V_x^2 + V_y^2 + V_z^2)\}/kT \times V_x dV_x dV_y dV_z \quad (3)$$

ここで $dj(V_x, V_y, V_z)$: 初速度が $V_x \sim V_x + dV_x, V_y \sim V_y + dV_y, V_z \sim V_z + dV_z$ の電子の電流密度
 ϕ_c : 陰極の仕事関数
 T : 陰極の温度

m, e, h, k は式(2)で定義したものと同一

式(3)を $-\infty < V_x < \infty, -\infty < V_y < \infty, 0 < V_z < \infty$ の範囲で積分すると、リチャードソン・ダッシュマンの式(式(1))を得る。

$$j_0 = [4\pi emk^2/h^3] T^2 \exp(-e\phi_c/kT) \quad (4)$$

今、 $u \equiv (m/2kT)^{1/2} V$ とおくと、式(3)は変形されて

$$dj = (2J_0/\pi) \exp[-(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)] u_x du_x du_y du_z \quad (5)$$

となる。磁界が存在する場合に、放出電子が陽極 (コレクタ) に到達する値は式(3)または式(5)を適当な速度範囲で積分することによって得ることができる。

今、セシウム密度が十分に低く、従って衝突が無視できるようなものに制限すると、電子は次の式で与えられる電磁力を受けて、偏向される。

$$m\dot{\underline{V}} = -e [\underline{E} + (\underline{V} \times \underline{B})] \quad (6)$$

たとえば、平行電極間に平行に平等磁界 B があり、電界がないとき、 V なる速度で、エミッタを出た電子は図 2 に示すように $\omega = eB/m$ の角速度で 1-2'-3' (点線) にそって円軌道の運動をする。もし、一様な電界が存在するとき、式(6)は次の成分をもつ。

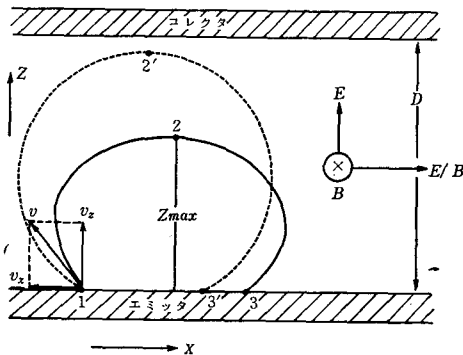


図2 電極間の電子軌道

$$\ddot{x} = -\omega \dot{z}, \quad \ddot{y} = 0, \quad \ddot{z} = \omega [\dot{x} - (E/B)] \quad (7)$$

ここで $\omega \equiv eB/m$

式(7)を $t=0$ で $x=y=z=0, \dot{x}=V_x, \dot{y}=V_y, \dot{z}=V_z$ の条件のもとで積分すると次の式を得る。

$$\begin{aligned} \dot{x} &= V_x - \omega z, & \dot{y} &= V_y, \\ \dot{z} &= V_z + \omega [x - (E/B)t] \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)を式(7)に代入し、 x, y, z を求めると次の式を得る。

$$\begin{aligned} x &= (V_x - E/B)\omega^{-1} \sin \omega t - V_z \omega^{-1} (1 - \cos \omega t) \\ y &= V_y t \\ z &= V_z \omega^{-1} \sin \omega t + (V_x - E/B)\omega^{-1} (1 - \cos \omega t) \end{aligned} \quad (9)$$

即ち、XZ平面での電子の軌道は 1-2-3 (実線) で示されるトロコイド状の運動をする。電子は ω ラジアン毎秒のサイクロトロン周波数を持ち、X方向のドリフト速度は E/B である。

式(9)のZの最大値 Z_{max} を求めると次の式を得る。

$$Z_{max} = \omega^{-1} \{ [(V_x - E/B)^2 + V_z^2]^{1/2} + (V_x - E/B) \} \quad (10)$$

式(10)より $V_z=0$ のときでも、 $V_x > (\frac{1}{2}\omega D + E/B)$ なる条件を満たしている電子はすべてコレクタに到達する。

また、電子がコレクタに到達する V_z の最小値は $Z_{max} = D$ とおへことにより、次の式で与えられる。

$$(V_x - E/B)^2 + V_z^2 = [\omega D - (V_x - E/B)]^2 \quad (11)$$

これらの関係式より、コレクタに到達するための電子の速度は次の2つの範囲となる。

$$\begin{aligned} -\infty < V_x < (\frac{1}{2}\omega D + E/B), & -\infty < V_y < \infty, \\ \omega D [1 - (V_x - E/B)/\frac{1}{2}\omega D]^{1/2} < V_z < \infty \end{aligned}$$

かつ

$$(\frac{1}{2}\omega D + E/B) < V_x < \infty, -\infty < V_y < \infty, 0 < V_z < \infty$$

従って磁界 B があるにもかかわらず、放出電子がコレクタに到達する割合 $f = (J/J_0)$ は次式で与えられる。

$$f = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} [\beta - (\alpha/4\beta)] + \frac{1}{2} \operatorname{erfc} [\beta + (\alpha/4\beta)] \exp \alpha \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } \beta &\equiv [eD(8mkT)^{-1/2}] B, \quad \alpha \equiv e\Delta V/kT \\ \operatorname{erfc}(x) &= 1 - \operatorname{erf}(x) \end{aligned}$$

図3に f と α の関係を β をパラメータとして示した。

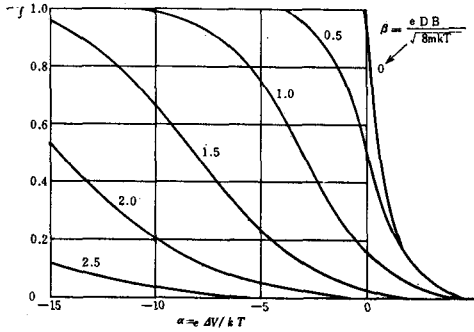


図3 f と α の係図

4 実験装置および回路

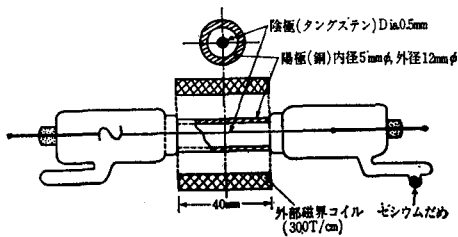
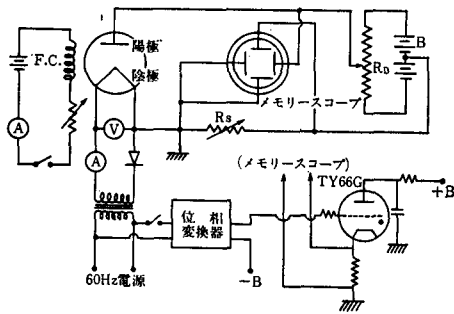


図4 実験装置図



5 実験回路

5 実験方法

発電器の陰極の加熱は、本実験では60Hzの半波整流の電流を直接電極に流す抵抗加熱法とし、発電器の出力測定は、電流の流れない半周期を測定期間とし、図5の回路で、メモリスコープで出力特性などを描かせて測定する。セシウム蒸気圧は、シリコン油の入った恒温槽に、発電器本体と電熱を入れ、電熱の温度を制御することによって、発電器本体の管壁温度を制御して、変化させる。磁界の変化は、励磁電流を変化させる。

6 実験結果および考察

測定は、陰極温度 T_c 、発電器管壁温度 T_{cs} のある領域で、磁界(H)をパラメータとして、V-I特性をメモリスコープで測定し、写真観測を行った。磁界測定は定電圧電源を用いてガウスメータにより、コイルの中央にプローブを入れて、直流電流-磁界の関係曲線を求めた。各励磁電流に対する磁界の強さは、比例的に増加していることを確認した。陰極温度の測定にはパイロメータを用いて測定し、その後補正することにより、真の陰極温度を求めた。

一般に電子の流れに垂直な方向に磁界を加えると、電子は旋回運動を行い、陰極からの放出電子のある割合だけが陽極に到達することになり、電子とセシウムの衝突がないものと仮定すれば、電子の到達割合 f は式(12)で与えられる。

セシウム蒸気圧が高くなると、電子の平均自由行程は、磁界のない場合に比べて、見掛け小さくなり、その拡散係数は、次式で与えられる。(4)

$$D_e(H) = D_e(0) / [1 + (eB/m)^2 \tau^2 L(H)] \quad (13)$$

- ここで、 $D_e(H)$: 磁界のあるときの拡散係数
- $D_e(0)$: 磁界のないときの拡散係数
- τ : 電子の飛程時間、
- $L(H)$: 補正係数

磁界による電流の減少を定性的に考察してみる。図6は $T_c = 1300^\circ K$ 、 $T_{cs} = 395^\circ K$ のとき、図7は $T_c = 1300^\circ K$ 、 $T_{cs} = 348^\circ K$ のときの電圧-電流特性を磁界Hをパラメータとして描いたものである。

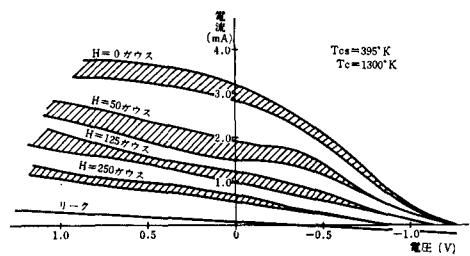


図6 V-I特性

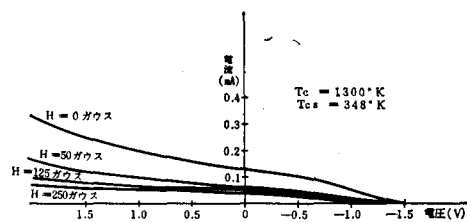


図7 V-I特性

著者が得た電圧—電流特性を見てみると、いずれの場合も磁界の影響により、磁界が増すに従って出力電流は減少している。また、セシウム蒸気圧 T_{cs} が同じでも、陰極温度 T_c が大なるほど出力電流が増している。理論的な電圧—電流特性では飽和する部分と指数的な部分となるが、実験によって得られた曲線では飽和せず、理論値よりも低い。これは、理論の場合においては、真空であることを仮定しており、磁界も考慮していないからである。また、飽和する部分が見られないのは、出力電圧が負の領域では、電圧が大きくなると、陰極から加速された電子が、セシウムイオンと衝突電離を行い、イオンが増加して、空間電荷を中和するためであると考えられる。

また、著者の行なった、セシウム熱電子発電器の実験において、振動現象の現われることが認められた。この振動は一般に直流出力電流に重畳して現われ、振動の周波数は $10\text{KH}_z \sim 1000\text{KH}_z$ のイオン振動であると考えられる。振動の発生条件としては、陰極より単位時間、単位面積当たり放出される電子放出量とイオン放出量との割合の増減によって、電極間の電位分布が変化し、それに伴う電場の条件次第でイオン振動が生ずるものと考えられ、その条件により、二、三の振動機構のモデルが考えられている。また、原理的に振動は空間電荷の不安定性と同じく、電荷表面によっても起こるものと考えられる。振動モードを電圧—電流特性の三つの領域に分けると、第一の振動領域は、最大出力点付近の振動で、周波数は、約数十 $\text{KH}_z \sim$ 数百 KH_z 、振動振幅も大きく、波形も正弦波でありエネルギー源として利用出来ると思われる。第二の振動領域は、短絡状態に近い飽和電流領域に発生する振動で、低周波振動に数百 KH_z の振動が重畳して現われる。第三の領域はボルツマン線の中央付近に生ずる振動で周波数は数百 KH_z の正弦波的振動である。(図、8)(5)

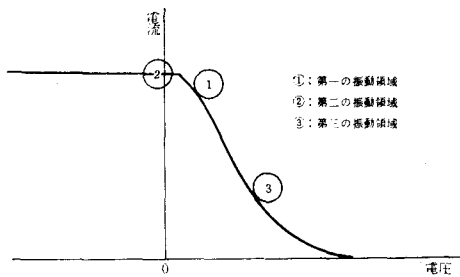


図8 V—I特性の各振動領域

図9は、 T_{cs} をパラメータとしたときの短絡電流の磁

界効果を示したもので、セシウム蒸気圧の低い程、弱い磁界領域での磁界効果は大きいことがわかる。

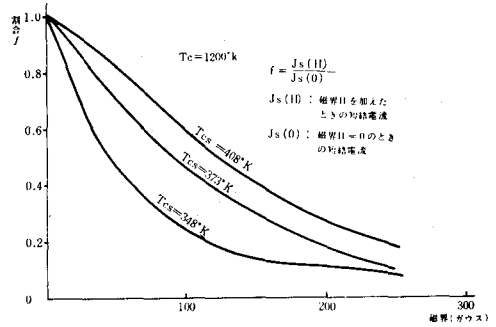
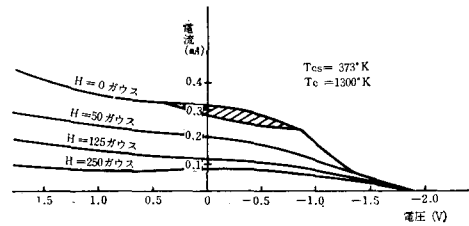


図9 電子輸送の磁界効果図

図10(a)、(b)は $T_c = 1300^\circ\text{K}$ 、 $T_{cs} = 373^\circ\text{K}$ の電圧—電流特性および出力特性の磁界効果を示している。図10(b)において、出力Pが磁界の影響により減少していることが明らかである。また各磁界を加えたときの出力の最大となる点が、わずかに左下りの傾向を示している。



10'a) V—I特性

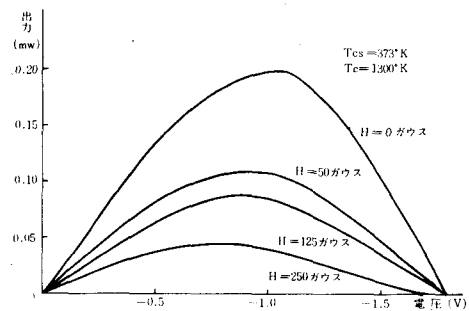


図10(b) 出力特性

図11は最大出力の磁界効果を示したもので、セシウム蒸気圧および陰極温度の高いほど磁界の効果は、弱い磁界領域では小さいことがわかる。

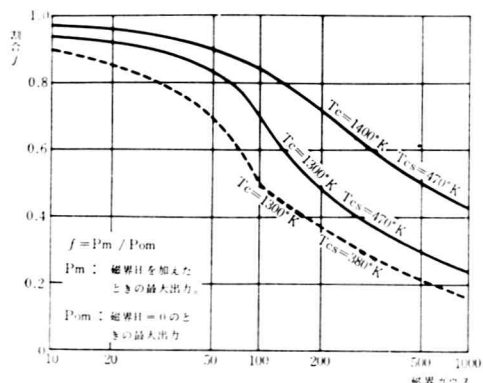
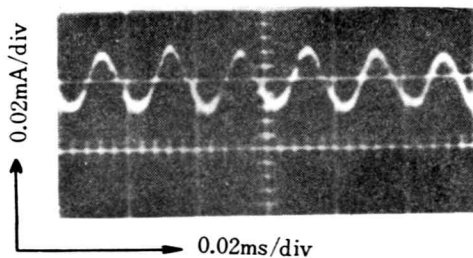


図11 電力輸送の磁界効果

交流磁界を印加した場合、出力電流は、磁界によって相当変調される。(6) 写真、1は $T_c=1300^\circ\text{K}$ 、 $T_{cs}=373^\circ\text{K}$ 、 $H=125$ ガウスのときの高周波振動電流を示す(周波数50KHz、0.02ms/div)。写真2は交流(60Hz)磁界を印加したときの電圧—電流特性($H=0, 25, 125, 250, 500$ ガウス。 $H=0, 25$ ガウスの線が一致している。最下端の直線はリーク電流を示す)。写真3は、そのときの出力電流波形で、上から $H=0, 25, 125, 250$ ガウス、 $T_c=1300^\circ\text{K}$ 、 $T_{cs}=423^\circ\text{K}$ である。



$T_c=1300^\circ\text{K}$ $T_{cs}=373^\circ\text{K}$ $H=125$ ガウス

写真1. 高周波振動電流

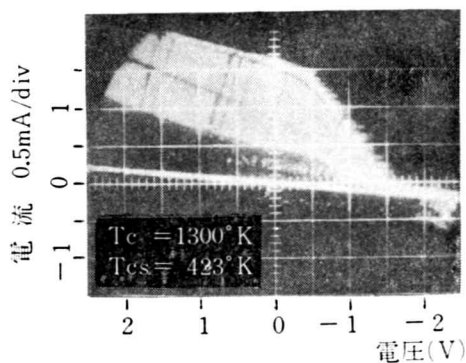
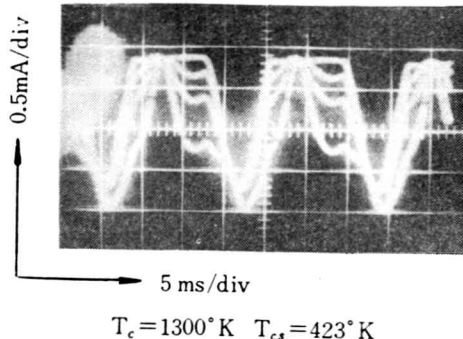


写真2. 交流磁界を印加したときの電圧—電流特性



$T_c=1300^\circ\text{K}$ $T_{cs}=423^\circ\text{K}$

写真3. 交流磁界を印加したときの出力電流波形

むすび

熱電子発電器の磁界効果による電子輸送率は定性的な理論解析と一致する。また、セシウム圧力が高くなると電子輸送の磁界効果は弱い磁界領域では影響度は少ないが十分強い磁界を加えることによって出力電流が減少するのが明らかとなった。熱電子発電器に発生する高周波振動は外部磁界によって、その発生領域、振動周波数、波形は変わる。磁界変調による交流出力の発生は明らかとなったが、交流出力源として利用できるかどうか更に実験をせねばならないと思う。

最後にこの研究は、著者が姫路工業大学において行なってきたものの成果を要約したもので、終始ご指導を賜った塩谷茂治教授、村上哲郎助教授、有方市雄助手、八東充保助手の諸先生方に心から感謝いたします。

文 献

- (1) (日本原子力産業会議・原子動力研究会編) 直接発電オーム社 (1963)
- (2) 塩谷・村上・有方、姫路工大研究報告No.21 (1968)
- (3) A.Schock, J. Appl. Phys. 31,11, November (1960)
- (4) 塩谷・村上・有方、電気四学会四国支部連合大会予稿集 (1967)
- (5) 塩谷・村上、姫路工大研究報告No. 16 (1963)
- (6) A.Schock, W.E.Eaton, C.L. Eisen and B.Wolk, Advanced Energy Conversion(1963)

「月と六ペンス」とモームの憧憬

柏原啓佐

'The Moon and Sixpence' and W.S. Maugham's Yearnings

Hirosuke KASHIWABARA

モームの特性を一言で表現するのに、さまざまな言葉が用いられる。冷徹ともいえるほどに客観的で抑制した態度を 'clinical'¹ と形容し、世界の各地に翼を拡げる彼を 'cosmopolitan' とよび、人間の真実の姿を浮彫りにする時、その態度を 'realistic' と表現する。しかし何といってもモームの姿は、彼自身の反論にもかゝらず、'cynical' という言葉によって特徴づけられているように思われる。

ところでこれらの言葉は、果してモームの全貌を、いやしい隠されているといってもよいモームの本質を、適確に抉り出しているといえるであろうか。固い殻の中に柔かな果肉が見出されはしないだろうか。この小論ではこの疑問に対する解答を、『月と六ペンス』（*The Moon and Sixpence*）を中心に、いくつかの作品についてさぐってみたが、そこにはロマンティズムが一貫して色濃く流れている。またこのロマンティズムとシニズムは表裏一体をなすのではないかということについても考えてみたい。

『月と六ペンス』が出版されたのは、1919年、モーム45才の時である。ドラマにおいて大成功を収め、自伝小説『人間の絆』（*Of Human Bondage*, 1915）を書いた後のことで、作家としての円熟期にあったといえよう。しかしその完成をみるまでには、多大の努力を払わなければならなかった。

モームがポール・ゴーギャン（Paul Gauguin）を知ったのは1904年、パリのモンパルナスに住んでいた頃である。ディナーやダンスに明け暮れる、数年間の単調な生活にあきてロンドンを飛び出し、もっぱら芸術家志

望の青年達と接する生活を送っていた。彼はゴーギャンの絵から受けた印象を次のように語っているが、そこにはすでにゴーギャンに対する関心の深さが窺われる。

It was then that I became aware of Cézanne, van Gogh and Gauguin. Cézanne was by far the greater artist, but Gauguin has a singular appeal to the man of letters. Though I do not now so much admire his pictures I still see how much there is in them to excite the literary imagination. (*The Selected Novels of W.S. Maugham*, Vol. 2, Preface)

私がセザンヌやヴァン・ゴッホやゴーギャンを知ったのはその時であった。セザンヌの方がはるかに偉大な画家ではあったが、ゴーギャンには文学者に奇妙に訴えるものがある。今私は、彼の絵がそれほど素晴らしいとは思わないが、それでもやはり、それらの絵には文学的想像力をかきたてるものがいかに多く含まれているか分かる。

その後10数年の月日が流れたが、第1次大戦中の1916年、健康を害して、療養のつもりもあってアメリカに渡り、さらにハワイ・サモアなどの南の島々に足を伸ばした。若い頃に読んだ書物に刺激されて、かねてから憧れの土地でもあり、また以前から深い興味をもっていたゴーギャンの生涯をもとにした小説の材料集めの意味もあった。² この間の事情をモームは感動をもって次のように記している。

At last I had the opportunity to go to Tahiti

1. John Brophy: *Somerset Maugham* (Supplement to British Book News, No.22)

2. *The Summing Up*, 53

and with the novel that had occupied my reveries off and on for so long I went there with the definite intention of finding out whatever else I could of Gauguin's life. I came across a number of persons who had been more or less closely connected with him. They were very ready to talk. Presently I found myself as ready to write the novel I had so long contemplated as one can be before one sits down to set pen to paper. (ibid.)

遂に私はタヒチへ行く機会を得た。そして永い間にわたって、時々私の夢に現れていた小説を心に抱いて、私はゴーギャンの生涯について他のどんなことでも、出来る限り見つけたしてやろうという、はっきりした意図をもって、タヒチへ赴いた。私は幾人か多かれ少かれ彼と密接な関係を持っていた人にめぐり合った。彼等は喜んで語ってくれた。やがて私は、腰を下して筆をとるまでに人に可能な限り永い間暖めていた小説を、直ぐにでも書けるほどになっていた。

ゴーギャンに対する関心をさらに深め、『月と六ペンス』の生れるきっかけが出来たのは、1918年のことである。前年に情報部の使命を帯びてロシアに渡ったが、任務は失敗した上に、また健康を害して帰国した。その帰途、クリスティアニア（オスロ）に立寄って国立美術館でゴーギャンの果物の絵を見た時、その不思議な色彩と神秘的な熱帯の香りに全く魅了されてしまった。そこには、心を悩ませ、想像力に強く訴える謎めいた魅力があった。³

それでは、これほどにもモームの創作意欲をかきたてたゴーギャンの魅力は、どこにあったのであろうか。周知のように、モームは人間、特に熱帯の異常な環境に置かれた人間に大へんな興味をもち、鋭い観察眼を働かせているが、10年以上にもわたって抱き続けたゴーギャンに対する執着には、どこかモーム自身と密接に結びついた絆が感じられる。雨の島タヒチを舞台に、絵画に自己表現を求めて苦闘した人間に寄せる関心には、絶えず心の底に蠢いていた、冷徹なりアリスト・モームの隠れた半面、つまりロマンティズムが読みとれるのではない

であろうか。そしてそのロマンティズムは、彼の場合強烈な個性をもった人間に対する関心と、異国や美に対する憧れが、混然一体となったものであるように思われる。

『月と六ペンス』は完全なゴーギャンの伝記小説ではなくて、多分に作者の創作がつけ加えられている。この点はモーム自身、選集の序文で冒頭にはっきりと断っているし、Richard Cordell も、ゴーギャンとストリックランドのいくつかの相異点を指摘している。⁴ しかしモームの文学精神に訴えたゴーギャンの魅力は、作品中の主人公、チャールズ・ストリックランド (Charles Strickland) を通して窺い知ることが出来ようし、また彼を通してモーム自身の志向も汲み取れよう。

私（作者）が初めてストリックランドに会ったのは、ディナー・パーティの席だった。彼は肩巾が広くがっしりしている。手足も大きくて、馬車の御者のような感じの40男であった。株屋であるが社交的才能は皆無で、画家や文人の擁護者をもって自認する夫人とはまさに好対照だった。彼には並の人間と区別出来るような風変わりな点さえなかった。たゞ善良で、退屈で、正直で、平凡な男であった。⁵ その彼が、ある日突如として妻子を捨て、ロンドンから姿を消してしまう。後になってパリで独り、絵に専念していることが分る。この点は殆んどゴーギャンの場合も同じであって、語り手の好奇心は俄かに蠢き始める。妻子を捨て、生活の安定も放棄して、絵を手段とし、何物かを求めて旅立つゴーギャンの姿が、モームのロマンティズムの琴線にふれたのである。

作中の〈私〉は勿論モーム自身と考えられ、異常なものに対する切望⁶が、傍観者的ポーズをとりながらも、〈私〉の中にはっきりと看取できる。年若い作家の「血の中の熱情」は、「静かに流れる小川」にも譬えられる穏かな家庭生活に、ふと不安を覚え、家庭的な幸福よりもむしろ「荒狂った針路」を求めするのである。⁷

パリに出てからのストリックランドは、まるで別人のように性格が変わっている。言葉数は相変わらず少ないが、一たん口を開けば相手の心を傷つけても意に介しない。顔には皮肉な表情を浮かべ、身なりも部屋の不潔さも気にかけない。金銭にも女にも、身の危険にも無頓着で、自分の絵を金に換えることも考えず、絵についての他人の

3. A *Writer's Notebook*, 1917

4. Richard Cordell: *Somerset Maugham, Three Autobiographical Novels, 'The Moon and Sixpence'*

5. *The Moon and Sixpence* ch. VI, p. 17 (The Selected Novels, Vol. Two, Heinemann)

6. id. ch. I, p. 4

7. id. ch. VII, p. 18

批評を求めることさえしない。ただひたすら、胸のうちにあるしこりをキャンパスに吐き出そうと苦しんでいた。彼にも、また彼の絵にもどこか野性味があり、原始的なところがあった。

やがてストリックランドはマルセイユへ発ち、ニコルズ船長と共に食うや食わずの生活をしているうちに、やっと火夫としてオーストラリア行の船に乗ることが出来た。そして未知の島タヒチに安住の地を見出して絵に専念するのだが、癩病にかかり、眼も殆んど見えない状態で、壁一面に神秘的な絵を残して死んで行く。その絵には、やはり原始的なものがあり、*“美しいと同時にみだら”*であった。⁸ 遂にこゝに、ストリックランドの追い求めた美が花を開いたのである。

ストリックランドと比べると、モーム自身の生活は極めて慎重で計画的であった。ストリックランドの逞しき凶太さをモームに見出すことはできない。しかし、この異常で悲劇的な生涯に、モームの魂がひそかに憧れていたと云うことは出来るのではないだろうか。確かにストリックランドには、語り手の〈私〉とは又別の意味で、モームの内面を覗き見ることが出来る。ストリックランドは文明化されたロンドンの単調な生活を嫌って、未開の地に心の安らぎを見出した。モームの場合も、文明の枠にはまったロンドンの生活を捨て、自由を求め、パリに、南海にと羽ばたく。R.L.スティーヴンソンのように、南洋の島に永住するまでには至らなかったとしても心の憩は常に旅に見出された。そういった意味で、ストリックランドはモームの1つの分身と考えられなくはないし、またパリ生れのフランス人ゴーギャンを、ロンドン生れのイギリス人ストリックランドに移しかえた理由も、その辺にあるのかもしれない。『サミング・アップ』で、モームは次のように言っている。

I am attached to England, but I have never felt myself very much at home there. I have always been shy with English people. To me England has been a country where I had obligations that I did not want to fulfil and responsibilities that irked me. I have never felt entirely myself till I had put at least the Channel between my native country and me. Some fortunate persons find freedom in their own minds; I, with less spiritual power than they, find it in travel.(28)

私は英国に愛着はもっているのだが、英国にいて寛いだ気分になったことはない。私は英国人と一緒だと、いつもおそおそするのだった。私にとって英国は、果したくもない義務や、うんざりする責任のある国であった。私は少くともイギリス海峡を故国と私の間に置くまでは、これですっかり自分を取り戻したと感ずることはできなかった。自分自身の心の中に自由を見出す幸運な人達がいる。私は、彼等ほどの精神力がないので、それを旅に見出すのである。

ところで、社会的な紐帯をふりほどき、あるいは無視して、何物かに憑かれたように漂泊する魂の化身は、モームの様々な作品に形を変えて、繰返し、繰返し登場する。余程心を捉えて離さなかった問題であろう。といってもその関心の焦点は、求める思想とか美そのものよりもむしろ、人間性にあった。しかもごく普通の人間にみられる人間性の不可解さであった。人間は *'incalculable'* だとか、*'impenetrable'* だとか、モームは口癖のようくり返すが、このことはまた彼の人間観の問題とも繋がっている。

小説としては『月と六ペンス』の直ぐ前の作品である自伝小説『人間の絆』にも、パリで絵の修業をしている個性の強い人物・クラットン (Clutton) が登場する。ストーリーの本筋とは直接関係はなく、エピソードにすぎないが、主人公フィリップ (Philip) の成長に何らかの影響を与えたことは確かである。クラットンは皮肉屋で傲慢と思われるところさえあるが、自己の求める道には忠実である。自分の絵に対する、他人の批評も意に介しない。彼の行動を左右するのは、止むに止まれぬ心の中の声である。ある時、プロヴァンスを経てスペインまで出掛け、ヴェラスケスやエル・グレコの絵を見てくる。スペインは、モームの憧れの土地であったし、この2人の画家には、モーム自身も深い興味を覚えていた。こゝにも、クラットンに対するモームの親近感を感じとることが出来る。

フィリップは絵を断念して医学の勉強を始めるが、久しぶりに昔のパリ時代の仲間と再会した時、クラットンは姿を消していた。絵を通しては、自分の求めるものが得られないとの結論に達し、パリの友達と喧嘩をして飛出してから、スペインの北部の小さな町に、独り生活しているとのことであった。その町は、以前旅行中に偶々彼の心を引いたにすぎない町であった。⁹

8. id. ch. LVI, p.172

9. *Of Human Bondage*, ch.65 (Modern Library Edition)

クラットンがまだフィリップと共に、パリで絵の勉強をしていた頃、絵の批評を頼んだフィリップに次のように語っている。

“The only reason that one paints is that one can't help it. It's a function like any of the other functions of the body, only comparatively few people have got it. One paints for oneself; otherwise one would commit suicide.” (*Of Human Bondage*, ch. 50)

「絵をかく理由は、画かずにはいられないということだけだよ。それは体の、他のどの機能とも同じような、1つの機能なんだ。たゞ比較的それを持っている人は少いんだがね。絵は自分のためにかくものなんだ。そうでなければ、自殺するだろう。」

この言葉は、そのまゝゴーギャン、さらにはストリックランドの生涯を説明するものである。

クラットンに更に続けて、以前ブリタニーで会った男のことを、フィリップに思い出させる。その男は収入の多い株屋であったが、突然妻子を捨てゝ家出し、ブリタニーで絵を画き始めた。金もなく、餓死寸前の状態で。そして今度はタヒチ島へ出奔する。¹⁰

全く同じである。この人物はゴーギャンであり、さらにストリックランドだとみても問題はないであろう。もう少し言えば、モームが手を伸ばして捉えようとするが、ますます遠ざかる“月”であった。しかしこの憧憬は、クラットンもそうであったように、フィリップ即ちモームでは形を変えて現れている。

クラットンがスペインへ行った話を聞いた後に、フィリップは物思いに耽るが、思いはこのクラットンと我が身の上を引き較べることであった。

He was interested in the human side of that struggle to express something which was so obscure in the man's mind that he was become morbid and querulous. Philip felt vaguely that he was himself in the same case, but with him it was the conduct of his life as a whole that perplexed him. That was his means of self-expression, and what he must do with it was not clear. (id. ch.65)

彼(フィリップ)は、病的で怒りっぽくなるほどその男(クラットン)の心の中でぼんやりしている

何物かを表現しようとするその苦闘の、人間的な面に興味を持っていた。フィリップは、自分も同じ状態にあるが、彼の場合、彼を悩ますのは、全体としての自分の人生における行動だ、と漠然とながら感じた。それが彼の自己表現の手段であったし、それをどうしなければならぬかということは明確でなかった。

このフィリップの感懐は、若き日のモーム自身の心境であって、彼は自分自身の人生のパターンを作りたいと考えた。単に作家であるというだけでは、人生を最大限に生きるためには不十分ではないか。自分には、生きていくために様々な障害と限界があるのだが、それでもその範囲内で出来る限り自由な生き方をしたいと思った。そのために、ものを書くことを彼の人生の主要素としたのである。¹¹

人生の意味を求めて苦悩する彼は、クラットンに自己の信条を語らせ、ゴーギャンにも、ある共通のものを見出して、彼の数奇な運命にも心をひかれたのであろう。

『人間の絆』を書きたくと思った動機について、モームは次のように語っている。

I was but just firmly established as a popular playwright when I began to be obsessed by the teeming memories of my past life. The loss of my mother and then the break-up of my home, the wretchedness of my first years at school for which my French childhood had so ill-prepared me and which my stammering made so difficult, the delight of those easy, monotonous and exciting days in Heidelberg, when I first entered upon the intellectual life, the irksomeness of my few years at the hospital and the thrill of London; it all came back to me so pressingly, in my sleep, on my walks, when I was rehearsing plays, when I was at a party, it became such a burden to me that I made up my mind that I could only regain my peace by writing it all down in the form of a novel. (*The Summing Up*, 51)

流行劇作家としてしっかりとした地歩を築いたばかりの時だったが、私は満ち満ちた過去の想い出に取り憑かれるようになった。母の死、それからの家

10. id. ch.50

11. *The Summing Up*,15

庭の崩壊、フランスにおける幼年時代が充分それに対する準備をしてくれなかった、そしてまた私が吃るために苦難にみちたものとなった、学校における最初の数年間の惨めさ、私が初めて知的な生活に入った時の、あのハイデルベルクにおける気楽な、単調な、そして刺激に満ちた日々の遊び、病院における数年間の退屈さ、ロンドンのスリル。こういったものが全て、眠っている時にも、歩いている時にも芝居のリハーサルの時にも、またパーティーの時にも、しっごく私の心に蘇って来て、私にとって大へんな重荷となったので、それを全て小説の形式で書き留めることによって初めて心の平安を取り戻すことが出来ると心に決めた。

1897年、セビリアで同じテーマの小説『スティーヴン・ケアリーの芸術的気質』(*The Artistic Temperament of Stephen Carey*)を書いて以来、1912年に『人間の絆』の執筆にかゝり、1914年に脱稿、翌年出版されるに至ったが、その間彼の心の奥底に溜っていた泥は吐き出されて、モームはカタルシスの遊びを味った。第1次大戦のさ中で、当時は大きな反響を呼ばなかったが、モーム自身の心には平和が訪れた。¹²そしてこのことが『人間の絆』の次に出た『月と六ペンス』と無関係である筈はない。ストリックランドの苦悶は、モームの苦悶をつきつめ、ロマンティサイズしたものであり、ここに美しい「月」を創り出したのである。

次に少し遡って、続いて出版された『探険家』(*The Explorer*, 1908)と『魔術師』(*The Magician*, 1908)に目を通してみよう。

処女作『ランベスのライザ』(*Liza of Lambeth*, 1897)を除いて『人間の絆』に至るまでのモームの小説には、いわゆる力作というべきものは見当たらない。『サミング・アップ』でモーム自身も、習作のつもり¹³あるいは劇作家としての地歩を築くための1つの手段として、いくつか小説を書いたことを告白しているが、¹⁴『探険家』も『魔術師』も、モームにおいては二流の作品である。『魔術師』にいたっては、通俗の恐怖小説とも言えよう。しかしその中に『月と六ペンス』まで糸をひく、ロマンティックな傾向が認められる。

『ランベスのライザ』で文壇に登場した頃のモームは医学生としてスラム街ランベスの生活を観察する機会を得ていた。その経験をもとにして、生のままでリアルにランベスの人々を描き出した。悲恋に終るライザの恋、

そのライザの死を見守る人々の、情を抑制した客観的な描写は確かにモーパッサンのものであり、構成の緊密さと相まって、リアリズムの傑作といってもよい。しかしその傾向は、その後、影をひそめた。ドラマにおいてもフェースや諷刺的コメディばかりであった。ことに1904年のパリにおけるボヘミアンの生活は、若き日のモームのロマンティズムの芽を引き出し、伸ばした。『魔術師』においては、明らかにこのパリ生活が作品に影を投げ、怪奇の物語の背景をなしている。

『探険家』のヒロイン、ルーシー(Lucy)の前に現れた主人公、アレクサンダー・マッケンジー(Alexander Mackenzie)は、言葉数が少く、真黒に日焼けした、忍耐力あるアフリカ探険家である。実際的な目的からではなく、ただ好奇心と未知なるものへの憧れから、アフリカに出かける。

He felt a singular exhilaration when the desert was spread out before his eyes, and capacities which he had not suspected in himself awoke in him. He had never thought himself an ambitious man, but ambition seized him. He had never imagined himself subject to poetic emotion, but all at once a feeling of the poetry of an adventurous life welled up within him. And though he had looked upon romance with the scorn of his Scottish common sense, an irresistible desire of the romantic surged upon him, like the waves of some unknown, mystical sea. (*The Explorer*, pp.33-4: The Collected Edition, Heinemann)

砂漠が眼前に広がった時、彼は奇妙に爽快な気分を味った。そしてそれまで自分にあるなどとは疑ってもみなかった才能が彼の身内に目覚めた。彼は、それまで自分が野心家だなどとは思ってもみなかったが、その時野心が彼の心を攪んだ。彼は自分が詩的な情緒にひたりやすいとは、一度も思ったことはなかったのに、突如として冒険に満ちた生活の詩的な感情が、彼の身内に沸き上がった。そしてロマンスを、彼のスコットランドの常識の軽侮の念をもってみていたのに、ロマンティックなものに対する抗い難い願望が、どこかある未知にして神秘的な海の波の如く、彼に押し寄せたのである。

12. id.51

13. id.44

14. id.32

アレックは、オックスフォード大学を出ながら、普通の出世コースを歩むことを避け、アルジェリアに狩に出かけた時に、大陸の神秘のとりこになってしまう。文明社会ロンドンの俗っぽさ、窮屈さは、彼には我慢のならないものであった。

アレックの恋人ルーシーも、アレックに会うまでに既に、南海の島々や青々とした空に憧れを抱いていた。そしてそこに通う船、特に不定期貨物船に愛着を持つ。そして、“確かな本能をもって、彼女は慎しい貨物船の日々の生活、誇ることもなく務を果す営みの美しさにロマンスをみた。”¹⁵ 二人の心は既に通い合う必然性を持っていたと言えよう。

不名誉で惨めな父の死後、将来の望みを断たれた弟をルーシーは、またアフリカに出かけるアレックに託したが、身もち崩して、弟は大陸で死ぬ運命を辿る。アレックは帰国後、名誉を重んじる恋人の心情を傷つけまいと、弟は立派に土人と戦って死んだのだと嘘をつく。しかし弟はアレックがわざと死地に追い込んだのだとの噂がひろまり、ルーシーは黙して語らぬアレックに次第に疑惑をもち始め、愛情と疑惑との闘いが始まる。しかし真相を明らかにすれば、ルーシーの心は深い傷を受ける。アレックは最後まで沈黙を守った。そして全てを捨て、またアフリカに旅立つ決心をしたアレックは、いつになく興奮して、友人ディックとその妻に言った。

‘Already I can hardly bear my impatience when I think of the boundless country and the enchanting freedom. Here one grows so small, so mean; but in Africa everything is built to a nobler standard. There the man is really a man. There one knows what is will and strength and courage.’ (id. p.233)

「果しない国、魅惑的な自由を思う時、もう僕はもどかしさを我慢出来ないほどなんです。ここにいると人間は小さく、卑しくなる。だがアフリカでは何もかももっと高尚な規準に合わせて作られているのです。そこでは、人間は本当に人間になるのです。そこでは意志や力や勇気がどんなものであるか分かるのです。」

そしてさらに厳肅な面持で、ディックの妻ジュリアに言う。

‘---I want to gain nothing.... I love the sense of power and the mastery.’ (id. p.233)

「…私は何の利益も得たくはない。(中略)私は力感と支配を愛するのです。」

口数の少ないアレックが珍しく激し、ドラマティックな山場となっているが、モームにはこうした率直さは珍しいことである。ストリックランドは常に謎めいた沈黙と口元に浮かべた皮肉な影を持っていた。アレックは、口数が少なく、頑固な、若きモームの分身だと考えられるが、さすがにてれくささを感じたものか、ここでは友人のディックの口を借りて、次のように冷かしを入れる。

‘I always said you were melodramatic. I never heard anything so transpontine.’ (id. p.234)

「君は芝居じみているっていつも僕が言ってただろう。そんな俗受けするような台詞は聞いたことがないよ。」

大詰のアレックとルーシーの対話でも、真剣に本心を打ち明けようとするルーシーに対して、アレックはわざとよそよそしい態度をとる。たまりかねてルーシーはなじる。

‘You’ve been acting all the time I’ve been here.

Do you think I didn’t see it was unreal, when you talked with such cynical indifference?

I know you well enough to tell when you’re hiding your real self behind a mask.’

(id. pp. 247-8)

「わたしがここに来てから、ずっとあなたはお芝居をしていたのよ。あなたがそんなに冷笑的な無関心を装ってお話になるのをきいて、それが非現実的だってことが、わたしに分からないでもお思いになるの。いつあなたが、ご自分の本当の姿を、仮面のかげに隠していらっしゃるの分かるぐらいには、あなたのことは存じ上げているつもりですわ。」

モームには純粋な真情の吐露にセンチメンタルなものを感じて、逆にシニカルな、苛酷とも云える表現をするところがある。しかしこの点は後に譲って、先を続けよう。

結局アレックとルーシーの心は結びつき、アレックのアフリカに焦れる、止むに止まれぬ衝動は、愛情のドラマと混然一体となり、2人の旅立ちを暗示して小説は終るのである。

『探険家』においては、未知なるものに憧れるひたむ

きな気持が、直接アレックの口から語られているが、何物か自分の心を捉えて離さないものを求めて旅立つ男の人間像は、いつまでもモームの心に住み続けた。

形こそ違え、『魔術師』の主人公オリヴァー・ハッドウ (Oliver Haddo) も何者かに取り憑かれた人物である。オックスフォードを出た後、世界の各地を旅行してまわったが、彼が何を求めているかは謎であった。そしてこの小説の1つの舞台であるパリに姿を現わすのだが、異様な服装、大袈裟で辛辣な言葉、肥満した体、それに相手を背後まで見通すような視線は、人目をひかすにはいられない。その上彼には魔術の心得があった。そして古くから伝わる魔術の伝統と近代の科学の知識を結合して、無生物から生命を生み出すことが、彼の究極の目的であった。

“...Sometimes my mind is verily haunted by the desire to see a lifeless substance move under my spells, by the desire to be as God.”
(*The Magician*, p.85: The Collected Edition, Heinemann)

「生命のない物質が、私の魔力にかゝって動くのをみたいという欲望、神の如き存在となりたいという願望が、まことに私の心につきまとうことが、時にはあるんだ。」

物に取り憑かれ、神秘的な雰囲気を漂わせ、日常生活における物質面には全く無関心で、ひたすら魔術の研究に没頭するハッドウは、ストリックランドと無縁ではない。しかも、ストリックランドが妻子を捨てたように、彼も他人の幸福はことごとく犠牲にした。美しいマーガレット (Margaret) の愛犬を蹴って、彼女の恋人である優秀な外科医アーサー (Arthur) に殴打されたのを根にもち、魔術によってマーガレットを誘惑し、結婚までしてアーサーに復讐する。さらに、イギリスのハンブッシュの1軒家で、マーガレットの生命を犠牲にして、奇怪な生物の誕生を心待ちに、屋根裏の実験室に閉籠った。そして彼は死んだが、グロテスクな生物はみごとに創造されたのだった。

当時のパリにおける悪魔崇拜の流行¹⁶に影響を受けたものであろうが、マーガレットの友スージーが、医師であり、やはり魔術に興味をもつポルオエの書棚に目を走らせた時の興奮は、やはりモーム自身の感動でもあったのではないだろうか。

Susie went to the shelves to which he vaguely

waved, and looked with a peculiar excitement at the mysterious array. She ran her eyes along the names. It seemed to her that she was entering upon an unknown region of romance. She felt like an adventurous princess who rode on her palfrey into a forest of great bare trees and mystic silences, where wan, unearthly shapes pressed upon her way. (id. pp. 51-2)

スージーは彼があいまいに手を振って示した書棚の方へ行った。そしてずらりと並んだ神秘に満ちた書物の列を、異常な興奮をもって眺めた。彼女は書名に目を走らせた。彼女には未知のロマンスの国に入り込んでいるように思われた。彼女は、青ざめた無気味な幽霊が行く手に群がる、大きな裸の木々と神秘的な沈黙の森の中に、乗馬に跨り乗り入れる、冒険好きの王女になったような気がした。

『探険家』のアレックは、結局社会の非難を浴びたとはいえ、恋人ルーシーに対する誠実さの故に、読者に抵抗感を与えない。『魔術師』では、モームはハッドウを非人間的で無気味な悪魔の人間として描いた。しかしその底に蠢く、力と支配、そして自由を求める熱望に、モームは彼の夢を託したのである。

ストリックランドも、その点ハッドウの系統をひき、その残酷さは読者に不愉快な気持ちすら与えるのであるが、それがかえって逆に、ストリックランドの美を求める情熱の激しさを印象づける。妥協を許さない性格の強さ、人間性の不思議さがモームの表現したいテーマであった。

このあたりで『月と六ペンス』以後の作品に目を転じよう。戯曲『生計をいとなむもの』(*The Breadwinner*, 1930) と『剃刀の刃』(*The Razor's Edge*, 1944) を取り上げてみたい。

『生計をいとなむもの』は、2つの家族の娘と息子4人が一部屋に会して、お互に旧世代を批判し、自分達の将来について勝手な夢を描いているところで始まる。やがてバトル家の母親と従妹が加わり、子供の教育や、貧乏な旅行の計画などを話合う。そこへ従妹の夫アルフレッドが、¹⁷「かせぎ手」であるチャールズ (Charles Battle) が破産するかもしれないというニュースをもたらして騒ぎがもち上るといふ一幕物である。

バトル家の主チャールズは行方不明になったが、破産をくい止めるために走り回っているうちに絶望して川

16. *The Magician*, A Fragment of Autobiography, Heinemann

にでも身を投げたのではないかというので大騒ぎになる。何とか破産は免れそうだという情報を掴んで一安心している所へ、チャールズが帰って来るのだが、既に彼は、故意に破産する覚悟を決めていた。そして必死になって彼の決意をひるがえさせようと説得する家族を捨て旅に出る。人生半ばで過去を振り返って自分の生き方を考えた時、その無意味さにかく然として、自由を旅に求めたのである。

軽いタッチで書かれたコメディであるし、同じテーマでありながら、『探険家』や『魔術師』のように力んだところがみられない。手慣れた主題を余裕をもって扱っているように感じとれる。勿論、ストリックランドの個性の強さは感じられないが、やはりチャールズは株屋で財産も家族も捨てて旅立ったことに注目しなければならない。そしてドラマであるだけに、主人公は心境を長々と語ってきかせるのであるが、そこに多くを語らぬストリックランドの心境を、かい間見ることが出来よう。

チャールズは心境を次のように語っている。

“--Suddenly it seemed to me that for me ruin meant life and liberty--and that tube, with all those people hurrying to catch their train, led to slavery and death.” (*The Breadwinner*, The collected Plays, Vol.2,p.241)

「突然、私にとっては、破産は生命と自由を意味し、それにあの電車に乗り遅れまいと急ぐ人達を乗せた地下鉄は、奴隷的束縛と死につづいているように思われたのさ。」

年令のせいであろうか、同じテーマを扱うモームの態度には、次第に余裕が感じられる。『剃刀の刃』でも、モームは『月と六ペンス』と同じく一人称小説の形式をとった。そして年若い主人公ラリー (Larry) の行動を自分で観察したり、他人から伝え聞いたりして、読者に紹介してくれるのだが、ラリーに興味をつなぎながら、徐々に彼の内面に到達するまでの筆運びは、いつもながら美事である。モームはまず、アメリカ空軍の飛行士として、自分を救うために命を落した友人の死をまのあたりに見て、物思いに耽ることが多くなってブラブラしているラリーの心境を、次のように推察する。

I, who from a very early age have always had before me a clear and definite purpose, was inclined to feel impatient; but I chid myself; I had what I can only call an intuition that there was in the soul of that boy some confused striving, whether of half-thought- out

ideas or of dimly felt emotions I could not tell, which filled him with a restlessness that urged him he did not know whither. (*The Razor's Edge*, p.30: The Collected Edition, Heinemann)

ずっと早くから、いつも目の前に鮮明ではっきりした目的をもって私には、いらいらする傾向があった。しかし私は自分を叱った。私は、なまはんに考えた思想であるのか、ほんやり感じた情緒であるのか分らないが、自分にもどこへだか分らないところへ彼をかりたてる不安で彼の心を満たした、何かある混乱した闘争が、その少年の魂の中にあるという直観としか呼びよげないものを持っていた。

ラリーは書物の世界に、自分の求めるものを見出そうと努める。婚約者のイザベルには、彼の内面の苦悩が理解出来なかった。彼女の求めるものは世俗的な幸福であった。ついに彼女は婚約を解消し、後にモームにラリーとのことを話すのであるが、彼は愛する者さえ捨て、自分の道を進むラリーのことを、次のように説明する。

“--What I'm trying to tell you is that there are men who are possessed by an urge so strong to do some particular thing that they can't help themselves, they've got to do it. They're prepared to sacrifice everything to satisfy their yearning.” (id. p.84)

「私があんたに言おうとしていることは、非常に強くて自分ではどうしようもない、何かあることをしたいという衝動にとり憑かれた人々がいるということだよ。彼等はそれをしなければならぬのだ。彼等は自分の熱望を満足させるために、全てを犠牲にする覚悟ができていなのだよ。」

魂の安らぎを求めて世界を遍歴したのち、ラリーが最後に到達したのは、インドにおけるヒンズー教の教えであった。

ヒンズー教についてのモームの理解の深さはとも角として、こゝにキリスト教に懐疑を抱き、東洋思想に関心を寄せたモームの一面が窺えるのであるが、今問題とすべきは人間性にひそむ、あくことを知らぬ求道精神であり、犠牲をもちえりみず、何物かを求めてやまぬ衝動であり、渴望である。それは社会的規範もモラルも超えたいわば自己の神に対する憧れであった。そして今までに見た作品に根強く横たわる一貫したモチーフは、形こそ違え、まさにこれであり、モーム自身の洪面の底にひそむ憧憬であった。勿論それは個人としての人間に向けら

れた関心ではあつたが、人間性を抉り出す一つの方向には違いない。モーム自身の言葉をかりて他の言葉で表現すれば、人間の 'impenetrability' (不可解さ) を描くために築き上げた一つの形であり姿であった。そしてその姿を最も魅惑的に、力強く描き出した作品が、『月と六ペンス』であると言えないであろうか。

Though the variety of human nature is immense, so that it might seem that the writer of fiction need never want for models on which to create his characters, he can only deal with that part of it which is in accordance with his own temperament. He must put himself in the shoes of his characters, but there are shoes he cannot get into. There are people so alien to him that he cannot come to grips with them. When he deals with them he will describe them from the outside, and observation divorced from empathy can seldom create a living being. That is why novelists tend to reproduce the same types; they astutely change the sex, the station, the age, the appearance of their characters; but if you look at them closely you will find that they are the same persons reappearing in different guise. (*The Travel Books*, Preface)

人間性の多様性は、フィクションの作家が、それをもとにして登場人物を創造するモデルに、決して不自由しないほどに無限であるけれども、彼が扱うことの出来るのは、たゞ自分自身の気質に合った部分だけである。彼は、彼の創り出した人物の靴を履かなければならないのだが、履くことのできない靴がある。彼には合わなくて、取っ組み合うことの出来ない人々がいる。彼等を扱う時、彼は外側から描くであろうし、感情移入から切離された観察が、生きた存在を創り出すことができることはめったにない。それ故に、小説家は同じタイプの人物を再現させる傾きがある。彼等は抜け目なく、登場人物の性、地位、年齢、外貌を変える。しかし、もし彼等をつぶさに見れば、彼等が異った装いをこらして再登場する同一人物であることが分るのである。

以上は、ごく一般的な作家論であるが、モーム自身にもそのまゝあてはめることができよう。

ストリックランドを考える上で見逃すことのできない要素は、絵画とタヒチ島である。

今までざっと目を通した作品の主人公の求めるものはあるいは自由であり、あるいは力であり、あるいは思想であり、またあるいは美であったが、魔術や旅行や絵画は、その達成のための手段にすぎない。しかしそこにはやはりモーム自身の体験と好みも反映され、彼自身の憧憬が投影されている。

モームは大変な美術愛好家であり、カップ・フェラ(Cap Ferrat)に蒐集された美術品は素晴らしいものであった。そこにはタヒチ島で土人から安く買った、ゴーギャンのガラス戸に描いた愛人の絵もあった。¹⁷

『サミング・アップ』第28節の記述にもあるように、モームには、芸術こそ人生における唯一の目的である、という芸術至上主義的傾向をもった時代がある。ウォルター・ペイター(Walter Pater)やラスキン(John Ruskin)に傾倒し、イタリアを訪れて各地で美的感覚を満足させた。モーム20才から21才の時である。

この傾向は、さらに1897年、スペインに旅行した時の16世紀スペインの黄金時代、殊にヴェラスケスやエル・グレコに対する憧憬の形で現れている。この頃に生得の美に対する欲求は一度に花を開いた。出版には到らなかったが、『人間の絆』の雛形ともいえる『スティヴン・ケアリーの芸術的気質』という題名は、そのことを象徴しているように思われる。

さてところで、この芸術、殊に絵画に対するあくことなき関心は、単に画面に表われた美の鑑賞にとどまっていたのであろうか。モームが美しいものに心をひかれたことは確かである。『作家の手帖』(*A Writer's Notebook*)のパリにいた1904年の記述には、人物、風景のスケッチが多く、ワトー、ブロンツィーノ、コロー、ルーベンス等の絵画との連想にちりばめられている。そして芸術至上主義は次第に形を変えていったとはいえ、『魔術師』にさえ、唯美思想の影が認められるように思う。しかし、『人間の絆』に登場する画学生達を扱う場合に、その関心はそれぞれの人間性や生き方に向けられていた。既に見たようにゴーギャンに対する関心も、明らかにその絵を通して見たその画家の生き方や個性に対するものであった。それと同じことが、エル・グレコについても言えるように思う。つまり彼の謎めいた個性の特異性に特に心をひかれたのであり、それがロマンティックなものであることは、モーム自身も認めていたと思われる。『サミング・アップ』で、

17. Wilmon Menard: *The Two Worlds of Somerset Maugham*, V. Tahiti, 12. Gauguin on Glass

The romantic method turns its attention to the exceptional; the realistic to the usual. (*The Summing Up*, 55)

ロマンティックな方法は注意を異常なものに向け、リアリスティックな方法は普通のものに向ける。と述べていることから見ても、そのことは明らかであろう。

『ドン・フェルナンド』(Don Fernando, 1935)のエル・グレコ(El Greco)を扱った一節(IX)はモームの芸術論とも言うべきものを含んでいるが、その中で彼は、芸術作品を鑑賞する時に味う強い情緒は、やがて忘れてしまうものだが、作品の背後にある個性は後に残ると意味のことを言っている。モームがエル・グレコにひかれたのも、その‘intriguing’な個性のためであった。そして数少ない記録と作品を頼りに推理を働かせて、エル・グレコの間像を描いてみせるのだが、従来考えられていたように、エル・グレコは禁欲的な神秘主義者ではなくて、むしろ皮肉屋のヒューモリストだと考えた。また彼の絵には謎めいた苦悩が現われていて幻想的な憧れに取憑かれた人間を想起させる、と断言する。

... it was a man striving with pain for an expression that he sought in the abyss of his soul as though it were a memory hovering just below consciousness that it exasperated him to be unable to recall. (*Don Fernando*, p. 115 : The Travel Books, Heinemann)

それは想い出すことが出来なくていららした、意識の直ぐ下をさまよっている記憶でもあるかのように、魂の深淵に探し求めたある表現を求めて、骨折り苦しんでいる人間であった。

ゴーギャンから受けた印象と全く同じ印象をここに見ることができる。そして、エル・グレコの間像を次第に描き上げて行き、その核心に迫らんとする時の手法は小説とエッセイとの違いはあるが、全く同じといってよく、いわば帰納的である。『月と六ペンス』の第一章でも、語り手のMr. Maughamはストリックランドとエル・グレコの共通の魅力を指摘しているが、それは“不思議で、苦悩にゆがみ、複雑な個性”であった。

それでは、そのような印象を与える絵は、どのような

過程を経て生れるのであろうか。

The artist can no more help creating than water can help running downhill. It is a release from the burden on his soul. It is a spiritual exercise which is infinitely pleasurable, and it is accompanied by a sense of power that is in itself delightful. When production fulfils it he enjoys a heavenly sense of liberation. (id. p. 118)

芸術家が創造しないではいられないのは、水が坂を下って流れずにいられないのと同じことだ。それは彼の魂にのしかゝる重荷からの解放である。それは無限に楽しい精神的運動であって、それには本来喜ばしい力感を伴う。製作がそれを成就する時、彼はこの上もなく幸せな解放感を味うのである。

同じような主張は、『サミング・アップ』にも見出されるが、¹⁸ ストリックランドは、癩病におかされながら巨大な壁画を完成した時に、遂に心の平安を見出したであろう。エル・グレコは苦悩の吐け口を装飾と色彩に見出したとモームは主張する。彼がバロック芸術や神秘性をもった芸術家に示した強い関心はやはりロマンティズムの傾向を示すものであろう。そしてまた上述のような芸術観は、『人間の絆』を完成した後のモーム自身の感懐とも完全に重なるものである。『人間の絆』を生み出した衝動と完成後の解放感は、ゴーギャンやエル・グレコの芸術を説明する鍵であり、異常で謎めいたストリックランドの生涯は、このモームの心に抱いた芸術家の究極の姿が、美事に具現されたものといってよいであろう。

しかしモーム自身の生涯を考えてみる時、聊か気にかゝる所がある。それは、芸術に対する打ち込み方の激しさにもかゝらず、どこか余裕を感じさせる点である。彼の生涯は、決してストリックランドの無頓着さを感じさせない。非常に用心深く慎重で、金銭面に対しても細心の注意を払っている。金は第六感のようなもので、これがなければ、他の5つの感覚は働かないのだ¹⁹とか、ボヘミアンの生活に芸術家の真の姿を見出すのは、第三者の幻想であって、彼等の赤貧洗うが如き生活は、浪費よりくるものでしかない²⁰とか、自己の生活態度を弁明するような言葉を吐いているが、そこに英国人らしい現実的な人生の知恵を見出せると同時に、反面ゴーギャン

18. *The Summing Up*, 76

19. id. 32

20. id. 45

の生活と比較して、もの足りなさを感じずにはいられない。勿論現実生活というものはそのようなものであり、モームの芸術至上主義的傾向は修正を受けて、人生そのものが、1個のパターンをもった芸術作品であると考えに至ったのであるが、ストリックランドの生活は、決して型にはまっていたわけではない。その実際生活への配慮のなさは、ある見方からすれば非現実的で、納得できないとも考えられるほどである。しかし、モームはそこに、自分には憧れながら果し得ない夢を託したとは考えられないであろうか。

エル・グレコやヴェラスケスの絵画が花を開き、セルヴァンテスが不滅の名作を生み出した黄金時代のスペインに憧れて、セビリアに落着いたモームは、『ランベスのライザ』の成功に気をよくして、作家としての一步を踏み出したばかりの、意気盛んな23才の若者であった。その後、彼の生涯は殆んど外地で過ぎた。作家で外国旅行に多くの時間を費した例は決してヨーロッパでは珍しいことではない。しかしモームの文学を考える場合、旅行を切離して考えることは不可能である。そして外国への憧れは当然ロマンティズムとつながるものである。旅行は彼の本質を深く変質すると同時に、深層に潜むナイーブな心を引き出した。作家がマンネリズムに陥るのを避けるためには、自己を変革しなければならないとして、モームは次のように述べている。

I have known writers who made adventurous journeys, but took along with them their house in London, their circle of friends, their English interests and their reputation; and were surprised on getting home to find that they were the same persons as when they went. Not thus can a writer profit by a journey. When he sets out on his travels, the one person he must leave behind is himself. (*The Travel Books*, Preface)

冒険に満ちた旅行はしたが、ロンドンの自分の家、幾人かの友、英国的趣味、名声を一緒にもって行って、帰国した時、自分が出かけた時と同じ人間であるのに気がついて驚いたという作家を、私は今迄に何人か知っている。こんなふうにしては、作家は旅行から何の利益も得ることは出来ない。旅行に出かける時に、後に残していかなければならない人が一

人いるが、それは自分自身だ。

モームの外国への憧れは、幼時の自由で楽しかったパリへの郷愁と、少年時代の英国における生活の暗さへの反動として生れたものだと思う。『サミング・アップ』第18節で、ウィットステイブルやキングズ・スクールの生活の惨めさを述べた後で、ハイデルベルクで初めて自由な空気を吸ったと述懐している。その頃既に、彼は自分の将来について、はっきりとした考えを持っていた。モーム18才の時である。彼の欲しいものは自由であり、作家として立つことは最もよく彼の望みに適ったものであった。そして何物にも縛られることなく、彼の外国遍歴が始まった。

スペイン、イタリア、エジプト、スイス、さらにアメリカからハワイ、サモアその他南海の島々にまで足を伸ばし、中国、ロシアにまでも訪れた。老後も意欲は衰えず、西インド諸島、南アメリカ、ヨーロッパでは、スペイン、ポルトガル、イタリア、オランダをまわり、晩年日本にまで足を伸ばした。そして各地で「手帖」を埋めていった。『探検家』『魔術師』等様々な作品が、この異国の魅力を語っている。『魔術師』においては、ハッドウがマーガレットを誘惑する時、東洋的ムードを醸し出すのであるが、東洋はモームにとって魔力に似たものをもっていったといつてよい。

彼の旅行は、決して冒険的とは言えなかったが、彼の興味の中心は、様々な環境の中にある人間の姿であった。モーム自身の言葉で云えば、魂の冒険²¹であった。しかし何と云っても『月と六ペンス』の舞台となり、『雨』『レッド』その他数々の名作を生み出した南海の島々が、モームにとって大きい意味を持っていたことは疑いない。『作家の手帖』1916年の書込みは豊富で精彩を放ち、その旅行から生れた作品は Wilmon Menard が指摘するように抒情味を帯びている。²²「椰子の樹、礁湖、寄せ波に縁どられたさんご礁」の美しさはモームの心を奪ってしまった。そこはストリックランドが遂に辿り着いた、原始的で神秘にみちた世界であった。ストリックランドは、この環境の中で、初めて靈感を得たのである。²³そこにモームは、ストリックランドと同じように文明の衣を纏わぬ裸の人間の姿を見て、郷愁に似た気持を味わったことであろう。

In civilized communities men's idiosyncrasies are mitigated by the necessity of conforming to certain rules of behaviour. Culture is a

21. id. 48

22. Wilmon Menard: *The Two Worlds of Somerset Maugham*, p.8

23. *The Moon and Sixpence*, ch. XLV

mask that hides their faces. Here people showed themselves bare. (*The Summing Up*, 53)

文明社会においては、人間の特徴は、ある行動の規範に従う必要性のために和らげられる。教養は顔を隠す仮面である。こゝでは、人々は裸の姿を見せた。

モームにとって、英国は不幸な少年時代の想い出がつきまとう国であった。厳格ではあるが、怠け者でもあった叔父の家での不幸な生活は、『人間の絆』や『お菓子とビール』(*Cakes and Ale*)などに顔を覗かせているが、彼の牧師嫌いはこゝに根をもっている。『雨』その他の作品における、聖職者に対する過酷なまでの諷刺、嘲笑は、それを物語っているし、宗教に対する懷疑、さらにシニカルな人生態度、人間観にも、その影を認めることができよう。

しかし、彼のシニシズムの形成には、もちろん他の要因が働いている。過去をふり返って、モームは次のように述べている。

I had many disabilities. I was small; I had endurance but little physical strength; I stammered; I was shy; I had poor health. I had no facility for games, which play so great a part in the normal life of Englishmen; and I had, whether for any of these reasons or from nature I do not know, an instinctive shrinking from my fellow men that has made it difficult for me to enter into any familiarity with them. I have loved individuals; I have never much cared for men in the mass. (id.15)

私には多くの欠陥があった。私は小さかった。忍耐力はあったが、体力はあまりなかった。吃り、はにかみやであった。健康はすぐれなかった。競技も下手であったが、競技はイギリス人の普通の生活においては、非常に大きな役割を果たすのである。そして、これらの理由のどれかによるものであるのか、生れつきのものであるのか分らないが、私には本能的に仲間の人々からしりごみをするところがあって彼等と親しくなることが私には困難であった。1人1人の人は愛していたのだが、全体としての人間は決して好きになれなかった。

断言は避けているが、『人間の絆』にみられるように

ギングズ・スクールにおける孤独で惨めなフィリップの生活を見れば、この人間嫌いの傾向が、環境の力を大きく受けていることが明らかである。モームはしだいに内向的となり、皮肉で高踏的な態度をとるようになるのだが、やがて英国に背を向け、自由を求めて外国に旅立ったのだと考えられよう。

シニカルな態度は、比較的初期の作品群からすでに見受けられるが、ストリックランドにも皮肉な性格の一端が認められる。ことに女性に対してその傾向は強く、ロンドンの妻について彼は、*"She is an excellent woman. I wish she was in hell."* (彼女はずばらしい女だ。地獄にでもいるがいい。)²⁴ といったのける。また、彼のために夫のもとを去りながら、結局捨てられるに至ったブランシュに対する態度も残酷ともいえるものだった。ブランシュの死について、彼は次のように言っている。

"Blanche Stroeve didn't commit suicide because I left her, but because she was a foolish and unbalanced woman." (*The Moon and Sixpence*, ch. XLI)

「ブランシュ・ストルーヴが自殺したのは、私が^{あれ}彼女を捨てたからではなくて、^{あれ}彼女が馬鹿で気の狂った女だったからだ。」

この点からも、モームがストリックランドに、自己を投影したことが読みとれるように思う。

モームのシニシズムの鋒先は、文明社会ロンドンをはじめとして英国社会に向けられた。幻滅を覚え、偽善をあばき、社交界の無意味さを諷刺した。既成の価値を破壊し、自分自身の価値を自由に創造しようとする試みは決してシニシズムではないと、モーム自身は弁明しているのだが、²⁵ その試みは決して新しい社会的価値を生み出すものとは言えないにしても、そこには、視点をかえる所から来る魅力があり、解放感がある。

しかし、もう一度ふり返ってストリックランドを観察し、モームを読む時、そこに何か不自然で意地を張っているようなポーズが感じられないであろうか。ストリックランドは、他人の好意を素直に受入れることができない。病気で身動きもできない自分を世話してやろうというストルーヴに対して彼が言うのは、たゞ *'Go to hell'* とか *'Damned fool'* であった。²⁶ また、私は金のためにドラマや小説をいくつか書いたのだ、とぬけぬけ

24. id. ch. I

25. *The Summing Up*, 50

26. *The Moon and Sixpence*, ch. XXIV

と語るモームにポーズを感じないではいられない。その言葉の陰には、自分の弱さや限界に対するいらだちすら感じられる。もともとシニカルな態度は、夢や幻が現実と衝突した時の挫折感から来るものであり、モームの場合、シニシズムは外面を装うポーズであり、若き日のロマンティシズムや詩的憧憬は、心の底に抑圧されていた。それが外国の新鮮な空気に触れて姿を現わしたのだと考えられないだろうか。

『中国の屏風』(On a Chinese Screen)にNightfallという短い一節がある。日暮方、荒果てた城壁の近くにある森林のそばを通りかゝった時、そこから漂ってくる、冷んやりとした森の夜の香をかいで、ふとケント州の森の肥沃な土の香を想い出して、望郷の念にかられるというくだりである。その一節は次のように終わっている。

Your thoughts travel through time and space,
far from the Here and Now, and you remember
your vanished youth with its high hopes, its
passionate love, and its ambition. Then if
you are a cynic, as they say, and therefore a
sentimentalist, tears come to your unwilling
eyes. And when you have regained your
self-control the night has fallen. (XLIII)

思ひは、現在地と現在からはるか彼方に、時間と空間を通りぬけて馳けめぐる。そして、高き希望、情熱的な愛、野望と共に消え失せた青春を想い起す。その時、もし人の言うシニクであり、それ故にセンチメンタリストであれば、本意にも涙が目に湧き上る。そして自制心を取り戻した時には、日はもう暮れていた。

この中で特に意外に思われるのは、シニクであるがためにセンチメンタリストである、という結びつきである。この中国における体験は、もちろんモーム自身のものであろうし、youを用いて一般化したように見せかけてはいるが、こゝでシニクはモーム自身だとみてよいであろう。そうするとセンチメンタリストとの結びつきはどうなるのであろうか。また、あれほど嫌って逃れ出た英国に対する郷愁を、どのように解釈したらよいであろうか。

『人間の絆』第53章に、フィリップの性格形成を説明する個所がある。見知らぬ人達の中で、邪険に扱われ、

仲間に不具を嘲笑されたりしているうちに克己心が強くなり、人は彼のことをシニカルで冷淡だと呼んだ。彼は態度が穏かで、感情を表に出さず、人からは冷静だと言われたが、自分には、感情のなすがまゝになる己が分っていた。そしてたまたま他人から親切にされると、感動が大きくて、その気持が声のふるえに現れるのを恐れて物も言われなかった。

この辺のことを考え合せてみると、シニカルな性格や表現は、センチメンタルな気持が生そのままに表現されるのをはにかんだポーズであり、仮面であったことがよく分かるように思う。モームには、純粋な感情が素直に表現出来ない面があるのであろう。英国人に対する時ののはにかみも、そこから来るのではなからうか。そして、その底にひそんだ心が、モームを外国へ旅立たせ、南海の島々の原始性に触れた時、純粋な感情が堰を切って溢れ出たのであろう。そして、その文明の殻をまとわぬ原始の世界こそ、モームがたえず憧れ求めていた自由の土地なのであった。

25年近くモームと生活を共にし、多くの旅行に、彼と行を共にしたハックストン(Gerald Haxton)が死んだ時のモームの悲嘆は、ちょっと想像に絶する。忘れようとしても忘れられず、ハックストンを責めさいなむ咬が耳について離れなくなり、しばらくひとを避けて家に閉じ籠ったのである。²⁷ 幼時に美しい母を失った悲しみがいつまでも忘れられなかったことと共に、モームの柔かく傷つきやすい内面に触れるような話である。ただ、ハックストンとの間には同性愛的関係があり、そのためにシリーとの結婚が失敗したことを示唆する向きもあるようではあるが。²⁸ いずれにしても、モームのアングロサクソンの苛酷さや冷静さの背後には、やはりアングロサクソンの特徴だと、モーム自身が指摘する²⁹センチメンタルな心を見ることが出来る。

センチメンタリズムと、美とロマンスに対する憧れや、力と自由を求める渴仰とを同一視することは無論出来ないが、文明社会で傾斜をみせていた精神が、南海の島々の原始性に触れて、隠されていた素朴さを取戻したことは否めない。そしてモームの文学を考える場合、自制された性格と、その魂の憧憬が、無縁だとは言えないであろう。言葉や態度が皮肉で無縁であり、俗物にとってはエゴイスティックとも考えられるストリックランドが、ひたむきに追い求めた美、解放、自由が、ロンドンをはるかに離れた南海のタヒチ島で美しく荘麗な絵とな

27. Robin Maugham: *Somerset and all the Maughams*, p.40

28. id. p.201

29. *The Summing Up*, 34 and *The Razor's Edge*, p.177 (The Collected Edition, Heinemann)

って開花したことは、まさにモームの新しい世界の発見を、美事に象徴したものであった。

付記

本拙論は、第40回日本英文学会における、立命館大学の山内良樹助教授の研究発表「*The Moon and Sixpence* の問題性について」から示唆を受けるところが多かった。謝意を表したい。

A RELATION BETWEEN $H^2(dm)$ AND THE CLASSICAL HARDY SPACE $H^2(d\theta)$

Kazuo KISHI

1. Introduction.

Let X be a compact Hausdorff space and A a *uniform algebra* on X , that is, a uniformly closed subalgebra of $C(X)$ that contains the constants and separates the points of X . If each real-valued continuous function on X can be uniformly approximated by functions $\log |f|$, where both f and $1/f$ belong to a uniform algebra A , then A is called a *logmodular algebra* [1]. In the following we shall study a logmodular algebra A .

We denote by $M(A)$ the space of complex homomorphisms of A or the maximal ideal space of A . It is known that every φ in $M(A)$ has a unique representing measure [1, Theorem 4.2]. For φ and φ' in $M(A)$, put $\|\varphi - \varphi'\| = \sup |\varphi(f) - \varphi'(f)|$, taken over all f in A with $\|f\| = \sup_x |f| \leq 1$. Then the relation $\|\varphi - \varphi'\| < 2$ is an equivalence relation on $M(A)$ and each equivalence class is called a (Gleason) *part* of $M(A)$. We call a part P *non-trivial* if P does not reduce to a single point.

Let P be a non-trivial part and φ the element of P which has the (unique) representing measure m . Denote by $H^p(dm)$ ($1 \leq p < \infty$) the closure of A in the Banach space $L^p(dm)$ and by $H^\infty(dm)$ the weak-star closure of A in $L^\infty(dm)$. It is known that θ belongs to P if and only if θ is bounded on $H^2(dm)$, i. e., there exists a positive constant K such that $|\theta(f)| \leq K [\int |f|^2 dm]^{1/2}$ for all f in A [1, Theorem

7.6]. By this property, every θ in P is uniquely extended to a bounded linear functional on $H^2(dm)$. Denote by P' this extension of P and by \mathfrak{P} the restriction of P' to $H^\infty(dm)$. Then it is known that \mathfrak{P} is the non-trivial part of the maximal ideal space $M(H^\infty)$ of $H^\infty(dm)$ [5]. Denote by $\overline{\mathfrak{P}}$ the closure of \mathfrak{P} in the space $M(H^\infty)$ and by $M(L^\infty)$ the maximal ideal space of $L^\infty(dm)$.

In his D. Dissertation [4], S. Merrill proved that $H^2(dm)$ and the classical Hardy space $H^2(d\theta)$ on the unit circle are isometrically isomorphic if and only if $H^\infty(dm)$ is weak-star maximal in $L^\infty(dm)$. In this paper we shall study the relation between $H^2(dm)$ and $H^2(d\theta)$ when $H^\infty(dm)$ is not necessarily weak-star maximal in $L^\infty(dm)$. Above all we shall prove the following.

THEOREM *If $\overline{\mathfrak{P}} \cap M(L^\infty)$ is not empty, then the Hilbert space $H^2(dm)$ is the direct sum of the Hilbert spaces K_1 and K_2 which possess the following properties.*

(1) K_1 is isometrically isomorphic to the classical Hardy space $H^2(d\theta)$ on the unit circle.

(2) If $f \in H^2(dm)$ is $f = f_1 + f_2$ ($f_2 \in K_i$, $i=1, 2$), then

$$f = f_1 + f_2 \text{ and } f_1 \neq 0 \text{ if and only if } \int \log |f| dm > -\infty,$$

and

$$f \in K_2 \text{ if and only if } \int \log |f| dm = -\infty.$$

The author is indebted to Prof. O. Takenouchi and Ass. Prof. A. Sakai for

valuable comments on the subject of this paper.

2. Proof of Theorem.

Definition. Any function f in $H^2(dm)$ of modulus 1 is called *inner*.

Definition. Any function f in $H^2(dm)$ is called *outer* if the set of functions Af is dense in $H^2(dm)$.

By [1, Theorem 7.2], there exists an inner function Z in H_0^2 such that every function f in $H^2(dm)$ is expanded in the following way

$$\theta(f) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n [\theta(Z)]^n, \quad a_n = \int \bar{Z}^n f \, dm$$

for all $\theta \in P'$, where $H_0^2 = \{f; f \in H^2(dm), \int f \, dm = 0\}$ and \bar{Z} is the complex conjugate function of Z .

We denote by K_1 the $L^2(dm)$ closure of the linear span of $\{Z^n\} (n \geq 0)$. Then it is easy to see that the Hilbert space K_1 is isometrically isomorphic to the classical Hardy space $H^2(d\theta)$ under the natural correspondence

$$(\#) \quad \sum_{n=0}^{\infty} a_n Z^n \rightarrow \sum_{n=0}^{\infty} a_n e^{in\theta},$$

where $\sum_{n=0}^{\infty} a_n Z^n \in K_1$ and $\sum_{n=0}^{\infty} a_n e^{in\theta} \in H^2(d\theta)$.

Now let K_2 be the orthogonal complement of K_1 in the Hilbert space $H^2(dm)$. Then we shall have the following [4, p.23].

LEMMA 1. *The following are equivalent.*

(1) $f \in K_2$, i. e., $a_n = \int \bar{Z}^n f \, dm = 0$ for all non-negative integer n .

(2) There exists a function f_n in H_0^2 such that $f = Z^n f_n$ for all non-negative integer n .

(3) $\theta(f) = 0$ for all $\theta \in P'$.

Proof. For all n , $f = a_0 + a_1 Z + \dots + a_n Z^n + a_{n+1} Z^{n+1} g_{n+1}$, where $Z g_{n+1} \in H_0^2$ [1, p.331]. Thus (1) implies (2). It is obvious that

(2) implies (3). Since P is a non-trivial part, $\{\theta(Z); \theta \in P\}$ is the open unit disc [1, Theorem 7.7]. Thus, $\theta(f) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \lambda^n = 0$ for all $|\lambda| < 1$. Therefore, $a_n = 0$ for all n . Thus, (3) implies (1).

The algebra $H^\infty(dm)$, with the m -essential sup norm, is a logmodular algebra on the maximal ideal space $M(L^\infty)$ of $L^\infty(dm)$ and $M(L^\infty)$ is the Shilov boundary of $H^\infty(dm)$ [1, Theorems 6.4, 7.1]. G. Lumer proved the following characterization [3].

Lumer's theorem. Let θ be a point in $M(H^\infty)$. Then θ belongs to $M(L^\infty)$ if and only if $\theta(J) \neq 0$ for every inner function J in $H^\infty(dm)$.

By using this theorem, we shall prove the following lemma.

LEMMA 2. *If $\overline{P} \cap H(L^\infty)$ is not empty, then*

$$\int \log |f| \, dm = -\infty$$

for all f in K_2 .

Proof. We suppose that f is not zero and $\int \log |f| \, dm > -\infty$. Then $f = gh$ where g is an outer function in $H^2(dm)$ and h is an inner function in $H^\infty(dm)$ [4, p.71]. Since Ag is dense in $H^2(dm)$, there exists a sequence $\{\alpha_n\}$ in A such that $\alpha_n g \rightarrow 1$ in $H^2(dm)$. Since $\alpha_n gh \rightarrow h$ in $H^2(dm)$, $\theta(\alpha_n gh) \rightarrow \theta(h)$ for all $\theta \in P'$. Then $\theta(\alpha_n gh) = \theta(\alpha_n) \theta(f) = 0$ leads $\theta(h) = 0$ for all $\theta \in P'$ (by Lemma 1). Thus $\theta(h) = 0$ for all $\theta \in \overline{P}$. By Lumer's theorem. $\overline{P} \cap M(L^\infty)$ is empty.

Now we are in a position to prove our theorem.

Proof of the theorem. By Lemma 2, it suffices to prove that if $f = f_1 + f_2$, $f_1 \neq 0$, then $\int \log |f| \, dm > -\infty$. By $f_1 \neq 0$, there exists a coefficient $a_N \neq 0$ such that

$$f_1 = Z^N (a_N + a_{N+1} Z + \dots) = Z^N h$$

where $h = a_N + a_{N+1} Z + \dots$. Thus,

$$\bar{Z}^N f = h + \bar{Z}^N f_2 = h + f_0$$

where $f_0 = \bar{Z}^N f_2 \in H_0^2$ (by Lemma 1). Then,

$$\begin{aligned} \int \log |f| dm &= \int \log |\bar{Z}^N f| dm \\ &= \int \log |h + f_0| dm \end{aligned}$$

$$\geq \log |f(h + f_0)| dm = \log |a_N| > -\infty$$

where we use that functions in H^2 satisfy Jensen's inequality. We are done.

COROLLARY. *Under the hypothesis of the theorem, $H^2(dm)$ is isometrically isomorphic to $H^2(d\theta)$ by the natural correspondence (#) if and only if $\int \log |f| dm$ is finite, unless f is the null-function in $H^2(dm)$.*

Proof. The part of "if" was proved by S. Merrill without the hypothesis of the theorem [4, Theorem 3.10] and the part of "only if" is easily derived from our theorem.

Remarks.

(1) What we have proved is valid for the case that A is a uniform algebra on X and that every complex homomorphism of A has a unique representing measure [2, 4].

(2) There exists an example such that $\mathfrak{P} \frown M(L^\infty)$ is empty. Let A be the subalgebra of $C(T^2)$ (T^2 is the torus, represented as the set of pairs $(\theta, \varphi), 0 \leq \theta, \varphi \leq 2\pi$) of functions whose Fourier coefficients vanish off the half-plane $S = \{(m, n), n > 0\} \cup \{(m, 0), m \geq 0\}$. Then A is a Dirichlet algebra. Let σ denote the normalized Haar measure on T^2 . Then the part $P = P(\sigma)$ containing σ consists of those homomorphisms given by

$$\varphi_\alpha(f) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} P_r(\theta_0 - \theta) d\theta \int_0^{2\pi} f(\theta, \varphi) d\varphi$$

where $\alpha = re^{i\theta_0}$ lies in the open unit disc [4, Example 3.9].

Then it is easy to see that $\mathfrak{P} \frown M(L^\infty(d\sigma))$ is empty. Indeed, if $f = e^{i\varphi}$ ($\in A$), then $\varphi_\alpha(f) = 0$ for all $\varphi_\alpha \in P$. Thus $\varphi_\alpha(f) = 0$ for all $\varphi_\alpha \in P'$. On the other hand, $\int \log |f| d\sigma = 0 > -\infty$. By our theorem, $\mathfrak{P} \frown M(L^\infty)$ is empty.

References

- [1] K.Hoffman, Analytic functions and logmodular Banach algebra, Acta Math., 108 (1962).
- [2] G.Lumer, Analytic functions and Dirichlet problem, Bull. Amer. Math. Soc., 70 (1964).
- [3] G.Lumer, H^∞ and the imbedding of the classical H^p spaces in arbitrary ones, Function Algebras (Proc. of Tulane Univ. Sympos.), Scott Foresman, Chicago, (1965).
- [4] S.Merrill, H^p spaces derived from function algebras, D.Dissertation, Yale Univ., (1966).
- [5] N.Mochizuki, Gleason parts of Function algebras, The 5th Functional Analysis Symposium, Tohoku Univ., (1967).
- [6] J.Wermer, Dirichlet algebra, Duke Math. J., 27 (1960).

道徳について

三 鼓 慶 蔵

On Morality

Keizo MITSUZUMI

I

「悪は憎み、善は親しみ」とパウロはいい、「衆善奉行、諸悪莫作」と仏者は教える。ソクラテスは「死を免れるよりも悪を免れるほうが困難である。悪は死よりも早く走るから」と語る。「不義にして富みかつ貴きは、我れにおいて浮雲の如し」と孔子はいう。人間の歴史を通じて、もっとも深く広い道徳的感化を与えたこれらの偉人たちは、悪を避け善を行うべきことを、われわれに教える。そのいうところは簡明ですこしも疑問の余地はないようである。しかしながら、知性の要求と人間社会の複雑さは、「善とは何か」、「道徳の本質は何か」という疑問を、ときにわれわれに問わせるのである。

聖書につきの一節がある。「ある律法学者が現れ、イエスを試みようとして言った、『先生、何をしたら永遠の生命が受けられましょうか』。彼に言われた、『律法にはなんと書いてあるか。あなたはどうか読むか』。彼は答えて言った、『心をつくし、精神をつくし、力をつくし、思いをつくして、主なるあなたの神を愛せよ。また、自分を愛するように、あなたの隣り人を愛せよ』とあります。彼に言われた、『あなたの答は正しい。そのとおり行いなさい。そうすれば、いのちが得られる』。すると彼は自分の立場を弁護しようと思って、イエスに言った、『ではわたしの隣り人とはだれのことですか』。イエスが答えて言われた、『ある人がエルサレムからエリコに下って行く途中、強盗どもが彼を襲い、その着物をはぎ取り、傷を負わせ、半殺しにしたまま、逃げ去った。するとたまたま、ひとりの祭司がその道を下って来たが、この人を見ると、向こう側を通過して行った。同様に、レビ人もこの場所にさしかかってきたが、彼を見ると向こう側を通過して行った。ところが、あるサマリヤ人が旅をしてこの人のところを通りかかり、彼を見て気の毒に思

い、近寄ってきてその傷にオリブ油とぶどう酒とを注いでほつたいをしてやり、自分の家畜に乗せ、宿屋に連れて行って介抱した。翌日、デナリ2つを取り出して宿屋の主人に手渡し、『この人を見てやってください。費用がよけいにかかったら、帰りがけに、わたしが支払いします。』と言った。この3人のうち、だれが強盗に襲われた人の隣り人になったと思うか。彼が言った、『その人に慈悲深い行いをした人です』。そこでイエスは言われた『あなたも行って同じようにしなさい』。(ルカ伝10章、なお聖書はすべて日本聖書協会版による)

隣人はだれかと問うた人は、まことにそれを知らなかったのか。それとも親切をつくすのが面倒なので、その言いのがれにこんな質問をしたのか。イエスはこの質問に答えて、より具体的に隣人を愛することについて語った。善に関する質問が善を行うことに対する怠情から出るものであってはならない。「私達の住む世界ではもとより、およそこの世界以外でも、無制限に善と見なされ得るものは善意志よりほかにはまったく考えることができない¹⁾」とカントはいう。善意志とはいいかえると、善そのもののために善を行おうとすることである。「われわれは毎日、大小さまざまな事柄について、つねに善と悪とを選び分けていかねばならない²⁾。「善とは何か」を知りうるまでは善をなすことができないとはだれもいわないであろう。「人生とは何か」は毎日生きること苦闘してゆくなかで実践的に答えられるべき問題である。「私は悔恨の定義を知るよりも、悔恨の情を感じることを選ぶ³⁾」と中世の聖者はいったが、「善とは何か」という問は、「日々の要求」に真剣に対決し、自分の目前の義務を忠実に果そうと努力するなかから、答を求められるべきものである。⁴⁾ アウグスチヌスが「告白」のなかで、「主よ、願はくば私をして知り悟らしめ給へ。汝を呼び求めることと汝をほめ称へることと何れ

が先であるかを。又汝を知ることと汝を呼び求めることと何れが先であるか。しかし誰が汝を知らずに汝を呼び求めようか。汝を知らないなら、汝でないものを汝として呼び求めることもあろうから。或いはむしろ、汝を知るために、汝を呼び求めるのであるか。……主よ、私は汝を呼び求めつつ、汝を尋ね、汝を信じつつ、汝を呼び求めよう」⁶と神について語ることは、これをそのまま善の探究にもあてはめることができる。

「まず、善の存在と、悪に対する善の勝利を信じる」ことが、人生をのり切っていくのに必要な信仰だとヒルティはいう。⁶ ひとたび精神の自由を体験した人間が、この世界に生きてゆく根底に、従って道徳が成立するための基盤として、世界と人生に関する実践的な信仰が確立していなければ、われわれの精神生活は、風にそよぐ葦のごとく、ヘアスタイルやスカートの長さと同じような流行現象にことならないものになるであろう。

II

道徳は、なによりもまず人間の現象である。なにかの事故があれば、しばしば天災であるか人災であるかと問われる。人災とは、なんらかの意味において、人間のなすべき義務の怠慢や、人間の責任に帰せられるべきものをいうのである。人間の自由と責任において成立する道徳こそ、人間をして人間たらしめる本質的なものであるといえよう。「感覚的人間」や「性的人間」の氾濫する現代社会において、真に人間を尊厳な存在たらしめるものは道徳である。衝動に追われ、感覚的享楽に埋没した動物的生活に自己の屈辱を感じて、より高度の生活の理想に向って発憤努力するところに、人間らしい生活が始まることは確かである。現代の自然科学者は、生理学的な根拠に立って、人間の尊厳について次のように述べている。「人間の脳では新皮質が素晴らしく分化発達している。しかし『うまく生きてゆく』適応行動が営まれる情報処理の座である後方領域は、もちろん人間の脳ではよく発達しているが、程度の違いであって、本質的な区別はない。人間と動物の基本的な違いは、『よく生きてゆく』創造行為の座である前頭前野があるかないかということにかかっている」。⁷

いったい、人生観とか世界観とかいわれるものは、人生や世界に対する統一的な解釈ないし認識を含んでおり、その解釈ないし認識の主体である特定の歴史的人格の、生の基礎的体験によって決定されることは明らかである。したがって、その特定の個人のもつ価値観が、その人の人生観の中心的な地位を占めると思われる。ただ生きるだけでなく、よく生きる(ソクラテスの弁明)こと、

人間の生に価値的な取捨選択を加えることが道徳の本質的な性質である。「朝に道を聞かば、夕に死すとも可なり」といい、「只心を世事に執すること莫れ。一向に道を学すべきなり。……設ひ飢へ死に寒へ死すとも、一日一時なりとも仏教に随ふべし」⁸ともいう。いずれも人生の第一義、最大事への献身を説く。イエスは「何を食べようか、何を飲もうか、あるいは何を着ようかと言って思いわずらうな。……まず神の国と神の義とを求めなさい」(マタイ伝6章)と教える。すべてみな人生の教師たちの、懇切丁寧な人生の道案内であり、浄福への手引きである。「われら何をなすべきか」という人間の根本的な道徳的疑問に対する明快な解答である。

道徳における根本問題の一つは、人間とは何かということである。過去においては、この問題はほとんどまったく、哲学や宗教、道徳の領域において論じられた。しかし最近では自然科学の進歩に応じて、生物学、医学、とくに大脳生理学などの学問的成果の上に立って、人間を客観的に研究、解釈しようとする動きが活発であり、さらには総合的な人間科学をつくらうとするのも、自然な要求である。たとえば、「人間は人間であるまえに生物であり、しかも最近における生物諸科学の発展、なかんずく化石人骨の豊富な出土や大脳生理学の進歩、さらには動物生態学の業績など、公平にみてヒトの本性を生理学の知識で分析し、人間を客観的に見直す好機にきていると思われる」⁹というようなものである。人間における心身の関係、意志と行動のつながりなどという問題は、古来哲学の重要な課題であったが、意識、感情、言語、意欲などの大脳生理学的研究は、とくに人間の精神生活といわれるものの解明に新しい光を投げかけるものであることは明白であり、このような科学的知見をふまえて人間研究は、新しい段階に進むであろう。

あるがままの人間の姿の現実的、客観的認識の上立って、あるべき人間の理想の姿を目標にして生きることが知性に支えられた道徳である。道徳の本質をなしている人間の創造的行為は、どうしても対象化できない主体的な自由のはたらきである。しかもこの自由は、精神ないし良心の自由として、一切の傾向性、感覚的享楽、利害の打算、生命、財産の喪失の恐怖などの現実的な圧力に対して、義務の遵守を要請されるとき、もっとも明確に自覚させられる。この真理は、カントの実践哲学においてこの上なく力づく、明快に論じ尽された。しかし、この自由な主体に課せられる義務や要求は、どんな性格をもつか。

人間における道徳意識の発達について深く立ち入ることではできないが、ひとりの個人の精神の形成にあずかる

因子はまことに複雑で多種多様というべきであろう。遺伝的要素や、伝統的な文化や、家庭、学校、社会の教育的影響など、みな重要な役割をになっているが、ここでは直接道徳の意味をもった命令や宗教的戒律の意義について考えてみよう。

パウロがロマ書7章において、「わたしの欲している善はしないで、欲していない悪は、これを行っている。もし、欲しないことをしているとすれば、それを行っているのは、もはやわたしではなく、わたしの内に宿っている罪である」と、まことに深刻な道徳的苦悶を述べている。かれはまた同じ場所で、「律法によらなければ、わたしは罪を知らなかったであろう」という。ユダヤの宗教における、いわゆるモーセの十戒に代表される律法や原始仏教における五戒は、共通な対人道徳を規定しているが、⁽¹⁾ いずれも根本的な道徳的善悪の基準を示している。このような律法によって与えられる命令や要求がなければ、はたして道徳は成立するであろうか。「人間は文法家の規則に反することを恐れながら、神のいましめに背くことを恐れない」¹⁰とアウグスチヌスは嘆く。神の聖なる定めとしての律法に対する畏怖こそ、真正なユダヤの宗教の生命であった。しかも一方では、旧約の詩人が「昼も夜も」神の律法を思い続け、心を尽して主なる神の律法を忠実に守りうるように祈願した⁽²⁾という事実を思うとき、われわれは道徳の宗教的根拠という問題に直面せざるをえない。ここに宗教的根拠というとき原始仏教における無神論をひいて、超越的存在としての神は、そこでは否定せられているのではないかと反論されるかもしれない。仏教において、経律論の三蔵、戒定慧の三学の一つとして、戒律は重要な位置を占めていた。持戒は仏者のたいせつな心得の一つである。しかし、戒律が尊厳と權威を伴って、修行者に信奉されるためにはその制定者としての仏陀に対する絶対的な帰依が存在していなければならないであろう。さらに進んでは、歴史的な人格としての仏陀が、絶対的真理の具現者として超越的な性格を帯びるものとみなされるようになれば、戒律に付与せられる宗教的(超越的)性格は否定できないのではなからうか。

ひとは、その道徳的発達過程において、まず家庭において、親を通じて善と悪とを教えられ、道徳的成長を始める。「子供らよ、父の教を聞き、悟りを得るために耳を傾けよ。……あなたの父の戒めを守り、あなたの母の教えを捨てるな」(箴言6章)といい「弟子入則孝、

出則弟謹而信、汎愛衆而親仁、行有余力則以学文」(論語、学而篇)という。親は子どもの最初の人生の教師である。ひとは、いまだ目もみえず、耳もきこえないさきに、すでに母親の胸にいだかれ、乳とともに、母の人格によって感化、教育を受ける。さらに成長しては、事あるごとに親の訓戒、叱責、指導によって、子どもは、肉体とともに、精神の成長を助長される。もちろん、ここにおいても、親はそのいうところ、願うところよりも、むしろ、そのなすところによって、子どもを教えなければならない。さらに長じては、学校教育の問題がある。下は幼稚園から上は大学まで、今日の学校が、現代社会の要求する、知識、技能の伝達と教授に終始していることは、まぎれもない事実である。いわゆる人間形成という語は、その意味が必ずしも明白でなく、その目指すところにおいて、一致した目標が確立しているわけでもないが、たんなる知識、技能にとどまらない全人格的ななものかの育成を目指すものとすれば、それは今日の学校では、ほとんど皆無といってよからう。「細分された専門領域の研究者にすぎない大学教師が、同時に人生の教師でもあるかどうかは、全く偶然のこと」¹¹であるところでは、それは当然のことであろう。人間は人間によってのみ教育される。人生の教師のみが人生の手引きを与えうる。盲人が盲人を手引きすれば、両者とも穴に落ちこむであろう。人生の教師とは、必ずしも聖賢のごとき道徳的偉人だけをいうのではない。この混迷する現代の社会において、いかにすれば、人間としてよく生きることができると、真剣に苦闘し、精進努力するもの、「教育者といえども道徳的に未完成不完全な人格であるという謙虚な自覚と自省、それに呼応して当然伴うべき道徳的の努力と精進を被教育者とともにするという教育的心術」¹²を、豊かにそなえた人にしてはじめて、人生の教師たりうと思う。

家庭と学校をへて、人はついに自己教育の段階に達してはじめて、真実の意味で、道徳を自己の課題とする。このさい、ひとつの重要な真理は、ひとが自覚的に自己の模範とするような典型としての人格のもつ意義である。「この世において人間をして悪を去り善につかしめるものは強制や命令ではなくして善人において典型を見それるに感動し、それから感銘を受けること以外にない」¹³カントは、唯一の道徳的動機として、道徳律に対する尊敬をあげ、尊敬という感情は人格にのみあてはまる。たとえ王侯貴族に対して屈しない精神も、端正な品性を

脚注 (1) 十戒中の殺すな姦淫するな、盗むなと五戒の不淫下殺不盗。

(2) 旧約聖書の詩篇を読むものは、律法に対する深い愛情と畏敬の念に打たれる。とくに119篇はわれわれに強く迫る。

もつ平凡な一市民の前には、頭を下げざるをえないと述べている。¹⁴ このような、典型的人物に対する尊敬とともに、愛慕という感情も、われわれの道徳生活においてたいせつなものである。ひとはみな、なにものかを、なにびとかを愛せずには、ついに空虚に耐えられないであろう。若きアウグスチヌスは愛することを愛したという。¹⁵ 美人を愛するものは多いが、徳を愛するものはすくなく孔子はいった。(論語、子罕および衛霊公篇) また「賢を見ては斉しからんと思う」(論語、里仁篇) ように、人はみなその愛慕し、理想として仰ぐ人物にならない、これを目標として努力するのが自然である。これは、たとえば、武道の修行者が、師匠を目標に修練をつんで行くのに似ている。このさい、師匠と弟子とのあいだに、尊敬と信頼と愛慕の情があるとき、苦しい修行がよるこびにかわるように、道徳的精進も楽しみとなりうる。顔回が陋巷にあってその楽しみを改めなかったのも理解できる。(論語、雍也篇) そして、ひとはその理想として仰ぐ人格を、さらに偉大にして高きものにおいて求めつつ、ついに道徳的完全者としての神に到るのである。「あなたがたの天の父が完全であられるように、あなたがたも完全な者となりなさい」(マタイ伝5章48節)とイエスは教えた。こうして、道徳はついに宗教の世界にまで到るべきものと思われる。

III

現代の世界における、政治や社会の体制の相異に起因する対立と相克は、そのなかに生きる人間をきびしい試練のなかに立たせる。交通、通信の発達によって空間的に世界は縮小され、ますます緊密な相互依存の関係に入った諸国民にとって、全人類の平和的発展は現実的な緊急課題となっているにもかかわらず、国家や国家ブロックのあいだの紛争はあとをたたない。国内および国家間のけわしい対立や紛争は、国民として生きるものにとって重大な、かつ困難な道徳的課題を、すくなくからず提出する。とくに体制の変革を望む革新の主張と、古い体制を維持してその枠内での改革をもって問題を解決しようとする保守の立場とは、それぞれ、正義・自由・平等・人道・平和などの理想を掲げて、自己の主張を倫理的根拠によって、正当化しようとする。その意味で保守と革新のいずれにつくか、それとも他の第3の立場に属するかということは、倫理的決断を要する選択である。

さらにまた、マルクス主義の立場から、道徳の階級性を主張し、道徳が階級利益に奉仕するものであるとの観点に立って、一切の道徳を否定し、目的のためには手段を選ばないというものがある。国家とその権力、あるい

は階級とその利害以上に尊厳にして価値あるものを認めようとしないうちに立つとき、この道徳否定の思想を克服することはできないのではなからうか。

正義は国家や階級を超えた普遍的な尊厳をもつものであり、道徳は決してたんなる階級に奉仕するものではない。正義・善・愛・その他もろもろのよきものが、一国家、一階級の権力や利害を超えて、さらに高く深い実在に根拠をもつことを確信することによって、はじめて道徳は真に力あるものとなる。神の信仰によって支えられない道徳は、砂の上に建てられた家のごとく、ひとたび世の荒波にもまれるとき、ひとたまりもなく崩れ去るのではなからうか。

「事の帰する所は、すべて言われた。

すなわち、神を恐れ、その命令を守れ。

これはすべての人の本分である」。(伝道の書12章13節)

文 献

1. Kant, Immanuel : Grundlegung zur Metaphysik der sinnen, 1785 引用は岩波文庫版17頁。
2. Hilty, Karl: Glück, 3 Bände, 1891—99. 引用は岩波文庫版、第3巻252頁。
3. Thomas a Kempis : De Imitatione Christi 引用は岩波文庫版、15頁。
4. 金子武蔵、倫理学概論、昭和32年岩波書店 第6章 第1節。
5. Augustinus, Aurelius : Confessiones, 引用は岩波文庫版 上巻 10頁。
6. Hilty, Karl, opus cit. 引用は岩波文庫版 第3巻 60頁。
7. 岩波講座「哲学」昭和43年、岩波書店 第三巻 時実利彦一人間を操る脳の機能。
8. 岩波文庫版—正法眼蔵随聞記 23頁。
9. 現代人間学4巻、昭和36年みすず書房 引用は第1巻1頁。
10. Augustinus, opus cit. 引用は岩波文庫版 上巻 43頁。
11. 雑誌、中央公論、昭和43年9月号 堀米庸三一師弟関係の崩壊。
12. 高山岩男—教育と倫理 昭和43年、創文社 74頁。
13. 金子武蔵上掲書 250頁。
14. Kant, Immanuel : Kritik der praktischen Vernunft, 1788 Erster Teil, Erstes Buch, Drittes Hauptstück.
15. Augustinus, Opus cit. 引用は岩波文庫版 上巻 68頁。

フランク・ノリスのアンビバランス

— バンドーバーの周辺 —

渡 部 定 雄

Frank Norris's Ambivalence

— On Vandover and others —

Sadao WATANABE

フランク・ノリスの自然主義作家としての格付けと、声価を一般に認められている作品は『マックティーク』であろう。

ところが、『野獣のバンドーバー』の方が、『マックティーク』よりも自然主義文学路線を踏襲しているという考えも多い。

事実、アーネスト・マーチャンドは『野獣のバンドーバー』の道徳的、肉体的崩壊の物語が牧歌的な愛や荒野の西部のエピソードに乱されていないところに着目している。¹

また、いまだに、フランク・ノリスの白眉の研究家の名を恣にしているフランクリン・ウォーカーも『野獣のバンドーバー』はノリスのその後のどの作品よりも、ゾラ方式に近いと断言している。²

ノリスの作品をロマンスと自然主義、そして、両者の中間、という三類型に分けたパリントンも『マックティーク』と『野獣のバンドーバー』を自然主義作品の類型の中に位置づけている。³

ところで、『マックティーク』と『野獣のバンドーバー』の大半が1894年から、1895年にわたって、ハーバード大学で書き上げられたことは、ほぼ、間違いない。⁴ 『マックティーク』の方が1897年末まで完成していないとすれば、『野獣のバンドーバー』はノリスの最初の本格的な小説といえるだろう。

従って『たこ^{オクトパス}』や『マックティーク』、『小麦取引所^{ザ・ピット}』などに比べて、『野獣のバンドーバー』は不当に日陰に追いやられていたといわねばならないし、同時に、後者がノリス文学の研究や、アメリカ自然主義文学の研究にとって必要であることは言を俟たない。

こういった意味を含めて、従来の『野獣のバンドーバー』に対する評価や研究を再考しなければならない時期が来ている。

I

ちなみに、『野獣のバンドーバー』に対する種々の批評や解説をあたってみると、殆んど、主人公、バンドーバー青年にしばられた作品であるかのような印象をうける。⁵

これらに共通した誤解の一端は、書名から徐々に生じたものと思われる。

言い換えれば、『野獣のバンドーバー』は著者自らの手になる題名ではないという事柄が軽視されたか、知られていないということである。

フランク・ノリスの死後14年を経て、彼の弟のチャールズ・ノリスにより名づけられ、出版されたこの作品には、もともと、『アメリカの都市における生活と様式』という長い副題がついていた。⁶ だから、都市における生活と様式という作品に賭けたフランク・ノリスの意図と構想を読みとることがまず大切なのである。

ところが改題の後に、『野獣のバンドーバー』は、ゾラの影響のもとに、内に持つ獣性のため、墮落してゆく青年芸術家、バンドーバーを描いた作品であるという印象が鮮烈に植付けられてきた。

成程、リチャード・チェースは、一面で、『野獣のバンドーバー』を非常にリアリスティックに悪の力を描いた幻想的なストーリーと讃え、社会、道徳的な大変動の時代を背景にした世紀末の大都市、サンフランシスコ

の実業界のきめこまやかな巨視的描写に注目し、下層中産階級の間で戦われる激しい生存競争の作品化を、ロマンスの想像力と自然主義小説の見事な交配結実と考えている。

しかし、その反面、バンドーバーに焦点を合わせ、放蕩を通じて墮落し、ついに文字通り自分が狼であると妄想する躁病、狼狂に陥る主役、バンドーバーに目を奪われている。⁷

ところで、今一つ注意すべきは『野獣のバンドーバー』では、決定論と罪の意識が水と油のように截然と識別できないということである。⁸

もともと、人生は、死と破壊力の恐怖をはじめとする失意や罪悪感に耐えてゆかねばならないけれども、問題は、バンドーバーがそれを医学的な狼病という形で受止めたのではなく、道徳的な責任感から照らした獣性への屈服、つまり、邪悪の代償としての罪と罰という形式をとっているということである。

言い換えればそれはドライサーが一番驚いた矛盾の一つ、つまり、彼自身の観察による粗暴で、低俗で、残酷でおそろしい実際の人生と、美と平和の薔薇色の人生との差異と同根なのである。

この小説のテーマは、バンドーバーが身を落として、ゾラの『居酒屋』のケーポーの癡癡症のような器質的な病にかかったというような事実にあるのではなく、バンドーバーが多くの他の登場人物ともども、いかに悪にみられたアメリカの大都市で身を処していくかということなのである。即ち、バンドーバーが他の人物より特に傑出し、自然主義的な生き方のみをしていると考えることは、この作品の解釈を誤らしめるということなのである。

というのは、バンドーバーのハーバード大学での同級生のチャーリー・ギャリ（歯車君）や、ドリー・ハイト（高貴な人形君）、そして、大学出ではなく酒飲みで小回りがきき、豆辞書的な生き方をする無教養なバンクラフト・エリス（破算君）（45-46）という三人の男性達や、三種類の女性達、バンドーバーの父母、そして研摩工一家なども、それぞれ、有機的につながりながらバンドーバーに劣らぬ役割を演じているからである。

まず、ギャリの素性はハーバード大学生である以外、あまりよくわからない。要するに、ギャリというのは理知的で、押しが強く、手動計算機のように物事を処理してゆく男である。学生寮の部屋をとるにしても、他の学生を押しつけて、際どいところでそれを手に入れる芸当をやっている。

単位のとり方一つにしても、バンドーバーの注文した

条件——一点が甘く、朝食後余裕のある講義時間で、しかも、課題の少ない講義を、多くの講義題目の中から素早く、要領よく選んでやる男である。（18-19）あくどい出世欲や自己保身の術をもちながら、それらを冷静に微笑で包み隠せる人物である。

それに反して、引込思案のバンドーバーはギャリに付け込まれ、ついに財産を搾り取られる世間知らずのうぶな青年であった。

女性関係についていっても、もともと、ギャリと違って彼は女に甘くもなく強くもなかった。大学の周辺に出没する女性の安っぽい、けばけばしい服装や、汚なく、つまらなく思える話しぶりなどが鼻につくのが関の山であった。

それにもかかわらず、表向きには彼女らを女性として尊重することをバンドーバーは当然の義務だと思っていた。（21-23）

このようなバンドーバーよりも彼女らと同じレベルに立って、彼女らをからかい、彼女らと付き合う荒荒しく自信に溢れたギャリは好かれ、バンドーバーのように遠慮がちな馬鹿丁寧な、おそい男には女は寄り付かなかった。

酒を飲んで罪の意識に戦い、基本的官能の欲求充足を放恣な墮落と考えるバンドーバーに、最後まで友としての友情を持ち続けたのが、ドリー・ハイトであった。

彼は、サンフランシスコの毛並の良い青年であり、毎朝といってよいほど礼拝堂に通う敬虔な学生である。

（17-18）物静かで愛想の良い彼が、罪なくしてバンドーバーと同じように罪の十字架を背負わなければならないのは、彼が古風な上品さと、宗教心と、個性の弱さをもっていることにもまして、彼が、バンドーバーと不変の友好関係をもっていたことにより、共犯の罪をうけなければならない人物だからである。

というのは、ギャリもバンドーバーも、ドリー・ハイトも、物質的、現象的にはあまり異なった学生生活を送っていたわけではなかった（19）からである。

それでいて、目的志向型の、無情な、利己欲の強いギャリだけが罰せられることのない歯車の存在を持続できるのである。それどころか、意志と行動力をもつこの歯車は、成功コースを自身でセットして、一路目的に邁進するのである。

舞台がケンブリッジからサンフランシスコに移ってもこの方向はさらさら変わることはなかった。それどころか、社会人として、この三人は明暗二派への道をますますはっきりと辿るようになる。

ギャリは酒を飲んでも冷静に利害を計算し、いやしく

も他人の面倒などに巻き込まれるようなへまはやらなかった。パンクロフト・エリスが酒の上でいざこざをおこした時、用心棒に殴り倒されたのはバンドーバーでありギャリはその頃、いつの間にか酒場を抜け出し、家で高軒をかいていた。

バンドーバーはどちらかといえば男の友情を信ずる心遣いの優しい男であった。飲んだあとの酔いざましの水を飲みに行く時ですら、他の飲友だちの目を覚まさないように随分と気をつけている。(59-60)

バンドーバーは自責の念を持ち、ギャリは自分のためには目がなかった。一人あて4ドルの夜の散財はバンドーバーが苦しまほどの縦欲な浪費ではなかった。まして、ギャリが梯子酒の口火を切ったとすれば、バンドーバーの心中にのたうつ塗炭の苦しみは理解しがたい。

II

バンドーバーが社会的制裁をうけ、友人から疎外され次第に孤独になり、神経症が高ぶってゆく原因は、男友達の中でただ、飲み、打ち、買う、といった単純な三悪の論理から出発したものではない。

ここに三様の女性達の存在価値がある。

まず、清楚で上品な旧家の娘、ターナー・レービス、つきに、いかがわしい見からに大柄で肉感をそそるようなフロッシー、そして、最後に両者と等間隔におり、遊び好きではあるがまだ操を失ったことのない中小企業主の娘で、二十歳の明るいアイダ・ウェードという三人の女性達である。

バンドーバーが飲酒で侵した大罪を悔いるのは、清潔な、純愛の対象としての女性、ターナー・レービスに対してであり、彼の懺悔と責苦は、彼女との教会での聖餐式の時に最高頂に達する。(62) この愛は誠実で、純粋であり、結婚という肉体の交わりさえも前提としていない。

ターナーによって象徴されているものは、いわゆる、旧いお上品主義なのである。その証拠にレービス家は、サンフランシスコの旧家である。つまり、同家は、家族の伝統としきたりを長年大事にはぐくんできた。そこには優雅で上品な旧い型の人がとがゆとりをもち、慎ましやかに暮らしていた。彼らの書斎には、過去半世紀にわたるおいおいの図書が蒐集され、壁にかかった絵画は、スチール彫版の純粋で、渋い着色石版刷りの、高値をよんでいる逸品であった。一家の家具や装飾品は新しいガス・ストーブの燃管を除いて殆んど前世紀のものであり、すべて重厚で控え目なものであった。それぞれの調度品が

個性をもっていた。

つまり、レービス家は流行が廃れた骨董品を長らく保存し、それらを気の利いた芸術品よりも強く過去の中で暖めているような一家であった。彼らはレービス夫妻、娘のターナー、兄の88年のエール出で、四六時中、経済と財政学の書に親しむ自称27歳の真面目人間、スタンレー、そして、9歳のハワードと14歳のクリスチャン・ネームで、バージニアの四人兄妹の六人家族であった。

彼らの生活信条は、当然、昔のマイ・ホーム主義であった。レービス氏は滅多に姿を見せないボヘミアン・クラブの会員であり、スタンレーは法律の仕事に専念し、ターナーも殆んどといって良いほど外出しなかった。彼らの付き合いは知人と年に三・四度食事を共にする家族ぐるみのものであった。(80-84)このような家庭に育ったターナー嬢は、古い倫理感と礼儀作法を弁えた古風な善と、愛の象徴なのである。

第二の類型の女性、アイダ・ウェードの父は、ハワード街の數物クリーニング業の持ち株の4分の3を所有し母は陶器とビロードの下絵の描き方の塾をやっていた。

ウェード家はいわば、新興の中産階級を代表している。アイダは土地の師範学校をでて、町の幼稚園で代用教員をし、正教員の口を得ようとしていた。彼女は女学生の頃にはターナーなどの上流グループに属していたけれども、やがて、そこから離れていった。

しかし、彼女の男友達の半分が紹介されない友達であるというのは、彼女に対する苛酷な批評である。

なるほど、カルフォルニア・シャンペンや、煙草のみ、シャンデリアのもとで楽しい昂奮を求めたアイダではあったが、操は守り、又自分自身、フロッシーなどのような自堕落な身持ちの悪い女とは区別していた。もともと、アイダはフランクリン・ウオーカーの言うような破廉恥な女性ではなかったのである。(68-69)

しかし、持ち前の遊び好きと好奇心から彼女がくわだてた冒険を通して、大都市の悪の一吹きが彼女の神経のすみずみまで快樂と興奮を与えてしまった。

彼女がバンドーバーとの一夜の過ちから自らの命を絶ち、バンドーバーを苦しめ、墮落させた源は、兇悪な大都市の非道さと、^{インベリアル}歡樂郷、帝国酒場であった。(79)

第三の女性であるいかがわしい女、フロッシーは、見知らぬ男に少しの恥じらいや、躊躇もなく上気嫌で微笑みかけるような女である。大柄で、上背6フィートはある上、横幅もあり、しかも、均整がとれている彼女の容姿は十人並以上で、喉元はふくよかで、その動作もゆったりして、悪くいえば大味であった。彼女は居住地も姓もあかさず、お互いに愛憎をもたない仲間に属して

いた。

彼女の顔には汚された操と、消え去ったイノセンスがあった。そして、フロッシーが自然美に溢れ、子供のように肉が締り、神経がまともで、目が澄んでいるのは彼女ですら、倫理的善悪二相を宿していることの証である。

アーネ・プリンクの分類に従えば、自然主義者にとって人間は根本的に自由意志のない動物である。⁹

従って、自然主義的フロッシーは遺伝的に獣性を持ちかつ環境も決定的に彼女に働いて、彼女を淫らな女にしてしまわねばならない。

ところが、フロッシーはバンドーバーの動物野獣本能をくすぐる引き立て役ばかりでなくイノセンスの面影と片鱗をバンドーバーともども覗かせる役割を演じている。つまり、いかがわしい女、フロッシーがどれほど自然の美しさをとどめ、イノセンスをもっているかが、強調され、(51-52)¹⁰ 彼女すら爛れた都会での十年の生活を経て、ようやく零落の全貌をあらわすに過ぎない。(282)

ひょっとすると、邪悪なおそろしいこの動物達がフロッシーの中にも、バンドーバーの中にも本人達の心掛け次第で、顔を出さなくてもよい可能性を含んでいたかもしれない。

ということは、バンドーバーの野獣性が性欲としてではなく、バンドーバーの良い意志の薄弱さのせいにあるのである。つまり、環境がいかなるものであれ、もし、バンドーバーの心のもち方に欠陥がなければ¹¹バンドーバーはこれら三種の女性遍歴をすることなく、清純なターナーだけに彼の純粋可憐な少年の純愛を永遠に捧げることができたわけである。

更に作品の中では、早々と姿を消すけれども内容には力強い影響を与えているバンドーバーの父母、そして彼らの死、幕切れのところに姿をあらわし無表情に一言二言、バンドーバーを叱咤する研磨工の小さな息子、オズカー二世などすべての人物は、それぞれ、持ち前の演技を身につけ、無駄なく配置され、欠かせない人びとである。

III

さて、この小説のプロログがバンドーバーの回想の中で、家族崩壊と愛の断絶の第一歩を象徴する母の死と、イノセンスを確かめる彼自身の姿で始まっているのは、頗る当を得ている。

というのは、第一、第二章について、研究家の間に大きな意見の相違があるからである。フランクリン・ウォ

ーカー¹²やウォレン・フレンチ¹³などは出版に際して、五千語をつけ加えたというフランク・ノリスの弟のチャールズ・ノリスの言語から、それが一、二章であろうというのである。

たとえば、ウォレン・フレンチは最初の二章は意味ありげな供述調で、教科書のように重苦しく、しかも言葉は鈍く、死んでおり、劇的效果も乏しいといっている。

その他、会話体の個所が少ないところや、たまたみこんでくる内容の展開に一、二章の特異性がありすぎるという考えもある。

それに対して、ドナルド・パイザーは、第一、二章は作品全体の中ではごく自然な存在であり、しかもチャールズの過去の外部むけの言動から、五千語付加説を顔面どおりにうけとっていない。¹⁴

パイザーのこの意見は、たとえ、結果的に同じであっても、この作品がバンドーバーの八歳の回想ではじまり、うらぶれたバンドーバーの目と、子供のオズカー二世の目が揃合ったままの場面で幕を閉じている作品の計算を見落としている。

バンドーバーの網膜に焼きついて離れない母の死の場面(5)は、家族と愛の崩壊の序曲であり、汚れなく清浄なバンドーバーの墮落と下降を暗示する。

もう一つのお互いに何のつながりもない、ばらばらの些細な沢山の想い出の箇所は、バンドーバーの内部の深淵さを抉り、その心の不思議な動きの実相を具体的に描き、そこにアメリカ的リアリズム¹⁵の存在を見出そうと努めているというよりは、母の死の印象を対照的に強める効果をねらっている。又、このバンドーバーの運命にとって、きわめて不吉な重苦しさを漂わせる(119)最愛の人との永遠の別れは、第八章のユダヤ人の凄愴な死を織込んだ難破船の阿鼻叫喚地獄絵図と重なりあうイメージの中に再現されるのである。

つまり、このエピソードは、ただ、切り離されたエピソードに終わらせてはならないのである。

鱸のスクリーアのトントンという単調な打音、暑いオイルの臭とともにエンジンのハッチに吹寄せせる悪臭をともなった暖かい空気、その瞬間、第一章の母の死の光景が再現する。巨大な鉄製の丸天井の曲がった屋根の下の重病人が浮かび上がる。彼女の椅子の回りに群がる人びと、そして、その人びとを胡乱くさそうに眺めるプラットの乗客達、しみついた作業衣を着た修理工夫の一隊などが第八章の溺れようとする、血塗れのユダヤ人を見捨て去る救命ボートの多くの人びとと対応している。

このような愛の喪失と家庭の崩壊は、懐かしい今はなき想い出の家具を恋うるあまり「ストーブ」はここ、「

モナ・リザ」はここという紙きれの貼った部屋を四つ足で歩く(312)バンドーバーの哀れさにも再現する。

言い換えれば、哀れなバンドーバーは愛を拒否され、そして、この失われた愛は、鉄と鋼鉄などの無神経さや理知的な工業組織の中に封じこめられた人間性の喪失を意味する。

アメリカ文学の公分母は、牧歌的な暖かい愛のイメージと冷たい金属や、産業技術や、工業製産物に代表されるイメージとの対立であり、更に、それは広義の愛情と、法や大会社に代表される権力との対立に置換えられることができる。

かつて、T・S・エリオットが『ブルーロックとその他の観察』において、愛の挫折、性的頹廃への恐怖と嫌悪、都市生活の不毛性と倦怠などを特徴づけた¹⁶けれども、三人の男性達や、三様の女性達、バンドーバーの父母、そして、研磨工一家の人生や、生活から、大なり小なり同じ特徴を窺い知ることができるのである。

ベッカーのいうリアリズムの基準——迫真性、具象性客観性に比べ、アメリカのリアリズムの基準がやや理想主義的であり、個人の生得的道徳観をその中に含んでいる¹⁷と譲っても、なおかつ、『野獣のバンドーバー』には理想主義的な善悪二元論が根強く残っていることを認めねばならない。

とはいっても、バンドーバーの悪への道が彼の心の病にのみ帰せられることの誤りと同様、理想主義にのみ解釈されるこの作品は、その本来の価値を半減する。

つまり、愛と死や、理想主義的善悪観という、いわば文学的弦楽器は、中小企業と大企業との対立や、社会階層の再編成というきわめて現実的なうたいとの弦唱的アンビバランスの中に存在する。

言い換えれば、バンドーバーの善への挫折の直接的原因は、バンドーバーの性衝動の活撥化と、父の中小不動産業の不振なのである。

バンドーバーがそれに気付かず、ひたすら、自己の過ちを悔い、善悪の倫理観から脱け出せないでいるのは滑稽であるというよりむしろ、彼がリアリズム以前の顔も、もっていたからに他ならない。

パ rinton の ^{マネー・チェーシング} 利潤追求ゲーム¹⁸から弾きだされたバンドーバーの父¹⁹は当然、バンドーバーと同様、アメリカの大企業に密着する大都市の主流から疎外される運命にあった。

その頃、サンフランシスコの景気は、大型企業を除いて、長い下降期に向かいつつあった。ということは、当然不動産価格の下落も意味していた。十年の間、家賃は下がり、それに反して、借利率子や保険料は跳上がり(27)

小規模の不動産業者はそのあおりと、皺寄せをまともに受けていたのである。一部の人は、巨大独占業者がサンフランシスコを蹂躪していると激しく怒ったが、中小企業者や不動産業者はずるずると大損害を蒙りつづけていた。バンドーバーの父もその例外ではなかった。

時は八月後半の肌寒い頃、ところはサンフランシスコ、深い皮椅子に身を沈めて、子供の頃から好んだ果物と、できたての大きなパンを食べ、そこに本があり、たばこがパイプにつまっておればそれでいいと思うバンドーバー(31)には、このような恐ろしい敵の存在を気付くよしもなかった。

まして、酩酊や二日酔という、いわば、生理的現象を精神錯乱と同一視し、厳しい自省心や罪の意識の高まりを狼狂ではないかと恐れるバンドーバーは感覚的楽主義者でも、精神病者でもない。

金と力への凄じい生活力を示すギャリとささやかな安楽をねがひ、精神的な愛に憧れ、飲酒と性欲を忌んだバンドーバーの将来は、自殺に終わったハーストウッドとウォルドフ・ホテルの一室に落着くキャリーの姿を彷彿させる。さりとて、登場人物たちの行動を科学的に追跡しようとする自然主義者達は、一応に、詳細な実証的記録と、超道徳的科学観という共通の広場に立たされる。

しかし、『マックティーク』と同様、『野獣のバンドーバー』にも、すじに辻褃の合わないところや、事実にはひどい誤りが見られる。

例えば、『マックティーク』では、場面が12月から突如5月に移ったりしたし、死の谷が実際の広さの約3倍ぐらいに広がったりした。又、殆んど終始、マックティークと逃避行を共にするカナリヤが焦熱地獄の砂漠で最後まで生きられるような客観状況が存在したとは到底考えられない。

『野獣のバンドーバー』においても、一人身のバンドーバーが、当時の物価から、一万五千ドルの貯金を九か月で使い切って(296)しまうような放蕩はしていない。又、イノセントなドリー・ハイトが突然に割れたグラスで唇を傷付け、後日、その怪我の手当のために貼られた絆創膏の上をフロシーに不意に接吻され(55)性病を感染し、それがもとで一生涯を台なしにするといった筋書(304)は、全く現実性にも、蓋然性にも乏しい論理の飛躍である。

元来、バンドーバーには近代的な理知や論理はない。

従って、毎月はじとに銀行から通知される残高照合通知は彼にとっては奇妙な署名で覆われた青インキの紙きれでしかない。彼は帳簿に疎く、数字には女の子いほどの恐怖感をもっていた。だから、銀行の通知書は、バン

ドーバーの頭の働きでは到底理解できない専門事項なのである。彼にできることはこの白っぽい紙片——実は公文書なのであるが——の字体の行の間に新しい不幸を嗅ぎ出すことだけであった。彼は直観的に、ある閃光の早さで、自分の零落、つまり、公文書の破算内容を知るのである。

言い換えれば、バンドーバーは古い狩猟人や農民の知恵を借りているに過ぎない。

IV

アメリカの文化は、概ね二つの大きい出来事から形成されている。

その一つは、アメリカの植民に先行した長年にわたる中世社会体制の崩壊であり、他の一つは、16世紀のプロテスタント、17世紀の哲学、科学、18世紀の政治思想の中でかなり具体的な形態をつくってきた理論的文化の進出であった。

このような背景のもとに、アメリカの宏大な荒野やその他諸々の悪条件の挑戦と戦わねばならなかった開拓者達は、狩人、樵夫、鋏夫、そして、遊牧の民として、未踏の森林や原野で戦いながら、新しい文化を創りだしていった。これらの人びとは未来に希望をもち、功利主義の偶像と、ロマンティックな行動とをうまく調和させることができたのである。かつて、ホイットマンが機関車に瞠目し、エマソンがアメリカとヨーロッパを海ですばやく結ぶ蒸汽船を星のように美しいと感嘆し、あのソーローですら、松葉の風を聞くのと同じように電信から流れる音楽の音を楽しんだ時代は、急速に姿を消していった。

機械文明の喜びは、愛や自然を裏切る悲しみへと姿を変えていった。²⁰

つまり、この開拓者達の環境には、金融機構や、政治権力といった抽象概念が立ちはだかり、銀金時代の冷酷な厳しい企業化、技術化の前に彼らの明るい未来の理想像を失ってゆくのである。

旧世界の古い支配体制の崩壊から再生したピューリタンとパイオニアとビジネスマンは新世界、アメリカの広い風土の中で成長した。けれども、その中で、ギャリのような機械人間が相対的に増大する素地がアメリカの大都市に生まれつつあったのである。

ギャリはビール・アンド・ストーリー会社で、もう独立して事件を取り扱える身分になっていた。その多くの事件は大都市のみならず州全体を破滅させるような巨大企業に対する被害訴訟事件であった。ギャリは巨大企業

に内通しながら、彼らの敵と見せかけ、被害者から金を巻上げていた。彼が30歳にならないうちに、金持と呼ばれるようになったのは、このような事情による。(326)

それに反して、バンドーバーは、論理的に、科学的に物事を考えたり、法の有利な解釈に頭を使ったりすることのできない人間である。大都市の生活様式は彼の頭や生活経験のものは届かないないところに存在していた。彼の敵は、明らかにそういった合理性、理知性であり、人間感情の機微では処理しきれない新しく形成されつつある大都市の仕組みであった。

バンドーバーが大きく目を見開き、全身を耳にして歩き廻る大都市は彼にとっては汚れたものであった。又彼が辞書を開いてみる冷たい性の科学的定義は、その新しい言葉の意味で、彼に一時的な満足感を与えるが、それは彼の夢みる至善にとっては、所詮、有害なものに過ぎなかった。その抗菌物質は肉を越えた「幻想」と「牧歌」という霊的女性の絵や、「春」「青春」「無垢」などという解題の少女達の芸術画であった。(11-13)

しかし、周囲に張り巡らされたペンキ塗りの巨大な鉄柵には、煙草や、特許ずみのニガビール、そして、石鹸の広告が乾いた雑草と西洋トネリコに隣接するバンドーバーのささやかな自然的、農業的生活環境を威圧していた。

芝生やマグノリアやバナナ、パイン、もみの木が茂り、はち鳥が巣くっているバンドーバーの家(33)は、やがて、英国貴族である果物シンジケートの社長に身売りされる(278-279)運命にあった。

一枚岩的なアメリカ文学の想像力の構成では、勃興しつつある企業は、ヨーロッパ的貴族と同義語と解してよい。

バンドーバーが大都市の悪徳の一番深い泥沼に足をとられ、冒瀆されている(230)間に、大都市と大企業は相携えて、新世界を夢みる牧歌的な純朴さや、愛と善意にみちた人びとを鯨呑し、豊富な自然の恩恵や、農業的鋏業的人びとを腐蝕させ、排泄物を彼らの頭上に撒き散らしていた。

都市生活の悪は、バンドーバーのみならず、ドリーや、フロッシーさえもその魔風の中に巻き込んでしまうのである。この悪の旋風に乗る、罪を逃れて悪銭を積むギャリは不動産業に食指を動かし、八千ドルで巧みに買ったいたいたバンドーバーの地所を一万五千ドルで大企業に転売し、巨利を博した。その上、その一部の上に建った製靴工場の工具住宅を経営している彼は切れ者であり具体的な野心を貧り、他人に打ち勝つことを楽しみにしていた。彼の硬軟自在の駆引きから、彼が大会社の事業上

の長に納まるのも時間の問題であった。彼の若さ、賢さ、野心は、金と力と法律会社の巨大な機構に支えられて、彼を押し上げていた。(327)

葉巻の紫煙の中で思い巡らす出世と政治的野心実現の権謀術数は、ギャリをして、古い友情や他人の幸せや、謙誼、節操などの何物をも犠牲にすることを顧みさせなかった。世界の総べてを顧みず、望んだものを得ると言うのが彼の処生訓であった。つまり、自身の野心を遂げるためにギャリは、世の潮流にのっかり、行方に立ちほだかるものは我武者羅に踏み潰し、粉碎して人生とエネルギーをかける大掛りな駆引きに夢中になっていた。「つまりぬ利己主義であるかもしれないが、それが人間(238)なのだ。皆、自分が可愛いのだ。弱いものは後込みし、強いものは面と立ち向う」という彼の信条は揺るぎもなかった。

愛を求め、芸術を愛し、飲酒を恥じ、家族の崩壊を歎じたバンドーバー、そして、お上品主義のドリー・ハイトは、ギャリの成功する大都会でうまく暮らしてゆける道理はなかった。正直なバンドーバーが更に正直でありたいと願い、ずる賢いギャリにハーバード大学の同級の誼に縋って職を求めても、それは、所詮、無駄なことであった。

そこには、ギャリの言うビジネスの苛酷な冷たい姿が、息づいているだけであった。そこには、一つ釜の飯を食った友情の入りこむ余地はもうなかった。

「ビジネスは素面で筋を通してきたまえ」(335)と冷然と言いつつギャリは、尾羽打ち枯らしたバンドーバーを高級ビルの一室から興味深げに眺めるだけだった。

高級ビルの表むきの清潔さは、人間の心情や生死を超越し、踏躡る。それは都会化し、規格化し、法制化した秩序の中で人間性を抹殺する。それは鉄筋と煤煙の中の少数者のための壮麗なビルであり、一般庶民にとっては無情の清潔さである。

事実、ホテルの部屋は塵一つない美しさであった。

つまり、デイフアイアントロイ アグレッソブライ傍若無人な、喧嘩腰(270)の清潔さであり、画一化された墓場のような清潔さであった。そこには、おそらく、苦しみ、死に絶えていった人人の俤は何一つ留められていなかった。宿泊した筈の人人は部屋の何処にもひと欠片の印象も残していなかった。

さて、バンドーバーを追うギャリの目は、アンビバラントな目であった。つまり、ビルと同じ冷たい目と、即時的、真実的な望遠レンズつきのカメラ・アイがそこには雑居している。そこには、科学者や生理学者と、強食弱肉の信奉者が一つどころで混ざりあっていた。

それは、機械や無生物のように無気味で残酷な抹殺能

力を有しながら、それ自身ではその有害さに気付いていない目なのである。

バンドーバーは街を吹き荒れる冷たい貿易風の中を、すり切れた上衣のカラーを立てて舗道に瞬時立ちどまり両手を深くズボンのポケットにつっこみ、両脇を締め、肩をすぼめ、暖かくするために身を縮めこめていた。(335)

ギャリは無感情にバンドーバーの行方を追う。羽撃いている羽のようにバンドーバーのまわりで風にばたばた吹かれている斜めに裁った上衣の垂、バンドーバーは肩を落とし、風に頭を下げ足を引摺って歩いてゆく。一瞬、ギャリはバンドーバーを見失うが、カーニィ街の街角で電車が通るのを待って尻ごみしているバンドーバーを見付ける。

バンドーバーは道を横切り、まだポケットに手を突込みながら、群集の中を入ったり出たりしている。それは、時々、彼の高い肩と長い頸と縁がかった帽子が見え隠れすることでわかった。

一瞬、彼は煙草屋兼パイプ店のショーウインドのところに立ちどまって、ちらっと中をのぞいた。中国人の女が彼の横をばたばたと跛をひいて足ばやに走りぬけた。彼女の緑色の翡翠の耳飾りが点燈したばかりの街灯のひかりで輝いていた。バンドーバーは、そのとき、彼女のあとを茫然と眺め、それから、再び歩きだした。……夕暮れであった。ギャリがバンドーバーの頭と肩をちらっと見た次の瞬間、彼は消えてしまった。……

バンドーバーの英知が一つずつ脱落し、ただ本能と動物的盲目の不合理な衝動だけが残れば筋骨は単純に治まる。バンドーバーが自身の動きの自由を締付けていた衣服に焦立ち、糸も纏わず、獣のように唸り声をあげるの、奇妙な獣の幻影に怯えたのと、エリスが酒の席で犬の真似をしると言ったからである。

つまり、事実と、幻覚、幻影が奇妙に混同しているのである。バンドーバーの心中に潜む幻の獣は、永久に転び廻って、架空と、実在の相反する二様の汚れた、猥褻な不道徳の泥水の間に嵌まりこみ、不潔で、鈍麻で怠慢な自分をさいなみ、より低いところに落ちこむのである。ということは、バンドーバー自身、遺伝と環境の二本の柱に括りつけられているかどうかを確かめられないでいるということである。

日日、彼が個人的な風采を構わなくなったり、だらし無く、口数が少なくなってきたし、目は鈍く、死魚の目のように、どんよりと膜でおおわれ、濁ってきた(316)という一事は、近代医学より見れば、精神分裂症状を呈してきたのであるが、根拠のない恐怖、つまり、無を恐れる恐怖(240)は単に恐怖症に過ぎない。

心の働きの鈍ったわりには、獣性に対する恐怖感が鋭くバンドーバーを襲うのは、彼が精神病でないと同時に、ゾラよりもコトン・マザーの影響をうけているようでもある。²¹ 又、バンドーバーが自分の日常生活について意を用い、単純な生活設計は自分で立てているところからも、彼がひどい精神障害にかかっているとは考えられない。

彼はゆっくりと衣服を身につけ、髪を安鏡の前で真っ直撫附け乱れないように帽子をかぶり、汚ない水ではあるが手を洗い、彼の良き時代のものである古い上着を身につけ、新品の靴を履いたりする。複雑な生活の機構は知るよしもなかったバンドーバーも身近な生活は結構きっちりやっているのである。当時のバンドーバーの生活白書(319)は次のようである。

ペンキ屋が仕事をくれる時には、彼はあるレストランの週ぎめの割引回数券を買った。この回数制度を利用すると、2ドル25セント分の食費が2ドルですみ、食事ごとに、切符を払ってゆけばよいことをバンドーバーは知っていた。ペンキ屋の職にありつかなかったある週を彼は5ドル75セントの利子で過ごした。このうち、2ドル75セントは部屋代、1ドル90セントは新しい靴に支払われた。火曜日の午後10セントで煙草一箱を買ひ、土曜日の朝までに彼は食物に75セントを使い、無料昼食制度を利用した。彼は酒場についている無料のランチ・カウンターに目をつけ、朝飯はビール一杯5セントを支払い無料のシチューとパンとチーズを食べ、昼飯はもう一杯のビールと、大皿のスープとポテト・サラダとビスケットというふうに糊口を凌いだ。そして、少なくとも、25セントを日曜日のディナー用にとっておくのが彼の大きな楽しみの一つであった。

ここでは、10セントの計算上の誤差に目くじらを立てるよりも、少なくとも、バンドーバーが精神病患者でないことが証明されればよい。彼は食欲を野獣性と混同する。彼が戦っているのは獣ではなくて、普通人の日常生活の足掻きであるにすぎない。長らく耐えてきた貧しい日常生活の惰性を破ろうとする欲望と対決するバンドーバーは時にふれ折にふれ、確固たる意志と善根を奮いおこそうとしている。バンドーバーの飢に対する耐乏の満足(325)は、彼が単に邪悪で、恐ろしい動物でも、狂人でもないということの証左以外の何ものでもない。更に、もし彼が真の精神異常者であれば、彼から受ける利益なしとばかり彼に見切りをつけるバンクロフト・エリスやダミーから離れる孤独の苦しみをバンドーバーが感ずる必要は、更々ない。

V

自然主義文学では、有機体から精神が抜け出して空洞化するということは考えられない。

ところで、『野獣のバンドーバー』で最終的に、人びとは、バンドーバーにしろ、ギャリにしろ、フロッシーにしろ、遺伝や環境を積極的に消極的に突き破ろうとする意志をもち、善悪観に操られている。そうでなければギャリが寛容のあるユーモアを含んで微笑を浮かべさせながら、店子達の不平を聞き、英国貴族のたたずまい(343)を示す筈がない。

ギャリは自ら鷹揚で、立派な家主ぶりを研摩工一家に振撒きながら、いざ契約の段になると5ドルの手付金をとるがめついで抜け目のない男である。

バンドーバーが正式なビジネスに則ってギャリから得た職は、ギャリ所有の工具住宅の空屋の汚れの清掃であった。

『野獣のバンドーバー』において、自然主義的技法がある程度生き、ノリスの他の小説よりも調和²²と力強さと、合理性をもつのは、そのエピソードである第18章の後半でしかない。

物質的に零落し、僅かに残った誇りと自尊心をかなぐりすてて、乞食同然に落ちこんだバンドーバーが、彼を騙し、彼から貴重な財産を奪った旧友のギャリから石鹸と清掃用の刷毛と水桶をもらい、新しい入居者、研摩工一家を受け入れるための空屋の掃除をさせられるのである。

ここで、ギャリに代わって、バンドーバーを責め立て、捲し立て、時には、冷静な科学者の目で試験管中のバンドーバーを眺める研摩工一家が登場する。彼らは青白い、ちっぼけな藍色の顔をした主人の研摩工、オスカーと、口喧しい彼のかみさん、獣脂ローソクと茹キャベツの混ざったような臭がし、肉のだぶついたかみさんの姉、そして、勿体振ってパンとバターの欠片をもぐもぐやっている無口な小さい息子オスカー二世、といった顔触れである。(374)

ギャリの期待に添うという甘い言葉を真にうけた一家は、午後中、四つん這で働き、頭がぐらつき、背中が折れそうに感じているバンドーバーにあらゆる汚れの清掃を押し付ける。かみさんはかみさんでバンドーバーが見落とした流しの下に物置が汚れているのを見つける。小男の研摩工自身も、わざわざ屈みこんでそれを確認する。その小さい身体と同じくらいおどおどした微かな声の持ち主のこの亭主は、帰り支度をしているバンドーバーを「あそこを見なよ」と疍高い声で呼び戻す。

ギャリと同一化することによって下層階級の不満を解消するかみさんを始め、オスカー、彼の義姉、オスカー二世はバンドーバーの後に半円を作って立ち、バンドーバーの仕事の進捗状況を看視し、掃除のやり方を指示する。いろいろながらくたと鶏の死骸と緑色の糞だった古いハムの骨などを取出す腹遣いのバンドーバーは、じめじめした湿気と脂に囲まれ、上には流しの下水パイプが逼っていた。

研摩工一家の中で特に、オスカー二世は、この作品を解する上での少なからぬ極め手になっている。それにはオスカー二世のバンドーバーに対する叱責の意味(352)を考え直してみる必要がある。それは、バンドーバー自身への憤りであり、眉ひとつ動かさずバンドーバーの凋落ぶりを観察する目でもある。オスカー二世は、時々、幼い年の割には驚くようなおとなびた言葉をぶっさらばうに放っている。

彼は、突然、沈黙を破り、パンとバターを口一杯に頬張って下掃除をするバンドーバーに叫ぶ。

「おい、そこの、立ちなよ、お前、老者の怠け者」

その洒落（*bon mot*）で彼が鑑賞眼のある聴衆者を引き付ける喜びを知ったのである。彼は以前の成功をもう一度繰返したいと思った。

「おい、そこの、立ちなよ、お前老者の怠け者」

(353)と前より一層甲高く叫んでいる。

これは、バンドーバーの怠惰と性格の欠陥を詰難する自責の声であると同時に、バンドーバーの赤貧ぶりと転落ぶりを平然と眺める手法である。――

一家が立去った後に一人残るオスカー二世は、まだ床で清掃用具を束ねているバンドーバーを大変興味深げに見守っている。少しの間、二人はそこでお互いの目を覗きこみながら動かないでいた。床のバンドーバーは彼の清掃用具の包にかかった梱用ロープの一本に手をひっかけ、オスカー二世は彼の前に突立って無言のまま、最後のパンとバターを頬張っていた。――

『野獣のバンドーバー』に決定論哲学が一部を除いて非常に稀薄であることと、バンドーバーの没落の動機づけや原因を考えてゆくことは、作品解釈のための車の両輪である。それを理解するためには、多くの登場人物が押し並んで大切な部署と役割を果たしていることに注目しなければならない。もし、このような究明に欠ければ従来のノリス文学研究の不充分さの徹を踏み重ねてゆくことになる。

フランク・ノリスのいう、生のままの元素、そして野獣への道がまさしく、悪としての都市化、大企業化への対応として考えられるとき、ノリス文学の構成や演出の

工夫が浮き彫りにされ、その非芸術性はやや後退する。さらに、15歳のバンドーバーの性の目覚め、そして、科学的な性の探求の芽が、バンドーバー流に曲解され、悪の獣性へと繋がる過程が理解され、と同時に、新聞都市で父の経営するアパートや安普請の借家が花火的に馬鹿あたりする理由もわかってくる。

とはいうものの、ゾラの『居酒屋』に見られる自然主義的作風から全く異質の²³な作品として『野獣のバンドーバー』を退けようとするものでも勿論ない。というのは、バンドーバーやドリー・ハイトを始め、アイダ・ウェードやフロッシーなどは、彼らの転落の人生において、クーポーやジェルベズなどと相似点があるからである。又、サンフランシスコの市街や湾の外観（222，226-227）調度品、ハーバード大学や、海難事件（126-150）などの刻明な描写、良心的な記録主義、なども見過ごしてはならない。

しかし、クーポーの病気が一個の物質的症状として、頭の秃げた一瞥視の言葉の中に言い表わされる時、クーポーはクーポーという物質と化するのである。すなわち『居酒屋』の物語は、例外はあっても、先験的観念や非感情的な理性によって支えられている。²⁴そこでは、個人は社会という将棋盤上の「歩」を越えることはない。²⁵バンドーバーや三種類の女性達のように、何処かで何時か悪業に対する罪をうけねばならないという罪悪感に怯えることがあってはならない。

都市の歪みとして滲みでた生存競争の激しさは生物学的類推を深めこそすれ、罪の荷を重くすることであってはならない。もし、人間の行動が遺伝や環境によって決定づけられるとすれば、罪はもはや罪であってはならない。²⁶個人の意志は影を潜め、後悔や改悛や懺悔は遙か後方に押しやられなければならない。

『ナナ』のミュファ伯爵は、この点、性の渇きと、怖れをもっていった。²⁷つまり、ミュファ伯はこの作品の中で、内部から描かれている唯一人の人物であった。その禁欲的な暗さ、欲望と神との二律背反には、確かにバンドーバーに通ずる内部の倫理的苦悩が見出される。

しかし、バンドーバーやドリーは現実の肉体や精神の葛藤に悩むだけではなく、既成観念の中に住む煩惱に恐怖感もち、先天的に大人の悪徳を怖れ、幼児の無邪気さを信じていた。²⁸

父の死迄、毎晩、神に祈りを捧げ神を信ずると言っていたバンドーバーが、その後、知性のために天国地獄を信じなくなった罰の重み（218）に苦しまねばならなかった。幼年期の美しい天賦の清浄さを一気に枯らしてしまわないかという恐れやイノセントへの郷愁は、遺伝や環

境からくるそれとはおよそ縁遠い不安であり、危惧なのである。そこには、抒情の否定もなければ生物学主義も記録主義もなかった。

こういった意味で、フランク・ノリスの短篇『消える火』のナイーブな若者の悲しい物語が想い出される。それは自然のままの故郷を棄てた若者が大都市ニューヨークで迎えるうら悲しい物語であった。一時持囃された文学界から見捨てられ、友に見放された彼の靈感は、もはや故郷の自然の中でも甦ることはなかった。²⁹

ハーバード大学のゲーツ教授は「文学は偉大な事実の世界に捧げられるべきもの」³⁰とノリスに教え、ノリスも又、当然、敬愛あたわざる師の言葉に従った。そして彼は『マクティエグ』と『野獣のバンドーバー』を書いた。

フレンチの言うように、これらの作品にも、ピューリタンの道徳観が極端に入りこんでいる³¹とは思われないが、彼が簡単に中世ロマンス主義と縁を切ったかどうかとも疑わしい。事実、バンドーバーをめぐる人びとは倫理的二重性を陰に陽にちらつかせ、極端に熱い暴力と教訓的なアレゴリーを許容するノリスの最後の中世物語『ロース』³²を著しく抽んでることはできなかった。

フランク・ノリスは『野獣のバンドーバー』においても再び、ゾラの文学路線に重なり合わなかったばかりでなく又、ゲーツ教授の不肖の弟子にもなった。

それは、全く、後期ノリス文学の本意でなかったことは言うまでもない。

付記

1. 本稿は『アメリカ文学』第九号（アメリカ文学研究会）に掲載されるものに、多少筆を加えたものである。
2. テキストからの引用は（ ）で示し、すべて Frank Norris, *Vandover and the Brute* (Grove Press Inc., New York) に拠った。

(註)

1. Ernest Marchand, *Frank Norris: A Study* (Octagon Books, Inc., New York, 1964), p.67.
2. Franklin Walker, *Frank Norris: A Biography* (Russell & Russell, New York, 1963), p.96.

He says that in *Vandover and the Brute* "Frank Norris followed the Zolaistic

formula more closely than in any of his later novels. Impressed by Zola's portrayal of degeneration of Gervaise and Jacques Coupeau in *L'Assommoir*, of Claude Lantier in *L'Oeuvre*, and of Jacques Lantier in *La Bête humaine*, Frank Norris wrote a story which centered about a character from his own world, Vandover, telling his life from birth to disaster, picturing the gradual physical and moral decay of his too pliable, sensitive nature, subjecting him to misfortunes of circumstances which pile one upon another."

3. Vernon Louis Parrington, *Main Currents In American Thought: Book III* (Harcourt, Brace & World, Inc., 1958), p.329.
4. Donald Pizer, *The Novels of Frank Norris* (Indiana University Press, 1966), p.31.
5. a) James D. Hart, *The Oxford Companion to American Literature* (Oxford University Press, New York, 1956), p.791.
b) Takeshi Saito, ed., *The Kenkyusha: Dictionary of English and American Literature* (Kenkyusha Limited, Tokyo, 1961), p.1142.

ここでは「Frank Norris の小説。1894—5年執筆、1914年死後出版。Zola の影響のもとに書かれた作品で、青年美術家 Vandover が、性格の弱さから動物的な本能に負けて、しだいに墮落して行く姿を描いたもの」という簡単な論評をくだしている。

6. Pizer, p.33. Quoted from Charles G. Norris, *Frank Norris: 1870—1902* (New York, 1914), p.18.
7. Richard Chase, *Vandover and the Brute: A Commentary* (Grove Press).
8. Marchand, pp.70—1.
9. Lars Ahnebrink, *The beginnings of Naturalism in American Fiction* (Russell & Russell, New York, 1961), pp.VI—VII.
10. Her eyes and mouth, like everything about her, were large, but each time she spoke or smiled, she disclosed her teeth, which were as white, as well-set, and as regular as the rows of kernels on an ear of green corn.

- There was upon her face the unmistakable traces of a ruined virtue and a vanished innocence. ---Flossie radiated health; her eyes were clear, her nerves steady, her flesh hard and even as a child's.
11. He found that he could be contented almost any environment, the weakness, the certain pliability of his character easily fitting itself into new grooves, reshaping itself to suit new circumstances. (27)
現代の精神医学に従えば、バンドーバーは適応性のある好ましい性格の持主かもしれない。ところが、彼は、それを、環境に弱い、意志薄弱な恥づべき性格と考えていたところに問題が存する。
 12. Walker, p.101.
 13. Warren French, *Frank Norris* (Twane Publishers, Inc., New York, 1962), p.55.
 14. Pizer, pp. 32-3.
 15. Carl Van Doren, *The American Novel: 1789-1939* (The Macmillan Company, New York, 1967), pp.232-7.
 16. 平井正穂編 *T. S. Eliot* 研究社., 1967年, 28頁及び, 47頁。
 17. Donald Pizer, *Realism and Naturalism in Nineteenth-Century American Literature* (Illinois University Press, 1966), p.4.
 18. Parrington, p.181.
 19. バンドーバーの父は 60歳に近く金持と呼ばれるほどではないにしても、旅をしたり、芸術、古物蒐集や馬道楽などをやって余生を送れるだけの貯えはあった。ところが、バンドーバーの15歳の頃、一時、アパートや借家を建てて、当てたけれど(6-8)やがて、事業に失敗する。
 20. Lewis Mumford, *The Golden Day* (1957), pp.121-7, pp.140-1.
 21. It was the punishment that he had brought upon himself, some fearful nervous disease, the result of his long indulgence of vice, his vile submission to the brute that was to destroy his reason. (243)
 22. Marchand, p.17.
 23. Van Wyck Brooks, *The Confident Years: 1885-1915* (Everyman's Library, 1955), pp.220-1.
 24. エミール・ゾラ作山田稔訳『ナナ』(河出書房新社昭和40年), 401頁-5頁。
 25. Parrington, p.180.
 26. Yet he took his punishment in the right spirit. He did not blame any one but himself, it was only a just retribution for the thing he had done. Only what made it hard to bear was the fact that the chastisement had fallen upon him long after he had repented of the crime, long after he had resolved to lead a new and upright life. (204-5)
 27. 『ナナ』(前掲), 175頁。
 28. ---eternal struggle between good and evil that had been going on within him since his earliest years. (215)
同じ墮落であっても、もともと純真無垢であったバンドーバーは、自身で、性格の欠陥や、不行跡のために悪に染まったと思い、『居酒屋』のジェルベーズやクーポーは、あるきっかけ(彼らが商売の汚れ物の中で口いっばいにかわした激しい接吻こそ、二人の生活がゆるやかにくずれてゆく最初の落ち目のようなものであった)エミール・ゾラ作、黒田憲治訳『居酒屋』(河出書房新社昭和39年), 132頁。——から悪い環境と重なりあって転落する。
 29. Warren French, *The Social Novel At the End of an Era* (Southern Illinois University Press, 1966), p.180.
 30. Pizer, *The Novels of Frank Norris*, pp.29-30. Quoted from Lewis E. Gates, *Studies and Appreciations* (New York, 1900), p.41.
 31. French, *Frank Norris*, p. 52.
 32. a) Pizer, *The Novels of Frank Norris*, pp.25-7.
b) As Frank Norris, *Lauth: Vol. X, Complete Works of Frank Norris* (Kennikat Press, 1967), pp.146-7, puts it, "At the time when he so savagely bit and snarled at you he had reached the level of the ape;... The presence and absence of the soul was just the difference between the old Lauth and the new..."

小説教材の「主題」について

細井誠司

On the theme of the novel
used as teaching material

Seiji HOSOI

1

文学作品の「主題」ということがよく問題にされるが、「主題」の定義に対する考え方の差がそのまま、把握された「主題」の内容の差異となって表われ、議論がかみ合わない例が、往々にしてみられる。狭義には、「素材」や「題材」(「素材」の中でも作者が「主題」に直結させて選り出したもの)の意から、広義には、作家が生涯抱き続けている課題の意まで「主題」とよぶことがあって、すべての用例に共通した定義のないのが実状である。

また、この「主題」の意味は、「意図」「モチーフ」「着想」「発想」等の用語を含めて、相互に重複する面があり、その差異も明確でないことが多い。そこで、作家が一つの作品を思いついてから、表現するに至るまでの心的過程を推し量ることによって、これらの用語の差異を次のように考究してみた。

まず、具体的な創作活動に入る以前の段階において、漠然とではあるが創作衝動が起こる。この創作衝動は、「素材」に触発されて「意図」が生まれる場合もあろうし、作品で述べられる思想・観念がまず存在して、それに生かされた「題材」を思いつく場合もあろう。創作衝動が、次第に明瞭な形をとって来ると、どんな「題材」にどんな「意図」をもたせてどんな構成にするか、という構想ができあがるだろう。「モチーフ」とは、この「題材」や「意図」を思いつくこと、つまり、その作品の成立する動機をさして言い、「着想」とは、創作衝動が明瞭な形をとってきた段階の状態をさして言うことばだと考えられる。また、「発想」とは、この「着想」の段階における、作者の微妙な問題のとらえ方である。すなわち、いかなる「意図」をもって、いかなる「題材」を綴り合わせ、作品をいかに構成するかという態度・姿勢を特にさして言うことばである。

しかし、創作衝動にかられた作者の心的状態は、上述のごとき簡単な図式的整理でもって、区分し説明し尽くせるものではなく、「題材」といい「意図」「モチーフ」といっても、そのことばでさし示す対象は、相互に重なりあって分かちがたい一連のものとして在る、というのがその実相だろう。「着想」「発想」等はそれらの実質を把握した時の状態・態度を問題にしたことばであると考えられる。作品の要素ともいえるべき、これらの用語のさし示す実体は、すべて作家の人生観や世界観によって、内面的有機的に統一され、作品の「主題」の決定に大きな力となって働く。したがって、同じ「主題」ということばが、「題材」の意に用いられたり、作家の人生観から生みだされた、生涯をかけてのテーマの意に用

いられたりするのである。

それでは、「主題」が、「題材」「意図」「モチーフ」等と一線を画するのは、いかなる点においてなのか。「主題」はもち論それらと無関係ではないが、小説教材の読解においては、あくまでも作品の具体的な表現内容に即して、その作品に固有の「主題」が把握されるのでなければならぬ。かかる意味において、たとえば、平井昌夫氏の定義されたごとく、「主題」とは、「文学作品に一貫している中心思想(1)」には違いないのだが、その中心思想も、作者のなまの人生観や「題材」「意図」「モチーフ」そのものではなく、それらに生かされて作品を成りたさせていて、しかも、表現に即して把握されるものである。この点、西尾実氏は「主題」の意義を、「文章の表現に即して見いだされる、表現されようとしているものである(2)」と説明しておられる。

こうして、「題材」「意図」「モチーフ」等が表現の内容を離れても、独立したもとして存在し得るのに対して、「主題」は、文章表現を離れては存在し得ないという点で区別される。教材としての小説の「主題」も、右の意味において把握されるべきであろう。

2

次に、国語教育的な観点から、「主題」を把握することの意義にふれ、小説を教材とする際に生ずる問題点について、考察を進めてみることにする。まず、文学作品に限らず言語作品はすべて、作者の何らかの意図のもとに「主題」が決定され、書かれた作品は、その「主題」によって統一されていると考えられるから読解作業における究極の目標は文章の「主題」を把握することであると言える。文学としての小説を教材とする場合においても、無論その例外ではなからう。

現行の「高等学校学習指導要領」(以下「学習指導要領」と略す)でも、「主題や要旨を正しく読みとること」を目標として掲げ(現代国語)の「目標」3、「内容」(読むこと)の「指導事項」ウでは、「文章を読んで、主題や要旨をつかみ、また、人生や社会の問題について考えを深めること」と述べている。つまり、「主題」や要旨の把握を、文章読解の際の、第一の目標とすべき基本条件として考えているのである。

また、この「学習指導要領」に依拠して編纂されている高等学校「現代国語」の教科書においても、当然のことながら、この問題は重視されている。試みに、教

科書に採択されている小説教材のすべてをとりだして、「主題」の問題が、どう扱われているか調査してみると次のごとくである。手許にある、改訂新版の「現代国語」一の教科書十二種類を資料とすると、その中に載っている小説は延数にして五十三編、一教科書に平均して四編が採られている。その小説教材の末尾に付されている設問、「学習の手びき」「研究」等の項において、何らかの形で「主題」を問題にしている数を調べてみると、二十八である。つまり、小説教材の約六割は、末尾の設問において「主題」は何かを問うていることが結果としてわかる。

「主題」の把握の問題は、かくのごとく、理念としても、実際の場においても重視されておりながら、それでは一体、何を以てその作品の「主題」と考えたらいのか、具体的な作品に即して決めようとする、問題は容易ではない。作品によっては主題がいくつか想定される場合がある(3)とか、何が「主題」であるとみるかは、「作品研究」としてのとらえ方、教育としてのとらえ方によっても異なる(4)等の論が、その間の実状を物語っている。

たしかに、小説教材の学習の際に、きまってしまう困難に直面するのは、この「主題」のまとめの問題である。学習者は、さまざまの形で把握する一方、参考書、指導書にみられる「主題」のまとめは、曖昧不明確なところを定言的に割りきって、許容されるべき範囲の考えについての説明は乏しい。

「主題」を、文章表現に即して把握される思想として考察するにしても、それがなお、右のごとく容易に処理しがたい問題であるのはなぜだろうか。それについては、次のような理由が考えられる。

① 一つには、言語作品はすべて作者の「主題」によって統一されているとの前述の論にもかかわらず、小説には、作者が「題材」のもつ価値について表現する意義を認めながらも、それを明確な「主題」意識として把握せぬままに描出した作品があると考えられること。

② 逆に、作者に明確な「主題」意識があったとしても、描出の段階において説明としての「叙述」の形をとらず、もっぱら「構成」などによってその「主題」を暗示的に語ろうとしている作品があること。

③ 同じく、作者に、明瞭な「主題」意識があったとしても、それを中心思想などとよび得るような明白な形での理念なり概念として表わすのではなく、社会の動きや風景の美、人間の一生など事実をありありと描写すること自体

に力点を置いている作品があること。
④ 「主題」はいつも思想の形をとって表わされているとは限らず、詩的なもの、情緒的なもの、心理的なもの、寓意的なもの等多様な形をとって表われること。

そして、これらの理由の根本には、小説が本来備えている次のような性質があると思われる。すなわち、実用文や論説文などの文章が、論理的な構成をとって事実を明確に語るのを旨としているのに対して、小説などの文学作品は具象世界を語って、普遍的事実を象徴暗示し、もっぱら読む者の感性に訴えて、その理解を求めるといふ傾向が強いのである。

このように考えてみると、小説においては、「主題」が明確な形で語られていない、したがって読む側がそれを明確に把握できないという場合が多いのはむしろ当然なのであって、他の文章と同一には論じられないのである。その「主題」を闡明しようとして単純な命題にしなければしほほほど、「主題」は、作品の具体的内容から離れた別のものになって行く危険がある。この点、心して、「主題」の把握に性急なあまり、かえってその意義を見失うようなことがあってはならない。

また、文章一般の問題として考えると、「主題」を把握することはたしかに国語教育的に重要な意義をもつだろう。しかし、小説の場合には、その「主題」をあくまで文章表現に即して把握しようとする、右に述べたように「主題」は不明確なままに終わることが多いのだから、小説教材の学習において「主題」の把握だけを重視するのはあまり意味をなさないことになる。つまり、「主題」を学ぶという観点からではなく、小説を学ぶという観点から考えると、小説教材の学習においては、「主題」を把握することの意義は高く評価できないのであって、むしろ、他の要素を重視して指導がなされるべきだということになる。

この「主題」にとって代わる指導要素は、「学習指導要領」にもいう「意図」や「発想」を探ることである。「意図」や「発想」は作品の構想の段階において作者の心の中にあるもの、もしくは、作者自身も意識しないような問題のとらえ方であり、作者の生涯、時代環境、作風、文体など作品を生みだした背景を知ることによって把握されるものであるが、作品を本来の姿において正しく理解したり、小説教材の学習を学習として成り立たせるためには、欠くことのできない重要な要素であるといえよう。「主題」として把握しようとして明確に把握できな

いままに終わるものの実体も、この「意図」や「発想」としてなら説明可能なものが多いのである。

3

次に、上述の論旨を、テーマ小説(主題小説)とよばれる菊池寛の「形」を具体例として検討してみることにする。「形」は現行の高等学校の教科書では、二社から発行されている「現代国語」一の教材として採択されている。その採択の理由について某社の教授指導書には、「テーマ小説の見本のような小説である。」「作者はそのいわんとするテーマを実に鮮かに浮かびあがらせている。」「主題の把握を主目標にする單元には最初の教材である。」と解説して、主題にふれ、

① 人間の外面的衣装が時には、人間存在そのものを支配することがあるということ。(中略) 外形の通俗的威力をテーマにしたものであり、明治末期から大正にかけての偶像破壊の人間観に裏づけられている。

のとべている。しかし、この小説を教材という観点からみ、主題を表現内容に即して把握しようすると、テーマ小説すなわちテーマ明快、などとは言えないのであって、①のごとく簡単に割切れるものでもなからう。この小説の主題については、次のような論考もある。

② 「形」は、題材のおもしろさによってなりたつた逸話である。(中略) 「形」は八逸話Vであって、事柄だけが直叙されている作品である。おそらく作者の中心意図は、形の影響力を計算しなかった武士の不覚にあつたのではなからうか。その皮肉な運命をおもしろく思い、その思いつきを形象化した(5)。

③が、主題を明確な「思想」として把握しているのに対し、②は「題材」そのものとして把握しているのである。(2で述べた③にあたる)そこで、この両者の差異を明確にするため、主題の把握は、それが作品に展開されている構想構成を吟味し、言語的定着を得て表現された叙述を検討することによって可能であるとの考え(西尾実氏)(6)に従って、この作品の主題を「構成」「叙述」の両面から考究してみると次のようになる。

「鎗中村」の異名をもつ大家の士中村新兵衛は、かれの豪勇無敵の強さを象徴する武者姿(形(猩々袈裟の羽織と唐冠鍔金のかぶと))とともに、五畿内・中国にその名をうたわれていたが、ある時の戦で自分の愛する若侍に乞われるまま大

切な衣装を貸し与える。華々しい働きをする若侍とは逆に、形を失ったかれは、とるにも足らぬ敵の雑兵に突き殺されてしまう。

小説「形」の梗概は以上のようなものであるが、こうした筋の展開のどこにも作者の主観的な、思想の表白らしい「叙述」は見当たらない。逆に、新兵衛の心理・会話や新兵衛の視点からの「叙述」の多いことを重視して考察を進めると、話の中心は新兵衛にあり、新兵衛の不覚の物語なのであって、「題材」そのものに興味を抱くまま事柄だけを直叙した小説であるように思われてくる。②の主張も、もっともなのである。

しかし、一方、「構成」の面から考察してみると、三つに分けられた段落の各々は、相互に有機的な関連をもつて展開しており、「構成」を通しての作者の意図を次のように読みとることもできる。すなわち、形と実質(新兵衛の豪男ぶり)とが一体である段階(一段)から、やがて形は実質の象徴としてよく知られるようになると、形そのものが不思議な力をもつてきて、実質から離れても活躍し(二段)、無力な影にすぎないはずの形そのものを伴わなければ、実質もまた十分に力を発揮できないようになってしまう。(三段)

「構成」が、かくのごとく展開している点を重視し、表題が「形」として表わされていることも合わせ考えると、この物語の中心は新兵衛ではなく、「形」にあり、「形」のもつ不合理な力が、「叙述」によらずもっぱらその「構成」によって、簡潔に明示された小説であるというように思われてくる。①の主張ももっともなのだ。

つまるところ問題は、この物語がもっぱら「題材」と「構成」とからなりたっていて、説明的「叙述」に乏しい事実をどう解釈するかにあるのだが、そうした事実上積極的な意味を持たせて考えれば、①のようになるし(その場合でも2の②で述べたように主題は明確だといいたい)、あまり大きい意義を認めなければ、②のようになるだろう。さらに、その②については、2の①で述べたように作者が、「題材」のもつ価値を認めおもしろく感じながらも、明確な主題意識にまで高めないままに逸話として描出した。したがって、主題を説明するような「叙述」に乏しいのだとも考えられるのである。

以上のように、表現に即してみると、主題はいずれの場合を考えても、暗示的潜在的であり、明確に表われてはいない。そこで、この小説の主題は、①の「形のもつ不合理な力」とか「外形の通俗的威力」とは見えようが(もっとも、この

提示の仕方は題目でもいふべき表現であり、さらに、作者の意図に迫つての把握が必要である)、「人間の衣装が、時には人間存在そのものを支配することがあるということ。」という把握は、むしろ「意図」として読みとれると説明した方がよいであろう。

「意図」や潜在的な主題は、作品の表現を離れ、作品を生みだした背景を理解することによって、その存在を確認することが可能になる。小説「形」の場合には、次に述べるような事柄が、その「意図」を把握する上での参考事項となるだろう。

小林秀雄氏は、「作家の顔(7)」の中で、菊池文学についてその魅力は物の見方ではなく逸話の魅力であるとし、「小説の面白さは、題材の面白さが八割で、(中略)面白い題材さへつかまれば、結構いい小説は書ける。」と言った菊池寛説を紹介している。これは、作者が明確な主題意識をもたぬままに、もっぱら「題材」のおもしろさによりかかって小説を書くことがあったこと、「形」もその中の一つとして考え得ることの証左になるだろう。

また、たとえこの作品は、「題材」のおもしろさによりかかって成りたっているにしても、作者がテーマ小説の提唱者であったこと、そのテーマ小説は明確なテーマを持たぬ私小説・心境小説に対して、もっぱらテーマを明快な形で提示することに重きを置いていた小説であるなどの事実は、逆にこの小説が、単に「逸話」を物語るだけにとどまらず、描写を通して語ろうとする作者の「意図」が、背後に秘められていると推測し得る証左になるだろう。

某指導書は、主題として、「人間の虚名に対する強い批判の声が聞かれる。」といひ、「作者は形のもつ愚かしさから、虚偽や名声に対する強い批判を語っているのである。さらに進んでそうしたものに縛られない人間本来の生命の高貴さを教えている。こうしたことをよみとることが、作者のほんとうのテーマを理解することになるだろう。」と述べている。また、小島政二郎氏も、「形」はテーマ小説の見本のような作品だとして、「彼の狙ひは余りに明らかである。虚偽、虚名に対する彼の批判の声が、極端に短い不愛想極まる形式のうちに、聞えるやうだ。」と解説しておられる。

文学作品の読解は、作品に即してよみとれる「主題」から、さらに内容に深くわけ入り、作品を通して語られている作者の個性に触れる点に魅力があるとすると、右のように理解するのも無論正しいであろう。しかし、「虚偽や名声に対す

る強い批判」は、作品そのものに即して読むとき必ずしも明確に把握されるものではないのだから、「主題」としてではなく、「意図」として感じられるとすべきであろう。

①の後半でいう、「明治末期から大正にかけての偶像破壊的人間観に裏づけられている。」との説明は、封建的束縛から脱し自由主義的傾向に移りつつあった当時の時代思潮を反映する、作者の「発想」として把握したらいよいよであろう。

4

紙数もつきたので、最後に、小説教材の「主題」をまとめる際の注意を箇条書きの形で整理して、拙稿を終えることにする。

- 1、「主題」の把握を主目標とする学習の小説教材は、「主題」が比較的明確な形で表わされている教材に限るのがよい。
- 2、「主題」は、具体的な表現内容に即して把握し、表現以前の「意図」や「発想」などと区別するのがよい。
- 3、把握さるべき「主題」が不明確なものについてはその事情を、また「主題」がいくつか想定されて不確定なものについては、複数の理解を可能にしている理由を、分析する。
- 4、「主題」として把握したものにはもち論のこと追求の過程や方法をも同様に重視すべきである。
- 5、「主題」の提示の仕方は、表現内容に即して具体的であるのがよい。抽象的な命題に単純化すればするほど、作品の個性を無視黙殺する危険が生ずる。

文献

- (1) 平井昌夫 「国語学辞典」 (東京堂)
- (2) 西尾 実 「国語教育辞典」 (朝倉書店)
- (3) 望月久貴 「国語教育辞典」 (学燈社)
- (4) 中西 昇 「国語の授業」 (いずみ出版)
- (5) 鈴木亮一 「現代国語の読解指導」 (明治図書)
- (6) 西尾 実 「国語教育辞典」 (朝倉書店)
- (7) 小林秀雄 「作家の顔」 (新潮文庫)

(8) 小島政二郎 「恩讐の彼方に・忠直卿行状記」解説 (岩波文庫)

△付記▽ いろいろと御教示賜りました中西昇先生に厚くお礼申し上げます。

電子集積回路に関する国際会議および米国 における電子工学の現状について

阿 座 上 孝

Several Topics on International Electronic Circuit Packaging Symposium
and Symposium on Designing with Hybrid Microelectronics in 1968.

Takashi AZAKAMI

1968年8月、ロサンゼルスで開催された電子集積回路に関する国際会議にIEEE*より招かれて出席する機会を得たので、その会議の様相ならびに米国における電子工学—特にマイクロエレクトロニクス—の現状について工学的な話題を中心に報告する。

米国では1939年頃の電子工業は諸工業の中で規模において49番目であったが、今日では5番目に進出して来ており、いまや電子工業は我々の経済的生活社会のほとんどすべての点で影響を及ぼしているといっても決して過言ではない程度にまで急速に成長している。

勿論、このめざましい発展の陰には特に軍用や宇宙用の電子機器のぼう大な生産需要という裏付けがあったことはいえないが、それと同時に現代社会が次第に複雑な機構になり、輸送速度、通信量および情報処理量などが指数関数的に増大して来たことに対処するための自衛手段のあらわれとも言えるのである。この電子工学ならびに電子工業の進歩の方向は電子機器の 1) 動作の迅速化、2) 小形・軽量化、3) 価格の低廉化、4) 耐用時間の長期化、および 5) 信頼性の向上化ということになり、これらを歴史的に見れば、終戦直後のエレクトロニクスと言えばS T形およびG T形の真空管が主な役割を演じていたのであるが、1950年にはMT管およびサブMT管へと移行し、さらに、1955年にはシリコンやゲルマニウムなどの半導体による各種ダイオードおよびトランジスタが出現し、これらの電子性能や周波数特性は今日の電子機器の大部分の重要な応用に十分使用できる程度にまで進歩し、製造技術もトランジスタの価格が電子管のそれと匹敵するまでに改善されるに至った。現在では、図1に示すように、非常に小さい部品や素子で構成される電子回路ならびに電子システムまたは全システムに関連が

あるかあるいは応用されている電子技術の全体を包含するものを総称してマイクロエレクトロニクスなる新分野が形成され、個別部品法、集積回路法、機能素子法と呼ばれる諸形式が採用されている。

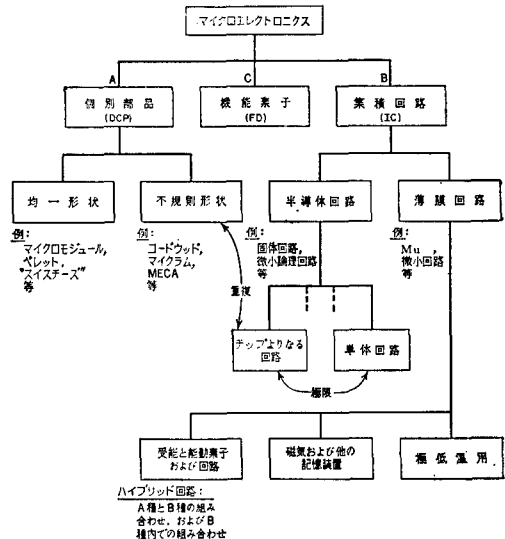


図1. マイクロエレクトロニクスの構成

個別部品法は均一あるいは不規則な形状係数で縮小された抵抗器、コンデンサ、インダクタ、ダイオード、トランジスタおよび他の別々の電子部品のような個別部品を用いて超小形電子回路を組立てるものである。つぎに集積回路法は部品を単一の回路に集積化するもので、

* The San Francisco Section representing The 6-th Region of The Institute of Electric and Electronic Engineers Inc..

これはさらに2つの技術的に異った種類に細分される。その1つは薄膜回路方式で、機械的な支持物としての役目のみを果たす1枚の基板の上に真空蒸着、電気メッキ、あるいは他の同様な方法で必要な部品を付着させるもので、部品間の相互接続は一般には製造の工程中に行うものであり、他の1つは半導体集積回路方式で、半導体材料を用いた部品を1個の半導体片の中に作りつけ、この1個の半導体片が回路の全部あるいは1部となるものである。最後の機能素子法は、単体の材料を、電子回路の機能をもつように処理するもので、前2者とは異なり、機能回路における部品は相互に識別できず、また構造本体はその機能をそこなうことなく分割することができないものである。マイクロエレクトロニクスにおける回路では、1つの構造にこれら3つの方法をそれぞれ単独に採用する場合のほかに、これらのいくつかを組合わせて用いることもあり、たとえば、薄膜回路において半導体集積回路としてダイオード、トランジスタの双方または片方を別個に付着させるとか、あるいはまた、半導体集積回路と薄膜部品とを一語に使うとかいう具合である。これらのように多種の方法を結合させたものをハイブリッド方式と呼んでいる。

今回の国際会議の提出論文数は特別と一般とを合せて42部門、156件で、それらの内容はマイクロエレクトロニクスに関する製造技術、材料、回路素子、線路、機器・装置への実装、計測技術、信頼性の問題などを含んでいた。つきにその中で特に今後の問題点となるものについて2、3ふれて見ることとする。

マイクロエレクトロニクス回路の熱に対する信頼性の問題：既述のごとく、マイクロエレクトロニクスの目標の1つは信頼性を高くすることにある。それは、マイクロエレクトロニクスの応用される主な用途が宇宙用装置とか電子計算機などの大きな系統でしかも回路の高速化が要求されるものであるとともにマイクロエレクトロニクス独自の手法により部品密度が増大するため実質的に修理不能になるからである。しかるに、回路の高速化は消費電力を増大するにもかかわらず、高密度の実装は熱容量と放熱面積を減少し、構成部品の温度上昇を加速することになり、このため電気回路の性能が充分発揮できないばかりか、部品の信頼性が低下するという弊害を生ずる。このため電子機器における熱設計の問題は他の電磁系や機械系の設計と同等に重要な項目になりつつある。現在電子機器の放熱および冷却の方式が、いろいろ開発されつつあるが、その目的は上述の弊害を軽減することにある。したがって、放熱や冷却の配慮がゆきとどいた電子機器において、始めて最適なシステムの性能と信頼性が達成されるといっても過言ではないであろう。冷却方式として伝熱・対流とか強制など従来行われている基本的な考え方から脱却したものはないが例えば図2はピンからの伝導による放熱を示すものであり、内部に電源アース層をもつ多層基板を用いるとき、この層の銅箔のエッチングを最小限にとどめておくこと、比較的热容量の大きい層が得られるのでこれに集積回路をとり付け、内部の熱が電源ピン、アースピンからこの銅箔に伝わり放熱効果を生ずるようにしたものである。図3はケースからの伝導による放熱を示し、基板上に放熱用金属ベルトを設け、この上にフラットパックの底面が密着するように取り付け熱はパッケージの底板から金属ベルトに伝わって放散

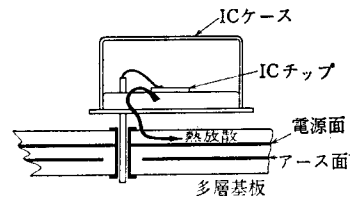


図2. 電源パターンによる熱放散

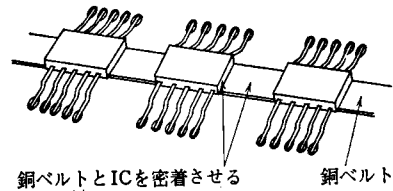


図3. 銅ベルトへの伝導による熱放散

するようにしたものである。電子機器の中でも、大形計算機のように、規模が大きくなると、システム全体の熱的バランスをとるのが困難になり、また、消費電力も大きくなるので、これをファンによる空冷にたよっていたのでは騒音の点でも問題となる。このためにコントロール・データ社の計算機6600ではフロンガスを利用し、またインターナショナル・ビジネス・マシン社の360/91では冷却水を用いて装置内の温度制御を行っている。図4

はIBM360/91のCPUモジュールの断面図であるが、集積回路(ASLT)の積載したカードは図の上下に取り付けられたファンにより通風され、一方、モジュール内の温度差をより小さくするためにカード間隙に冷却水の通った熱交換器を配置し、発熱量の大部分はこの交換器を通して放熱されるしくみになっている。冷媒としての水は、取り扱いが比較的容易なために装置内の随所に配置できるし、また、熱伝達特性も良好であるので、冷却方式の1つとして有望である。しかし、その効果を充分に発揮するには冷却系配分のバランス、故障の検出とその保守などの点の配慮が重要となる。

光計算機の問題：近年レーザ光の出現によって、光の波長領域にまで電磁波エレクトロニクスは一度に拡張され、オプトエレクトロニクスという分野が電子技術の夢多い新領域として脚光を浴びつつあり、この主流をなしているレーザ光の応用も最近ではいろいろ論じられ実用化の努力が払われているが、この中で現在のエレクトロニクスのチャンピオンである計算機とレーザ光の結びつきを考えるのはけだし当然のすう勢といえるであらう。これらの芽ばえは、新しい科学技術の発展の初期段階ではいつもそうであるように、空想に近いもの、単なる提案にすぎないもの、実験事実としてもきわめて初歩的なものを数多く含んでいる。したがってレーザ光の情報処理における将来の役割を現段階で的確に断定する

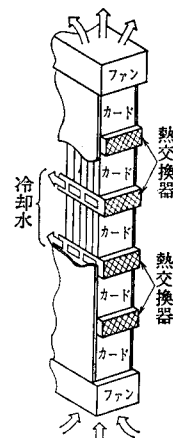


図4. IBM 360/91のCPUモジュールの断面図

ことは不可能に近いが、これら不確定な要素のためにこの新しい芽をつみ、このすう勢にベシミスティックな見解をとることは当を得ない処置というべきである。この分野の研究は米国が最も盛んで、すでに5年前から定期的な研究討論のシンポジウムをもっており、一方、IBM社、テキサス・インスツルメント社、ベル電話研究所などを初めメーカーの研究所はもちろん、数多くの大学や公的機関の研究所以での研究努力が、基礎技術的な分野とはいえ、一步一步すすんできている。たとえば情報処理技術の中で記憶動作は、1つの重要な要素であり、従来の電子計算機手法を強化する意味でも、また純然たるオプトエレクトロニックな情報処理用としても、光メモリが研究されている。電子計算機に用いられている磁気テープの記憶密度がせいぜい1万ビット/in² どもりに対して、オプトエレクトロニックなメモリは数億ビット/in² をもつ可能性があるといわれている。現在、このオプトエレクトロニック・メモリに用いられる記憶材料は数種発表されているがその中の1つに図5に示すようなプラスチック

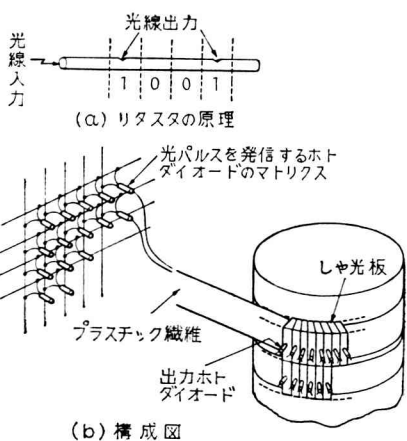


図5. リタスタ記憶装置

せん維がある。これの書き入れはせん維に傷をつけ、読みだしは散乱光を検出するもので、プラスチックせん維の表面に光の分岐点を作り、光を通すと同図(a)のように光出力が得られる。この記憶装置はリタスタと呼び、読みだし速度が早いという特徴をもっている。これらの新技術が近い将来いままでのエレクトロニックな手法に対して、競合的というよりむしろ相補的な形で開発されるであろうということが期待される。

新しい集積回路技術の問題：集積回路を構成するために必要な知識は、非常に広い範囲から集める必要があり、回路の集積を行なうには、まず知識の集積から始めなければならない。また、集積回路の構造は、製作技術の面から生じる制約で決まってくる場合が多い。したがって、いままで理学的対象として研究されていたものでも、可能性のあるものは集積回路技術に変形して利用することを考える必要がある。例えば、電子ビームを利用した露光、イオン・ビームを利用した不純物注入、スパッタリングを利用したエッチング、などが新しい技術として採り上げられつつある。図6は、ノース・アメリカン・エビエーション社のA. Miller氏が新しい方式のLSI (Large Scale Integration) として提案したもの

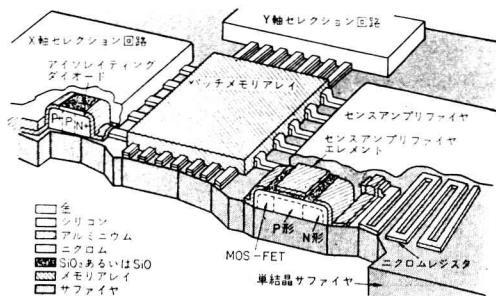


図6. SOS (Silicon on Sapphire) 構造を用いたLSI

で、基板は白色サファイヤ上にシリコン単結晶層をエピタキシャル成長させたSOS構造のものを用いカウンタ・デポジションを行ったものである。これは図7のごとく基板上に半導体を埋め込む穴をエッチングによって、作

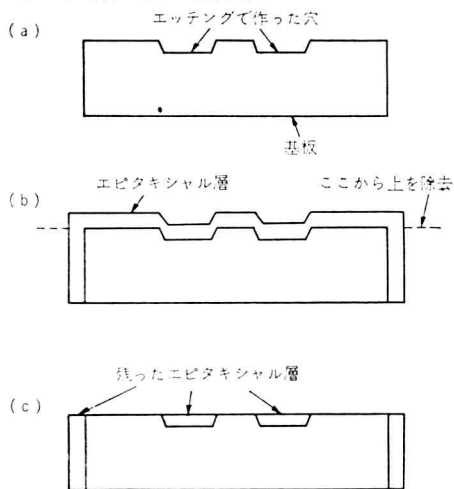


図7. Counter Deposition法の工程

り、この基板表面にシリコンの方位成長層を形成し、つぎに不必要な方位成長層を研磨して取り除くと、基板中に必要な島状のシリコン単結晶が残ることになり、ここに薄膜受動素子を形成すれば白色サファイヤは電気的絶縁性が良好であるから素子間の電気的分離はほぼ完全に行うことができる。このシリコン層とサファイヤ表面との付着力はきわめて強く、不純物熱拡散法を適用するのに好都合である。このほか、集積回路の高速応答性を改善するために、GaGs板を基として用いる際の熱処理の問題として固体から固体への不純物拡散を利用する方法とか、結晶内の格子欠陥面に沿っての不純物の異常拡散による接合面の不整の問題として不純物をイオン化し数万eVから数十万eVに加速し、室温でシリコン表面から不純物を注入するいわゆるイオン注入法というものも研究されつつあり、現在の段階では、集積回路に直接応用されるまでにはいたっていないが、集積回路のLSI化とともに近い将来集積回路技術として重要視されるようになるであろう。

おわりに、今回の国際会議出席の機会を与えられた本学校長八浜義和工学博士およびその他の関係諸官に衷心より謝意を表わす。

第3回プラズマ物理と制御核融合に関する国際学会

(ソ連, ノボシビルスク, 1968年8月)

およびヨーロッパにおけるプラズマ研究について

阪 上 幸 男

Report of "Third Conference on Plasma Physics and
Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk,
Aug. 1968" and "Plasma Studies in Europe"

Yukio SAKAGAMI

抄 録

ソ連のノボシビルスクで開催された第3回プラズマ物理と制御核融合に関する国際学会(1968)に出席し、現在の同研究の進展状況、今後の動向など多くの点を学んだ。ヨーロッパのサクレー、フォントネ・オ・ローズ、ユーリッヒ原子力研究所などを歴訪し、プラズマ装置を見学すると共に研究者と議論を重ねた。その他、ソ連・ヨーロッパ各国の旅程を地じて各国の情勢を観察し、筆者ら日本人の今後の進路について多くのことを考えた。

はじめに

今年の夏(1968年8月)ソ連のノボシビルスク(Новосибирск)で開催されたプラズマと核融合の国際学会に出席する機会をえ、そのうちヨーロッパ各国を訪問することができた。筆者らの研究結果*が世界各国の研究者の評価を受ける試練の好機であった。また広く、自分の置かれた環境や、日本全体の姿を本当に理解するために海外に身を置きたいという筆者の永年の願望が叶えられた一時であった。7月27日から9月13日までの短い期間ではあったが筆者は豊富な収穫を得ることができた。それらは、ソ連・ヨーロッパのプラズマ研究施設や研究態度などいろいろ学ぶべき点を吸収できたこと、諸外国の多くの研究者達と昵懇になれたこと、ソ連・ヨーロッパ

の文化と民衆に密接して多くの知識、体験を得たこと、日本を客観的に評価し今後の方針を会得したことなどである。

出発の前後

そもそも筆者の今回の出張の第一の目的は、8月1~7日、ソ連のノボシビルスクで開催された第3回プラズマ物理と制御核融合に関する国際学会に出席し、筆者らの研究論文を発表することであった。この国際学会は国連の下部機関である国際原子力機構(International Atomic Energy Agency)の主催するもので、1961年のSalzburg、1965年のCulhamに続く第3回のものである。幸い、日本からは名大プラズマ研2件、京大2件、日大1件、筆者ら1件が審査委員会をパスした。筆者らとしては、ここ数年全力をあげた成果が実ったわけである。筆者らの研究はCollisionless shock waveをプラズマ銃、巨大レーザー、セシウム・ビームの3方式で追求したものである。それまで諸外国の研究はほとんど θ ピンチ方式であっただけに、筆者らのoriginalな方式による観測結果が θ ピンチ方式による結果と撞着がないか気がかりであった。また、目録を見てソ連のСагдеевがどういふ新説を出し、今までのCollisionless shock waveの発展状況をどのように概括するかは大きな楽しみであった。Texas大学のoblique shock waveを始め、他の研究所でどれだけ研究が進んでいるかも興味があつた。

* C.Yamanaka, S.Nakai, Y.Sakagami *et al.* Third Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, USSR, CN-24/A-5 (1968).

日本からの出席者は、高山・内田・宮原（名大プラズマ研）、宇尾・板谷（京大）、山中・中井（阪大）、佐藤・大西（日大）、岡本（理研）、奥田（名大）、長尾（東北大）、今津（新潟大）、田中（原研）の名氏および筆者（奈良高専）の総数15名であった。我々が横浜港を出発したのは7月27日のことである。

ノボシビルスク学会

このノボシビルスクの科学都市（Новосибирский Научный центр）は人口約100万の市から約30km離れた街で、大学と研究所からなり立つ人口約5万の街である。最近、建設されたばかりで、オビ河畔に位置し、白樺の林につつまれた静かな街である。学会は科学会館（Дом Учёных）で開催された。今回の発表論文の総数は124で、その内訳はアメリカ35、ソ連35、英国14、西ドイツ12、フランス9、日本6、イタリア5、オランダ3、オーストリア・オーストラリア・ポーランド・ルーマニア・スウェーデン各1で、その論文数は現在のプラズマ研究の盛況の尺度を示しているようであった。会議は次のようなプログラムの下で行われた。

- 8月1日：開会式，Shock wave，トロイダル磁界による閉じ込めⅠ（トコマック，ゼータなど）
- 8月2日：トロイダル磁界による閉じ込めⅡ（マルチ・ポールなど）
- 8月3日：トロイダル磁界による閉じ込めⅢ（ステラレーターなど）
- 8月4日：休日
- 8月5日：トロイダル磁界による閉じ込め（理論），レーザーによるプラズマ・フォーカス，中性気体による閉じ込め，不安定性と波
- 8月6日：オープン・エンド磁界（ミラー磁界），HF加熱，閉じ込めと安定化
- 8月7日：オープン・エンド磁界（ θ ピンチ），乱流加熱，ビーム・プラズマ相互作用，会議要約・委員議論，閉会式

出席者は約700名の盛大さであった。各国の研究者が会したため、露・英、仏・西の4ヶ国語の同時通訳が進行を助けた。第1日目は、開会式のあと筆者らのShock waveのsessionで、最初に緊張と厳粛な雰囲気の中をノボシビルスク・プラズマ研究所のCardeevが登場した。小柄で柔和な40過ぎの知的な顔、世界のCollisionless shock wave研究の第一人者、この数々の優れた論文の著者を目の当たりに見て出席の至福を感じた。彼の研究結果の要点はプラズマ密度、磁界伝播角 θ およびマッハ数の広範囲なパラメーターの下でCollisionless shock waveの実験を進め理論を拡張したことであった。実験的には筆者らと同じく多彩な手法が用いられ、 θ ピンチ、静電グリッド、プラズマ・ビームなどが使用された。 $\theta=\pi/2$ の場合、かなり詳細に理論・実験両面で良い結果を発表した。

次にドイツのHinzが筆者らを含め5編の論文を発表した。Hinz自身の論文では θ ピンチ方式で美しい時間分解写真を示し、shock frontの電流層でRayleigh-Taylor不安定性がcollisionlessなdissipation機構に関係することを示した。筆者らの論文は、その独自の

種々の手法によるアプローチが耳目を集めたようである。とくに、プラズマ銃やセシウム・ビームで観測された振動に関し熱心な質問があった。注目していたTexas大学のoblique shock waveの実験は、装置としては θ ピンチコイルを短かくし、曲面磁界壁でshock waveを形成するもので、それほどの新しさは感じられなかったが、oblique shock waveとしては始めての実験であり、shock frontの前面に伝播するAlfvén(Whistler)波の観測結果は注目を引いた。その他ソ連のБабык ин、Maryland大学のDeSilvaなどの講演があってshock waveのsessionは閉じた。このsessionの様子から察すると核融合と結びつけたshock waveの研究は完全にcollisionless一本槍になったようである。 θ ピンチ方式を始め種々の方式で研究が進められ、 $\theta=\pi/2$ の場合、かなり様子が明らかになった。次の段階はparallel shock $\theta=0$ およびoblique shockの研究であると意を強くした。またどことも、超高速・超高電圧の電源開発が進んでおり、日本も今後こういった技術部門の研究を確立する必要があると思った。ともあれ筆者らの講演も済み肩の荷を下した。筆者としては数年間の努力の甲斐があったと思った。

その後の会の様子としては、前会に引き続きトロイダル磁界が優勢で、特に、日本からの輸出頭脳で新聞紙上を賑わした大河、吉川両氏の活躍が目立った。会場では終始、ソ連の若い科学者 Фаиченкоが大声で質疑し場を沸かせていた。またこのような国際学会では廊下外交が盛んであった。一日の終りの講演になると会場の参加者が少なくなるのは日本の学会と似ていた。筆者ら日本人は概して語学力が不足で、活躍の範囲が制限されがちであったのは残念であった。

ノボシビルスクのプラズマ研究所を見学する機会を得た。この研究所の主なテーマは筆者らと同じくshock waveであった。実験の主任がCarneevで、研究員は筆者ぐらいの若い年令層が多かった。研究員は開放的な態度で筆者らのこみ込んだ質問に応じ何でも語ってくれたし、撮映も心よく許可してくれた。装置は思ったより質素で、ポリエチレンシートで絶縁した θ ピンチ・コイルやハンダ付けした電極、手作りの磁気探針などと見ると、同じ苦労をした筆者に近親感が沸いた。規模としても筆者らのと大差はなかった。筆者は心中、次のような感想を抱いた。今まで筆者らの目は余りにも日本国内だけにとらわれすぎ素晴らしい外国の実験結果の論文を読んで並はずれの立派な装置を想定し、自ら創造した虚像に萎縮しがちであった。目の当りに論文の著者や装置に直面して、日本における外国恐怖症または極度の崇拜症は薄れた。我々は常に世界に目を向け、もう少し研究費の増加が実現すると、第一線の仕事が出来るという自信ができた。

ヨーロッパにおけるプラズマ工学

フランスのサクレー原子力研究所（Centre d'Etude Nuclaire de Saclay）はパリ効外にあり、その中のService d'Ionique Généraleでプラズマ研究が行われている。横山助教（阪大）の紹介状がとどいていて、Dr.GellerとDr.Slamaが向うえてくれた。案内はここで研究生活を送っておられる名大プラズマ研の松浦

助教に願った。この研究室の看板はDr.Consoliの創案によるマイクロ波によるプラズマの加速であった。使用マイクロ波の周波数が電子サイクロトロン周波数に一致するような磁界の下で電子の共鳴を起こさせ、電子の磁界に垂直方向の運動エネルギーを増加させ、磁界勾配で軸方向エネルギーに転化し、空間電荷電界でイオンともどもプラズマを加速する原理である。この研究室の特徴はマイクロ波であり波長2mm~10cmのマイクロ波装置が豊富にありプラズマ生成と計測を行っていた。それ以外にDr.Slamaがレーザープラズマの研究を熱心に行っていた。プラズマ装置の大きさは中規模で、同じ研究目的の同型の装置が2,3個作られ、総数20個近くの装置があった。一つ一つに高い工作技術が観察できた。次の松浦氏の言葉はこのフランスの研究所の雰囲気を実に示していた。「この研究者は楽しんで研究していますね。夏期休暇は長いし、夜帰るのも早い。彼らは他で何を研究しているのか気にしません。自分達のoriginalityだと誇りを持って研究に打ち込んでいます。」Dr.Geller, Dr.Slamaと会食時に議論したあとサクレーを去った。

フランスのフォントネ・オ・ローズ原子力研究所(Centre d'Etude Nuclaire de Fontenay-aux-Roses)はサクレーよりもパリ市街に近い。Dr.Buteauが笑顔で出向えて下さった。背の低い温和な人だ。Dr.Papoulorの下でLaser produced plasmaの実験を行っている。次のような装置を見せてもらった。(1)30M, 1Jの回転プリズム・ルビーレーザーによる気体の絶縁破壊の機構を調べる実験、(2)3相, 1000Vの静電界でLiH粒子を保持し, 30MWのルビーレーザーを照射しプラズマ化し分光学的に調べる実験 (3)真空中のチェンバ内に保持したLiHに40J, 30ns, 1.06 μ mの3段階増幅レーザー光をあて、生じたプラズマを一樣磁界, ミラー磁界またはmin.B磁界で保持する実験などであった。測定器としてDr.Buteauが自慢していたのに多チャンネル・フリップペロー干渉計があった。秘訣は同軸に並んだ等面積の幾つもの環状ミラーで、これでわずかのフリンジシフトを同時に計測するしくみであった。当研究所には大型の核融合装置が多数あり、日本からの研究員川崎氏およびフランス人の大男のtechnicianに案内してもらった。この大男、筆者を“ノボシビルスク帰り”と紹介するので誰にも歓迎された。各々の装置の担当の研究員が丁寧に説明してくれた。shock waveや乱流の所では逆に筆者の実験のことを聞かれ議論した。ここで行われている実験を列挙すると(1) θ ピンチ銃と1タン θ ピンチによる乱流加熱の実験、(2) θ ピンチによるionizing shock wave (3)ハーモニカという名のトーラス (4)Ion injection (5)ビーム・プラズマ (6)セシウム・プラズマによるdrift waveの実験 (7)リチウム・アーク (8) Hard core pinch (9)DECA, MMIIなどの断熱圧縮。これも自己のoriginalityを誇っていた。環状のイオン源や巨大クライオスタットを用いた結晶イオンビームの製作などがその例である。かなりの研究費の投資が行われているらしく、DECAのように1億円に近い装置の改良形が数年ごとに次々と作られている様子はうらやましかった。

ドイツはKöln近郊のJülich, 原子力研究所を訪問

した。Dr.Hintzが出向え、歓迎の辞をのべ、彼がノボシビルスク以来、3週間病気で休養していたと告げた。あの精悍な顔が一寸生氣を失っていた。Collisionless shock waveの装置を見学し、互に議論を交わした。他の研究装置はここで研究生活を送っておられる大阪市大の渡辺教授に案内を乞うた。この研究所のプラズマ生成のほとんどは θ ピンチで測定は光学的手法が多い。ケーブルの電極つけに θ ピンチの技法が用いられているのは面白かった。一番の看板は2MJコンデンサバンクの θ ピンチであった。大きな建物にコンデンサがぎっしりとつまり本体の θ ピンチはそれに比べて附属品のようについているかの感じだった。食事は名大プラズマ研の宮原氏とDr.Noilと所内食堂でとり、Collisionless shock waveに関し議論した。食堂はセルフサービスで皿洗いなど自動化されていて、オードブル、主食、デザートと一式揃って2マルク(180円)は安かった。研究員のエネルギー源がこのように日本より遙かに完備されている。

当初かなり多くの研究所を訪問する予定であったが、手違いからか、予定先への手紙の到着がおくれて行けない所があった。帰朝すると英国のCulham研究所のDr.J.W.M.Paulの手紙が来ていて「君の手紙は船便で来たようだ。もし連絡がついて君がこれたら互に議論し合おう」と書いておっただけに残念であった。また天体プラズマの分野で活躍の著しいSwedenのRoyal Institute of TechnologyからDr.Lindbergの手紙も来ていて同趣旨が示してあった。

ヨーロッパの代表的な研究所を廻って感じたことを記す。装置としては、プラズマ容器、電源、測定系の配置がアングルなどを利用して空間的に区別して配列され、その工作精度は高い。とくに測定系はケーブルの配管、シールドルームが完備して精度の良いdataを出していた。人員構成が日本と異なってプラズマ物理学者の下に技術の確立した専門のTechnicianがいて製作、測定を担当している。研究の態度としては、目先を変えて種々のことを手がけるのではなく、古い歴史の伝統を守って一つの現象を深く追求しoriginalityを誇っている。ドイツ、フランスとも研究者の夏季休暇が一月あるほか、年中を通じ休みが多く生活を楽しむ余裕が感じられた。思うに彼らが第一線の仕事をしているのは、エネルギーの集中度が高いこと、ヨーロッパ人の歴史ある先人の偉業によって培われた自負心ではなからうか。それに言語の類似性や地理的条件に恵まれ国際的な科学者間の交流が容易であること、研究費に対する投資額が日本と比し桁違いに大きいことが科学的進展の要因となっているようだ。

ソ連・ヨーロッパの表情

学会、研究所訪問の他、各国の主要な都市を訪れた。列車と自分の脚を十二分に利用し、土地の人々の懐中に飛び込み、風物および民衆の姿を胸に焼き付けた。印象を簡単に記す。

ソ連では、ナホトカ(Находка)、ハバロフスク(Хабаровск)、ノボシビルスク(Новосибирск)、モスクワ

(Москва)に足を止めた。鉄のカーテンに閉ざされたソ連について我々の予備知識が非常に少なかったので、我々の見た実情は完全に我々の予想を裏切った。人々の生活は貧しく厳しかった。計画経済の生産なので、物質の量が非常に少なく、貧民窟のような家に住み、乞食のような衣服をまとった人が多かった。電灯のつかない薄暗いオフィス、扉のない不衛生な公衆便所、一流ホテルの木製のエレベータ、長蛇の買物客に立ち食い、ガム・煙草を乞って群がり来る子供、殺風景な駅の構内、品物の少ない百貨店、野暮ったいデザインの品物、非常に少ない娯楽設備と広告、林立する労働者の立像・レーニンの写真・ソ連国旗、多数の軍人と秘密警察の監視。国家権力が重くかぶり、北国の曇り空と相まって暗い印象を与えた。抑圧された民衆には向上の意欲が感じられず、あの素晴らしい宇宙科学がどこに根ざすのか不可思議であった。

ヨーロッパに入ると、一変して人々の表情に生気が漲っていた。ヨーロッパでは次の都市を訪れた。Lisboa (Portugal); Madrid, Sevilla, Barcelona (Spain); Roma, Napoli, Pompei, Sicilia, Venezia (Italy); Paris, Cannes, Marceille (France); Wien (Austria); Genève, Interlaken (Swisse); Köln, Jülich, Heidelberg, Hamburg (Deutschland); Amsterdam (Netherland); Bruxelles (België); Luxemburg (Luxemburg); London (England); Kopenhagen (Denmark); Oslo (Norway); Stockholm (Sweden); Helsinki (Finland).

筆者がヨーロッパで受けた印象はそのエネルギーであった。過去の長い歴史を通じて積分された富であった。巨大な寺院などの建物、壮大な彫刻・絵画・壁画の内蔵する力に圧迫される思いであった。その一つ一つの細部にまで過去の念力が感じられた。そして現在街路を闊歩するヨーロッパ人の体軀の力強さと美しさであった。その他ヨーロッパ人の生活水準の高さ、公園などの公共施設の素晴らしさ、国際性などに学ぶべき多くの点を見た。

ヨーロッパと比較して日本の方が進んでいると感じられることも多かった。日本人の勤勉性、日本経済の高度成長、東海道新幹線・エレクトロニクス製品・カメラなどの科学的技術の優秀性をヨーロッパ人はよく口にした。徴兵制の無いこと、太陽・水の豊富なこと、サービスの良いこと(新聞・牛乳・百貨店の配達制度、無料のトイレ、チップ・サービス料の不要、若い女店員)、娯楽設備の豊富で安価なこと、などに日本に住む至福を感じることが多かった。日本全体としての国力、man powerの大きさを再確認した。

おわりに

かくてソ連・ヨーロッパの旅は終わった。それらの国々に多くの学ぶべき点を見たが、過度に恐れることも無いことを感じた。むしろ日本の科学や経済が急速度に進展しており、その陰によく働く日本人がいることに力強さを感じた。格差は次第に縮まるだろう。ただ次の段階として、日本がそれらの国を追い越し、国際間のリーダーシップを取るために大切なこととして、日本人が心すべ

きことは、国際性を身につけること(外国語を身につけること、海外に出て広い視野をもつこと)と食生活を改善して立派な美しい体軀を身につけることであると筆者は思った。

今回の出張の機会を与えて下さった奈良工業高等専門学校校長八濱義和博士に衷心よりお礼申し上げます。また同校事務部の方々および教官各位には多大の協力と激励をいただいたことに感謝する。

また旅行中、色々の人の世話になった。山中、中井、田中、宇尾の各先生を始め日本代表団に。紹介の労を取って下さった横山先生に。研究所を案内して下さった松浦、川崎、渡辺、Dr.Geller, Dr.Slama, Dr.Buteauの各氏に。装置の説明および議論に応じて下さった研究所員の方々に。会議中、親睦を深めた青年科学者 Пактусов氏に。その他、旅行を印象して下さった多数の人々、西村氏 (Minolta Hamburg社長)、吉川氏 (Helsinki 大使館)、米田教授 (阪大)、Тамара 嬢、Лариса 嬢、Валентина 嬢、Лина 嬢、Сметана 氏、Ким 氏、Ebner 氏、Inge 嬢、Svenonius 氏、Lübeck 氏に紙上を借りて感謝する。



国際学会会場 (Третья Конференция Магатаз Темояперному синтезу) における筆者

工業高専教育の諸問題

今 西 周 蔵

Problems of Education in Technical College

Shūzo IMANISHI

内容梗概

私が、高専の教壇に立つ迄の、企業における長い実務経験から見て、高専の教育では、学習に対する(1)バイタリテイや(2)開拓の創造力、等の訓練をもっと強化し、また(3)生産工学の近年における著しい進歩の成果を授業にもっと採り入れた方がよい、等のことをここに述べている。

1. まえがき

私が製造会社での長い技術者生活を経て、高専の教壇に立つようになってから、未だ僅かな年数にしかならないが、学校内外の多くの優れた人々によって御指導を頂いたお陰で、教育について何もわからなかった私が、霧が晴れるように徐々に見えるようになって来たことを心から感謝している。だが戦後から今日に至る激しい技術競争時代における私の実務経験から見て、私は、現在の高専教育について幾つかの物足りなさを感じるようになって来た。そんなことは、もう誰でも知っていることであり、誰が考えてもどうにもならぬ困難な問題であるのかも知れない。

欧米の幾つかの大国では、大学と工場との間に、教師や学生との交流を義務づけることによって、教育が実務から遊離することをふせいでいる。⁽¹⁾ 我国の高専が、多くの教師を広く産業界からもむかえていることが、大学や高校に見られない特徴であるならば、それらの人々の持つ経験や、そこから生れる教育上の考え方に、もっと耳を傾けて見ては如何だろうか。教育について未熟な私があえて述べようとする動機はここにある、諸賢の善意ある御指導を頂きたい。

2. 学習に対するバイタリテイ、その訓練と評価

戦前の、技術進歩の緩やかな時代では、人々は過去の経験的事実をどれ程多く記憶しているかが、問題解決の

重要な能力とされ、学校教育における学生の能力評価も大体その方向をたどって来た。然し今日のように、様々の新しい事実が、次々と目まぐるしく展開し、そして消え去って行く時代では、も早や物知りであるばかりでなく、それを基盤とする未知、未来への開拓的創造力が、問題解決の最も重要な能力とされている。だがこの能力は学校の成績との相関度が低く、⁽²⁾ 或る例では負の傾向さえ示されているところに、学校教育上の問題が感じられる。

それには幾つかの原因が挙げられるだろうが、そのうち主なものは、(1)創造的な思考教育の不足や(2)困難を乗り切るバイタリテイの訓練の不足ではないだろうか。土光氏⁽³⁾はまずバイタリテイによるところが大きく、能力よりも個性を、素質よりも態度を重視すべきだと述べられている。第1表⁽³⁾⁽⁴⁾は多くの企業が期待する人間像を示したもので、今日の激動する社会の中で、トインビー氏の云うように、挑戦と応戦によって生き残って行くためには、強じんなバイタリテイを必要とするのは当然のことと云わねばならない。それではバイタリテイとは何か、甚だ定義し難いものであろうが、カッペル氏は(1)苦難に耐えぬく能力、(2)創造的で積極的な行動力、(3)強い道徳的な責任感である、と述べている。

第1表 期待される人間像⁽³⁾⁽⁴⁾

要素	昭42順位	昭36順位
根生、努力	1	2
積極	2	1
健康、明朗	3	5
創造	4	
協調	5	3
誠実	6	6
学業優秀	7	4

これまで、学校教育においてなされていたバイタリテイ訓練の主なものと云えば、体育やクラブ活動であろうか。それも意識的に計画された上での、満足すべきものであったであろうか。バイタリテイが、これ程までに重視されるものであるならば、その訓練を、体育やクラブ活動にのみ任せず、多くの教官がめいめいの担当科目の

中で、もっと工夫すべきではないだろうか。バイタリティは持続的でなければならないが、そのためには高専における5カ年間の長い修学期間を通して、あくことのない段階的に進歩する適度の目標を掲げて、適度の努力を課し、それに合う目的達成(自己完成)のよろこびをあじあわせることによって、その後が続く新しい課題への意慾を湧き出させるようには出来ないものだろうか。バイタリティの本質は複雑で云い難いものかも知れないが、仮りに、前記カッペル氏が挙げた3つの要素を採るならば、夫々の要素に適した課題を工夫することによって、平素の演習や宿題、試験において学生を指導し、訓練し、またその能力を評価することが、曲りなりにも試みられないものだろうか。事の可否は辛捧強い多くの試行錯誤の末に論じたいものである。

3. 創造的思考能力、その訓練と評価

記憶力と僅かな応用力を主な対象とするこれまでの学力検査によって得られる学業成績と、こゝで云う創造的能力との関係について、私は自分の担当する科目において次の実験を試みた。創造的能力には幾つかの要素があるが、そのうち、(1)問題を解く突破口を見付けるための感受性、柔軟性、(2)既得の知識を組み合せることによって新しい解決策を見付ける場合に、役立つ知識量、それは学習末期を頂点にして次第に忘却的減少をすることはせずである。そこで(1)は学習中、(2)は学習後1カ年余、いずれも応用を主とする内容の不意打テストを行い、一方(3)テスト期日を予告し、猛烈な暗記戦術に訴える通常の定期テストも行った。1学級40名についてこれら3種類のテスト成績を、(3)を基準にして相関係数で表わして見たところ、 $(2)/(1)$ および $(2)/(3)$ は0.3~0.6の低い値を得た。これは現在、当校では組織的な創造教育を施していないことにもよるが、学生の現在持っているこの方面の能力が、これまでの学業成績によっては推測され難い性質のものであることを物語っている。野村氏⁽²⁾は大企業における中堅クラスの人々の業績評価が中学校の成績には無関係であることを示し、恩田氏は創造的思考能力を評価する1つの端的な例として個人の発明特許件数を挙げ、それが在学中の学業成績には無関係であることを述べられている。その原因は云うまでもなく、これまでの学校教育では、学生は創造能力についての組織的な開発訓練を受けることなく、またその能力評価もなされなかったためであろう。今日では事情は一変し、その教育が急がれている。だが、容易に進展しない。梅根氏⁽⁵⁾はそれをなげいて、「多くの教育者はそのような能力は教え得られるものではなく、学生のめいめいが努力の末、忽然として悟るよりほかにないものだと思込んでいる」と述べられている。創造的思考能力の開発、訓練、評価については既に多くの文献があり、これによって、教師のめいめいが、夫々の担当科目において工夫することが出来るのではないだろうか。

4. 生産工学概論の充実

我国は昔から段米の先進国から既成技術を導入するこ

とが多かったために、学校教育では生産論よりも、どちらかと云えば現象理論に多くの関心が持たれて来た。然し今日の国際競争に対処するためには、発想から生産に至るまで自力開発によらねばならない。今日では、一連の生産工程を見ても、(1)需要予測から始まって、(2)研究、(3)設計、(4)製造、(5)販売等、夫々の機能を高めることや、工程間相互の有機性を高めること、等の色々の研究が進んでいて、膨大な生産工学が組織化されつつある。それを専門とする生産工学科を別にするとして、他の多くの学科では、現在なされている設計製図は上記の一部にしか過ぎないし、工業経営(工場管理)は選定科目の片隅にあって僅な時間で、生産工学の一部分を瞥見するに過ぎない有様である。これまでの工業高専卒業生の過半数が、製造会社に就職していることを思えば、生産工学の授業をもっと重視しなければならないし、その内容をもっと充実させ、時間数も設計、製図実習と同じ重要さを以って考慮し、担当教師には生産的な実務経験を持ちこの方面の新しい知識を積極的に吸収し、教授し得る人々を迎えたいものである。

5. 教師のあり方

激しく流動する現時代で、学校教育がその社会において信頼されるためには、教師は自ら、社会の変化に適応して新しい教育を探り、また新しい方法を案出することによって社会に挑戦する覚悟がいる。戦前の教師は観光地のガイドに似ていたと云われる。⁽⁶⁾だが今日では、学生は未来を開拓する探検者であり、我々教師はそのリーダーでなければならず、そのためには探検の方法を工夫し、研究して、それをメンバーに教えてやらねばならぬ役目を持っている。我々は教育者として本来なすべき教育上の工夫に、もっと生きがいを求めたいものである。進歩の激しい今日、平凡で変化のないことは、そこに進歩を妨げる何らかの問題が潜んでいることに気付かねばならない。一見平凡な中にも教育上の問題点を掘り起し改善と創造を加えて行きたいものである。

文 献

- (1) 北川、創造的破壊の精神、昭41、東京書房
- (2) 恩田、他、創造性の開発と評価、昭42、明治図書
- (3) 土光、他、会社の求める人間像、昭43、技報堂
- (4) リクルート、1965、No.4
- (5) 梅根、大阪朝日新聞、昭41、9、
- (6) 中山、技術者の創造性開発と訓練、昭40、日刊工業(単行本)

教官研究活動状況一覧表

昭和42年10月～43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	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	第7回X線材料強度に関するシンポジウム	43. 7		○
"	関 口 秀 夫	高炭素鋼の組織と加工性の関係について	第18回塑性加工連合講演会	42. 11		○
"	水 嶋 巖	冷却法による熱光弾性実験	日本機械学会	43. 3		○
電 気	T. Azakami et al.	Matrix Representations of Coupled Nonuniform Lines.	大阪大学工学紀要 Vol.17 No.756	42. 10	○	
"	阿座上 孝他	ストリップ線路を用いた定在波測定器	電気関係学会連合大会 No. 1298	43. 4	○	○
"	阿座上 孝他	がん研究用Arガスレーザ発振装置	日本ME学会大会 第7回, No.8	43. 5	○	○
"	T. Azakami et al.	Coupled Nonuniform Transmission Line and Its Applications.	電子集積回路に関する国際会議 (米国・ロサンゼルス)	1968.8		○
"	上 田 勝 彦他	γ 線後方散乱形液面計の基礎研究(II)	計測自動制御学会	42. 10		○
"	上 田 勝 彦他	メスバウア効果を用いた温度測定の試み	第8回日本アイソトープ会議	42. 11	○	○
"	上 田 勝 彦他	γ 線の後方散乱を用いた液面検出の基礎研究	理工学における同位元素研究発表会	43. 4		○
"	阪 上 幸 男他	無衝突プラズマ中の Turbulent 加熱	物理学会23回年会	43. 4	○	○
"	阪 上 幸 男他	Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasma	第3回プラズマ物理に関する国際会議 (ソ連・ノボシビルスク)	1968.8		○
"	阪 上 幸 男他	磁化プラズマ中のCollisionless Shock Waveの実験	応用物理 37, No.9	43. 9		○
"	阪 上 幸 男他	ガンプラズマによる無衝突衝撃波	物理学会秋季分科会	43. 9		○
"	高 橋 晴 男他	S形特性列を用いたオプトロニック A-D 変換器	電気四学会連合大会	43. 3	○	○
"	成 田 紘 一他	マイクロ波MI法による高密度静プラズマの測定	日本物理学会年会IPC-5	43. 4	○	○
歴 史	朝 倉 弘	西殿庄考	奈良文化論叢	42. 11		○
国 語	北 恭 昭	漢和字書の系譜における慶長版「倭玉篇」	東京教育大学国語学談話会	42. 12		○
体 育	中 和 田 武	クーデンホーフ・カレルギの体育観について(2) -Gentleman idealと体育-	日本体育学会	42. 11		○
"	中 和 田 武	クーデンホーフ・カレルギの体育観について(3) -技術革新時代における体育-	"	43. 9		○

奈良工業高等専門学校 研究紀要 第4号
昭和44年3月10日発行

編集兼
発行者 奈良工業高等専門学校
大和郡山市矢田町

印刷所 関西印刷株式会社
奈良市南半田中町20

RESEARCH REPORTS

of

NARA TECHNICAL COLLEGE

No. 4, 1968

CONTENTS

Study on Thread Chasing Dial	
—On Cutting of Unified Thread by Metric Lead Screw···Katsuya KAGA·····	1
Behavior of Recrystallization of Pure Iron after High-Speed Deformation	
····· Hideo SEKIGUTHI·····	7
Effects of Grade of Grinding Wheels on Wear ······	Yoshio TANAKA·····19
On Vortex Motion at Orifice in a Pipe·····	Kazuki MATSUOKA·····27
Coupled Nonuniform Transmission Line and Its Applications	
·····Takashi AZAKAMI·····	35
A Fundamental Study on Industrial Measurements Using Backscattered	
Gamma-Rays····· Katsuhiko UEDA·····	53
Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasmas·····	Yukio SAKAGAMI·····59
Optronic Parallel Type A-D Converter·····	Haruo TAKAHASHI·····67
Measurement of a Small Radius Plasma Column With Microwaves	
Techniques····· Hirokazu NARITA·····	77
Effect of Magnetic Fields on Cesium Diode Thermionic Converter	
····· Chobe YAMABE·····	85
“The Moon and Sixpence” and W.S.Maugham’s Yearnings	
····· Keisa KASHIWABARA·····	91
Relation between $H^2(dm)$ and $H^2(d\theta)$ ·····	Kazuo KISHI····· 105
On Morality·····	Keizo MITUZUMI····· 109
Frank Norris’ Ambivalence —On Vandover and others·····	Sadao WATANABE····· 113
On Theme of Novel used as Teaching Materials·····	Seiji HOSOI····· 129
Several Topics on International Electronic Circuit Packaging Symposium	
and Symposium on Designing with Hybrid Microelectronics in 1968.	
·····Takashi AZAKAMI·····	131
Report of “Third Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear	
Fusion Research”, Novosibirsk, USSR, Aug., 1968 and “Plasma	
Studies in Europe”·····	Yukio SAKAGAMI····· 135
Problems of Education in Technical College·····	Shuzo IMANISHI····· 139