

呉工業高等専門学校

研究報告

第 4 卷 第 1 号

昭和43年12月
(1968)

目 次

正規性不規則入力をうける非線形制御系の定常応答の解析について.....	富 田 豊.....	1
円弧カムの研究 (第3報)	糸 島 寛 典.....	15
(接線カムをもつ往復かたより従動節の場合)		
カムの滑り率の研究 (第4報)	糸 島 寛 典.....	27
(揺動平板従動節をもつ凸面カムの滑り率)		
4歯車リンク機構の研究 (第1報)	糸 島 寛 典.....	39
方 岡 弁 司		
排気濃度計の使用特性について.....	久保田 勲.....	49
螺旋推進器と軸流機械の統一的设计法について (第1報)	二井内 信 司.....	57
水面走行体の造波抵抗について.....	二井内 信 司.....	65
穴加工用工具動力計の試作.....	里 信 敏 行.....	71
西 本 進		
13% Cr 鋼の Hot Peening	大 下 隆 章.....	79
Al 青銅の加工熱処理 (第2報)	大 下 隆 章.....	85
Mn As 単結晶の電気的、磁氣的性質.....	増 本 貫 一.....	91
摩擦面温度上昇の理論解析 (第2報)	灘 野 宏 正.....	99
昼光用カラーフィルムと人工光源について.....	原 田 一 彦.....	107
本校体育館の照明について.....	原 田 一 彦.....	115
コンデンサ放電点火方式に関する検討.....	村 上 滋 樹.....	123
熱線風速計の研究 (第2報)	黒 瀬 能 幸.....	129
軟弱な圧密粘土層上の構造物の不同沈下について (第2報)	高 井 芳 治.....	139
(不同沈下による亀裂)		
交通騒音に関する研究 (第1報)	西 村 光 正	
藤 井 健..... 145		
(音源の移動による音圧レベル変化)		

正規性不規則入力をうける非線形制御系の 定常応答の解析について

(数学) 富 田 豊

Analysis on the Response of Nonlinear Control System subjected to
a Gaussian Random Input.

Yutaka TOMITA

This paper is devoted to evaluate the mean squared value of the response of nonlinear system subjected to a Gaussian random input. The cases where the system is characterized such as a wideband filter and a narrowband filter respectively, and the input signal to nonlinear element is regarded as a Gaussian and a non-Gaussian respectively, are treated.

The analysis is done by using the statistical linearization technique and solving Fokker-Planck equation. In particular, a new method determining the equivalent gain by the statistical linearization technique of the nonlinear control system subjected to a Gaussian random input is described by taking account of the characteristic of controlled element. Numerical examples are illustrated in detail.

§ 1 緒 言

正規性定常不規則入力をうける非線形制御系の応答を評価するためには、一般に、統計的等価線形化手法を適用する方法と、その応答の確率密度関数を直接計算する方法とが考えられる。従来から等価線形化手法を適用するにあたっては、Booton, Kazakov-Axelby 等により提案された等価ゲイン¹⁾を用いてきたが、これらは、いづれも、非線形要素への入力の確率密度関数が正規形であるという仮定のもとになされてきた。しかし、その確率密度関数は系内に含まれる非線形要素の特性、および制御系の特性により正規形からずれるため、この手法による結果が、真の値とどの程度の誤差があるかについては、まだ十分な検討がなされていない。

最近では、Booton と Kazakov-Axelby の等価ゲインの算術平均を用いるのが適当である²⁾ともいわれている。また一方、直接その応答の確率密度関数を計算する方法もなされた。この場合は、系のスペクトル密度が周波数に対して一定であるという仮定のもとに単純マルコフ理論を適用し、Fokker-Planck 方程式をとくことによって求められた。以上、いづれの場合にも、その適用にあたっては、ある程度の仮定が設けられているから、すべての系に適用できる最適なものを見出すのは無理であろう。すなわち、等価線形化手法を適用する場合の等価ゲインにしても、非線形の形状、制御系の特性によって適宜適当なものを選ぶのが賢明であろう。

ここでは、一応、等価ゲインとして、Kazakov の提案した Booton と Kazakov-Axelby の算術平均を用いるのが最適な方法である²⁾という前提のもとに、それぞれの系に対して、どのような等価ゲインを

用いるのが適当かを検討する。そのために、まず系の周波数特性が広帯域をもつ場合、および一般の帯域幅をもつ場合について、最小二乗平均値の意味における等価ゲインの決定方法をのべ、つぎにこの結果を従来の等価ゲインによる方法と比較する。さらに、このような等価線形化手法によって解析するのが困難であると思われる系に対しては、直接 Fokker-Planck 法によりその確率密度関数を計算してその応答を評価する。

§ 2 等価線形化手法

ここでは、

$$Q(S)Z + R(S)f(Z) = U(t) \dots\dots\dots (1)$$

のような形で与えられる微分方程式を考える。

ただし、 $Q(S)$ 、 $R(S)$ は微分演算子で、 $Q(S)$ は $R(S)$ より高次とし、 $f(Z)$ は原点に関して対称な非線形特性とする。また、 $U(t)$ は平均値零の正規性定常不規則入力とする。

κ を $f(Z)$ の等価ゲインとし、

$$\varphi(Z) = f(Z) - \kappa Z \dots\dots\dots (2)$$

とおく。式(2)を式(1)へ代入すれば

$$[Q(S) + R(S)\kappa]Z + R(S)\varphi(Z) = U(t) \dots\dots\dots (3)$$

となるから、これを变形して

$$[Q(S) + R(S)\kappa]Z = -R(S)\varphi[Z(t)] + U(t) \dots\dots\dots (4)$$

をうる。すなわち、このことは、 $Z(t)$ を式(3)の定常厳密解としたとき、 $\varphi[Z(t)]$ は $U(t)$ とともに、確率過程と考えられるから、これを等価線形化方程式への入力と考えることができる。

さて、等価線形化方程式

$$Q(S)Z + R(S)\kappa Z = U(t) \dots\dots\dots (5)$$

の定常解を $Z_0(t)$ とし、 $\Delta(t) = Z(t) - Z_0(t)$ とすれば $\Delta(t)$ の満足する方程式は、式(4)と式(5)とから

$$[Q(S) + R(S)\kappa]\Delta = -R(S)\varphi[Z(t)] \dots\dots\dots (6)$$

のように得られる。したがって、 $\Delta(t)$ の分散 σ_Δ^2 は

$$\sigma_\Delta^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_\Delta(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{R(j\omega)}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa} \right|^2 S_\varphi(\omega) d\omega \dots\dots\dots (7)$$

となる。ただし、 σ_Δ^2 、 $S_\Delta(\omega)$ は $\Delta(t)$ の分散およびスペクトル密度であり、 $S_\varphi(\omega)$ は $\varphi[Z(t)]$ のスペクトル密度を表わす。

式(7)は厳密解 $Z(t)$ を近似解 $Z_0(t)$ で置きかえたときに得られる誤差の分散をきめる式であるから、これらは、その等価線形化手法の精度を特徴づけることになる。

従来の Kazakov-Axelby, Booton による統計的等価線形化手法においては、等価ゲインは非線形要素の形から定められていたが、式(7)は、等価ゲインの決定は非線形要素の形だけでなく、式(6)から導かれる次の線形演算子の特性によっても定める必要のあることを示している。

$$L(S) = \frac{R(S)}{Q(S) + R(S)\kappa} \dots\dots\dots (8)$$

以下に $L(S)$ の形状に従って、等価ゲインをどのように定めるかを述べる。

まず、式(8)が図1に示すような wideband filter に近似しているとする³⁾。すなわち、 $|\omega| < \omega_*$ に対して $|L(j\omega)|$ の値を一定値 $L(0)$ にとり、 $|\omega| > \omega_*$ に対して十分小さい値をとるとすれば、

$$\sigma_\varphi^2 = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_*}^{\omega_*} S_\varphi(\omega) d\omega \dots\dots\dots (9)$$

である。そのとき式(7)は

$$\sigma_d^2 = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_*}^{\omega_*} |L(j\omega)|^2 S_\varphi(\omega) d\omega = L^2(0) \cdot -\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_*}^{\omega_*} S_\varphi(\omega) d\omega = L^2(0) \sigma_\varphi^2 \dots\dots\dots (10)$$

となる。しかるに、 σ_φ^2 は式(2)から

$$\sigma_\varphi^2 = \langle \{f(Z) - \kappa Z\}^2 \rangle_{av} = \langle f^2(Z) \rangle_{av} - 2\kappa \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} + \kappa^2 \sigma_Z^2 \dots\dots\dots (11)$$

のように得られる。ただし、記号 $\langle \rangle_{av}$ は集合平均の意味を示す。したがって、所要の κ は式(11)を式(10)へ代入して、 σ_d^2 を最小にするように定めればよい。すなわち

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_d^2}{d\kappa} &= \frac{d}{d\kappa} L^2(0) \cdot \sigma_\varphi^2 \\ &= \frac{d}{d\kappa} \left\{ \frac{R(0)}{Q(0) + R(0)\kappa} \right\}^2 \left\{ \langle f^2(Z) \rangle_{av} - 2\kappa \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} + \kappa^2 \sigma_Z^2 \right\} = 0 \end{aligned}$$

から、 κ を求めれば、次のようになる。

$$\kappa = \frac{R(0) \langle f^2(Z) \rangle_{av} + Q(0) \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av}}{R(0) \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} + Q(0) \langle Z^2 \rangle_{av}} \dots\dots\dots (12)$$

一方、 $Z(t)$ の分散 σ_Z^2 は κ の関数として式(5)から

$$\sigma_Z^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1}{Q(j\omega) + \kappa R(j\omega)} \right|^2 S_u(\omega) d\omega \dots\dots\dots (13)$$

として計算される。ただし、 $S_u(\omega)$ は $U(t)$ のスペクトル密度である。

式(12)と式(13)とから等価ゲイン κ と応答の分散 σ_Z^2 を計算することができる。

つぎに、式(8)に示す $L(S)$ が図2のような形状を示す場合を考える。このとき、式(7)における $S_\varphi(\omega)$ を具体的に求めることができないので、ここでは $Z(t)$ のスペクトル密度と同じ形状を示すものと仮定する。すなわち、二乗平均値の意味で導入した最適等価ゲイン(これを κ_{op} とする)を用いた線形系に対する $Z(t)$ のスペクトル密度 $S_{zop}(\omega)$ と $S_\varphi(\omega)$ とが同じような形をしているものと仮定するのである。式(5)で κ として κ_{op} を用いたときの $Z(t)$ のスペクトル密度 $S_{zop}(\omega)$ は

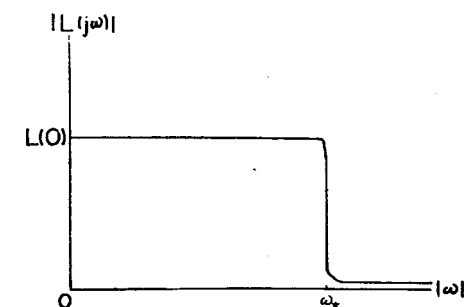


図1 広帯域特性

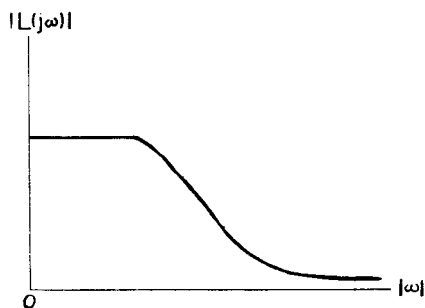


図2 一般の制御系のもつ特性

$$S_{zop}(\omega) = \left| \frac{1}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa_{op}} \right|^2 S_u(\omega) \dots\dots\dots (14)$$

で表わされるので、 $S_\varphi(\omega)$ の形状を

$$S_\varphi(\omega) = C \left| \frac{1}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa_{op}} \right|^2 \sigma_\varphi^2 \dots\dots\dots (15)$$

と仮定するのである。ただし、 C は正の定数である*。ゆえに、式(15)を式(7)へ代入して

$$\sigma_d^2 = \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{R(j\omega)}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa} \right|^2 \left| \frac{1}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa_{op}} \right|^2 \sigma_\varphi^2 d\omega \dots\dots\dots (16)$$

をうる。したがって、所要の κ は、式(11)の σ_φ^2 を式(16)に代入して、 σ_d^2 を最小にするように定めればよい。

一方、 $Z(t)$ の分散 σ_z^2 は式(14)から

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{zop}(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa_{op}} \right|^2 S_u(\omega) d\omega \dots\dots\dots (17)$$

によって計算されるから、上の方法によって求めた κ_{op} と式(12)とから分散 σ_z^2 を計算することができる。

ここでは、具体的に図3のようなブロック線図で示された非線形制御系の応答評価に上述の方法を適用してみる。制御対象の伝達特性は、それぞれ

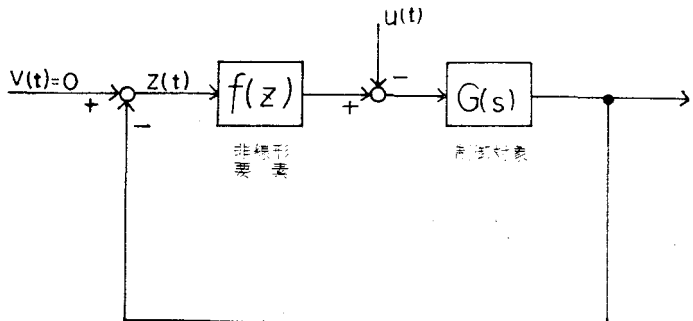


図3 非線形制御系

$$(i) \quad G_1(S) = \frac{k}{1+TS}$$

$$(ii) \quad G_2(S) = \frac{1}{S} \dots\dots\dots (18)_1$$

のように与えられ、系への入力 $u(t)$ は、そのスペクトル密度が、 $S_u(\omega) = D (D > 0)$ で与えられた正規性定常白色過程とする。また、非線形伝達特性は、それぞれ

$$(a) \quad f(Z) = \alpha Z^3 \quad (b) \quad f(Z) = \alpha \operatorname{sign} Z \dots\dots\dots (18)_2$$

で与えられるものとする。

* ここでは、具体的に C の値を定める必要はないが、一般には

$$\frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1}{Q(j\omega) + R(j\omega)\kappa_{op}} \right|^2 d\omega = 1$$

のように定めればよい。

(i) $G_1(S) = \frac{k}{1+TS}$ ($k > 0$, $T > 0$) の場合

$Z(t)$ と $U(t)$ との関係を示す制御方程式は

$$T \frac{dZ}{dt} + Z + kf(Z) = kU(t)$$

となる。この場合、 $L(S)$ は図 2 のような形状を示すので、 σ_d^2 を計算するためには、式(16)を用いられたい。すなわち

$$\begin{aligned} \sigma_d^2 &= \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{k}{TS+1+k\kappa} \right]_{s=j\omega}^2 \left[\frac{k}{TS+1+k\kappa_{op}} \right]_{s=j\omega}^2 \sigma_v^2 d\omega \\ &= \frac{Ck^4}{2T(1+k\kappa)(1+k\kappa_{op})(2+k\kappa+k\kappa_{op})} \sigma_v^2 \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

である。式(11)の σ_v^2 を式(19)に代入して、

$$\sigma_d^2 = \frac{Ck^4 \{ \langle f^2(Z) \rangle_{av} - 2\kappa \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} + \kappa^2 \sigma_z^2 \}}{2T(1+k\kappa)(1+k\kappa_{op})(2+k\kappa+k\kappa_{op})} \dots\dots\dots (20)$$

をうる。ここで、 σ_d^2 を最小にする κ を求めればよいので $\partial \sigma_d^2 / \partial \kappa = 0$ を κ についてとき、それを改めて κ_{op} とおく。その結果、次の式をうる。

$$3k \langle f^2(Z) \rangle_{av} - 2(k\kappa_{op} - 2) \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} - \kappa_{op}(4 + k\kappa_{op}) \sigma_z^2 = 0 \dots\dots\dots (21)$$

一方、式(17)に対応する σ_z^2 は

$$\sigma_z^2 = \frac{k^2}{2T(1+k\kappa_{op})} D \dots\dots\dots (22)$$

のように得られる。式(21)と式(22)を連立させてとけば、 κ_{op} および σ_z^2 を求めることができる。

ここでは、実際に非線形伝達特性が式(18)₂ で示された場合の値を計算してみる。

(i-a) $f(Z) = \alpha Z^3$ のとき

$$\langle f^2(Z) \rangle_{av} = \int_{-\infty}^{\infty} f^2(Z) p(Z) dZ = 15\alpha^2 \sigma_z^4 \dots\dots\dots (23)$$

$$\langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} = \int_{-\infty}^{\infty} Z \cdot f(Z) p(Z) dZ = 3\alpha \sigma_z^4 \dots\dots\dots (24)$$

であるから、式(21)は

$$45k\alpha^2 \sigma_z^4 - 6\alpha(k\kappa_{op} - 2) \sigma_z^2 - \kappa_{op}(k\kappa_{op} + 4) = 0 \dots\dots\dots (25)$$

となる。式(22)と式(25)を連立させてとけばよい。いま、 $k = T = 1$ 、 $\sigma_z^2 = \phi_z$ とすれば ϕ_z は次の式を満足することになる。

$$180\alpha^2 \phi_z^4 + 72\alpha \phi_z^3 + 12(1 - \alpha D) \phi_z^2 - 4D\phi_z - D^2 = 0 \dots\dots\dots (26)$$

(i-b) $f(Z) = \alpha \sin Z$ のとき

$$\langle f^2(Z) \rangle_{av} = \alpha^2 \quad \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} = \alpha \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_z \dots (27)$$

であるから、式(21)は

$$3k\alpha^2 - 2\alpha \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_z (k\kappa_{op} - 2) - \kappa_{op}(4 + k\kappa_{op}) \sigma_z^2 = 0 \dots (28)$$

となる。式(22)と式(28)を連立させてとけばよい。いま、 $k = T = 1$ とすれば、 σ_z は

$$12\sigma_z^4 + 24\sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha \sigma_z^3 + 4(3\alpha^2 - D) \sigma_z^2 - 4\sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha D \sigma_z - D^2 = 0 \dots (29)$$

を満足する。

これらの結果を、Booton, Kazakov-Axelby の場合とともに示せば、図4、表1；図5、表2；図6、表3；図7、表4のようになる。

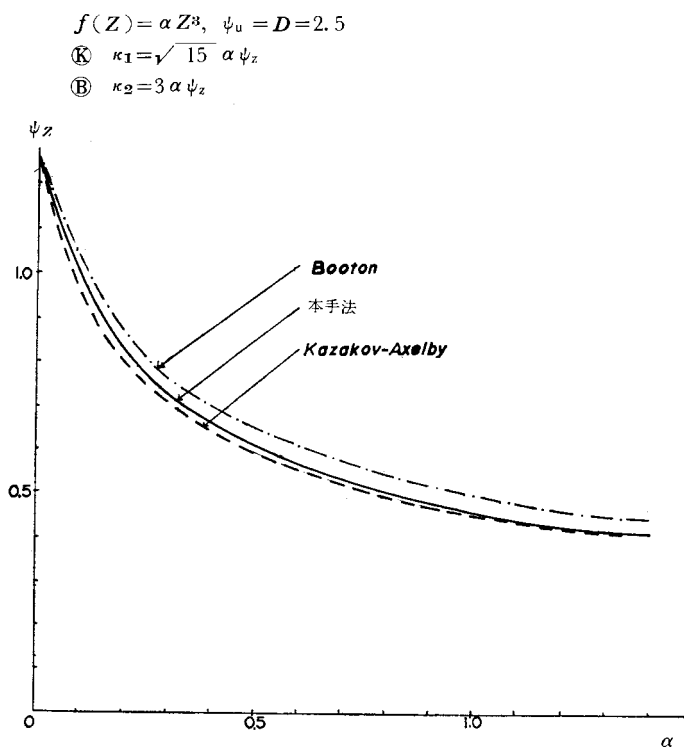


図4 $f(Z) = \alpha Z^3$, $D = 2.5$ のときの各手法による結果

表1 $f(Z) = \alpha Z^3$, $D = 2.5$ のときの分散 ψ_z の値

α	Kazakov Axelby	Booton	本手法
0.	1.25	1.25	1.25
0.1	0.92	0.97	0.95
0.2	0.78	0.83	0.80
0.3	0.69	0.75	0.71
0.4	0.63	0.69	0.64
0.5	0.59	0.64	0.60
0.6	0.55	0.60	0.56
0.7	0.52	0.57	0.52
0.8	0.49	0.54	0.50
0.9	0.47	0.52	0.48
1.0	0.45	0.50	0.46
1.1	0.44	0.48	0.44
1.2	0.42	0.47	0.42
1.3	0.41	0.45	0.41
1.4	0.40	0.44	0.40

$$f(Z) = \alpha Z^3, \quad \psi_u = D = 5.0$$

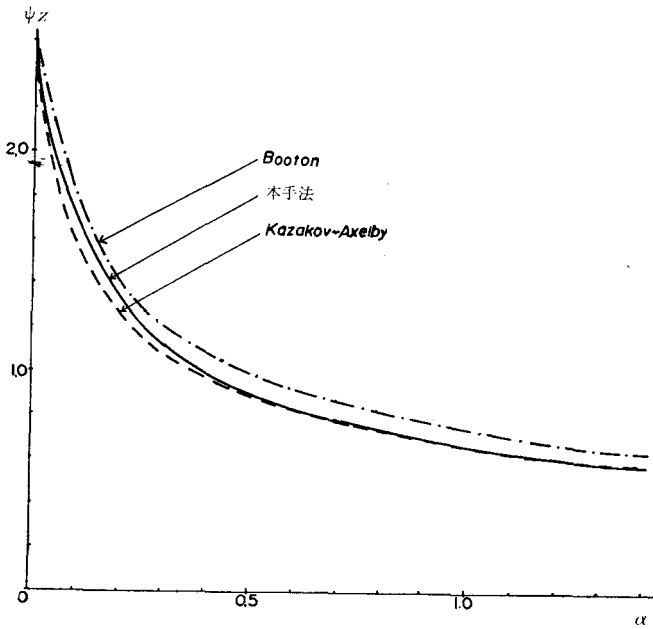


図5 $f(Z) = \alpha Z^3$, $D = 5.0$ のときの各手法による結果

表2 $f(Z) = \alpha Z^3$, $D = 5.0$ のときの分散 ψ_z の値

α	Kazakov Axelby	Booton	本手法
0.	2.50	2.50	2.50
0.1	1.56	1.67	1.60
0.2	1.26	1.37	1.29
0.3	1.10	1.20	1.11
0.4	0.99	1.09	1.00
0.5	0.91	1.00	0.91
0.6	0.84	0.93	0.84
0.7	0.79	0.88	0.79
0.8	0.75	0.83	0.75
0.9	0.72	0.79	0.71
1.0	0.68	0.76	0.68
1.1	0.66	0.73	0.65
1.2	0.63	0.70	0.63
1.3	0.60	0.68	0.60
1.4	0.59	0.66	0.58

$$f(Z) = \alpha \sin Z, \quad \psi_u = D = 2.5$$

$$\textcircled{K} \quad \kappa_1 = \frac{\alpha}{\sigma_z}$$

$$\textcircled{B} \quad \kappa_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\alpha}{\sigma_z}$$

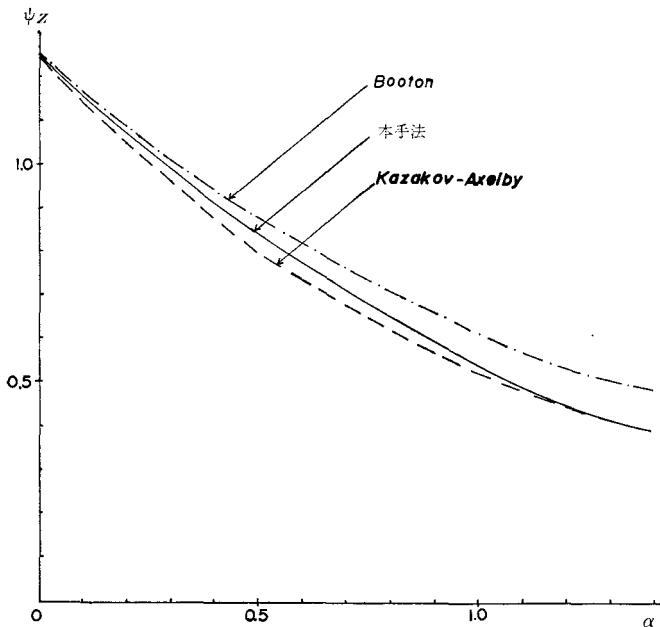


図6 $f(Z) = \alpha \sin Z$, $D = 2.5$ のときの各手法による結果

表3 $f(Z) = \alpha \sin Z$, $D = 2.5$ のときの分散 ψ_z の値

α	Kazakov Axelby	Booton	本手法
0.	1.25	1.25	1.25
0.1	1.14	1.16	1.16
0.2	1.05	1.08	1.08
0.3	0.96	1.01	0.98
0.4	0.88	0.94	0.91
0.5	0.80	0.88	0.84
0.6	0.74	0.82	0.77
0.7	0.67	0.76	0.70
0.8	0.62	0.71	0.64
0.9	0.57	0.66	0.59
1.0	0.53	0.62	0.54
1.1	0.48	0.58	0.49
1.2	0.45	0.54	0.45
1.3	0.41	0.51	0.41
1.4	0.38	0.48	0.38

$$f(Z) = \alpha \sin Z, \psi_u = D = 5.0$$

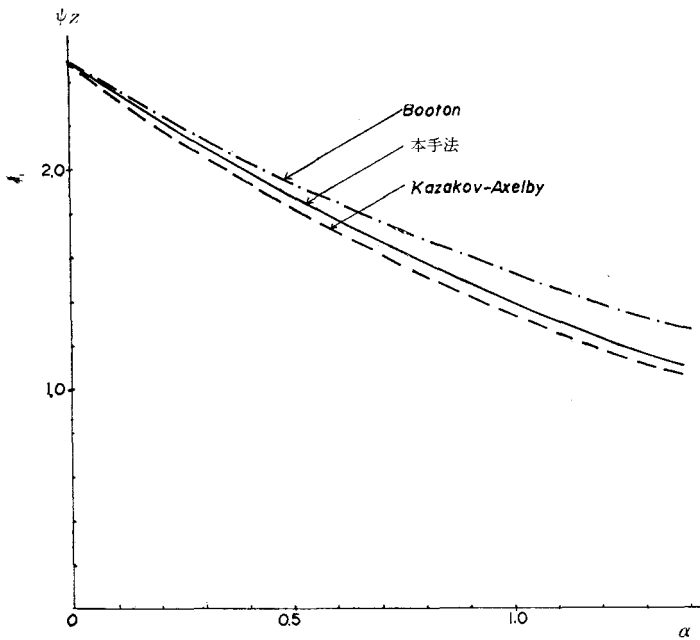


図7 $f(Z) = \alpha \sin Z, D = 5.0$ のときの各手法による結果

表4 $f(Z) = \alpha \sin Z, D = 5.0$ のときの分散 ψ_z の値

α	Kazakov Axelby	Booton	本手法
0.	2.50	2.50	2.50
0.1	2.35	2.38	2.37
0.2	2.20	2.26	2.25
0.3	2.07	2.15	2.13
0.4	1.94	2.04	2.01
0.5	1.82	1.94	1.89
0.6	1.71	1.85	1.79
0.7	1.61	1.76	1.68
0.8	1.52	1.67	1.58
0.9	1.43	1.59	1.49
1.0	1.34	1.52	1.40
1.1	1.26	1.44	1.31
1.2	1.19	1.38	1.24
1.3	1.12	1.31	1.16
1.4	1.06	1.25	1.08

これらの結果から、吾々の手法による曲線は、Kazakov-Axelby の手法と Booton の手法による場合の間にいることが認められ、Pupkov の提案した手法によく一致していることがわかる。

(ii) $G_2(S) = \frac{1}{S}$ の場合

$Z(t)$ と $U(t)$ の間の制御方程式は

$$\frac{dZ}{dt} + f(Z) = U(t) \quad \dots\dots\dots (30)$$

で表わされる。上に示した一次おくれ特性をもつときに用いた手法を適用すれば、

$$3\langle f^2(Z) \rangle_{av} - 2\kappa_{op} \langle Z \cdot f(Z) \rangle_{av} - \kappa_{op}^2 \sigma_z^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

となる。したがって、式(31)と

$$\sigma_z^2 = D / (2\kappa_{op}) \quad \dots\dots\dots (32)$$

とを連立させて、等価ゲイン κ_{op} と応答の分散 σ_z^2 を求めることができる。

(ii-a) $f(Z) = \alpha Z^3$ のとき、

Kazakov-Axelby, Booton, および吾々の手法による等価ゲインを、それぞれ $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_{op}$ とすれば、これらの値は次のようになる。

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= 3\alpha\phi_z \\ \kappa_2 &= \sqrt{\frac{15}{6}} \alpha\phi_z \end{aligned} \dots\dots\dots (33)$$

$$\kappa_{op} = \frac{15}{\sqrt{\frac{15}{6} + 1}} \alpha\phi_z$$

ただし、 ϕ_z は $Z(t)$ の分散を表わす。

(ii-b) $f(Z) = \alpha \text{sign} Z$ のとき

このときの κ_1 , κ_2 および κ_{op} は

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \frac{\alpha}{\sigma_z} \\ \kappa_2 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\alpha}{\sigma_z} \dots\dots\dots (34) \\ \kappa_{op} &= \frac{3\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{2} + \sqrt{2+3\pi}} \cdot \frac{\alpha}{\sigma_z} \end{aligned}$$

となる。ここに示した (ii-a) (ii-b) いずれの場合においても、 κ_{op} の値は κ_1 と κ_2 の値の間に入らないから、明らかに Pupkov の提案は満足されておらず、等価線形化手法を適用することの妥当性は見出せない。このことは、非線形要素への入力 の 確率密度関数が、つねに非正規分布をなす⁵⁾ということともよく一致している。したがって、この場合は、直接非線形要素への入力 の 確率密度関数を Fokker-Planck 方程式⁶⁾により計算し、その二乗平均値を評価することにする。

§ 3 Fokker-Planck 法

ここでは、図 8 に示したブロック線図において $Z(t)$ と $U(t)$ との関係は、式(30)で与えられるが、この場合 $Z(t)$ の確率密度関数 $p(Z)$ を求めてみよう。 $U(t)$ は正規性白色過程 (平均値零) であるとしてあるから、 $Z(t)$ は単純マルコフ過程と考えられる。そこで不規則過程 $Z(t)$ に対して、 $Z = Z(t)$, $Z_2 = Z(t + \Delta t)$, $\Delta Z = Z_2 - Z$ と考えて、 Δt 時間の経過に伴っておこる不規則変動成分 ΔZ を考えてみる。 Δt が十分小さいときは、

$$Z(t + \Delta t) \doteq Z(t), \quad \frac{dZ}{dt} \doteq \frac{\Delta Z}{\Delta t}$$

と考えて差支えない。 Δt 時間の経過によって生じた ΔZ は $[t, t + \Delta t]$ にわたって積分することによって得られる。すなわち

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{dZ}{dt} dt + \int_t^{t+\Delta t} f(Z) dt = \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \dots\dots\dots (35)$$

$$\therefore \Delta Z + f(Z)\Delta t = \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \dots\dots\dots (36)$$

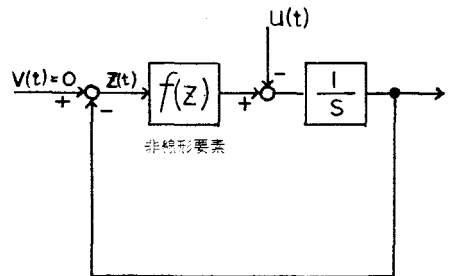


図 8 積分要素をもつ非線形制御系

さて, Fokker-Planck 方程式は

$$\frac{\partial p_2(Z|Z_1; t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial Z} \left\{ p_2(Z|Z_1; t) A_1(Z) \right\} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left\{ p_2(Z|Z_1; t) A_2(Z) \right\} \dots (37)$$

$$\text{ただし } A_1(Z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} (Z_2 - Z) p_2(Z_2|Z; \Delta t) dZ_2$$

$$= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} (\Delta Z) p_2(Z + \Delta Z|Z; \Delta t) d(\Delta Z) \dots (38)$$

$$A_2(Z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} (\Delta Z)^2 p_2(Z + \Delta Z|Z; \Delta t) d(\Delta Z) \dots (39)$$

である。ここで, Z の値は任意であるから,

$$p_2(Z + \Delta Z|Z; \Delta t) = p_1(\Delta Z, \Delta t) \dots (40)$$

となる。したがって, 式(38), (39)は

$$A_1(Z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta Z \cdot p_1(\Delta Z; \Delta t) d(\Delta Z) \dots (41)$$

$$A_2(Z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} (\Delta Z)^2 \cdot p_1(\Delta Z; \Delta t) d(\Delta Z) \dots (42)$$

となる。一方, 式(36)から

$$\Delta Z = \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt - f(Z) \Delta t \dots (43)$$

式(43)の両辺の集合平均をとれば

$$\langle \Delta Z \rangle_{av} = \left\langle \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \right\rangle_{av} - \langle f(Z) \cdot \Delta t \rangle_{av}$$

すなわち,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Delta Z \cdot p_1(\Delta Z; \Delta t) d(\Delta Z) = \int_t^{t+\Delta t} m_u dt - f(Z) \cdot \Delta t$$

をうる。いま, $U(t)$ の平均値 $m_u = 0$ と仮定してあるから

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Delta Z \cdot p_1(\Delta Z; \Delta t) d(\Delta Z) = -f(Z) \cdot \Delta t$$

である。式(41)を用いて

$$A_1(Z) = -f(Z) \dots (44)$$

また, 式(43)の両辺を2乗し, さらに両辺の集合平均をとれば次式をうる。

$$\langle (\Delta Z)^2 \rangle_{av} = \left\langle \left\{ \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \right\}^2 \right\rangle_{av} - 2 \langle f(Z) \Delta t \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \rangle_{av} + \langle \{ f(Z) \Delta t \}^2 \rangle_{av} \dots (45)$$

ところで, $S_u(\omega) = D$, ゆえに $\phi_u(\tau) = D\delta(\tau)$, ただし, $D > 0$ である。したがって,

$$\begin{aligned}
\langle \left\{ \int_t^{t+\Delta t} U(t) dt \right\}^2 \rangle_{av} &= \langle \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \int_{t_2}^{t_2+\Delta t} U(t_1) U(t_2) dt_2 dt_1 \rangle_{av} \\
&= \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \int_{t_2}^{t_2+\Delta t} \langle U(t_1) U(t_2) \rangle_{av} dt_2 dt_1 \\
&= \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \int_{t_2}^{t_2+\Delta t} D \cdot \delta(\tau) dt_2 dt_1 \\
&= D \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} dt_1 = D \cdot \Delta t \dots \dots \dots (46)
\end{aligned}$$

式(46)を式(45)へ代入し、さらに、式(42)を用いれば、

$$A_2(Z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \{ D \Delta t + f^2(Z) (\Delta t)^2 \} = D \dots \dots \dots (47)$$

となる。また、式(44)と式(47)を式(37)へ代入すれば、

$$\frac{\partial p_2(Z|Z_1; t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \{ f(Z) \cdot p_2(Z|Z_1; t) \} + \frac{D}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial Z^2} p_2(Z|Z_1; t) \dots \dots \dots (48)$$

をうる。定常不規則信号を考えているのであるから、

$$\begin{cases} \lim_{t \rightarrow \infty} p_2(Z|Z_1; t) = p(Z) \\ -\frac{\partial}{\partial t} \{ p_2(Z|Z_1; t) \} = 0 \end{cases}$$

である。したがって、式(48)は、次の偏微分方程式となる。

$$\frac{\partial}{\partial Z} \{ f(Z) \cdot p(Z) \} + \frac{D}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \{ p(Z) \} = 0 \dots \dots \dots (49)$$

この偏微分方程式をとけば、次式をうる。

$$p(Z) = A \exp \left\{ -\frac{2}{D} \int f(Z) dZ \right\} \dots \dots \dots (50)$$

(i) 非線形要素が $f(Z) = \alpha Z^3$ のとき

$$p(Z) = A \exp \left(-\frac{\alpha}{2D} Z^4 \right) \dots \dots \dots (51)$$

となる。ところで、

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty p(Z) dZ &= \frac{1}{2} \text{であるから} \\
A \int_0^\infty \exp \left(-\frac{\alpha}{2D} Z^4 \right) dZ &= \frac{1}{2} \dots \dots \dots (52)
\end{aligned}$$

いま、

$$\sqrt[4]{\frac{\alpha}{2D}} Z = \eta \dots \dots \dots (53)$$

とおけば、 $dZ = \sqrt[4]{\frac{2D}{\alpha}} d\eta$

ゆえに,

$$\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\alpha}{2D} Z^4\right) dZ = \sqrt[4]{\frac{2D}{\alpha}} \int_0^{\infty} \exp(-\eta^4) d\eta = \sqrt[4]{\frac{2D}{\alpha}} C \quad (54)$$

ただし

$$C = \int_0^{\infty} \exp(-\eta^4) d\eta = \frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right) = \Gamma\left(\frac{5}{4}\right) \quad (55)$$

とする。そのとき

$$A = \frac{1}{2} \sqrt[4]{\frac{\alpha}{2D}} \frac{1}{C} \quad (56)$$

ゆえに, 求める確率密度関数は,

$$p(Z) = \frac{1}{2C} \sqrt[4]{\frac{\alpha}{2D}} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2D} Z^4\right) \quad (57)$$

として求められる。

そのとき, $Z(t)$ の平均値 m_z は

$$m_z = \int_{-\infty}^{\infty} Z p(Z) dZ$$

であり, $p(Z)$ は偶関数であるから $m_z = 0$

したがって, $Z(t)$ の分散 σ_z^2 は

$$\begin{aligned} \sigma_z^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} Z^2 p(Z) dZ \\ &= \frac{1}{2C} \sqrt[4]{\frac{\alpha}{2D}} \int_{-\infty}^{\infty} Z^2 \exp\left(-\frac{\alpha}{2D} Z^4\right) dZ \\ &= \frac{1}{2C} \sqrt[4]{\frac{2D}{\alpha}} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2 \exp(-\eta^4) d\eta \\ &= \frac{1}{C} \sqrt[4]{\frac{2D}{\alpha}} \int_0^{\infty} \eta^2 \exp(-\eta^4) d\eta \quad (58) \end{aligned}$$

である。ただし $\eta = \sqrt[4]{\frac{\alpha}{2D}} Z$ とする。

(ii) $f(Z) = \alpha \operatorname{sign} Z$ ($\alpha > 0$)

のとき, $Z(t) \geq 0$ において $f(Z) = \alpha$ であるから, 式(50)から

$$p_+(Z) = A \exp\left\{-\frac{2}{D} \int \alpha dZ\right\} = A \exp\left(-\frac{2\alpha}{D} Z\right) \quad (59)$$

ところで, $\int_0^{\infty} p_+(Z) dZ = \frac{1}{2}$ であるから

$$A \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{2\alpha}{D} Z\right) dZ = \frac{1}{2}$$

$$\therefore A \left(-\frac{D}{2\alpha}\right) \left[\exp\left(-\frac{2\alpha}{D} Z\right)\right]_0^{\infty} = \frac{1}{2}$$

$$\therefore A = \frac{\alpha}{D}$$

ゆえに求める確率密度関数は、

$$p(Z) = \frac{\alpha}{D} \exp\left(-\frac{2\alpha}{D}|Z|\right) \dots\dots\dots (60)$$

となる。もちろん、平均値 $m_z = 0$ である。

したがって、 $Z(t)$ の分散 σ_z^2 は、

$$\sigma_z^2 = \int_{-\infty}^{\infty} Z^2 p(Z) dZ = \frac{\alpha}{D} \int_{-\infty}^{\infty} Z^2 \exp\left(-\frac{2\alpha}{D}|Z|\right) dZ = \frac{D^2}{2\alpha^2} \dots\dots\dots (61)$$

となる。

参考までに各種の方法で求めた分散をあげてみる。いま、 $k=1$ 、 $T=1$ の場合オンオフリレー特性をもつ系の分散値を計算すれば $\sigma_z = 0.707 D/\alpha$ であり、一方、Booton, Kazakov-Axelby および前節でのべた手法によって計算した値を示せば、それぞれ、 $0.64 D/\alpha$ 、 $0.5 D/\alpha$ 、および $0.45 D/\alpha$ となる。

§ 4 結 言

ここでは従来からよく用いられている Booton 及び Kazakov-Axelby の等価ゲインと違った新しい等価ゲインを決定する方法を述べ、その妥当性を Pupkov の提案した等価ゲインと比較した。

この結果からは、一応、非線形要素への入力確率密度関数を近似的に正規形とみなしうる場合は、Booton と Axelby の等価ゲインの算術平均を用いるのが適当であるが、正規形からのずれがきびしくなると、この等価ゲインを適用するのは、最適とは思われない。

具体的には、一次おくれ、積分要素をとり扱ったが、積分要素のように低域通過特性が弱いときは、どのような手法を用いるのが最適かは、さらに検討をしてみる必要がある。

おわりに、終始御指導いただいた 徳島大学工学部 添田喬教授に深甚の謝意を表します。

文 献

- 1) 榎木, 添田, 中溝: 統計的自動制御理論, コロナ社 (昭41)
- 2) K. A. Pupkov; Automation and Remote Control. Vol. 24. No. 11 (1963)
- 3) M. N. Kolovskii; Automation and Remote Control. Vol. 27. No. 10. (1966)
- 4) 榎木, 添田, 富田: 統計的等価線形化手法による定常解に対する一考察, ('68-4. 日本機械学会講演論文集 No. 191, 522)
- 5) 榎木, 砂原, 添田: 正規性不規則入力をうける非線形制御系の応答の確率密度関数の非正規性について, ('62-1, 日本機械学会論文集, Vol. 28. 185)
- 6) 榎木, 砂原: 統計学的手法による自動制御理論, オーム社 (昭42)

(昭和43年9月2日受付)

円弧カムの研究(第3報)

(接線カムを持つ往復かたより従動節の場合)

(機械工学科) 糸 島 寛 典

Studies on Circular Arc Cam (Report 3)

(A Case of the Reciprocating Offset Follower with the Tangential Cam)

Hironori ITOSHIMA

On the reciprocating offset follower with the circular cam, when the working angle of the cam and the lift of the follower are specified, the smooth motion of the follower during the up-stroke is obtained by choosing the proper offset, pressure angle and acceleration of the follower.

If the follower with the tangential cam during the up-stroke has uniform acceleration, the maximum pressure angle and the proportion of the cam size are decided, and the size of the offset is obtained by the pressure angle at the start point, furthermore the radius of the mushroom follower is decided by specifying the maximum specific sliding of the follower.

§ 1 緒 言

前報¹⁾²⁾において凸面カムを持つ往復かたより従動節の場合、従動節の押進め角および加速度を指定し、かたより量を基準として凸面カムの各部の寸法割合を求め、従動節のリフトを指定して、かたより量をはじめ各部の寸法を求めた。

本報告においては接線カムの場合の従動節の押進め角および加速度を指定し、更にリフトを指定してできるだけ加速度と押進め角の小さい接線カムの各部の寸法とかたより量を求め、理想的なカム装置の設計を行う。ただし従動節の戻り行程の運動は考慮しない。

§ 2 記 号

R = 基礎円の半径

R_a = 先端円の半径

e = 従動節のかたより量

r = 従動節の円弧半径

C = 基礎円の中心と先端円の中心間の距離

α = 従動節のリフトに対するカムの回転角, 作動角

θ = 円弧カムの回転角

ϕ = 従動節の押進め角

H = 従動節のリフト

h = 従動節の変位

v = 従動節の速度

a = 従動節の加速度

ω = カムの角速度

k = カムの中心から従動節の最低位置迄の高さ

$\lambda = C/R$

§ 3 接線カムの直線部分DEにおけるかたより従動節の運動

図1に示すように接線カムにおいては直線部の半径が無限大となるので、前報²⁾のような無次元化が困難であり、そのままの形で計算する。

図において、従動節の先端の最低位置からの変位を h 、カムの中心を通る横軸までの距離を k とすれば、

従動節の変位

$$\theta < 90^\circ \quad h + k = R \sin \theta - (e - R \cos \theta) \tan(90^\circ - \theta) \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\theta > 90^\circ, \quad h + k = R \sin \theta + (e - R \cos \theta) \tan(\theta - 90^\circ) \quad \dots\dots\dots(1)'$$

始点Dにおける θ を θ_1 とすれば

$$k = R \sin \theta_1, \quad \cos \theta_1 = e/R \quad \dots\dots\dots(2), (3)$$

$$\therefore h = R \sin \theta - R \sin \theta_1 + (e - R \cos \theta) \tan(\theta - 90^\circ) \quad \dots\dots\dots(4)$$

なお

$$\overline{DC} = (e - R \cos \theta) / \sin \theta \quad \dots\dots\dots(5)$$

押進め角 図1により押進め角 ϕ は

$$\phi = 90^\circ - \theta \quad \dots\dots\dots(6)$$

始点Dの押進め角を ϕ_1 とすれば式(3)より

$$\phi_1 = 90^\circ - \theta_1, \quad \sin \phi_1 = \cos \theta_1 = e/R \quad \dots\dots\dots(7)$$

始点Dからカムの回転につれ押進め角は減少する。

式(1)、(2)と式(7)から次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \theta < 90^\circ, \quad \frac{h}{R} &= \sin \theta - \cos \phi_1 - (\sin \phi_1 - \cos \theta) \tan(90^\circ - \theta) \\ \theta > 90^\circ, \quad \frac{h}{R} &= \sin \theta - \cos \phi_1 + (\sin \phi_1 - \cos \theta) \tan(\theta - 90^\circ) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(4)'$$

図2は $\phi_1 = 20^\circ$ の場合の各 θ に対する h/R を示す。拋物線に近い曲線で示される。

従動節の速度

$\theta > 90^\circ$ の場合、式(4)を時間で微分すれば

$$v = \omega \{ R \cos \theta + R \sin \theta \tan(\theta - 90^\circ) + (e - R \cos \theta) \sec^2(\theta - 90^\circ) \} \quad \dots\dots\dots(8)$$

$\theta \leq 90^\circ$ の一般の場合を考えて整理すれば次式を得る。

$$\frac{v}{\omega} = \frac{e - R \cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad \dots\dots\dots(8)'$$

式(8)'と式(7)より

$$\frac{v}{\omega R} = \frac{\sin \phi_1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad \dots\dots\dots(8)''$$

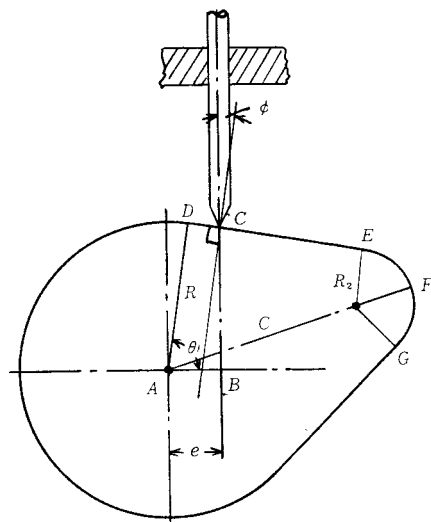


図1 かたより従動節の接線カム

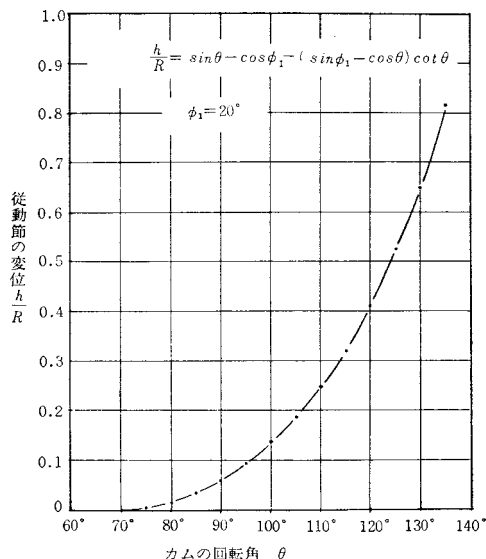


図2 接線カムにおけるかたより従動節の変位

図3は $\phi_1=20^\circ$ の場合の各 θ を横軸に $v/\omega R$ を縦軸に示す。 θ の増加と共に速度は急増する。

従動節の加速度 θ の一般の場合、式(8)'を時間で微分すれば、加速度 a は次式で求まる。

$$\frac{a}{\omega^2} = \frac{R(1+\cos^2\theta)-2e\cos\theta}{\sin^3\theta} \quad \dots\dots\dots(9)$$

この式に式(7)を代入すれば次式が得られる。

$$\frac{a}{\omega^2 R} = \frac{2-\sin^2\theta-2\sin\phi_1\cos\theta}{\sin^3\theta} \quad \dots\dots\dots(10)$$

$\phi_1=20^\circ$ の場合の各 θ に対する $a/\omega^2 R$ の値は図4に示すように $\theta=83^\circ$ 附近で最小値を取り 拋物線に近い曲線となる。

(1) 従動節が始点Dで接触する場合

始点Dの加速度を a_1 とし、式(9)より a_1 を求めれば $\cos\theta_1=e/R$, $\sin\theta_1=\sqrt{R^2-e^2}/R$ から

$$\frac{a_1}{\omega^2} = \frac{R^2}{\sqrt{R^2-e^2}} = \frac{R}{\sin\theta_1} = \frac{R}{\cos\phi_1} \quad \dots\dots\dots(11)$$

が得られる。

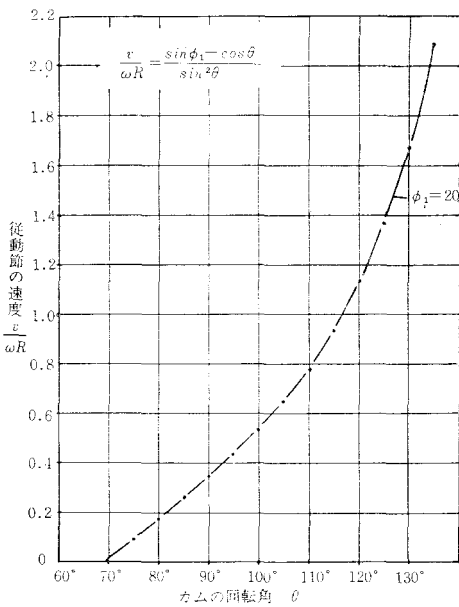


図3 接線カムにおけるかたより従動節の速度

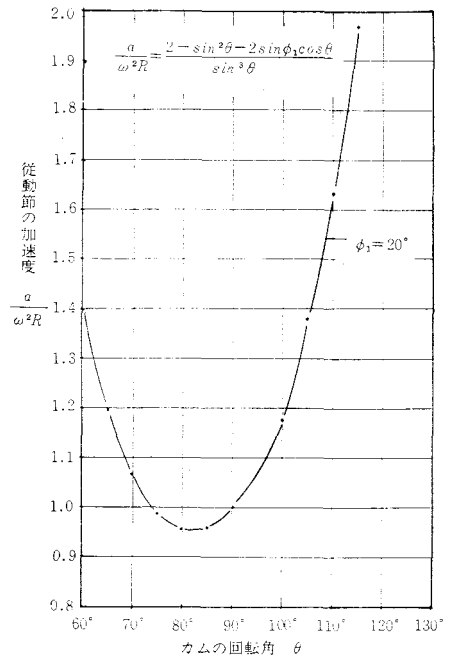


図4 接線カムにおけるかたより従動節の加速度

となる。

(1) E点における従動節の速度と加速度

式(13)か、あるいは式(14)、(15)より θ_2 を求め、前式に代入して h_2 , v_2 , a_2 を求めればよい。

(2) 終点Fにおける速度と加速度

終点Fにおける押進め角を ϕ_3 とすれば前報¹⁾より

$$\sin \phi_3 = \frac{e}{C+R_2} = \frac{e}{R+C(1-\cos \alpha)} = \frac{\sin \phi_1}{1+\lambda(1-\cos \alpha)} \quad \dots\dots\dots(23)$$

終点Fの加速度を a_3 とすれば前報より

$$\frac{a_3}{\omega^2} = -\frac{C(R_2+C)^2}{R_2\sqrt{(R_2+C)^2-e^2}} = -\frac{C(R_2+C)}{R_2 \cos \phi_3} \quad \dots\dots\dots(24)$$

終点におけるカムの回転角を θ_3 とすれば、次式から求められる。

$$\cos(\theta_3-\alpha) = \frac{e}{C+R_2}, \quad \theta_3 = 90^\circ + \alpha - \phi_3 \quad \dots\dots\dots(25)$$

$\theta_3 - \alpha = 90^\circ - \phi_3$ を式(21)に代入すれば $v_3 = 0$ となる。

(3) 押進め角 ϕ が零となる点の速度と加速度

式(19)よりこの場合の θ を θ_0 とすれば

$$\cos(\theta_0-\alpha) = \frac{\sin \phi_1}{\lambda} \quad \dots\dots\dots(26)$$

となる。これを式(19)、(20)、(21)に代入すれば

$$h_0 = R - C \cos \alpha + \sqrt{C^2 - e^2} - \sqrt{R^2 - e^2} \quad \dots\dots\dots(27)$$

$$\frac{v_0}{\omega} = e, \quad \frac{a_0}{\omega^2} = -\frac{C^2 - e^2}{R - \cos \alpha} - \sqrt{C^2 - e^2} \quad \dots\dots\dots(28)$$

が得られる。

§ 5 カムの押進め角と従動節の加速度

カムの押進め角 ϕ は式(6)と前報の結果より明らかなように始点Dにおいて最大で、カムの回転につれ減少し、 $\theta = 90^\circ$ で零となり、E点で負の最大となり、先端円での接触では押進め角は減少し、再び零となり、更に増加して終点Fで最大となる。

従動節の加速度は図4と前報から明らかなように始点Dで一定の値を取り、カムの回転につれ減少し、再び増加してE点で最大となり、先端円では負の加速度が増大して終点Fで最大となる。

(1) 始点と終点の加速度を等しくする場合

すなわち $|a_1| = |a_3|$ とすれば式(11)と式(24)から

$$\frac{R}{\cos \phi_1} = \frac{C(R_2+C)}{R_2 \cos \phi_3} \quad \dots\dots\dots(29)$$

いま $\phi_1 = \phi_3$ とすれば $R_2 = R - C \cos \alpha$ から式(29)を整理して C/R を求めれば

$$\lambda = \frac{C}{R} = \frac{-(1+\cos \alpha) + \sqrt{(1-\cos \alpha)^2 + 4}}{2(1-\cos \alpha)} \quad \dots\dots\dots(30)$$

となる。 $\alpha=50^\circ\sim 80^\circ$ を与え λ を計算すれば表1と図6が得られる。ほぼ直線的関係がある。

表1 $|a_1|=|a_3|$, $\phi_1=\phi_3$
の場合の α と λ

α	λ
50°	0.54430
55°	0.55272
60°	0.56155
62°	0.56519
65°	0.57073
67°	0.57447
70°	0.58014
72°	0.58394
75°	0.58967
77°	0.59349
80°	0.59923

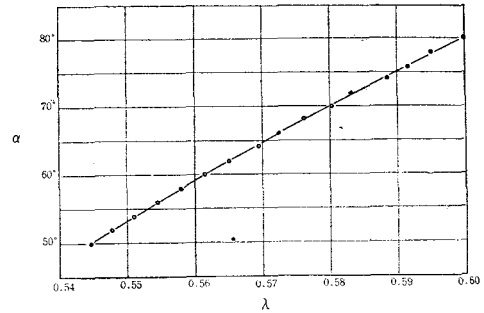


図6 $|a_1|=|a_3|$, $\phi_1=\phi_3$ の
場合の α と λ の関係

しかし、 $|a_1|=|a_3|$ とすればよいので、必ずしも $\phi_1=\phi_3$ でなくともよい。運動学上は $\phi_1<\phi_2<\phi_3$ の関係が望ましい

ので、 $\phi_1<\phi_3$ とし、式(29)に $C/R=\lambda$ を代入して整理すれば

$$\cos \phi_3 = \frac{\lambda(1+\lambda-\lambda \cos \alpha)}{1-\lambda \cos \alpha} \cos \phi_1 \quad \dots\dots\dots (31)$$

が得られる。いま $\alpha=60^\circ$ とし、 $\phi_1=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ とし、 λ を横軸に、 ϕ_3 を縦軸に求めたものを図7に示す。これから λ が $\phi_1=\phi_3$ の場合の値より増せば急に ϕ_3 の値が減少することがわかる。 α と ϕ_1 が指定された場合 $|a_1|=|a_3|$ であるためには式(23)と式(31)が同時に満足されねば

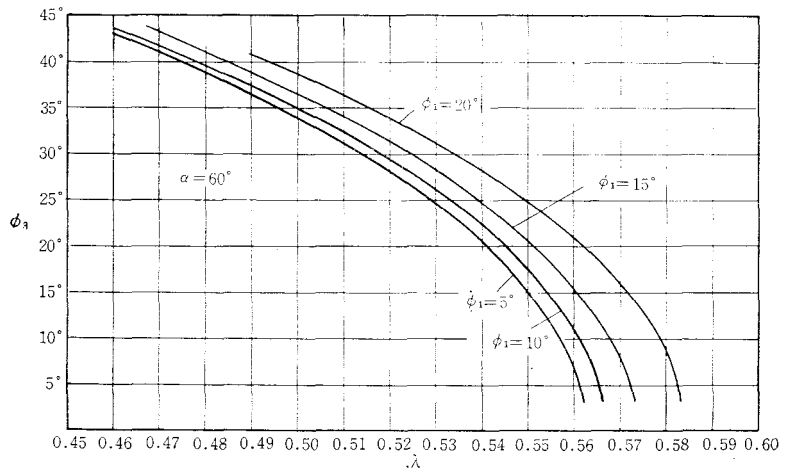


図7 $|a_1|=|a_3|$ の場合の D 点と F 点における押進め角の関係

ならぬので各 λ に対する式(23)の ϕ_3 の各値を図7に入れ、交点を求めれば λ と ϕ_3 の値が求まる。

あるいは式(23), (31)から

$$\left\{ \frac{\sin \phi_1}{1+\lambda(1-\cos \alpha)} \right\}^2 + \left\{ \frac{\lambda(1+\lambda-\lambda \cos \alpha) \cos \phi_1}{1-\lambda \cos \alpha} \right\}^2 = 1 \quad \dots (32)$$

表2 $\alpha=60^\circ$, $|a_1|=|a_3|$ の ϕ_1 , λ , ϕ_3

ϕ_1	λ	ϕ_3
10°	0.5636	$7^\circ 47'$
12°	0.5647	$9^\circ 20'$
15°	0.5664	$11^\circ 38'$
17°	0.5679	$13^\circ 10'$
20°	0.5705	$15^\circ 26'$
22°	0.5725	$16^\circ 56'$
25°	0.5761	$18^\circ 10'$

が得られるので、 α , ϕ_1 を与えて、この式を満足する λ を求め、それから式(23)より ϕ_3 を求めればよい。表2は $\alpha=60^\circ$ の場合、各 ϕ_1 に対する λ と ϕ_3 との関係を求めたものである。

(2) 始点 D と E 点の加速度を等しくする場合

$|a_1|=|a_3|$ として λ が決定されれば、 E 点における押進め角 ϕ_2 は求まるはずである。式(16)の θ_2 を式(13)に代入して整理すれば

$$\lambda = \frac{\sin \phi_1 - \sin \phi_2}{\sin \alpha \cos \phi_2} \dots\dots\dots (33)$$

となるので、 $\alpha=60^\circ$ 、 $\phi_1=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ とし、 ϕ_2 を縦軸に λ を横軸にとったものを図8に示す。図から λ が指定されれば容易に ϕ_2 が求められる。

式(33)から ϕ_2 を求めるには次式を用いる。

$$\sin(\phi_2 + \delta) = \frac{\sin \phi_1}{\sqrt{1 + \lambda^2 \sin^2 \alpha}}, \quad \tan \delta = \lambda \sin \alpha \dots\dots\dots (34)$$

D点とE点の加速度 a_1 と a_2 に $a_1 \geq a_2$ の関係をもたせれば式(11)と式(17)から

$$\frac{R}{\cos \phi_1} \geq \frac{R(1 + \sin^2 \phi_2) - 2e \sin \phi_2}{\cos^3 \phi_2}$$

を得る。これから次式が得られる。

$$1 \geq \frac{\cos \phi_1 + \cos \phi_1 \sin^2 \phi_2 - \sin 2 \phi_1 \sin \phi_2}{\cos^3 \phi_2} \dots\dots\dots (35)$$

$a_1 = a_2$ の場合、 ϕ_1 を指定し式(35)から ϕ_2 を求める式を導けばよいのであるがそれは困難なので、電子計算機により ϕ_1 と ϕ_2 を同時に与えて式(34)を満足する ϕ_2 を求め、更に式(32)に代入して λ を求めたものを表3に示す。

たとえば $\phi_1=20^\circ$ のとき式(35)を満足する。すなわち $a_1 \geq a_2$ となる ϕ_2 は $\phi_2 \geq 4^\circ 12'$ であるので、 $\lambda \geq 0.48077$ となる。

表3 $a_1 = a_2$ のときの ϕ_1 、 ϕ_2 、 λ

ϕ_1	ϕ_2	$\alpha=60^\circ$ $\lambda <$
35°	$-8^\circ 12'$	0.83554
30°	$-6^\circ 44'$	0.71769
28°	$-6^\circ 11'$	0.67037
25°	$-5^\circ 25'$	0.59968
22°	$-4^\circ 41'$	0.52861
20°	$-4^\circ 12'$	0.48077
18°	$-3^\circ 45'$	0.43327
15°	$-3^\circ 5'$	0.36149
12°	$-2^\circ 27'$	0.28970
10°	$-2^\circ 1'$	0.24130
8°	$-1^\circ 37'$	0.19335
5°	$-1^\circ 0'$	0.06040

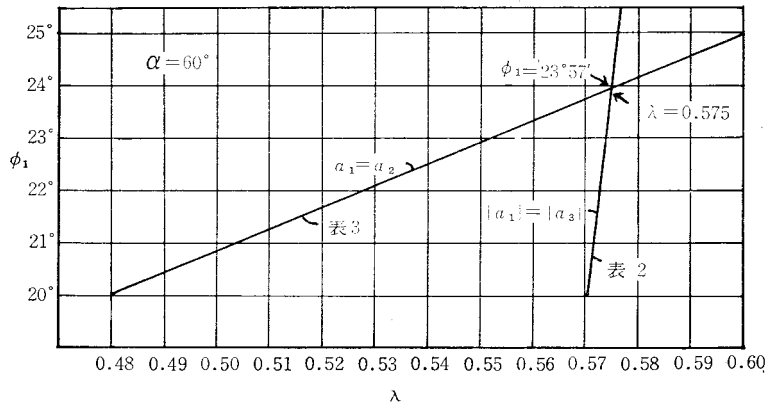


図9 D、E、Fの3点の加速度を等しくする λ と ϕ_1 の決定

(3) D、E、Fの3点の加速度を等しくする場合

作動角 α が指定されると $|a_1| = |a_3|$ となるため式(32)より ϕ_1 と λ の関係の曲線を求め、次に $a_1 = a_2$ となるため式(33)、(35)から ϕ_1 と λ の曲線を求めて、図9に示すように両曲線の交点を求めれば、D、E、Fの3点の加速度を等しくする λ と ϕ_1 を求めることができる。たとえば図9は $\alpha=60^\circ$ の場合

合を示し、 $\lambda=0.575$, $\phi_1=23^\circ 57'$ が得られる。

§ 6 従動節のリフト H を考慮した加速度

かたより従動節の場合はリフト H はかたより量 e の影響を受ける。前報¹⁾より

$$H = \sqrt{\{R + C(1 - \cos \alpha)\}^2 - e^2} - \sqrt{R^2 - e^2}$$

から、 $C/R = \lambda$, $e/R = \sin \phi_1$ とすれば

$$\frac{H}{R} = \sqrt{\{1 + \lambda(1 - \cos \alpha)\}^2 - \sin^2 \phi_1} - \cos \phi_1 \quad \dots\dots\dots (36)$$

が得られる。普通 H は指定されるので α , λ , ϕ_1 が指定されれば上式より R が求まる。 R が求まれば式(11)より a_1/ω^2 が求まる。

そこで a_1 を最小にするためには指定される H , ω から $a_1/\omega^2 H$ の値を求めればよい。式(36)の R を式(11)に代入すれば

$$\frac{a_1}{\omega^2 H} = \frac{1}{\cos \phi_1 \{ \sqrt{(1 + \lambda - \lambda \cos \alpha)^2 - \sin^2 \phi_1} - \cos \phi_1 \}} \quad \dots\dots\dots (37)$$

が得られるので、 $a_1=a_2$ の表3の値を式(37)に代入して、各 ϕ_1 に対する加速度 $a_1/\omega^2 H$ を求めたものを図10に示す。

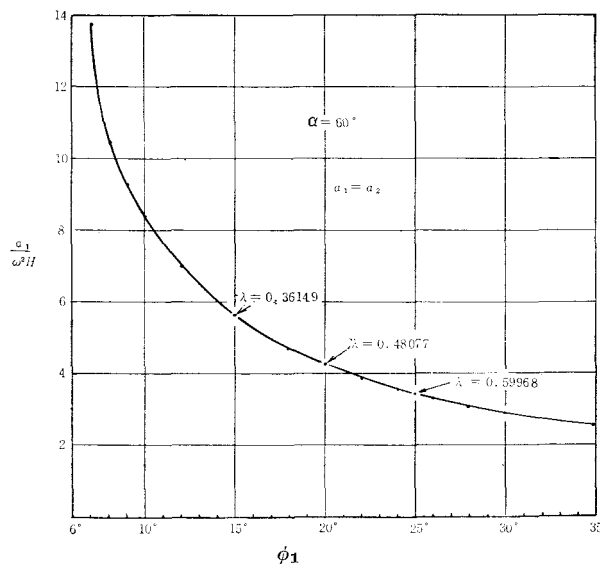


図10 $a_1=a_2$ の場合の各 ϕ_1 に対する加速度

この図から ω , H が指定された場合、むしろ ϕ_1 が大きい程最大加速度が減少することがわかる。曲線は双曲線に近似し、最小値がなく、 $\phi_1 \geq 20^\circ$ で加速度の変化が小さくなる。

§ 7 設 計 例

たとえばリフト $H=10\text{mm}$, 作動角 $\alpha=60^\circ$, 始点の押進め角 $\phi_1=20^\circ$ を指定してカムを設計しよう。

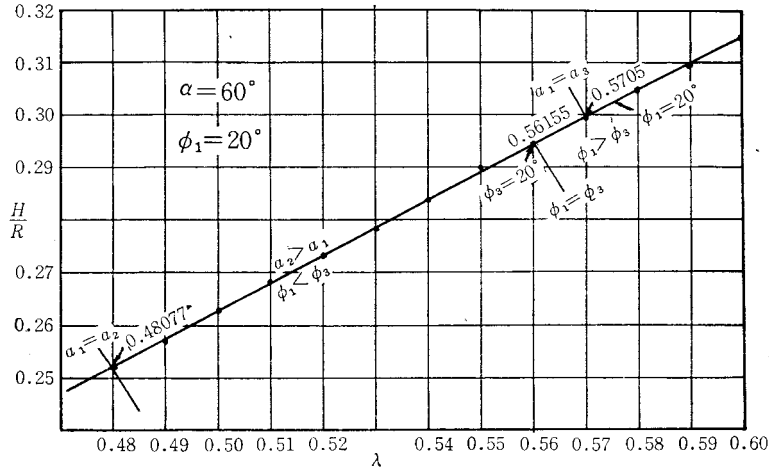
図11 α, ϕ_1 を指定したときの λ に対するリフト H/R

図11は $\alpha=60^\circ$, $\phi_1=20^\circ$ の場合の各 λ に対する H/R の曲線を示す。ほぼ直線となる。図において $\lambda=0.48077$ のとき $a_1=a_2$ で、 λ がそれ以下のときは $a_2 < a_1$ となり、以上の場合は $a_2 > a_1$ となる。また $\lambda=0.5705$ で $|a_1|=|a_3|$ となり、 λ がそれ以下では $|a_1| > |a_3|$ となる。 $\lambda=0.56155$ で $\phi_1=\phi_3$ となり、それ以下では $\phi_1 < \phi_3$ となる。 $\phi_1=20^\circ$ を与えた場合の λ の選び方であるが図から $\lambda=0.57$ を選べば $|a_3|$ は $|a_1|$ にほぼ等しいが a_2 は a_1 よりかなり大きくなることがわかり、 ϕ_2, ϕ_3 は ϕ_1 より小さくなる。

最大押進め角 $\phi_1=20^\circ$ とし、 $\lambda=0.57$ とした場合のカムの各部の寸法およびカムの運動状態を調べてみる。

$$\text{式(36)より } \frac{H}{R} = \sqrt{\{1+0.57(1-\cos 60^\circ)\}^2 - \sin^2 20^\circ} - \cos 20^\circ = 0.2989$$

$$\text{しかるに } H=10\text{mm} \text{ から } R=33.456\text{mm}, \text{ 式(7)より } \frac{e}{R} = \sin 20^\circ = 0.34202, \quad e=11.443\text{mm}$$

$$\text{式(3)より } \cos \theta_1 = \frac{e}{R} = 0.34202, \quad \theta_1 = 70^\circ$$

$$\text{始点 } D \text{ の加速度は式(11)より } a_1/\omega^2 = R/\cos \phi_1 = 33.456/0.93969 = 35.603\text{mm}$$

$$\text{つぎに } C=\lambda R=0.57 \times 33.456 = 19.070\text{mm} \text{ 式(12)より } R_2 = 33.456(1-0.57 \cos 60^\circ) = 23.921\text{mm}$$

$$\phi = 0 \text{ の位置において式(18)より } h_0 = 33.456 - \sqrt{33.456^2 - 11.443^2} = 2.018\text{mm},$$

$$v_0/\omega = 11.443\text{mm}, \quad a_0/\omega^2 = 33.456\text{mm}$$

$$E \text{ 点における } \theta_2 \text{ は式(15), (14)より } \delta = 64^\circ 5', \quad \sin(\theta_2 + \delta) = \sin \phi_1 / \sqrt{1 + \lambda^2 \sin^2 \alpha} = 0.3066$$

$$\theta_2 = 180^\circ - 17^\circ 51' - 64^\circ 51' = 98^\circ 5', \quad \phi_2 = 90^\circ - 98^\circ 5' = -8^\circ 5'$$

$$\text{式(17)より } \frac{a_2}{\omega^2} = \frac{33.456\{1 + \sin^2(-8^\circ 5')\} - 2 \times 11.443 \sin(-8^\circ 5')}{\cos^3(-8^\circ 5')} = 38.4782$$

つぎに先端円上の E 点の加速度を a'_2 とすれば $\theta_2 - \alpha = 98^\circ 5' - 60' = 38^\circ 5'$ を式 (22) に代入すれば $a'_2/\omega^2 R = -0.46119$

故に $a'_2/\omega^2 = -15.4296 \text{ mm}$,

従動節の変位 h_2 は式 (4)' あるいは式 (20) より $h_2 = 3.978 \text{ mm}$, 速度 v_2 は式 (21) より $v_2/\omega = 16.78 \text{ mm}$

F 点における ϕ_2 は式 (23) より $R_2 = 23.921 \text{ mm}$, $\phi_2 = 15^\circ 26'$, 式 (25) より $\theta_2 = 134^\circ 34'$, 式 (24) より $a_2/\omega^2 = -35.5549 \text{ mm}$ 押進め角零の点 θ_0 は式 (26) より $\theta_0 = 113^\circ 8'$, 式 (27) より $h_0 = 7.738 \text{ mm}$, 式 (28) より $v_0/\omega = 11.443 \text{ mm}$, $a_0/\omega^2 = -24.984 \text{ mm}$

以上の結果を図12に示す。

図から a_2 が a_1 より少し大きいのが欠点であるが他は良い。

$$a_1 = a_2 = -a_3$$

とするためには ϕ_1 を任意に指定できず, また λ も任意に指定できない。

たとえば $H = 10 \text{ mm}$, $\alpha = 60^\circ$, $a_1 = a_2 = -a_3$ としてカムを設計する。

$\alpha = 60^\circ$ の場合 図9より $\phi_1 = 23^\circ 57'$, $\lambda = 0.575$ が得られたので, これよりカムの寸法を求めれば, 式 (36) より $H/R = 0.30793$, しかるに $H = 10 \text{ mm}$ から $R = 32.475 \text{ mm}$, 式 (7) より $e = 13.183 \text{ mm}$, 式 (3) より $\theta_1 = 66^\circ 3'$, 式 (11) より $a_1/\omega^2 = 35.5345 \text{ mm}$, $C = \lambda R = 18.673 \text{ mm}$, 式 (12) より $R_2 = 23.138 \text{ mm}$, 式

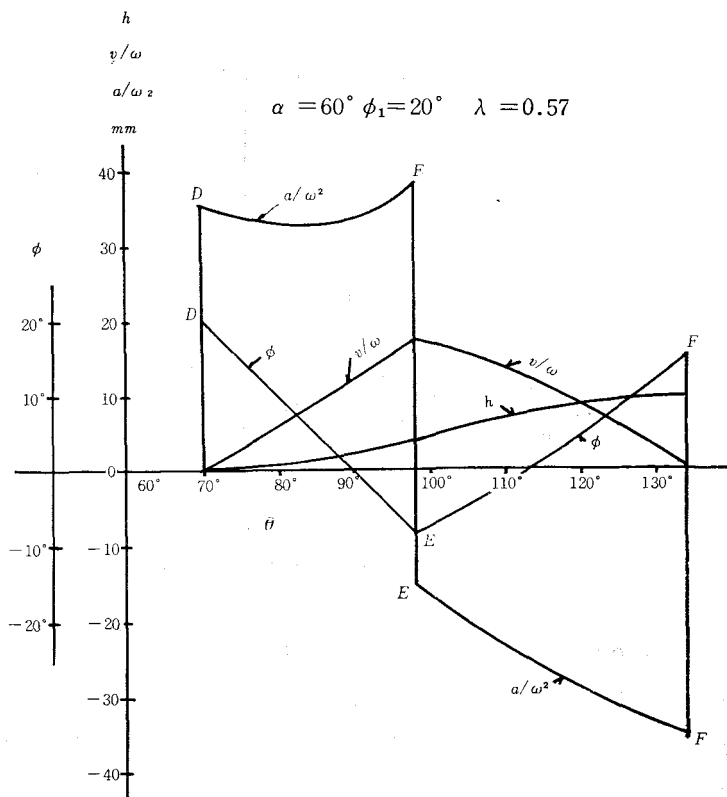


図12 $\alpha = 60^\circ$, $\phi_1 = 20^\circ$, $\lambda = 0.57$ の接線カムの押進め角と従動節の変位, 速度, 加速度

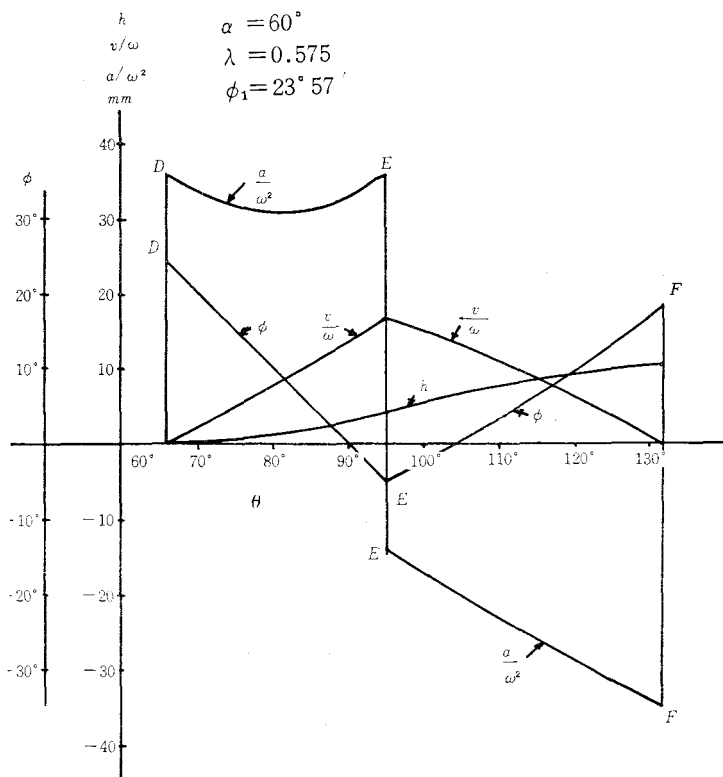


図13 $\alpha = 60^\circ$ の等加速度接線カムの運動

(12)より $R_2=23.138mm$

$\phi=0$ の位置, $\theta=90^\circ$, 式(18)より $h_0=2.796mm$,
 $v_0/\omega=13.183mm$, $a_0/\omega^2=32.475mm$

E点の位置, $\delta=63^\circ 32'$, $\theta_2=95^\circ 10'$, $\phi_2=-5^\circ 10'$,
 式(17)より $a_2/\omega^2=35.54377mm$, 式(22)より $a_2'/\omega^2=-14.4361mm$, 式(20)より $h_2=4.121mm$, 式(8)'より
 $v/\omega=16.239mm$,

F点の位置, 式(23)より $\phi_3=18^\circ 23'$, $\theta_3=131^\circ 37'$, 式
 (24)から $a_3/\omega^2=35.5571mm$

押進め角が零となる位置の θ_0 は式(26)より $\theta_0=104^\circ 55'$, 式(27)より $h_0=6.684mm$, 式(28)より $v_0/\omega=13.183mm$, $a_0/\omega^2=-20.783mm$

以上の結果を図13に示せば満足のできる線区が得られたカムの寸法を図14に示す。もし行き行程中の従動節の最大滑り率 σ_2 を3と指定するならば前報⁹⁾から先端円のE点の滑り率が最大となるので, 従動節の円弧半径を r , カムと従動節の瞬間中心から接触点迄の距離を CP とすれば

$$\cos \phi_2 = \frac{h_2 + k}{r + CP}$$

となるので, これに前記の値を代入すれば

$$r + CP = \frac{4.121 + \sqrt{32.475^2 - 13.183^2}}{\cos 5^\circ 10'} = 33.938$$

いま従動節の滑り率は前報により次のように表わされる。ただし R_3 は CO_2 の距離である。

$$\sigma_2 = \frac{R_3 + r}{r} \cdot \frac{CP}{CP - R_3}$$

$\sigma_2=3$ として, $CP=33.938-r$, $R_3=23.138-r$ を上式に代入して r を計算すれば $r=14.139mm$ を得る。これからカムの基礎円半径 $R'=18.336mm$, 先端円の半径 $R_2'=8.999mm$, e, C は変わらず, が得られる。このカムを図14に示し, 従動節はきのこ型となる。

§ 8 結 言

往復かたより従動節をもつ接線カムにおいて作動角 α を指定し, 従動節の加速度をほぼ一定にすると始点Dの押進め角 ϕ_1 は決定され, これからかたより量 e/R と中心距離 $\lambda=C/R$ も決定され, 従動節のリフト H を指定することにより, R が決定されるため, カムの寸法とその運動状態を明示することができた。次報において搖動従動節をもつ円弧カムについて調べたい。

$\alpha=60^\circ$, $\phi_1=23^\circ 57'$
 $H=10mm$, $\lambda=0.575$
 $R=32.475mm$
 $e=13.183mm$
 $C=18.673mm$
 $R_2=23.138mm$
 $R'=18.336mm$
 $R_2'=8.999mm$
 $r=14.139mm$

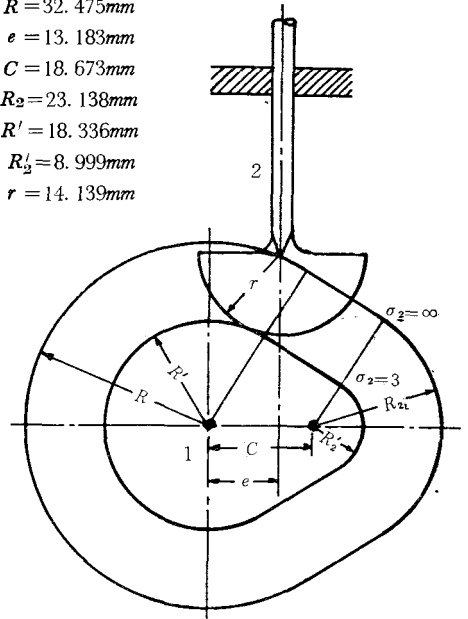


図14 $\alpha=60^\circ$ の等加速度接線カム

文 献

- 1) 糸島寛典, 西本進, 井山英男: 円弧カム研究 (第1報), 呉工業高等専門学校研究報告, 第2巻, 第1号,

67～74頁，昭和41年12月。

- 2) 糸島寛典：円弧カムの研究（第2報），呉工業高等専門学校研究報告，第3巻，第1号，73～82頁，昭和42年12月。
- 3) 糸島寛典，里信敏行：カムの滑り率の研究（第2報），呉工業高等専門学校研究報告，第2巻，第1号，75～81頁，昭和41年12月。

（昭和43年9月2日受付）

カムの滑り率の研究(第4報)

(揺動平板従動節をもつ凸面カムの滑り率)

(機械工学科) 糸 島 寛 典

Studies on the Specific Sliding of Cam (Report 4)

(The Specific Sliding on the Convex Cam with the Oscillating Flat Follower)

Hironori ITOSHIMA

In the convex cam mechanism with the oscillating flat follower, we examine how the specific sliding on the follower changes according to the center distance from the cam center to the oscillating follower center and the offset of the follower.

If the values of the center distance and the offset are not proper, the specific sliding on the follower which is in contact with the nose of the cam has the value of infinity.

Consequently, when the maximum value of the specific sliding on the flat follower is specified, we can obtain the proper values of the center distance and the offset.

§ 1 緒 言

前報^{1) 2)}において円弧の接触面をもつ揺動従動節と凸面カムとの滑り率を解析した結果、従動節側の滑り率が無限大になる場合があり、それを避けるために従動節の長さを変えて指定された滑り率にすることができた。

本報告において、円弧の半径が無限大すなわち平板をもつ揺動従動節と凸面カムとの滑り率の変化を調べ、どこで無限大の滑り率を有するか否か、また、その場所の滑り率を指定された値となるように設計を行う。

§ 2 記 号

R = 円弧カムの円弧の半径

α = カムの作動角の半角

ϕ = カムの押進め角

f = 従動節のかたより量

θ = カムの回転角

σ_1 = カムの滑り率

$\varepsilon = \angle AO_1C = \angle EO_2C = \angle GO_1C$

$\beta = \angle EO_2F$

R_3 = 先端円の半径

$R_4 = AF$

φ = 従動節の揺動角

d = カムと従動節の中心距離

s = 従動節の接触点から中心までの水平距離

σ_2 = 従動節の滑り率

$\gamma = \angle AO_1O_2 = \angle AO_3O_2$

§ 3 凸面カムの円弧DE部と平板従動節との滑り率

図1において凸面カムは中心のAの回りに反時計回りに回転しており、平板従動節は f のかたより量をもち、Bを中心として揺動し、凸面カムの第1の円弧(半径 R_2)のDEの部分とC点で接触している。基礎円の半径を R_1 、中心距離ABの長さを d とする。従動節の運動はD点で始まる。 AD と AB のなす角を θ とし、カムの回転角とする。平板と AB のなす角を φ とし、従動節の揺動角とする。円弧DEの中心を O_1 とし、 O_1C と AB の交点をPとすればDE間におけるカムと従動節の滑り率は前報¹⁾において次のように示された。

$$\sigma_1 = \frac{CP}{R_2}, \quad \sigma_2 = \frac{CP}{R_2 - CP} \quad \dots\dots(1), (2)$$

ここで CP を計算するため、図1においてAより平板に垂線を引き、 O_1 よりこれに垂線 O_1I を引けば $\angle O_1AI = \theta + \varphi - 90^\circ$ なので

$$(R_2 - R_1)\cos(\theta + \varphi - 90^\circ) + d\sin\varphi = R_2 + f \quad \dots\dots(3)$$

が成立する。これから φ を求めれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sin(\varphi + \delta) &= \frac{R_2 + f}{\sqrt{d^2 + 2d(R_2 - R_1)\cos\theta + (R_2 - R_1)^2}} \\ \tan\delta &= \frac{(R_2 - R_1)\sin\theta}{d + (R_2 - R_1)\cos\theta} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(4)$$

O_1 より AB に垂線 O_1K を引けば、 $\angle CO_1K = \varphi$ から

$$O_1P\cos\varphi = (R_2 - R_1)\sin\theta$$

となり、これから

$$CP = R_2 - O_1P = R_2 - \frac{(R_2 - R_1)\sin\theta}{\cos\varphi} \quad \dots\dots(5)$$

これを式(1), (2)に代入すれば滑り率 σ_1, σ_2 は

$$\sigma_1 = 1 - \frac{(R_2 - R_1)\sin\theta}{R_2\cos\varphi}, \quad \sigma_2 = \frac{R_2\cos\varphi}{(R_2 - R_1)\sin\theta} - 1 \quad \dots\dots(6), (7)$$

となる。従動節の滑り面にBから垂線 BL を下し、 $CL = s$ とし、 $\angle AO_1C = \varepsilon$ とすれば、

$$s = d\cos\varphi - (R_2 - R_1)\sin\varepsilon, \quad \varepsilon = \theta + \varphi - 90^\circ \quad \dots\dots(8), (9)$$

が得られる。

(1) 始点Dにおける滑り率

始点Dで接触する場合の回転角を θ_1 とすれば、 $CP = R_1$ なので式(1), (2)から

$$\cos\theta_1 = \frac{R_1 + f}{d} \quad \dots\dots(10)$$

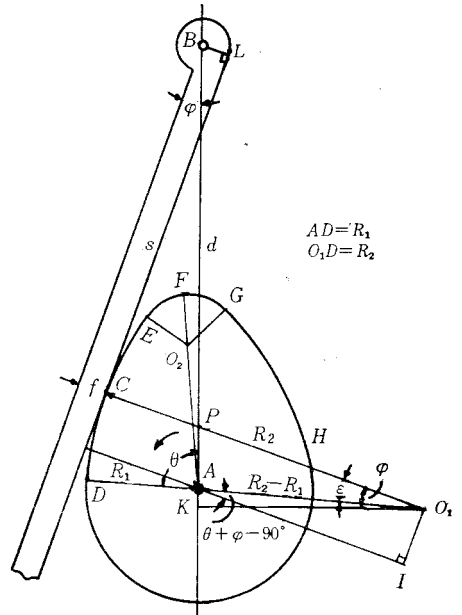


図1 円弧DEと平板従動節との接触

$$\sigma_{2E} = \frac{R_3 \sin(\theta_2 - \gamma) + (R_4 - R_3) \sin(\theta_2 - \alpha)}{(R_2 - R_3) \sin(\theta_2 - \gamma) - (R_4 - R_3) \sin(\theta_2 - \alpha)} \dots\dots\dots (21)$$

よって、式(14)あるいは(15)から γ を求め、式(13)から θ_2 を求め、式(20)、(21)に代入すれば σ_{1E} 、 σ_{2E} が求まる。

§ 4 先端円EG部と平板従動節との滑り率

図4に示すように平板従動節が凸面カムの先端円と接触する場合、滑り率は前報¹⁾において次式のように示された。

$$\sigma_1 = \frac{CP}{R_3}, \quad \sigma_2 = \frac{CP}{CP - R_3} \dots\dots\dots (22), (23)$$

CP を計算するために、図4においてAより、平板に垂線AQを引けば $\angle O_2AQ = 90^\circ - \varphi - \theta + \alpha$ となるので次式が成立する。

$$d \sin \varphi - (R_4 - R_3) \cos(90^\circ - \varphi - \theta + \alpha) = R_3 + f$$

これから φ を求めれば次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \sin(\varphi - \delta) &= \frac{R_3 + f}{\sqrt{\{d - (R_4 - R_3) \cos(\theta - \alpha)\}^2 + (R_4 - R_3)^2 \sin^2(\theta - \alpha)}} \\ \tan \delta &= \frac{(R_4 - R_3) \sin(\theta - \alpha)}{d - (R_4 - R_3) \cos(\theta - \alpha)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

つぎに O_3 から AB への垂線を O_2T とすれば、 $O_2T = O_2P \cos \varphi = (R_4 - R_3) \sin(\theta - \alpha)$ から

$$CP = R_3 + \frac{(R_4 - R_3) \sin(\theta - \alpha)}{\cos \varphi} \dots\dots\dots (25)$$

が得られるので、式(22)、(23)から滑り率は次のように求まる。

$$\sigma_1 = 1 + \frac{(R_4 - R_3) \sin(\theta - \alpha)}{R_3 \cos \varphi}, \quad \sigma_2 = \frac{R_3 \cos \varphi}{(R_4 - R_3) \sin(\theta - \alpha)} + 1 \dots\dots\dots (26), (27)$$

この式から $\theta = \alpha$ のとき $\sigma_2 = \infty$ となることがわかる。

つぎに $\angle CO_2E = \varepsilon$ とすれば次式が得られる。

$$s = d \cos \varphi - (R_4 - R_3) \sin(90^\circ - \varphi - \theta + \alpha) \dots\dots\dots (28)$$

$$\varepsilon = \theta + \varphi - \gamma - 90^\circ \dots\dots\dots (29)$$

(1) E点における滑り率

平板が先端円と接触する始点の滑り率を σ_{1E}' 、 σ_{2E}' とすれば $CP = EP = R_3 + O_2P$ となるので式(22)、(23)より

$$\sigma_{1E}' = 1 + \frac{O_2P}{R_3}, \quad \sigma_{2E}' = 1 + \frac{R_3}{O_2P}$$

しかるに O_2P は式(25)と式(17)から $O_2P = (R_4 - R_3) \sin(\theta_2 - \alpha) / \sin(\theta_2 - \gamma)$ となるので

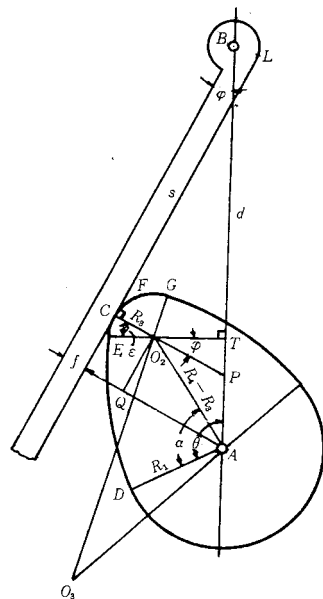


図4 先端円EGとの接触

$$\sigma_{1E'} = 1 + \frac{(R_4 - R_3) \sin(\theta_2 - \alpha)}{R_3 \sin(\theta_2 - \gamma)}, \quad \sigma_{2E'} = 1 + \frac{R_3 \sin(\theta_2 - \gamma)}{(R_4 - R_3) \sin(\theta_2 - \alpha)} \dots \dots \dots (30), \quad (31)$$

ただし θ_2 , r は式(13), (14)から求められる。

(2) 頂点 F における接触

頂点 F が平板と接触する場合の θ を θ_3 とすれば, θ_3, φ_3, s_3 は

$$\cos(\theta_3 - \alpha) = \frac{R_4 + f}{d} \dots\dots\dots (32)$$

$$\varphi_3=90^\circ-(\theta_3-\alpha), \quad s_3=d \cos \varphi_3 \quad \dots\dots\dots (33)$$

のように求められ、滑り率 σ_{1F} , σ_{2F} は θ_3 , φ_3 を式(26), (27)に代入して求められる。

(3) G 点における滑り率

先端円 EG の終点 G が平板と接触する場合を図 5 に示す。このときのカムの回転角を θ_4 とし、 θ_4 を求めるために図を拡大して図 6 に示す。

これから容易に次式が得られ,

$$\cos(\theta_4 - 2\alpha + \gamma) = \frac{R_2 + f - (R_2 - R_1)\cos\gamma}{d} \dots\dots\dots (34)$$

θ_4 が求められる。ただし r は式 (14) から求められる。つぎに φ_4 と s_4 は次式で求められる。

$$\varphi_4 = 90^\circ - (\theta_4 - 2\alpha + r) \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$s_4 = d \cos \varphi_4 + (R_4 - R_3) \sin(\alpha - \gamma) \dots\dots\dots (36)$$

G 点の滑り率は、 θ_4 , φ_4 を式 (26), (27) に代入して次式から求まる。

$$\sigma_{1G} = 1 + \frac{(R_4 - R_3) \sin(\theta_4 - \alpha)}{R_3 \cos \varphi_4} \dots\dots\dots (37)$$

$$\sigma_{2G} = 1 + \frac{R_3 \cos \varphi_4}{(R_4 - R_3) \sin(\theta_4 - \alpha)} \dots\dots\dots (38)$$

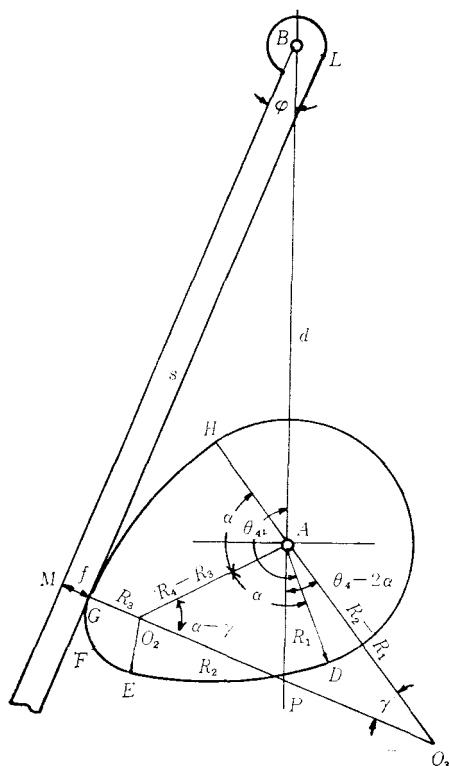


図5 先端円の終点Gでの接触

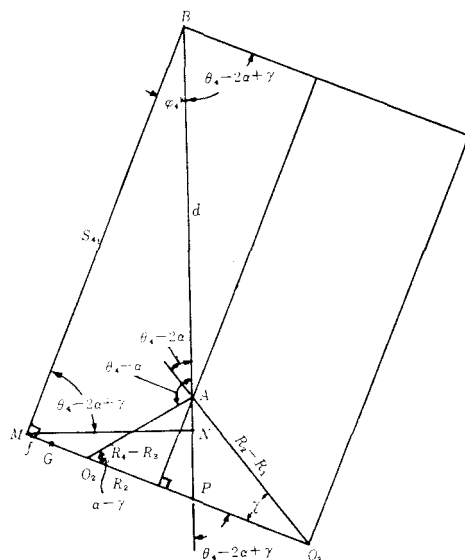


図6 図5の拡大

(1) G点における滑り率

円弧GHの始点Gの滑り率, σ_{1G}' , σ_{2G}' は図6から次式

$$O_3P = \frac{(R_2 - R_1) \sin(\theta_4 - 2\alpha)}{\sin(\theta_4 - 2\alpha + \gamma)} \quad \dots\dots\dots (45)$$

が得られ,

$$\sigma_{1G}' = 1 - \frac{(R_2 - R_1) \sin(\theta_4 - 2\alpha)}{R_2 \sin(\theta_4 - 2\alpha + \gamma)} \quad \dots\dots\dots (46)$$

$$\sigma_{2G}' = \frac{R_2 \sin(\theta_4 - 2\alpha + \gamma)}{(R_2 - R_1) \sin(\theta_4 - 2\alpha)} - 1 \quad \dots\dots\dots (47)$$

が得られる。 φ_4 , s_4 は式 (35), (36) を用いる。

(2) H点における滑り率

図8に示すように平板がHで接触する場合P点はAに重なるので $CP = AH = R_1$ となり, H点の滑り率は式 (39),

(40)より

$$\sigma_{1H} = \frac{R_1}{R_2}, \quad \sigma_{2H} = \frac{R_1}{R_2 - R_1} \quad \dots\dots\dots (48), (49)$$

このときの θ を θ_5 とすれば $\angle BAH = \theta_5 - 2\alpha$ であるので

$$\cos(\theta_5 - 2\alpha) = \frac{R_1 + f}{d} \quad \dots\dots\dots (50)$$

$$\varphi_5 = 90^\circ - \theta_5 + 2\alpha \quad \dots\dots\dots (51)$$

$$s_5 = d \cos \varphi_5 = \sqrt{d^2 - (R_1 + f)^2} \quad \dots\dots\dots (52)$$

が得られる。

以上により凸面カムの3つの円弧上の滑り率と特定点D, E, G, Hの滑り率を求めることができた。

§ 6 従動節の滑り率を無限大にせぬための条件

(1) 先端の中心 O_2 が AB 上にきたとき

すなわち $\theta = \alpha$ のとき, 図9に示すように, 先端円上で平板が接触すればPは O_2 に重なり, $CP = R_3$ となるので式 (23)から明らかなように従動節の滑り率 $\sigma_2 = \infty$ となる。これを避けるためには円弧DE上で接触するように中心距離 d を長くするか, かたより量 f を短かくせねばならない。すなわち $\angle EO_2F = \beta$ とすれば, 平板がEで接触する場合の O_2B は

$$O_2B = \frac{R_3 + f}{\cos \beta}, \quad \sin \beta = \frac{R_2 - R_1}{R_2 - R_3} \sin \alpha \quad \dots\dots\dots (53)$$

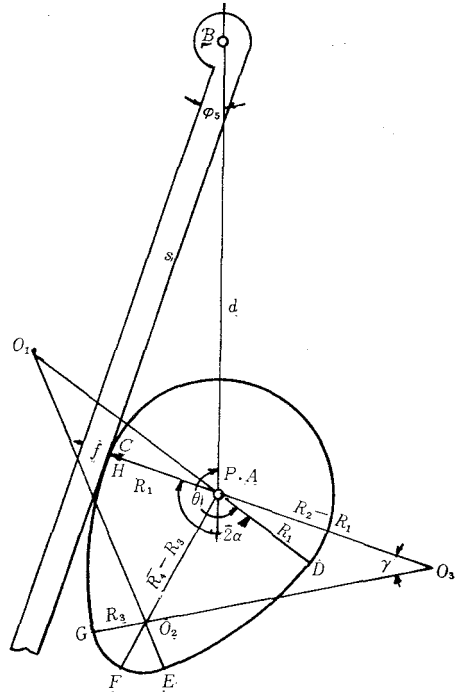


図8 H点での接触

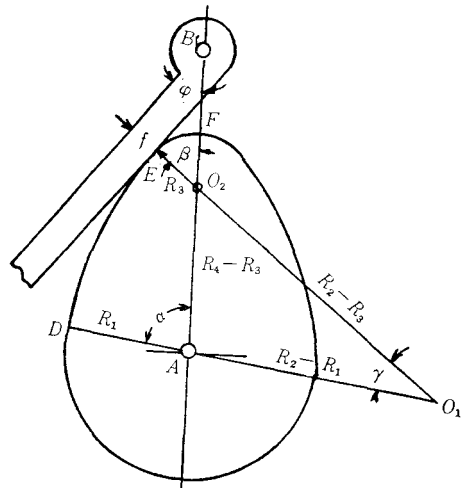


図9 先端円の中心 O_2 が AB 上にある場合

式(60)より

$$d_2 > 1.15719(60 + f) - 40 \quad \dots\dots\dots(63)$$

式(62)の d を d_1 とし、式(63)の d を d_2 として f を -10mm から $+10\text{mm}$ まで変化させて計算した d_1 , d_2 の値を図11に示せば一般に $d_1 > d_2$ だから式(62)を満足する d_1 を使用すれば式(63)も同時に満足することがわかる。すなわち図11の d_1 の線の右側の範囲の d_1 および f を利用すればよい。

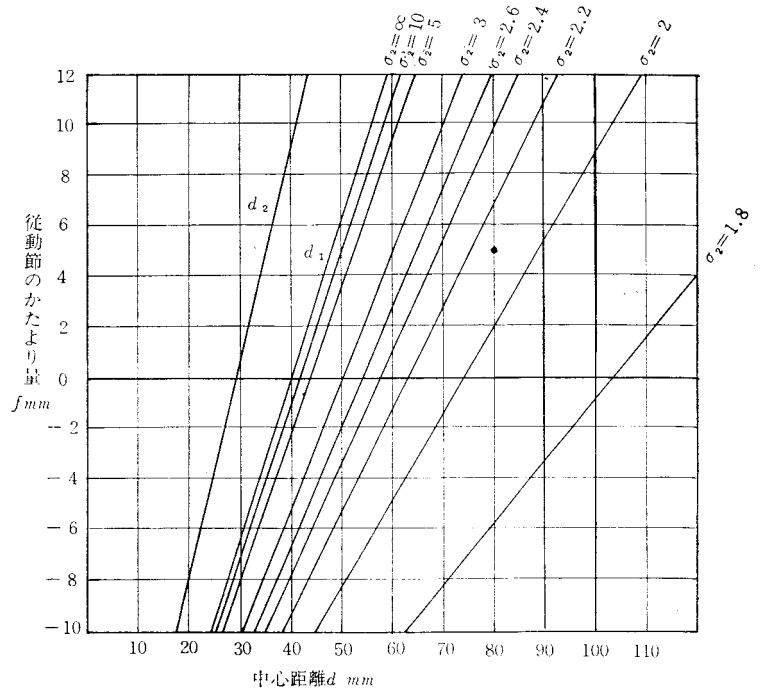


図11 滑り率 σ_2 を指定する場合の d と f の関係

表1 滑り率 $\gamma = 30^\circ 13'$ () は使用式の番号を示す

カムの回転角 θ	σ_1	σ_2	φ	s mm	ε
D点 $\theta_1 = 71^\circ 47' (10)$	0.3333 (11)	0.5000 (11)	$18^\circ 13' (12)$	75.991 (12)	0°
80°	0.3076 (6)	0.4440 (7)	$18^\circ 33' (4)$	69.902 (8)	$8^\circ 33' (9)$
90°	0.2903	0.4090	$20^\circ 3'$	61.338	$20^\circ 3'$
E点 $97^\circ 51' (13)$	0.2863 (26)	0.40112 (21)	$22^\circ 22' (17)$	53.851 (18)	$30^\circ 13'$
E点 $97^\circ 51' (13)$	1.9001 (30)	2.1110 (31)	$22^\circ 22' (17)$	53.851 (18)	0°
120°	3.0535 (26)	1.4870 (27)	$28^\circ 21' (24)$	60.408 (28)	$28^\circ 7'$
F点 $141^\circ (32)$	3.8717 (26)	1.3482 (27)	$30^\circ (33)$	69.282 (33)	$50^\circ 47'$
160°	4.2215 (26)	1.3104 (27)	$28^\circ 57' (24)$	78.004 (28)	$68^\circ 44' (29)$
180°	4.1602 (26)	1.3164 (27)	$26^\circ 10' (24)$	86.754 (28)	$85^\circ 57' (29)$
G点 $199^\circ 25' (34)$	3.7321 (37)	1.3660 (38)	$22^\circ 25' (35)$	94.068 (36)	$101^\circ 34'$
G点 $199^\circ 25'$	0.5620 (46)	1.2830 (47)	$22^\circ 25' (35)$	94.068 (36)	0°
210°	0.4716 (43)	0.8925 (44)	$20^\circ 21' (41)$	89.765 (42)	$8^\circ 34' (42)$
220°	0.4021 (43)	0.6726 (44)	$18^\circ 59' (41)$	84.658 (42)	$18^\circ 12' (42)$
H点 $233^\circ 47' (50)$	0.3333 (48)	0.5000 (49)	$18^\circ 13' (51)$	75.990 (52)	$30^\circ 13'$

たとえば $d=80\text{mm}$, $f=5\text{mm}$ を使用すれば明らかに σ_2 は無限大とならぬ。

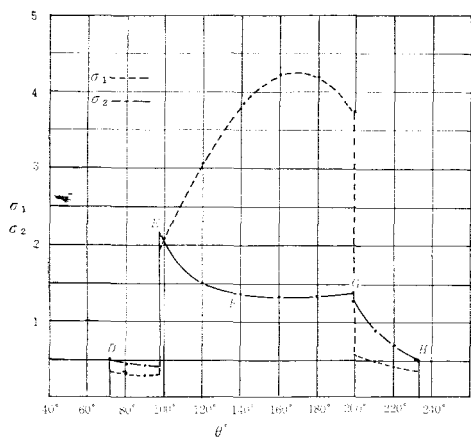


図12 凸面カムと平板従動節の滑り率の1例

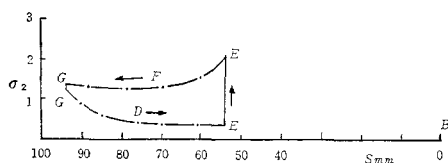


図13 平板従動節上の点の滑り率

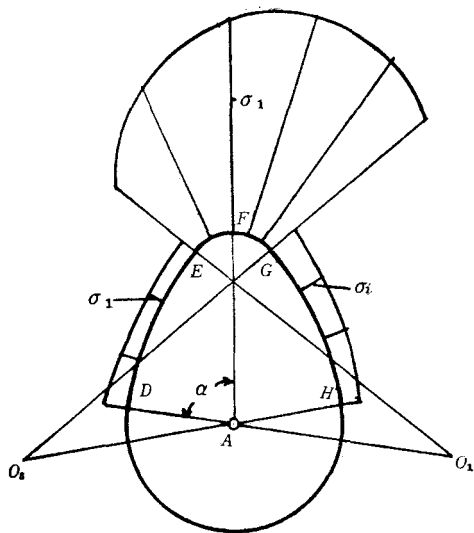


図14 凸面カム上の点の滑り率

これは d を横軸, f を縦軸にとれば直線の方程式となり, この直線は

$$d = 0, \quad f = -\{R_2 - (R_2 - R_1)\cos\gamma\} \quad \dots\dots\dots (67)$$

の点と,

$$f = 0, \quad d = \frac{R_2 - (R_2 - R_1)\cos\gamma}{\cos(\theta - \gamma)} \quad \dots\dots\dots (68)$$

の点を通る。

以上の値によりカムと従動節の滑り率, その他の値を数値計算したものを表1に示す。

カムの回転角 θ を横軸に σ_1 , σ_2 を縦軸にとったものを図12に示す。この図から従動節の滑り率はE点で最大で, カムの側の滑り率は頂点Fを過ぎて最大となる。この例では d を比較的大きくとしたので従動節の最大の滑り率がカムのそれより小さいが, 一般に d を短くすると σ_2 は無限大になることがあるが σ_1 は余り大きくならぬ。

図13は平板従動節上の各接触位置にその滑り率を垂直に示したもので, 接触範囲の両端の滑り率が大きいことを示し, 接触の状態がよくわかる。

図14は与えられたカムの外側に放射状にその位置における滑り率を示したもので先端円の滑り率が非常に大きいことを示す。

§ 8 従動節の最大滑り率が指定された場合の d と f の選定

従動節の最大滑り率は図12よりE点に生じ図11の d_1 の直線より右側に d と f を選ぶならば $\sigma_2 = \infty$ とはならぬことを示したが, もしE点の滑り率 $\sigma_{2E'}$ が指定されるならば式(31)を変形すれば次のようになる。

$$\frac{\sin(\theta - \gamma)}{\sin(\theta - \alpha)} = \frac{(\sigma_2 - 1)(R_4 - R_3)}{R_3} = A \quad \dots\dots\dots (64)$$

この式の右辺を A とおき, 変形すれば θ は次式で求められる。

$$\tan \theta = \frac{\sin \gamma - A \sin \alpha}{\cos \gamma - A \cos \alpha} \quad \dots\dots\dots (65)$$

式(13)より d と f の関係を求めれば

$$f = d \cos(\theta - \gamma) - \{R_2 - (R_2 - R_1)\cos\gamma\} \quad \dots\dots\dots (66)$$

いま、たとえば § 7 の例のカムの寸法を以上の式に代入し、さらに $\sigma_2=1.8, 2, 2.2, 2.4, 2.9, 3, 5, 10$ を代入して計算し、図11を得た。この図から $d=80mm$, $f=+5mm$ の点は約 $\sigma_2=2.1$ であることがわかる。この図により指定された σ_2 を満足するように d と f を定めればよいことがわかる。

§ 9 結 言

以上により揺動平板従動節と凸面カムとの滑り率に関して次の結論を得た。すなわち、

- (1) 凸面カムの先端円の中心がカムと従動節の中心線上にくる場合、平板従動節が先端円で接するとき従動節の滑り率は無限大となる。
- (2) 凸面カムの円弧 GH の中心 O_3 が中心線上にくるとき従動節は円弧 GH 上で接すると、従動節の滑り率が無限大となる。
- (3) 一般に第1円弧と先端円の継目 E 点で滑り率は最大となる。
- (4) 最大の滑り率を指定された値にするためには d か f を適当に選定すればよい。

次報においては接線カムと円弧揺動従動節の滑り率について調べたい。

文 献

- 1) 糸島寛典：カムの滑り率の研究(第1報)，呉工業高等専門学校研究報告，第1巻第1号，47～58頁，昭和40年12月。
- 2) 糸島寛典，里信敏行：カムの滑り率の研究(第2報)，呉工業高等専門学校研究報告，第2巻第1号，75～84頁，昭和41年12月。

(昭和43年9月2日受付)

4 歯車 リンク 機構の研究 (第1報)

(機械工学科) 糸島 寛典・方岡 弁司

Studies on 4-Gear Drives (Report 1)

Hironori ITOSHIMA and Benji KATAOKA

4-gear drive is a mechanism in which when the driving gear rotates two rotations, the driven gear rotates approximately one rotation and returns to the original position.

The motion of this mechanism is complex and can not be easily analysed. We analysed, however, this motion by using the theory of the differential gears and a proper parameter, and obtained the general equation of this motion.

Consequently, when the numbers of gear teeth of the first and second gear are equal, this motion is a simple harmonic motion approximately and the time required by the motion in either direction is nearly equal.

§ 1 緒 言

主動リンクが2回転することにより、従動リンクが1往復の回転運動をする機構に4歯車リンク機構がある。この模型を写真1, 2に示し、本研究の実験に使用した。これをわかり易く機構学的に示したものが図1で、歯車1は原動車で、歯車4は被動車であり、歯車2, 3はそれぞれ歯車1, 4と噛み合い、連結棒7に固定されている。リンク6, 8はそれぞれ歯車1, 2と3, 4を連結したリンクである。

本報告においてこのような歯車機構の原動歯車1の回転に対する被動歯車4の運動を理論的に調べ、かつ模型の運動と比較する。

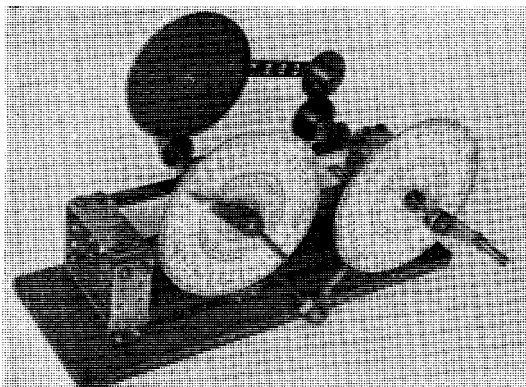


写真1 4歯車リンク機構

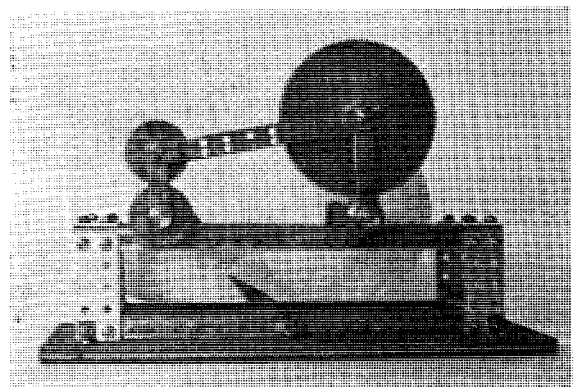


写真2 4歯車リンク機構

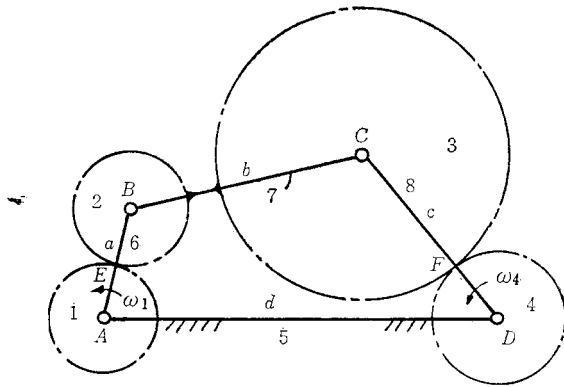


図1 4歯車リンク機構の略図

§2 記号

Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 = 歯車 1, 2, 3, 4 の歯数

m = モジュール

a, b, c, d = リンク 6, 7, 8, 5 の長さ

r = 歯車 4 のピッチ円半径

ω_1, ω_4 = 歯車 1, 4 の角速度

$\omega_6, \omega_7, \omega_8$ = リンク 6, 7, 8 の角速度

φ = リンク 6 と 8 のなす角

$\theta_{60}, \theta_{70}, \theta_{80}$ = 運動の始点の位置におけるリンク 6, 7, 8 が水平軸となす角

$\theta_{6m}, \theta_{7m}, \theta_{8m}$ = 運動が逆転する位置におけるリンク 6, 7, 8 が水平軸となす角

$\theta_6, \theta_7, \theta_8$ = リンク 6, 7, 8 の回転角

θ, ϕ = 始点の位置から歯車 1, 4 の回転角

§3 速度の解析

原動歯車 1 の角速度 ω_1 を与えて、被動歯車 4 の角速度 ω_4 を求めるには歯車 2, 3 とリンク 7 が一体であるため、リンク 7 の瞬間中心を利用すれば容易に求められる。

図2において、点 E, F をそれぞれ歯車 1, 2 と 3, 4 のピッチ点とすれば E, F 点の速度 v_1, v_2 は $v_1 = AE \times \omega_1, v_4 = DF \times \omega_4$, で求められる。

リンク 7 の瞬間中心 I_{75} は AB, CD の交点であるから歯車 2, 3 とリンク 7 は一体となって I_{75} の周りを回転する。そこでリンク 7 の角速度 ω_7 , v_4, ω_4 は次式で与えられる。

$$\omega_7 = \frac{v_1}{I_{75}E} = \frac{v_4}{I_{75}F},$$

$$\therefore v_4 = \frac{I_{75}F}{I_{75}E} \times v_1 = \frac{I_{75}F}{I_{75}E} \times AE\omega_1, \quad \omega_4 = \frac{v_4}{DF} \quad \dots\dots\dots(1), (2)$$

つぎにリンク 6 と 8 の角速度 ω_6, ω_8 は図のように B 点と C 点の速度 v_B, v_C を求めれば次式により得られる。

$$\omega_6 = \frac{v_B}{AB}, \quad \omega_8 = \frac{v_C}{CD} \quad \dots\dots\dots(3), (4)$$

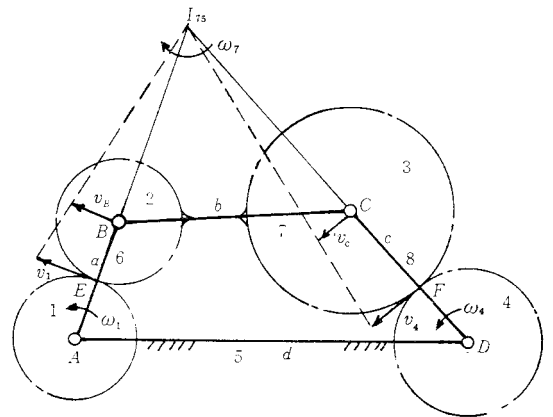


図2 4歯車リンク機構の速度

§ 4 被動歯車の停止位置

被動歯車4は $\omega_4 = 0$ の所, すなわち $v_4 = 0$ の所で停止するのでその位置を求める。図2において, いま v_1, v_4 の転位速度を EE°, FF° とすれば共に AB, CD 上にあり, $EF \parallel E^\circ F^\circ$ で求められる。だがもし AE の延長が F 点を通るなら, $FF^\circ = 0$ となるので $v_4 = 0, \omega_4 = 0$ となる。これを図3に示す。

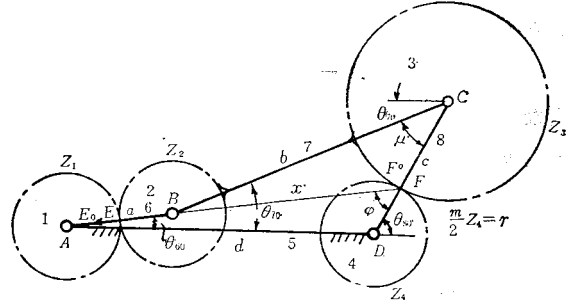
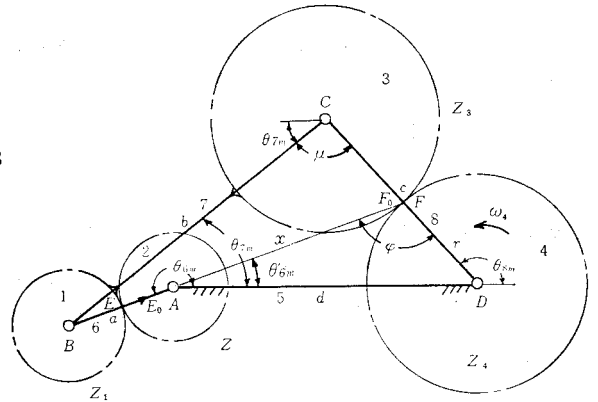
図3 $\omega_4 = 0$ の始点の位置

図3においてリンク 6, 7, 8 が水平軸となす角をそれぞれ $\theta_{60}, \theta_{70}, \theta_{80}$ で示し, これらの値は各リンクの長さ a, b, c, d と $DF = r = \frac{mZ_4}{2}$ から求められる。

全く同様にリンク 6 の延長が F 点を通る図4の場合も $\omega_4 = 0$ となる。この場合のリンク 6, 7, 8 が水平軸となす角をそれぞれ $\theta_{6m}, \theta_{7m}, \theta_{8m}$ とすればこれらの値は a, b, c, d と $DF = r = \frac{mZ_4}{2}$ で求められる。

図4 $\omega_4 = 0$ の位置§ 5 $\theta_{60}, \theta_{70}, \theta_{80}$ と $\theta_{6m}, \theta_{7m}, \theta_{8m}$

の計算

図3において歯数 Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 は与えられているので歯車のモジュールを m とすれば

$$a = \frac{m}{2}(Z_1 + Z_2), \quad c = \frac{m}{2}(Z_3 + Z_4) \quad \dots\dots\dots (5), (6)$$

$\triangle AFD$ において, $\angle AFD = \theta_{80} - \theta_{60}$ から

$$\frac{d}{\sin(\theta_{80} - \theta_{60})} = \frac{\frac{m}{2} \cdot Z_4}{\sin \theta_{60}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。しかるに4節リンク機構 $ABCD$ の θ_{60} と θ_{80} の間には次式で示す関係があるから

$$ad \cos \theta_{60} + ac \cos(\theta_{80} - \theta_{60}) - cd \cos \theta_{80} = \frac{1}{2}(a^2 - b^2 + c^2 + d^2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

式(7)から θ_{60} を求め, 式(8)に代入し θ_{80} が求まるはずであるが計算が非常に複雑で成功しない。そこで, $\angle AFD = \varphi = \theta_{80} - \theta_{60}$ とし, $BF = x, DF = r$ とすれば $\triangle AFD$ と $\triangle BFC$ において

$$d^2 = (a + x)^2 + r^2 - 2r(a + x)\cos \varphi \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$b^2 = x^2 + (c - r)^2 + 2(c - r)x \cos \varphi \quad \dots\dots\dots (10)$$

が成立するので、 $\cos \varphi$ を求めれば

$$\cos \varphi = \frac{b^2 - x^2 - (c - r)^2}{2(c - r)x} = \frac{(a + x)^2 + r^2 - d^2}{2r(a + x)} \quad \dots\dots (11)$$

となる。これを整理すれば

$$cx^3 + a(2c - r)x^2 + \{(c - r)(a^2 - d^2 + rc)b^2r\}x + ar(c^2 - 2rc + r^2 - b^2) = 0 \quad \dots\dots (12)$$

となり、 x の 3 次方程式となる。この式から x が求まれば式(11)から $\varphi = \theta_{s0} - \theta_{60}$ が計算され、式(7)から θ_{60} と θ_{s0} が求まる。

つぎにリンク BC と CD のなす角を μ 、リンク BC と AD のなす角を θ_{70} とすれば、 $\triangle BFC$ において

$$\frac{\sin \mu}{x} = \frac{\sin \varphi}{b} \quad \dots\dots (13)$$

であるから、前式より x 、 φ が求まれば μ が求められる。つぎに θ_{70} は次式で与えられる。

$$\theta_{70} = \theta_{s0} - \mu \quad \dots\dots (14)$$

つぎに図4において、 $AF = x$ 、 $\angle AFD = \varphi$ 、 $\angle BCD = \mu$ 、 $\angle FAD = \theta'_{6m}$ 、 $\theta_{6m} = 180^\circ + \theta'_{6m}$ とすれば

$$d^2 = r^2 + x^2 - 2rx \cos \varphi$$

$$b^2 = (a + x)^2 + (c - r)^2 + 2(c - r)(a + x) \cos \varphi$$

となるので、これより $\cos \varphi$ は次式で求められる。

$$\cos \varphi = \frac{r^2 + x^2 - d^2}{2rx} = \frac{b^2 - (a + x)^2 - (c - r)^2}{2(c - r)(a + x)} \quad \dots\dots (15)$$

この式を通分し整理すれば

$$cx^3 + a(c + r)x^2 - \{(c - r)(d^2 - rc) + r(b^2 - a^2)\}x - a(c - r)(d^2 - r^2) = 0 \quad \dots\dots (16)$$

となる。これを解いて x を求めれば、式(15)より φ すなわち $\theta_{sm} - \theta'_{6m}$ が求まり、次式より θ'_{6m} 、 θ_{sm} が求まる。

$$\frac{\sin \theta'_{6m}}{r} = \frac{\sin \theta_{sm}}{x} = \frac{\sin \varphi}{d} \quad \dots\dots (17)$$

つぎに $\triangle BCF$ において、

$$\frac{\sin \mu}{a + x} = \frac{\sin \varphi}{b} \quad \dots\dots (18)$$

が成立するから μ が求められ、 θ_{7m} は次式より求められる。

$$\theta_{7m} = \theta_{sm} - \mu \quad \dots\dots (19)$$

たとえば、 $Z_1 = 48$ 、 $Z_2 = 48$ 、 $Z_3 = 120$ 、 $Z_4 = 30$ 、 $b = d = 114.6\text{mm}$ 、 $m = 0.75\text{mm}$ が与えられれば、式(5)、(6)より $a = 36\text{mm}$ 、 $c = 56.25\text{mm}$ 、 $r = 11.25\text{mm}$ が求まり、これらの値を式(12)に代入すると、

$$56.25x^3 + 3645x^2 - 651943.6875x - 4498804.8 = 0$$

となる。これを解くと、 $x = 84.1762\text{mm}$ が根の 1 つとして得られる。これを式(11)に代入すれば、 $\cos \varphi = 0.530967$ 故に $\varphi = 57^\circ 56' = \theta_{s0} - \theta_{60}$ これを式(7)に代入すると、 $\sin \theta_{60} = 0.08319$ 、 $\theta_{60} = 4^\circ 46'$ 故に $\theta_{s0} = 62^\circ 42'$ となる。つぎに式(13)に上記の値を代入すれば $\sin \mu = 0.62245$ 、 $\mu = 38^\circ 30'$ 、式(14)より

$$\theta_8 = \theta_{8m} - \theta_{80} = 77^\circ 15'$$

を得る。前記蔽密値にかなり近似している。

§ 7 被動歯車の揺動角

リンク6が図3の θ_{60} の位置から図4の θ_{6m} の位置まで回転する角を θ_6 とすれば、リンク7、8はそれぞれ θ_7 、 θ_8 だけ回転する。

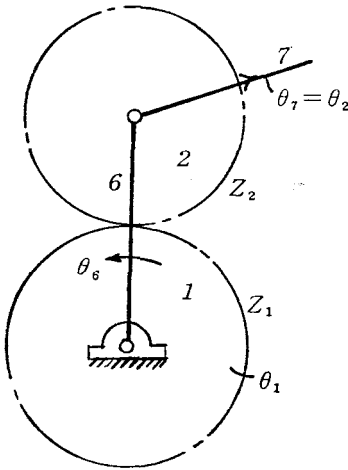


図6 差動歯車

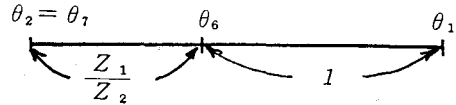


図7 回転比線図

図6において、歯車1の回転角を θ_1 とし、リンク6と歯車2（すなわち7）の回転角 θ_6 、 $\theta_7 (= \theta_2)$ が与えられ、歯車1、2の歯数を Z_1 、 Z_2 とすれば、図7の回転比線図が得られるので¹⁾

$$\frac{\theta_1 - \theta_6}{\theta_6 - \theta_7} = \frac{1}{\frac{Z_1}{Z_2}} = \frac{Z_2}{Z_1}$$

$$\therefore \theta_1 = \left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right) \theta_6 - \frac{Z_2}{Z_1} \theta_7 \quad \dots\dots\dots (20)$$

が得られる。同様に歯車3、4とリンク8において

$$\theta_4 = \left(1 + \frac{Z_3}{Z_4}\right) \theta_8 - \frac{Z_3}{Z_4} \theta_7 \quad \dots\dots\dots (21)$$

故に θ_6 、 θ_7 、 θ_8 が求まれば式(20)、(21)から歯車1、4の回転角 θ_1 、 θ_4 が決定される。

前記の例の結果を式(20)、(21)に代入すれば、蔽密値は

$$\theta_1 = \left(1 + \frac{48}{48}\right) 179^\circ 10' - \frac{48}{48} (-4^\circ 18') = 362^\circ 38'$$

$$\theta_4 = \left(1 + \frac{120}{30}\right) 76^\circ 46' - \frac{120}{30} (-4^\circ 18') = 401^\circ 2'$$

図式による近似値は、

$$\theta_1 = 362^\circ 45', \theta_4 = 403^\circ 15' \text{ となり、機構模型}$$

による結果とほぼ等しくなる。

§ 8 歯車1が θ_{60} の位置から θ だけ回転した場合のリンク7と8の傾き角の計算

図8に示す任意な位置においてリンク6、7、8が水平軸となす角を ϕ_6 、 ϕ_7 、 ϕ_8 とすれば、 ϕ_8 と ϕ_7 はよく知られた4節リンク機構の式からつぎのように与えられる。

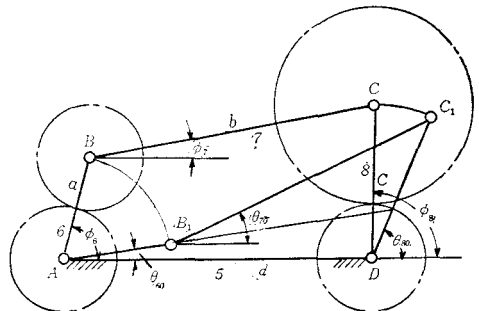


図8 4歯車リンク機構の任意の位置

$$\sin(\phi_8 - \delta) = \frac{\frac{1}{2}(a^2 - b^2 + c^2 + d^2) - ad \cos \phi_6}{c \sqrt{a^2 + d^2 - 2ad \cos \phi_6}}, \quad \tan \delta = \frac{d - a \cos \phi_6}{a \sin \phi_6} \quad \dots\dots\dots(22)$$

$$\tan \phi_7 = \frac{c \sin \phi_8 - a \sin \phi_6}{d + c \cos \phi_8 - a \cos \phi_6} \quad \dots\dots\dots(23)$$

両式において ϕ_6 が与えられると ϕ_8 , ϕ_7 が求まる。しかるに、式(20), (21)より

$$\theta_1 = \left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right) \theta_6 - \frac{Z_2}{Z_1} \theta_7, \quad \theta_4 = \left(1 + \frac{Z_3}{Z_4}\right) \theta_8 - \frac{Z_3}{Z_4} \theta_7$$

であるから、歯車1の AB_1 の位置からの回転角を θ とし、歯車4の C_1D からの回転角を ϕ とすれば、歯車1の回転角 θ は

$$\theta = \left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)(\phi_6 - \phi_{60}) - \frac{Z_2}{Z_1}(\phi_7 - \phi_{70}) \quad \dots\dots\dots(24)$$

歯車4の回転角 ϕ は

$$\phi = \left(1 + \frac{Z_3}{Z_4}\right)(\phi_8 - \phi_{80}) - \frac{Z_3}{Z_4}(\phi_7 - \phi_{70}) \quad \dots\dots\dots(25)$$

となる。

θ を与えて、 ϕ を求めることは式(22), (23), (24), (25) から困難であるから、 ϕ_6 をパラメータとして、 ϕ_6 が与えられれば、式(22)から ϕ_8 , 式(23)から ϕ_7 が求まる。しかるに θ_{60} , θ_{70} , θ_{80} は既知であるから式(24), (25)より θ と ϕ が求まる。

たとえば、 $b = d = 114.6\text{mm}$, $Z_1 = Z_2 = 48$, $Z_3 = 120$, $Z_4 = 30$, $m = 0.75\text{mm}$ の場合、 ϕ_6 を $0^\circ \sim 360^\circ$ の 10° おきに与えて、 δ , ϕ_8 , ϕ_7 , θ , ϕ を求めたものを表1に示す。この結果、 θ を横軸、 ϕ を縦軸にとり描いた実線を図9に示す。×点で示されているのは写真1の模型より実験的に得た結果であり、ほぼ一致することがわかる。

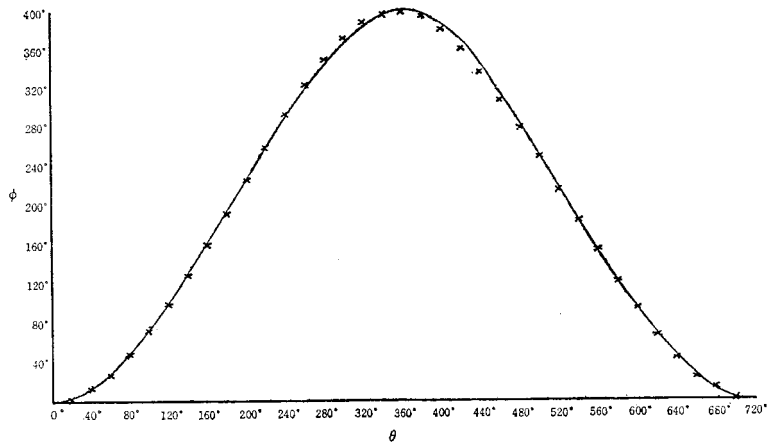


図9 4歯車リンク機構の原動車に対する被動車の角変位

表1 $b = d = 114.6\text{mm}$, $Z_1 = Z_2 = 48$, $Z_3 = 120$, $Z_4 = 30$, $m = 0.75\text{mm}$ の場合の θ と ϕ の値

ϕ_6°	δ°	ϕ_8°	ϕ_7°	θ°	ϕ°
0°	90°	64°37'	26°20'	-11°34'	1°3'
10°	85°29'	61°15'	22°5'	12°35'	1°13'
20°	81°20'	60°20'	18°36'	36°4'	10°34'
30°	77°49'	61°34'	15°56'	58°44'	27°24'
40°	75°7'	64°32'	13°57'	80°33'	50°10'
50°	73°13'	68°43'	12°31'	102°9'	76°49'
60°	72°7'	73°48'	11°30'	123°10'	106°18'
70°	71°42'	79°28'	10°48'	143°52'	137°26'
80°	71°53'	85°32'	10°22'	164°18'	169°30'
90°	72°34'	91°50'	10°10'	184°30'	201°48'
100°	73°39'	98°14'	10°10'	204°30'	233°48'
110°	75°5'	104°37'	10°21'	224°19'	264°59'
120°	76°46'	110°51'	10°46'	243°55'	294°29'
130°	78°41'	116°51'	11°23'	263°17'	321°58'
140°	80°45'	122°27'	12°16'	282°25'	346°31'
150°	82°58'	127°35'	13°25'	301°15'	367°33'
160°	85°15'	132°3'	14°54'	319°46'	383°57'
170°	87°37'	135°46'	16°44'	337°56'	395°12'
180°	90°	138°37'	18°56'	355°44'	400°39'
190°	92°23'	140°32'	21°36'	373°10'	399°58'
200°	94°45'	141°33'	24°22'	390°18'	393°35'
210°	97°2'	141°39'	27°29'	407°11'	381°37'
220°	99°15'	141°7'	30°43'	423°57'	366°1'
230°	101°19'	139°29'	34°2'	440°39'	344°34'
240°	103°14'	137°19'	37°13'	457°27'	320°58'
250°	104°55'	134°27'	40°13'	474°28'	294°43'
260°	106°21'	130°56'	42°52'	491°48'	266°30'
270°	107°26'	126°43'	45°3'	509°37'	236°36'
280°	108°7'	121°46'	46°36'	528°4'	204°44'
290°	108°18'	116°4'	47°24'	547°16'	174°2'
300°	107°53'	109°34'	47°16'	567°24'	142°4'
310°	106°47'	102°17'	46°5'	588°35'	110°23'
320°	104°54'	94°19'	43°44'	610°56'	79°54'
330°	102°11'	85°56'	40°18'	634°23'	51°45'
340°	98°40'	77°40'	35°57'	658°44'	27°52'
350°	94°31'	70°17'	31°6'	683°34'	10°19'
360°	90°	64°37'	26°20'	708°21'	1°5'

§ 9 歯車1が任意の位置から回転する場合

計算を簡単にするため歯車1が図8の位置から θ だけ回転するとすれば、図8の位置における ϕ_7 , ϕ_8 は式(22), (23)から求められる。

AB が図8の位置から左回りに更に ϕ'_6 回転(AD に対し)したとすれば、リンク7とリンク8は ϕ'_7 , ϕ'_8 回転し、これは

$$\phi'_8 = \sin^{-1} \frac{\frac{1}{2}(a^2 - b^2 + c^2 + d^2) - ad \cos \phi'_6}{c \sqrt{a^2 + d^2 - 2ad \cos \phi'_6}} + \tan^{-1} \frac{d - a \cos \phi'_6}{a \sin \phi'_6} \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$\phi'_7 = \tan^{-1} \frac{c \sin \phi'_8 - a \sin \phi'_6}{d + c \cos \phi'_8 - a \cos \phi'_6} \quad \dots\dots\dots (27)$$

で求められる。その結果リンク6の回転角は $\phi'_6 - \phi_6$, リンク7の回転角は $\phi'_7 - \phi_7$, リンク8の回転角は $\phi'_8 - \phi_8$ となるので

$$\theta = (1 + \frac{Z_2}{Z_1})(\phi'_6 - \phi_6) - \frac{Z_2}{Z_1}(\phi'_7 - \phi_7) \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\phi = (1 + \frac{Z_3}{Z_4})(\phi'_8 - \phi_8) - \frac{Z_3}{Z_4}(\phi'_7 - \phi_7) \quad \dots\dots\dots (29)$$

が得られる。

ϕ_6 と ϕ'_6 を与えれば式(22), (23), (26), (27)より ϕ_8 , ϕ_7 , ϕ'_8 , ϕ'_7 が求まるので、式(28), (29)より θ と ϕ が計算される。

計算を簡単にするため $\phi_6 = 0$ とおけば式(22), (23)は

$$\phi_8 = \sin^{-1} \frac{\frac{1}{2}(a^2 - b^2 + c^2 + d^2) - ad}{c \sqrt{a^2 + d^2 - 2ad}} + 90^\circ \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\phi_7 = \tan^{-1} \frac{c \sin \phi_8}{d - a + c \cos \phi_8} \quad \dots\dots\dots (31)$$

となるのと x の3次方程式を解く必要がなくなるので、計算は簡単になるが、図9の途中から曲線が始まる。

§ 10 結 言

以上により4歯車リンク機構の原動歯車に対する被動歯車の変位を理論的に求める式を導いたが、その計算がかなり複雑なため、歯車の歯数やリンクの長さによる影響が明らかにされていないが、今後の研究に待つ。

文 献

- 1) 糸島寛典：回転比線図による差動歯車機構の運動解法，機械の研究，第2巻，第3号19～20頁，1950。

(昭和43年9月2日受付)

排気濃度計の使用特性について

(機械工学科) 久保田 勲

On the Characteristics of Exhaustgas-tester in Practice

Isao KUBOTA

This time, buying an exhaustgas-tester of Bosch type, we practically applied it to measure the exhaustgas concentration of the diesel engine, and found the variations of the measures were very large.

It seems the factors of the variations consist in the special characteristics of the tester, whose characteristics are even different from the general ones of photoemissive cells described in the books, and moreover we can rarely find the data that discuss the characteristics of the Bosch-type tester from the practical point of view.

The following is the report of the details of the experiments.

§ 1 緒 言

今回 Bosch 型の排気濃度計を購入したが、これを内燃機関の排気濃度測定に使用したところ、測定値のバラツキが非常に大きく、この要因を排除しない限り、信頼出来る計測は極めて厄介であることが判明した。

種々テストして見た結果、バラツキの要因は濃度計の特性にもとづくものであり、しかも文献に紹介されている光電池単体の一般特性とは異った特性を示すように思はれる。

かつ Bosch 型濃度計に関する資料は殆ど見当らず、性能曲線は勿論のこと、使用面からその特性を論じたものは皆無に近いと言ってよい。本稿はその使用特性を実験的に解明したものである。

§ 2 Bosch 型濃度計の概要

Bosch 型濃度計 (ディーゼル機器製品) の概要を図 1 に示す。

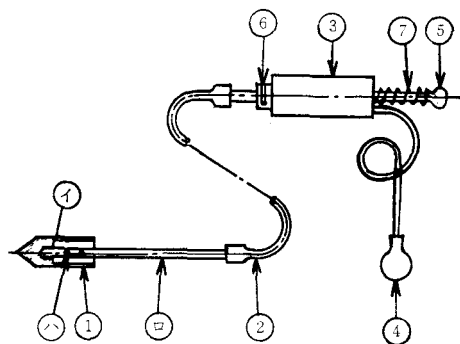


図 1 濃度計の構造

ゾンデ①より吸入された排気は、採取孔②および撚み管②をとってシリンダー③に採取されるが、その際排気中の煤はスリット⑥に装着した濾紙に吸着される。

濾紙を取外し、写真 1 に示す汚染度査定メーターの光電池アダプター①を、図 2 のように試料にあててスイッチ②を入れて点灯すると、アダプターに内蔵された光電池の作用により、試料の濃度

が指針③の指示となって表わされる。

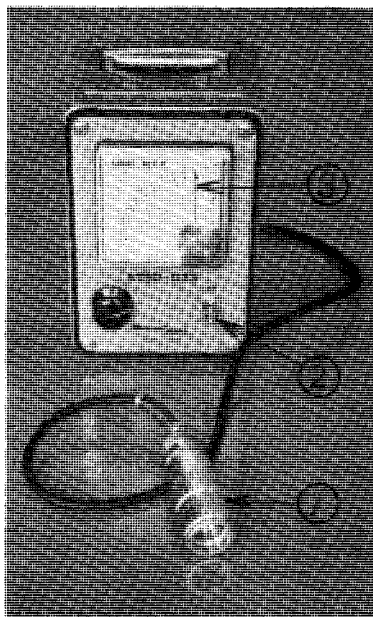


写真1

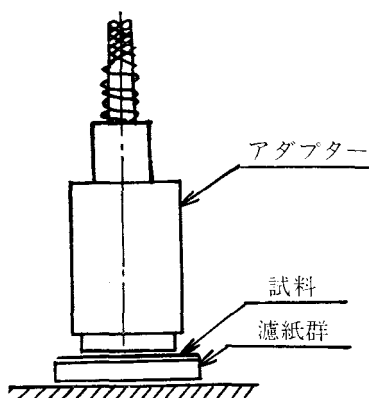


図2 測定要領

§3 測定の実例

本濃度計を使用して、学生の工学実験において、ディーゼル機関排気濃度を測定させたところ、結果は極めて大きいバラツキが認められた。

その一例を表1に示す。 $\frac{1}{4}$ 負荷では最大1.6のバラツキを示している。

表1 ディーゼル機関排気濃度

出力 \ No.	1	2	3	4	5
$\frac{1}{4}$	5.2	6.0	6.0	6.8	6.2
$\frac{3}{4}$	5.1	5.0	5.4	5.4	5.4
$\frac{3}{4}$	2.8	2.6	2.8	2.8	3.2
$\frac{3}{4}$	2.2	2.1	2.2	2.0	2.4

これには機関の爆発の不同の影響が勿論含まれているであろうが、それと別に濃度計の特性にもとづく種々の要因が介在しているように思はれる。

そこで測定条件を色々に変化させ、実験的に要因を追究してみることにした。

§4 実験の内容

実験試料としては、主として純白の濾紙を用い、これに一部各種の色見本を併用し、短い時間の測定はストップウォッチを使用した。尚、本メーターの示度は0.2とびに目盛られており、0.1以下の2桁の個々の測定数字は正確なものでなく、大略の感じで読みとったものである。

また実験に用いた一定照度の間接光源としては、10Wのゲージ検査器を利用した。

以下に内容を詳述する。

(1) 試料にアダプターを当ててスイッチを入れると、指針はその濃度に応じた目盛の位置で一旦停止するが、スイッチを入れたままの状態のまま放置すると、示度は次第に増加して行く。

スイッチを入れて最初に示す指針の示度と、そのまま10秒間経過した後の示度との関係を時間に対してプロットしたものが図3である。測定から測定の間にもアダプターを試料に当てたまま、1分毎に測定記録したものであるが、各試料共傾向は同じであり、10秒後の示度は最初の示度よりも約0.2だけ高い値を示している。

尚純白試料は普通濃度零としてメーターをセットするが、本実験ではScale outを避けるため、目盛1にセットした。

(2) 更に図3でわかることは、横軸の測定時刻と共に測定値は低下して行き、次第に静定して一定値に達する傾向のあることである。本実験によれば大体3～4分(或は4～5回)で静定している。

(3) 白色試料で静定状態を確認した後、引きつづき各種の色見本について、同一条件で測定したものが図4であるが、当然の予測ながら、何れの色についても測定値は安定しており、時々純白試料で中間的にチェックしても変動は認められない。

(4) 図5は純白試料にアダプターをあて、点灯したままの状態における時間と示度との関係をプロットしたものである。①②の2つのデータとも同じ傾向である。即ち最初の10秒で0.15程度急上昇するが、その後は漸増の一途を辿る。

(5) 1分毎の測定の代り

に、連続して点滅測定した場合に示度がどう変わるかを実験したものが図6である。これは青色試料にアダプターを当てたままの状態で「点灯、記録、滅灯、指針の復帰」を1サイクルとし、次々にこのサイクルを繰り返した場合であるが、矢張り回数と共に示度は低下してゆき、次第に静定する。本実験では35回位の点滅

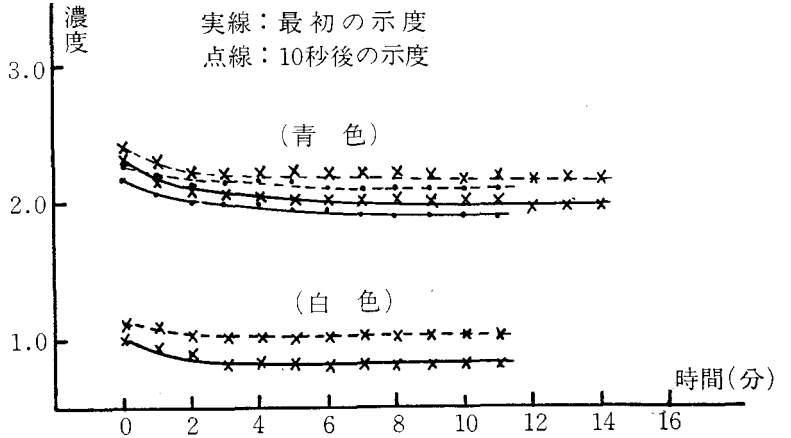


図3 点 滅 試 験 (1)

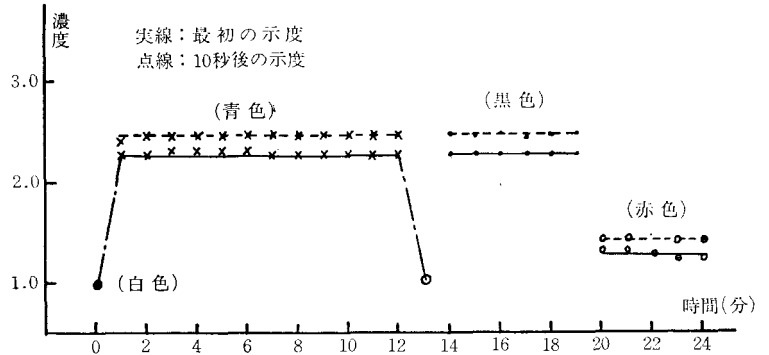


図4 点 滅 試 験 (2)

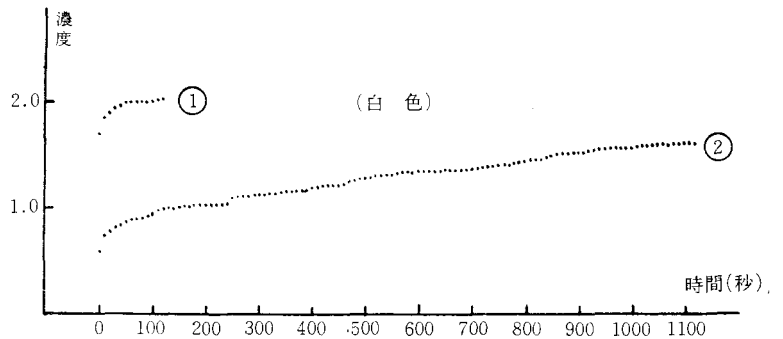


図5 連 続 試 験

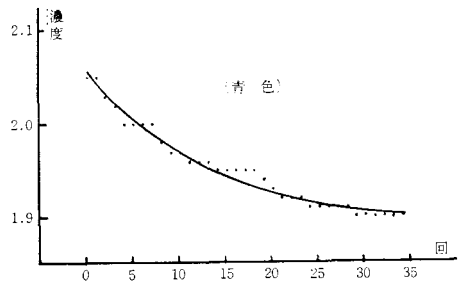


図6 点 滅 試 験 (3)

で静定域に達している。

(6) 図7は前項と同じ実験を純白試料について行ったものである。次第に静定して行く性質は図6の場合と同様であるが、唯点滅回数と共に示度が増加してゆき、傾向は全く逆となっている。

(7) 図8は図3と同じ1分毎の点滅試験であるが、これも図3の場合と全く同じ操作を行なったにも拘らず、正反対の傾向を示し、時間と共に示度は増加して15分位後に静定状態となっている。

(8) 図9は連続して様々な実験を行なった場合である。

①は滅灯后アダプターに黒フードをかけて2分間放置した後測定したもので、0.6の示度が、2分間放置という条件のために0.45となり、0.15の低下を生じている。

②は①の直後に連続点滅（図6、図7に同じ）した場合で、1、2回の点滅動作により示度は急増し、3回目以降は静定して元の0.6に復帰している。

③は②の直后、アダプターを純白試料に当てたまま保持して、一定時間毎に点滅した場合である。これは実質的には黒フードをかけて保持したのと同じであるが、①で2分間保持で0.15低下したのに対し、今の場合は1分間保持で0.1の低下を示し、以後は静定している。引きつづき2分間保持で0.05、4分間保持で0.06と低下して安定状態になっている。

(9) 図10は、起点0.6からの低下状況を保持時間に対してプロットしたもので、アダプターは試料に当てたまま保持した場合である。

最初の示度と保持時間との関係は、図のAのよ

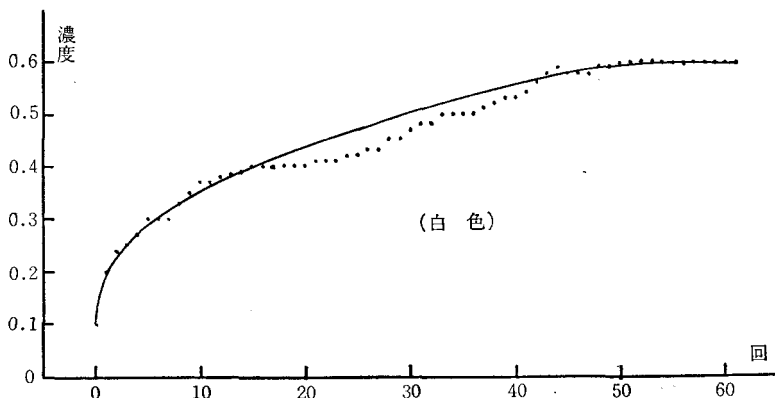


図7 点滅試験(4)

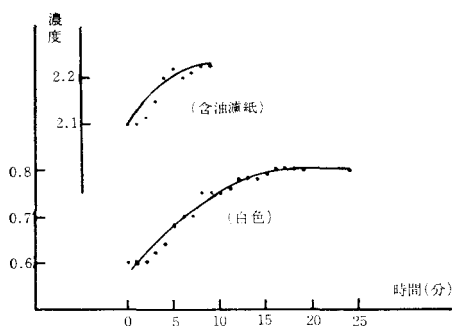


図8 点滅試験(5)

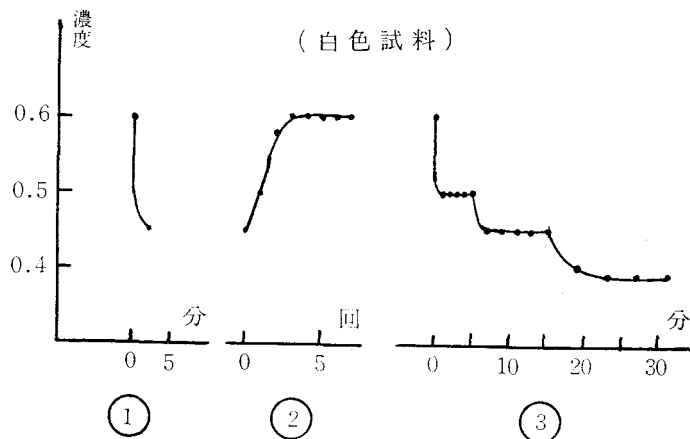


図9 点滅試験(6)

うな指数曲線にしたがうようである。

静定領域への移行は、図の⑤曲線から推定して、保持時間（点滅間隔）が長くなる程ゆるやかに裾をひいて移行し、静定までの所要時間が増大

すると考えられる。

(10) 以上でテストの大体の特性をつかみ得たが、図6、図7及び図3、図8の矛盾解明のため実験記録をしらべてみると、図7および図8は、何れもアダプターに黒フードを被せて一夜を経過した翌朝にデータをとったものであることがわかった。即ち測定値には、測定開始までの保持履歴が関係するらしいと思はれるので、この点を確認するため行った実験をまとめたものが図11および図12である。

図11の①は、測定から測定までの間の滅灯時に、アダプターを一定の間接光源にあてて保持した場合で、示度は急増して、20分後に漸く静定する。

②は引きつづき連続点滅した場合で、示度は次第に低下して、15回位で静定する。これは図6の傾向と一致する。

図10 点滅試験(7)

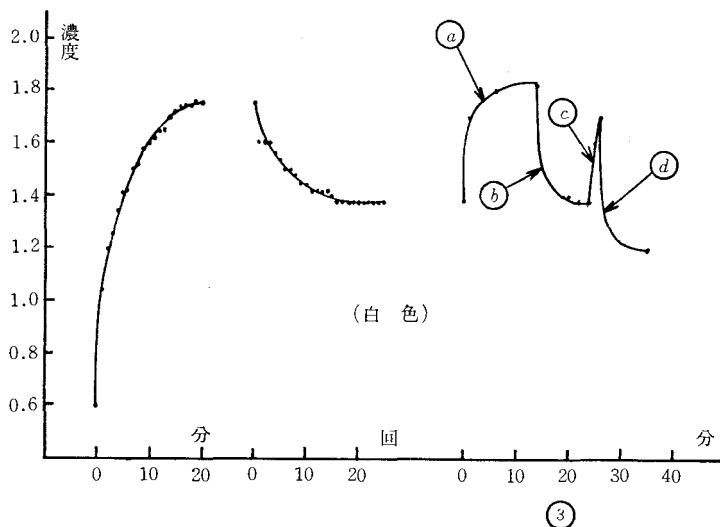
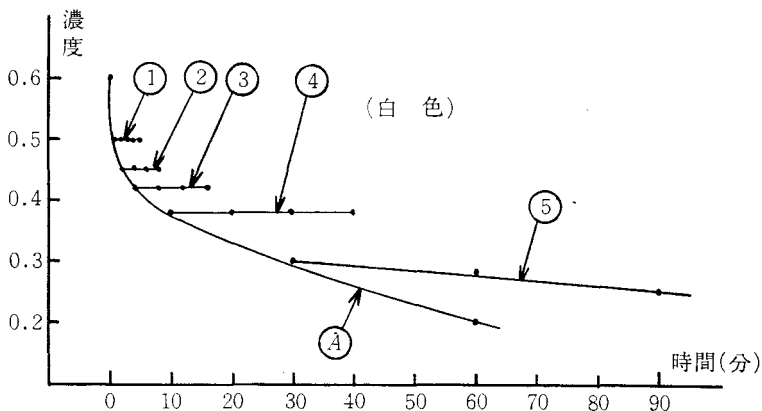


図11 点滅試験(8)

③は②に引きつづき、定照保持と定時間測定とをくりかえしたもので、定時間測定曲線⑤⑥は

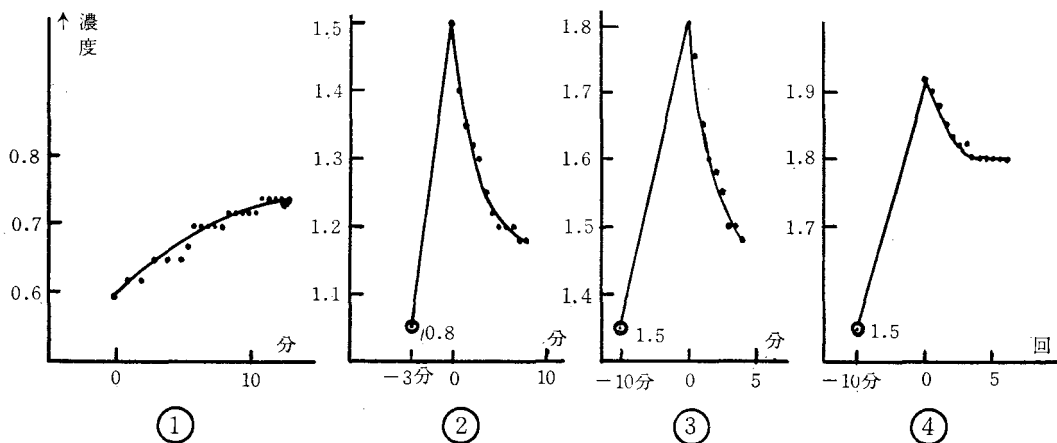


図12 点滅試験(9)

図3に対応するものと考えられる。

図12の①は、一晚黒フードをかけて保持した後のデータで、図7の場合の再確認である。

以上の実験から、メーターの示度は、単に測定時の試料の濃度の函数であるばかりでなく、電源を切った非測定状態におけるアダプターの保持条件によっても左右され、測定開始までにアダプターに入る光量の total sum の函数でもあることが判明した。此の total sum の大小に応じて、特性曲線は上昇、下降の両形態をとる。

(11) 測定と測定の間に、アダプターを昼光に開放しておくと、示度は測定毎に激増し、静定までに長時間を要することは、図11の①および③—②、③—④で明かであるが、図12の②③④は更にこの点を実験したもので、②は定照明にあてて3

分間保持しておくと、保持直前に0.8であった示度が1.5に増加したことを示し、③④は10分間保持の場合である。点滅試験の特性も図示してある。

(12) 静定までの時間は、アダプターの保持履歴によって変化して一定値を持たないが、実際の測定を行う場合、出来るだけ短時間で静定させるのが望ましい。静定に至るまでに、測定値の上昇と下降とがあることから考えて、静定時間の最小値の存在が予想され、これはアダプター保持時間中に適当な光量を与えれば得られる見透しがある。

そこで、保持時間中にアダプターを一定間接光にあて、その照射時間を変化させて測定値がどう変わるかを調べたのが、図13および図14である。

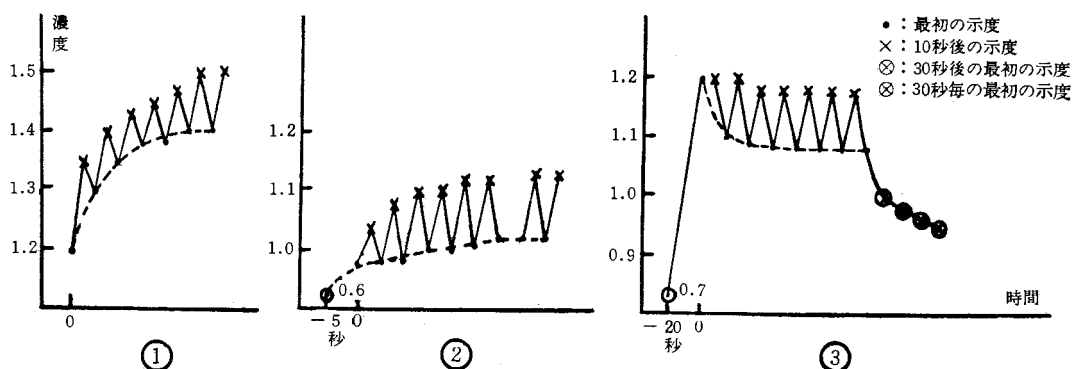


図13 点滅試験(10)

図13の①は、無規制の保持状態のもとに行った連続点滅試験で、点灯してから10秒が過ぎる度に減灯し、これを次々とくり返した場合に、最初の示度と10秒後の示度とをプロットしたものである。最初の示度は点線のように漸次静定して行き、10秒後の示度も同じ傾向を示す。数度の実験でも常にこの形状が得られ、最も一般的特性曲線と考えてよい。

②は保持条件として、長時間黒フードを被せておいた後5秒間アダプターを間接照明に当ててか

ら測定を開始した場合で、7回位の点滅操作で上昇静定している。

③は同じく20秒間照明に曝した場合で、この場合は下降カーブに变じ、4回位で静定し、静定までの時間は非常に短いが、30秒毎の点滅に切りかえると、静定までには尚相当の時間を要する。

10秒毎の点滅では実測作業は不可能なので、実際向きの時間として30秒間隔をえらび、上記と同様な実験を行った結果が図14である。

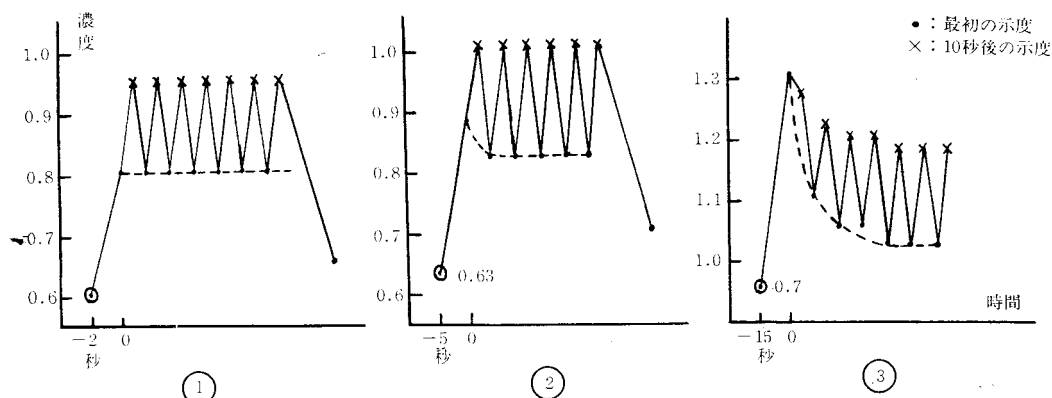


図14 点減試験(11)

①は、アダプターを間接照明に2秒間、②は5秒間、③は15秒間あてた場合である。

①の場合は直ちに静定状態が得られ、最初の示度は一定水平線となるが、②の場合は2回目から静定して下降部が出現し、③では下降部が更に増して5回目から静定している。①の場合が測定上は最も能率的と考えられる。

以上各種実験は何れも測定方法を充分考慮に入れないと、同一試料についても測定値にバラツキの生ずる可能性のあることを示している。勿論0.1以下の変動の制御に意を用いることはナンセンスであるが、無批判に使用すると可成り測定誤差は大きくなる場合があり得る。

§5 実験結果に対する考察

前記各実験の結果から次のことが帰納される。

(1) 測定値は、光源の点灯継続時間と共に増加して行く。(図3, 4, 5)

(2) 此の増加率は、最初の約10秒間位が最も大きく、それ以後は極めて僅かである。(図5)此の10秒間の変化は0.2程度に達することがあり、したがって測定値の時間的変化を考慮すれば、最初の示度か、10秒後の示度を採用すべきである。測定時、この点を無統制のまま測定すると、0.2程度のバラツキの生ずる可能性がある。

(3) 断続測定或は連続くり返し測定を行う場合

の測定値は、測定回数と共に変化し、何回かの測定ののち安定状態となる。(図3, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12)

これは最初の値も10秒後の値も同様の性質を示す。(図3)

安定状態を得てから実測を始めれば、試料の色度とは無関係に常に安定した測定値が得られる。(図4)

安定状態に達したかどうかを確認した上で実測を開始しないと、0.2程度のバラツキを生ずる恐れがある。(図3, 6, 8)

堪だしい場合は1.2位の誤差にもなりかねない。(図11-①)

(4) 測定回数による測定値の変化は、増加する場合と減少する場合と2様あって、測定開始前のアダプターの保持履歴に左右される。

即ち、アダプターへの入射光を、黒フードなどで遮断して長時間保持したのち測定する場合は、測定値は次第に上昇して静定状態に達する(図7, 8, 9-②, 12-①)が、昼光に開放した状態で保持したのち測定を始めると、逆に低減しながら静定状態に収束して行く。(図3, 6, 11-②, 12-②③④)

(5) 測定の終る都度、アダプターを試料から外して昼光に曝した状態で保持すると、測定値は急激に上昇変化してゆき、安定状態を得るまでの時

間も著しく長くなる。(図11-①③) 保持時間の長い場合は、測定値の変化は0.5にも達する。(図12-②③④)

(6) 同一試料でも静定値は一定ではなく、アダプターの保持履歴および測定の間隔によって変化する。(図9-③, 10, 11-③, 12-②③④)

(7) 測定値が静定するまでの所要時間も、アダプターの保持履歴によって様々に変動するが、適当な保持履歴を与えてやれば、静定時間を零にすることが可能である。(図14)

§ 6 結 言

Bosch 型排気濃度計の特性について色々実験

的な検討を加えた結果、原理は兎も角として、使用特性としては可成り複雑であり、光電池の特性として普通紹介されている光量と光電流間の1値対1値の簡単な関係ではなく、時間の factor が非常に影響し、特に非測定中にアダプターが、どういう状態で保持されていたかという過去の履歴が大きい factor となることが判明した。これは濃度計の使上用極めて重要な点と考えられ、測定精度を左右する大きい要因となり得る。

試みに、この使用特性を考慮に入れて、測定条件を規制統一して測定した場合と、無規制に測定した場合とを、同一試料と同一の測定者を用いて比較したところ、表2の結果が得られた。

表2 濃 度 測 定 値

No.		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	μ	R	V
試料1	A	0.9	1.0	0.9	1.1	0.9	1.0	1.1	0.8	0.8	1.1	0.96	0.3	0.11
	B	1.0	1.0	0.9	1.1	0.9	1.0	1.1	0.9	0.9	1.1	0.99	0.2	0.08
試料2	A	2.6	2.7	2.8	2.8	3.0	2.9	2.6	2.8	2.5	2.7	2.74	0.5	0.14
	B	2.5	2.6	2.6	2.7	2.7	2.7	2.4	2.6	2.4	2.5	2.57	0.3	0.11

μ : 平均値 R : 範囲 V : 標準偏差

A : 自由な方法で測定したもの

A : 測定基準によって測定したもの

これはディーゼル機関の排気濃度の測定値であるが、統計的に有意差があると言える程ではないにしても、バラツキは数字の上では減少しており、技術的に考えても当然の効果と思はれる。

この型式の濃度計は、排気濃度の測定以外の分野にも応用出来ると考えられ、現に計画中であり、今回の実験はある意味ではそのための予備実験とも言えるが、更に試料の作成方法にもとづく検出

力の問題なども検討してみたいと思っている。

文 献

John D. Ryder : Engineering Electronics

阿部武雄外 : 電子工学基礎実験

熊谷清一郎 : 内燃機関測定法

酒井 忠美 : 内燃機関ハンドブック

八田 桂三
浅沼 強

(昭和43年9月2日受付)

螺旋推進器と軸流機械の統一的設計法について（第1報）

（機械工学科） 二 井 内 信 司

On Unified Design Method for Screw-propeller and Axial Flow Machine (Report 1)

Nobushi NIINAI

Screw-propeller of ship and airplane, axial flow pump and so on are apparatus with similar action, but these are dealt in different fields.

In this paper, however we studied unified design method theoretically and trying to exclude experimental factors.

§ 1 緒 言

船舶の螺旋推進器航空機のプロペラ 軸流ポンプ等の軸流機は同等の動作をしているが各々 違った分野で異った取扱いをされている。たとえば船用螺旋推進器用の D. W. Taylor の chart の如きは実験をされた特定の推進器と相似の 推進器には非常に有効であるが内挿、外挿にも限界があり非常に沢山の模型を非常な労力を費して試験して chart を用意しなければならない。

その模型たるや外形もさることながら翼断面も半径によって違い、螺距も一定のものから半径により螺距の異なるものもありこれ等の chart を揃えることは容易なことではない。また翼数にしてもかつては3枚か4枚であった翼が5枚、6枚と増加して行く現況では従来通りの D. W. Taylor とか R. E. Froude とか K. Schaffran 等の方法から脱皮した。対象とする流体の種類を問わない翼の枚数を問わない。またその上に同様の働きをする軸流機にも通用する 統一的設計方法というものを考えて 見るべきであろう。

軸流ポンプや軸流送風機等はパイプの中に入っているが船用推進器でも 被套のあるものもあるし、軸流機のガイドベーンに相当するものとしてはコントララダーを挙げることができる。

かつては運動量理論とか翼素理論とかあったけれども Kutta Joukowski が Joukowski の 定理を発表して以来実験ともよく一致するのでその渦理論は次第に決定的なものとなっているようである。

著者は一貫して渦理論を用い流体、翼数、外形並びに機種を問わない統一的設計法を考えて見ることにする。

§ 2 翼素の揚力、抗力の機構

図1の翼素を考えると、半径 r の点における周速 ωr と前進速度 V の合成速度の外に誘導速度の影響を考慮に入れねばならない。誘導速度 w を軸方向の分速度 w_z と周方向の分速度 w_x に分けると誘導螺距角

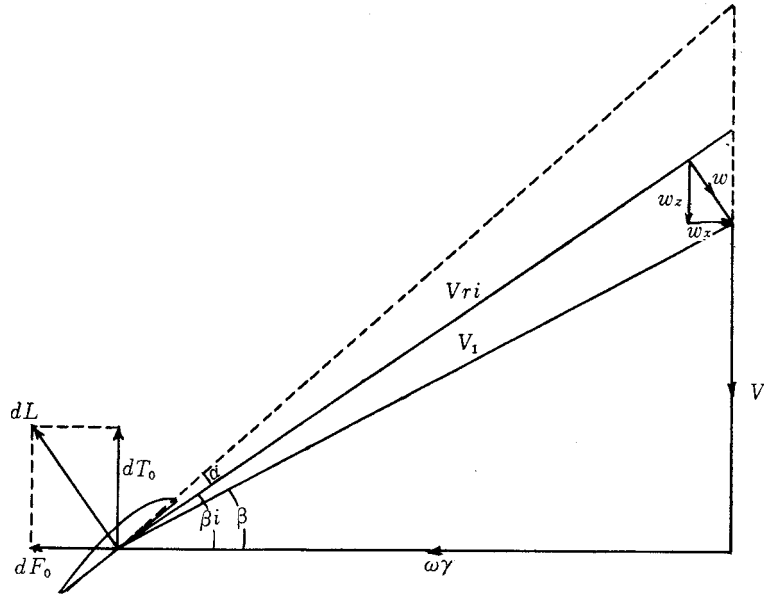


図 1

β_i は次のようになる。

$$\tan \beta_i = \frac{V + w_z}{\omega r - w_x}$$

翼素えの流入速度 V_{r1} は

$$V_{r1} = \frac{\omega r - w_x}{\cos \beta_i}$$

半径方向の長さが dr の翼素に作用する揚力 dL は Γ を循環、 ρ を密度とすれば

$$dL = \rho V_{r1} \Gamma dr$$

となる。この翼素による推力は次のようになる。

$$dT_0 = \rho V_{r1} \Gamma \cos \beta_i dr = \rho \Gamma (\omega r - w_x) dr$$

N 枚の翼では外径 R_1 ボス径 r_0 とすれば

$$T_0 = N \int_{r_0}^R \rho \Gamma (\omega r - w_x) dr$$

周方向に発生する力は

$$dF_0 = \rho V_{r1} \Gamma \sin \beta_i dr = \rho \Gamma (V + w_z) dr$$

これは誘導抗力のみによるもので、この外に摩擦による抗力がある。この摩擦抗力は現在は実験により見積らねばならない。

N 枚の翼による回転力率は

$$Q_0 = N \int_{r_0}^R \rho \Gamma r (V + w_z) dr$$

翼素の効率

$$\eta_r = \frac{Vd T_0}{\omega d Q_0}$$

となる。

以上のことは何処の断面でも機種を問わずどの流体でも成立する。

問題は Γ を如何にして求めるかである。 Γ と誘導速度 w とは互に関係があって一方が変ると他方も変るわけである。すなわち見掛けの入射角は w により変り、したがって Γ も変り、それにより w も変化するといふように一致するまで繰返さなければならない。

以上の操作は翼の枚数によらず同じであるが、後に記述する誘導速度 w を求める河田博士の理論式は枚数が多くなると計算が困難になりそれを求めるグラフも枚数の少ないものしかないので、枚数の少ない場合と枚数の多い場合との二つの場合に分けて考えることにする。

(i) 翼の枚数の少ない場合

等角写像の方法により求めるこの場合は翼素の揚力と誘導抗力は求まるが、摩擦抗力は別に実験結果を考慮に入れて見積らねばならない。

翼型の性能のわかっている場合は揚力の式より C を弦長とすれば

$$\rho \sqrt{V^2 + (\omega r)^2} \Gamma = C_L \frac{1}{2} \rho \{V^2 + (\omega r)^2\} C$$

$$\text{により } \Gamma = \frac{1}{2} C_L \sqrt{V^2 + (\omega r)^2} C = \frac{1}{2} C_L \pi n D \sqrt{\left(\frac{V}{\pi n D^2}\right)^2 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^2} C$$

ここで $D=2R$, n は毎秒回転数

$$\frac{V}{\pi n D} = \lambda \quad \frac{r}{R} = \xi \quad \text{とすれば}$$

$$\Gamma = \frac{1}{2} C_L \pi \sqrt{\lambda^2 + \xi^2} C n D$$

適当な数箇所の断面において迎え角を求め、 $\alpha-C_L$ 曲線より C_L を求めて Γ を計算する。その数箇所は 5 箇所程度で等間隔の方が後に数値積分をするのには都合が良い。図式積分のときは等間隔にする必要はない。

所謂河田博士の誘導速度計算式は

$$w_z = \frac{N \omega \Gamma}{4 \pi V} \left[1 - 2 N \mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} m K'_{Nm} (N m \mu_0) I_{Nm} (N m \mu) \right]$$

$$w_x = \frac{N \Gamma}{4 \pi r} \left[1 - 2 N \mu_0 \sum_{m=1}^{\infty} m K'_{Nm} (N m \mu_0) I_{Nm} (N m \mu) \right]$$

$$\mu = \omega r / V \quad \mu_0 = \omega R / V$$

Γ を入れて w を計算し入射角を調節しそれにより Γ を求め w を出し、これを繰返して Γ を決定する。

$$w_z, w_x \text{ を求めるには } w_z = \frac{N \omega \Gamma}{4 \pi V} F, w_x = \frac{N \Gamma}{4 \pi r} F \text{ とおき, } F \text{ の曲線を利用すればよい。}$$

Γ が決まれば $C_D - C_L$ のグラフよりその処の C_D を読めばあとは此等を前掲の式に入れて図式積分でも数値積分でも行えばよい。シンプソンの 1st rule でやると非常に簡単にしかも正確にでてくる。

(ii) 翼の枚数の多い場合

翼の枚数の多いものは翼列とみなして計算することができる。翼列は二次元的なものであるから翼数

の小さいものはその翼間隔は直線で測られるべきもので円弧に沿って測られるべきものではないので

$\frac{2\pi r}{N}$ と $2r \sin \frac{\pi}{N}$ との差が殆ど問題にならない枚数では翼列の理論を応用できる。

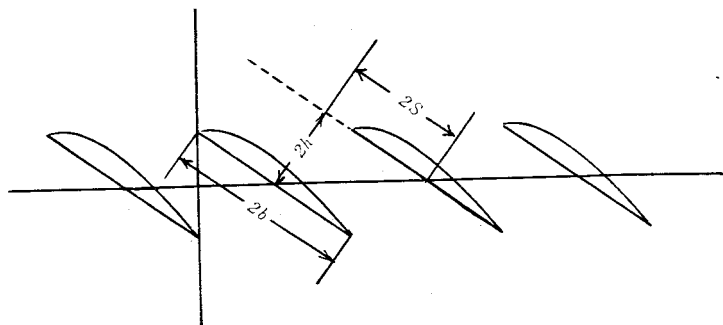


図 2

先ず平枚翼の翼列を単位半径の円に写像することにしよう。

z 面における単位半径の円周上の点は

$y = e^{i\theta}$ で表せる。 a を円以外実軸上の点とすれば

$$Z = \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z-\frac{1}{a}}{z+\frac{1}{a}}$$

で、 Z 面の実軸上の線分に写像すれば

$$Z = e^{\frac{\pi}{h}\zeta}$$

で、 ζ 面に写像すると次式となる。

$$\zeta = \frac{h}{\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z-\frac{1}{a}}{z+\frac{1}{a}}$$

z 面の単位半径の円は ζ 面では

$$\zeta = -\frac{h}{\pi} \log \frac{a^2+1-2a \cos \theta}{a^2+1+2a \cos \theta} + ih + i2h\theta$$

となり $i2h$ の間隔の喰違いのない平板翼の翼列に写像される。同様にして

$$\zeta = -\frac{is}{\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z+\frac{1}{a}}{z-\frac{1}{a}}$$

なる函数を考えると、 z 面の単位半径の円は

$$\zeta = -\frac{2s}{\pi} \tan^{-1} \frac{2a \sin \theta}{a^2-1} + s + 2sh$$

となり $2s$ の間隔の実軸上にならんだ翼列になる。この二つを加えれば

$$\zeta = \frac{h}{\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z-\frac{1}{a}}{z+\frac{1}{a}} - \frac{is}{\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z+\frac{1}{a}}{z-\frac{1}{a}}$$

これは z 面の単位半径の円を ζ 面で翼間隔 $2h$ 、喰違い量 $2s$ の平板翼の翼列に写像する。

前縁、後縁では等角関係が成立しないから

$$\frac{d\zeta}{dz} = 0 \quad \text{より}$$

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left(\frac{s}{h} \cdot \frac{a^2 - 1}{a^2 + 1} \right) : z \text{ 面の前縁に相当する角}$$

$$\theta_2 = \theta_1 + \pi : z \text{ 面の後縁に相当する角}$$

この θ を ζ に入れると前縁、後縁の座標がでるのでこの差をとると弦 $2b$ が求まる。

$$2b = \frac{2h}{\pi} \log \frac{a^2 + 1 + 2a \cos \theta_1}{a^2 + 1 - 2a \cos \theta_1} + \frac{4s}{\pi} \tan^{-1} \frac{2a \sin \theta_1}{a^2 - 1}$$

この式から翼弦長 $2b$ 、間隔 $2h$ 、喰違い量 $2s$ が与えられれば z 面の a は決定される。 a は b の函数であり、 b はまた半径 r の函数であるから、 a は r の函数である。すなわち $a(r)$ と表わせる。これは数式では表現し難い場合が多いであろうから s/h の種々の値に対して a に対する b/h の曲線を書いておけば必要に応じて直ちに a の値を読み取ることができて設計をする場合に便利である。それをグラフにすると図3が得られる。

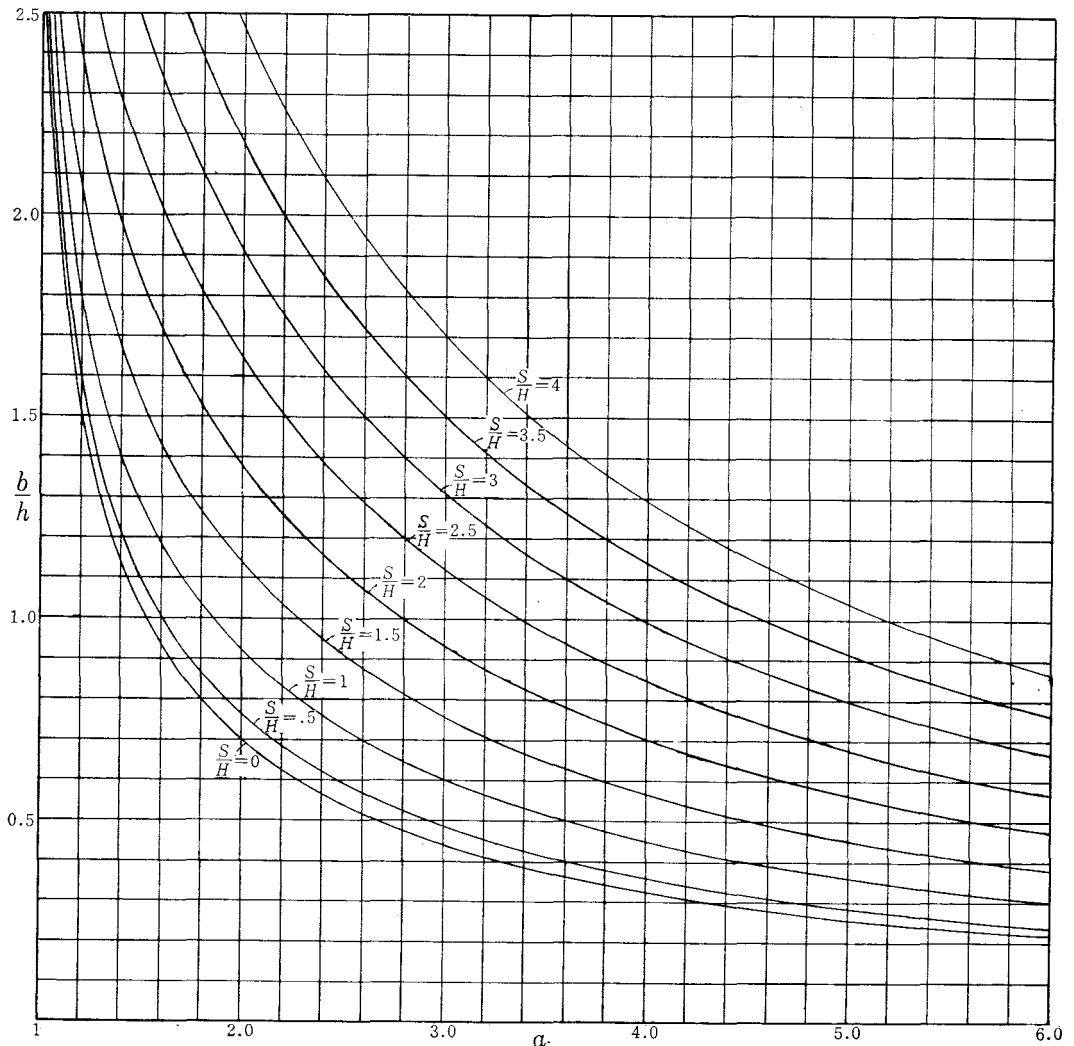


図 3

任意の翼型を写像することができるが単独翼では肉厚は殆ど抵抗やモーメントに関係するだけである。が翼列では相当影響がある。抵抗は誘導抵抗以外は何れにせよ実際の目的のためには適当に実験の結果等より見積らねばならないから、取扱い易くするために円弧翼として camber だけを決めて後に肉厚や反りの形の影響を修正する。簡単にするため今は円弧翼としてみると翼弦 $2b$, camber f として ξ , η 直角座標軸に於て原点を中心とする半径 b の円の $-b$ より b までを弦長とする。半径と $0 \leq \phi$ のなす角を ϕ とすれば $\xi = b \cos \phi$ である。

$$\begin{aligned}\eta &= -\frac{b^2 - f^2}{2f} + \sqrt{\left(\frac{b^2 + f^2}{2f}\right)^2 - b^2 \cos^2 \phi} \\ &= -\frac{b^2 - f^2}{2f} + \frac{b^2 + f^2}{2f} \left\{ 1 - \left(\frac{2fb}{b^2 + f^2} \right)^2 \cos^2 \phi \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &= -\frac{b^2 - f^2}{2f} + \frac{b^2 + f^2}{2f} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2fb}{b^2 + f^2} \right)^2 \cos^2 \phi - \frac{1}{8} \left(\frac{2fb}{b^2 + f^2} \right)^4 \cos^4 \phi + \dots \right\} \\ &= -p + q - \frac{1}{4} \frac{b^2}{q} - \frac{3}{64} \left(\frac{b^4}{q^3} \right) - \left(\frac{1}{4} \frac{b^2}{q} + \frac{1}{16} \frac{b^4}{q^3} + \dots \right) \\ &\quad \cdot \cos 2\phi - \left(\frac{1}{64} \frac{b^4}{q^3} + \dots \right) \cos 4\phi + \dots \\ \text{ただし } \frac{b^2 - f^2}{2f} &= p, \quad \frac{b^2 + f^2}{2f} = q\end{aligned}$$

最初の数項位まで取ればこういう連続函数は近似できる。 $\phi + \theta_2 = \theta$ として代入し、 ζ の附加項

$$C_0 R + \sum_1^{\infty} C_n \frac{R^{n+1}}{z^n} \quad C_n = A_n + i B_n$$

と項別に比較して A_n, B_n を求めればよい。手間を入れれば任意の形にもできる。

翼列の前方無限遠点、後方無限遠点は z 面ではそれぞれ $z = a, z = -a$ に対応するから z 面の $z = a$ の source からでた流れが $z = -a$ にある sink に全部吸込まれることになる。また z 面にある単位半径の円が流線と一致するために $z = \frac{1}{a}, z = -\frac{1}{a}$ に夫々上と同じ強さの source と sink がなければならぬ。source と sink の強さを M とするとその複素ポテンシャルは

$$w_1 = \frac{M}{2\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z - \frac{1}{a}}{z + \frac{1}{a}}$$

となる。

迎角を与えるために $z = -a, z = -\frac{1}{a}$ と $z = a, z = -\frac{1}{a}$ にそれぞれ正負の循環 K を与えるとその複素ポテンシャルは

$$w_2 = \frac{-iK}{2\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z + \frac{1}{a}}{z - \frac{1}{a}}$$

となる。

この二つの複素ポテンシャルを加えると

$$w_1 + w_2 = \frac{M}{2\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z - \frac{1}{a}}{z + \frac{1}{a}} - \frac{iK}{2\pi} \log \frac{z-a}{z+a} \cdot \frac{z + \frac{1}{a}}{z - \frac{1}{a}}$$

となる。その速度函数において $\zeta = \infty$ は $z = a$ に相当するから

$$\left[\frac{d(w_1 + w_2)}{d\zeta} \right]_{\zeta = \infty} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M^2 + K^2}{h^2 + s^2}} e^{-it \tan^{-1} \frac{Kh - Ms}{Mh + Ks}}$$

すなわち一様な流れを $Ve^{-t\alpha}$ とすると

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M^2 + K^2}{h^2 + s^2}}, \quad \alpha = \tan^{-1} \frac{Kh - Ms}{Mh + Ks}$$

この二式より

$$M = 2V \frac{ht + s}{\sqrt{1 + t^2}}, \quad \text{ただし } t = \tan \alpha = \frac{Kh - Ms}{Mh + Ks}$$

$$K = 2V \frac{h - st}{\sqrt{1 + t^2}},$$

すなわち V と α が与えられると α の方向から V の速度で流れるための source, sink, 循環の強さが求まる。

揚力を起させるために循環を与えねばならない。 $z = -\frac{1}{a}$, $z = \frac{1}{a}$ にそれぞれ $\frac{\Gamma}{2}$ の循環を $z = -a$, $z = a$ にそれぞれ $-\frac{\Gamma}{2}$ の循環をおけばその複素ポテンシャルは次式で求められる。

$$w_3 = \frac{i\Gamma}{4\pi} \log \frac{z - \frac{1}{a}}{z - a} \cdot \frac{z + \frac{1}{a}}{z + a}$$

したがって一般の複素ポテンシャルは

$$\begin{aligned} w &= w_1 + w_2 + w_3 \\ &= \frac{M}{2\pi} \log \frac{z - a}{z + a} \cdot \frac{z - \frac{1}{a}}{z + \frac{1}{a}} - i \frac{K}{2\pi} \log \frac{z - a}{z + a} \cdot \frac{z + \frac{1}{a}}{z - \frac{1}{a}} \\ &\quad + i \frac{\Gamma}{4\pi} \log \frac{z - \frac{1}{a}}{z - a} \cdot \frac{z + \frac{1}{a}}{z + a} \end{aligned}$$

となる。

w_3 を考慮すると流れの方向が影響をうけるけれども、これを一様流の方向と考えると不都合な点があるので、上記の α を一様流の方向として採用する。

後縁が岐点になるように循環が決定されなければならないので

$$\left(\frac{dw}{dz} \right)_{z = e^{i\theta_2}} = 0 \quad \text{より次式が得られ,}$$

$$\Gamma = \frac{4aM}{a^2 - 1} \sin \theta_2 - \frac{4aK}{a^2 + 1} \cos \theta_2$$

これより循環 Γ が決定される。

θ_2 は平板翼でないときは ξ の最大最小の時の θ の値から求めた方が簡単である。

現在は Γ が決まると事足りるから、計算の順序を述べると合成速度 V_1 が決まり β が決まる。 β が決ま

ると入射角 α が決まる。一方翼数と螺距とが決めれば各半径における s, h が定まるので M, K が求まり、 b としてはキャビテーション等を考慮に入れながら適当な輪郭を与えればグラフより a が求まる。 a が決まると θ_1 が求まり直ちに I' が決まる。 I' が決まると T_0, Q_0 の式に入れて積分すればよい。

§ 3 結 言

一般的に述べると 船用螺旋推進器 とか 航空機 のプロペラでは 誘導速度を考慮に入れなければならない。しかし管路の中で動く軸流ポンプの如きものは翼端の間隙が小さいときは誘導速度を省略してもよい。翼の螺距分布も一定のものもあれば、部分的な流速を考慮に入れて最も効率の良いように半径によって違ったものもある。船舶では伴流を考慮するし、航空機では発動機の冷却というようなことがプロペラ設計の要素として入って来る。軸流ポンプの如きも管路の管壁に近い方は摩擦のため流速が遅くなっているはずであるが Bossing のため流れの断面積が小さくなって、かなり一様流に近くなっているであろうがその程度により適当なピッチ分布を定めねばならない。

次報において摩擦抵抗の算定法を考え実際的な計算例を行いたいと思う。現在では摩擦だけは理論的に扱うことができないので実際的な問題を扱うにはどうしても摩擦抵抗の見積を行わなければならない。これはどうしても実験の結果を待たなければならない。

参 考 文 献

- 1) D. W. Taylor : The Speed and Power of Ships, 1933.
- 2) 山県昌夫 : 船型学 (推進篇), 天然社
- 3) 小野正三 : 応用航空力学, 修教社
- 4) 守屋富次郎 : 空気力学序論, 培風館
- 5) 佐貫亦男 : プロペラ, 東学社
- 6) 内丸最一郎 : 唧 筒, 技報堂
- 7) 生井武文 : 遠心軸流送風機と圧縮機, 朝倉書店
- 8) Fuchs, Hopf, Seewald : Aerodynamik, 1935. Springer
- 9) 機械学会論文集 : 12巻47号(昭21)広瀬, 藤本 ; 17巻58号(昭26)河崎 ; 同上, 安陪 ; 同上, 村井 ; 17巻60号(昭26)沼知, 村井 ; 同上, 沼知, 安陪 ; 31巻230号(昭40)笠原, 棚橋.

(昭和43年9月2日受付)

水面走行体の造波抵抗について

(機械工学科) 二井内 信 司

Investigation on wave Making Resistance of Bodies
which Travel on water Surface.

Nobushi NIINAI

Since Michell announced the theory of wave making resistance, it is known that wave making resistance is in proportion to the square of breadth.

But experimentally there are many cases that do not agree with the theory.

Theoretical resistance calculation of displacement ship with common speed range is generally very difficult. Accordingly we select the bodies whose resistance can be easily calculated, and investigate the tendency of wave making resistance.

§ 1 緒 言

船舶の長さおよび吃水を一定にして排水量を幅に比例させた場合にフルード数を一定にすれば剩余抵抗 W_r と幅 B との間には大体次の関係がある。

$$W_r \propto B^n$$

L を船長とすれば L/B が 8~16 のときには略 n は 2 に近い数である。 W_r は造波抵抗と造渦抵抗の和であるが、近時の洗練された船舶では造渦抵抗は極めて小さいと考えられるので、剩余抵抗は大略造波抵抗と考えてよい。

1898年に J. H. Michell がポテンシャル理論より造波抵抗の理論式を発表してからは、その理論では B^2 に比例するようになっているため、やゝもすれば常に B^2 に比例するものであると考えられ勝であるが Michell の式は幅の狭い船舶で、 y を船の幅とすると船体表面を $y = y(x, z)$ で表せば、法線の x 方向の方向余弦 l は

$$l = \frac{-\frac{\partial y}{\partial x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)^2}}$$

であるにもかかわらず近似的に

$$l = -\frac{\partial y}{\partial x}$$

として法線速度に関する条件を取り入れる場合の解法上の困難を避けている。したがってこの式を用いて正しい結果が出るためには、 B/L が小さく $\frac{\partial y}{\partial x}$, $\frac{\partial y}{\partial z}$ が 1 に較べて十分無視できるものでなければな

らない。そのため実在するかなり幅のある船に対しては或程度の違いがでてくるのは当然である。

Michell について Havelock, Hogner 等により各種の式が発表されたが、実際的にはそれによる計算は非常に困難で結局何等かの仮定なり省略を入れてて 簡単化しなければ実際の使用には堪だしく困難である。したがって Michell と同じ程度の効果しかでてこないことになるのである。

前回にも発表したように D. W. Taylor の chart から算出しても実験的には造波抵抗は B^2 に比例しない。むしろ幅が増加して抵抗の減少する場合も相当の範囲存在するのである。

著者はその点を理論的にはどのようにするかを知るために、一般的には計算は困難であるが、計算が容易なものであれば或程度一般性を欠いてもよいからできるだけ 仮定や省略を入れずに 理論的に抵抗を算出し、その間の動向を探究して見ようとする次第である。

§ 2 水面を走行する圧力分布の抵抗

水面に作用する圧力分布が水平に Ox 方向に等速度 c で運動すると考える。自由水面上に原点をとり、 Oz を垂直に上方にとる。 ζ を表面隆起とし、速度に比例する摩擦力があるとすると、自由水面における圧力状況は

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} - g\zeta + \mu' \phi = \text{const} \dots\dots\dots (1)$$

こゝに ϕ : 速度ポテンシャル

μ' : 速度に比例する摩擦係数

自由表面においては

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \dots\dots\dots (2)$$

であるから式(2)を式(1)に代入して次式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \kappa_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} - \mu \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

が成立する。ただし $\kappa_0 = g/c^2$, $\mu = \mu'/c$

上の条件を満足する三次元の速度ポテンシャルを source や doublet の場合を考慮に入れて次のように想定する。

$$\phi = \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} \frac{f(\kappa) g(\theta) e^{\kappa z + i\kappa \omega}}{\kappa - \kappa_0 \sec^2 \theta + i\mu \sec \theta} d\kappa \dots\dots\dots (4)$$

こゝに $\omega = x \cos \theta + y \sin \theta$

そうすると表面隆起は

$$\zeta = \frac{1}{ci} \int_{-\pi}^{\pi} \sec \theta \int_0^{\infty} \frac{f(\kappa) g(\theta) e^{i\kappa \omega}}{\kappa - \kappa_0 \sec^2 \theta + i\mu \sec \theta} d\kappa \dots\dots\dots (5)$$

となり、水面 ($z = 0$) における圧力は次式

$$\frac{p}{\rho} = -c \frac{\partial \phi}{\partial x} - g\zeta + \mu' \phi \dots\dots\dots (6)$$

に式(4), (5)を代入して次のように得られる。

$$p = \frac{\rho c}{i} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{g(\theta)}{\sec \theta} d\theta \int_0^{\infty} f(\kappa) e^{i\kappa(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\kappa$$

まず最も要素的な速度ポテンシャルを要求しているのであるから、 $g(\theta)/\sec \theta$ を 1 とすると

$$\begin{aligned} p &= \frac{\rho c}{i} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} f(\kappa) e^{i\kappa(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\kappa \\ &= \frac{2\pi \rho c}{i} \int_0^{\infty} f(\kappa) J_0(\kappa r) d\kappa \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

となる。ここに $r^2 = x^2 + y^2$

$$p(r) = \int_0^{\infty} J_0(\kappa r) \kappa d\kappa \int_0^{\infty} p(\alpha) J_0(\kappa \alpha) \alpha d\alpha \dots\dots\dots (8)$$

であるから次式が得られる。

$$2\pi \rho c i \frac{f(\kappa)}{\kappa} = \int_0^{\infty} p(\alpha) J_0(\kappa \alpha) \alpha d\alpha \dots\dots\dots (9)$$

$$f(\kappa) = \frac{\kappa}{2\pi \rho c i} \int_0^{\infty} p(\alpha) J_0(\kappa \alpha) \alpha d\alpha \dots\dots\dots (10)$$

$$\phi = \frac{1}{2\pi \rho c i} \int_{-\pi}^{\pi} \sec \theta d\theta \int_0^{\infty} \frac{I(\kappa) e^{\kappa z + i\kappa \omega}}{\kappa - \kappa_0 \sec^2 \theta + i\mu \sec \theta} \kappa d\kappa \dots\dots\dots (11)$$

$$\text{ただし } I(\kappa) = \int_0^{\infty} p(\alpha) J_0(\kappa \alpha) \alpha d\alpha$$

一般化するために原点に集中した P なる圧力を考え、 $P/2\pi$ で $I(\kappa)$ を置きかえると、任意の連続分布の圧力 $p(x, y)$ に対しては

$$\phi = \frac{i}{4\pi^2 c \rho} \int p(h, k) ds \int_{-\pi}^{\pi} \sec \theta d\theta \int_0^{\infty} \frac{e^{\kappa z + i\kappa \omega}}{\kappa - \kappa_0 \sec^2 \theta + i\mu \sec \theta} \kappa d\kappa \dots\dots\dots (12)$$

$$\text{こゝで } \omega = (x - k) \cos \theta + (y - k) \sin \theta$$

エネルギー放散の割合は

$$-\mu' \rho \int \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dS$$

であるから造波抵抗は次の式で与えられる。

$$R = \lim_{\mu \rightarrow 0} \mu \rho \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi \frac{\partial \phi}{\partial z} dx dy$$

この式に式(12)を代入すれば造波抵抗は次のようにでてくる。

$$R = \frac{\kappa_0^2}{2\pi c^2 \rho} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (P^2 + Q^2) \sec^5 \theta d\theta \dots\dots\dots (13)$$

$$\left. \begin{matrix} P \\ Q \end{matrix} \right\} = \iint p(x, y) \frac{\cos}{\sin} \{ \kappa_0 (x \cos \theta + y \sin \theta) \sec^2 \theta \} dx dy$$

この式において $u = \tan \theta$ とおけば次式を得る。

$$R = \frac{\kappa_0^2}{\pi \rho c^2} \int_0^\infty (P^2 + Q^2) (u^2 + 1)^{-\frac{3}{2}} du \dots\dots\dots (14)$$

$$\left. \begin{matrix} P \\ Q \end{matrix} \right\} = \int_s \int_y p(x, y) \frac{\cos}{\sin} \{ \kappa_0 (x + yu) \sqrt{u^2 + 1} \} dx dy$$

これは Hogner の導いた式と同じものになる。今までの論理はできるだけ仮定や省略を排除してきた。この式をできるだけ忠実に用いて特定の圧力分布の抵抗を求めて見よう。

いま $p(x, y) = F(x) \cdot G(y)$

なる圧力分布を考えよう。

長さ l , 幅 b の長方形の圧力面であるとし、

$$x = \frac{l}{2} \cos \alpha, \quad y = \frac{b}{2} \cos \beta \quad \text{とおき}$$

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{l}\right)^2} \quad \sin \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{2y}{b}\right)^2}$$

$$\begin{aligned} p(x, y) &= (a_1 \sin \alpha + a_3 \sin 3\alpha + a_5 \sin 5\alpha + \dots\dots\dots) \cdot (b_1 \sin \beta + b_3 \sin 3\beta + b_5 \sin 5\beta + \dots\dots\dots) \\ &= (A_1 \sin \alpha + A_3 \sin^3 \alpha + A_5 \sin^5 \alpha + \dots\dots\dots) \cdot (B_1 \sin \beta + B_3 \sin^3 \beta + B_5 \sin^5 \beta + \dots\dots\dots) \end{aligned}$$

とおけば次式が得られる。

$$\begin{aligned} P &= \int \int (A_1 \sin \alpha + A_3 \sin^3 \alpha + A_5 \sin^5 \alpha + \dots\dots\dots) \\ &\quad \cdot (B_1 \sin \beta + B_3 \sin^3 \beta + B_5 \sin^5 \beta + \dots\dots\dots) \\ &\quad \cdot \cos \{ \kappa_0 (x + yu) \sqrt{1 + u^2} \} dx dy \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q &= \int \int (A_1 \sin \alpha + A_3 \sin^3 \alpha + A_5 \sin^5 \alpha + \dots\dots\dots) \\ &\quad \cdot (B_1 \sin \beta + B_3 \sin^3 \beta + B_5 \sin^5 \beta + \dots\dots\dots) \\ &\quad \cdot \sin \{ \kappa_0 (x + yu) \sqrt{1 + u^2} \} dx dy \end{aligned}$$

$$E = A_1 \sin \alpha + A_3 \sin^3 \alpha + A_5 \sin^5 \alpha + \dots\dots\dots$$

$$F = B_1 \sin \beta + B_3 \sin^3 \beta + B_5 \sin^5 \beta + \dots\dots\dots$$

つぎに $\mu = \kappa_0 \sqrt{1 + u^2}$ $\nu = \kappa_0 u \sqrt{1 + u^2}$ とおけば次式が得られる。

$$P^2 + Q^2 = \left\{ \int E \cos \mu x dx \right\}^2 \left\{ \int F \cos \nu y dy \right\}^2 \dots\dots\dots (15)$$

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E \cos \mu x dx = \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} (A_1 \sin \alpha + A_3 \sin^3 \alpha + A_5 \sin^5 \alpha + \dots\dots\dots) \cos \mu x dx$$

$$= \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \left[A_1 \left\{ 1 - \left(\frac{2x}{l}\right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + A_3 \left\{ 1 - \left(\frac{2x}{l}\right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}} + A_5 \left\{ 1 - \left(\frac{2x}{l}\right)^2 \right\}^{\frac{5}{2}} + \dots\dots\dots \right]$$

$$\times \cos \kappa_0 \sqrt{1 + u^2} x dx$$

また $\frac{2x}{l} = t$, $\kappa_0 \frac{l}{2} = \kappa_1$ とおけば

$$\begin{aligned} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E \cos \mu x dx &= \frac{l}{2} \int_{-1}^1 \left\{ A_1 (1-t^2)^{\frac{1}{2}} + A_3 (1-t^2)^{\frac{3}{2}} + A_5 (1-t^2)^{\frac{5}{2}} + \dots \right\} \cos \kappa_1 \sqrt{1+u^2} t dt \\ &= \frac{l}{2} \left\{ A_1 \frac{\pi}{\kappa_1 \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_1 \sqrt{1+u^2}) + A_3 \frac{3\pi}{(\kappa_1 \sqrt{1+u^2})^2} J_2 (\kappa_1 \sqrt{1+u^2}) \right. \\ &\quad \left. + A_5 \frac{15\pi}{(\kappa_1 \sqrt{1+u^2})^3} J_3 (\kappa_1 \sqrt{1+u^2}) + \dots \right\} \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} F \cos \nu y dy &= \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (B_1 \sin \beta + B_3 \sin^3 \beta + B_5 \sin^5 \beta + \dots) \cos \nu y dy \\ \left(\frac{2y}{b} = t, \quad \kappa_0 \frac{b}{2} = \kappa_2 \quad \text{とすると} \right) \\ &= \frac{b}{2} \left\{ B_1 \frac{\pi}{\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}) + B_3 \frac{3\pi}{(\kappa_2 u \sqrt{1+u^2})^2} J_2 (\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}) \right. \\ &\quad \left. + B_5 \frac{15\pi}{(\kappa_2 u \sqrt{1+u^2})^3} J_3 (\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}) + \dots \right\} \dots \dots \dots (17) \end{aligned}$$

圧力分布が x の関数と y の関数とに分離できると以上の如く非常に簡単になる。もとの圧力分布はフーリエ級数で表してあるから相等自由な形を選ぶことができる。しかし $J_2(x)$, $J_3(x)$ の関数表は現在入手困難なので $J_1(x)$ だけでできるものを試みることにする。これでも長幅比に対する造波抵抗の動向を見るには十分である。

いま圧力分布を次のようにし、

$$p(x, y) = A_1 \sin \alpha \cdot B_1 \sin \beta = a \sin \alpha \sin \beta$$

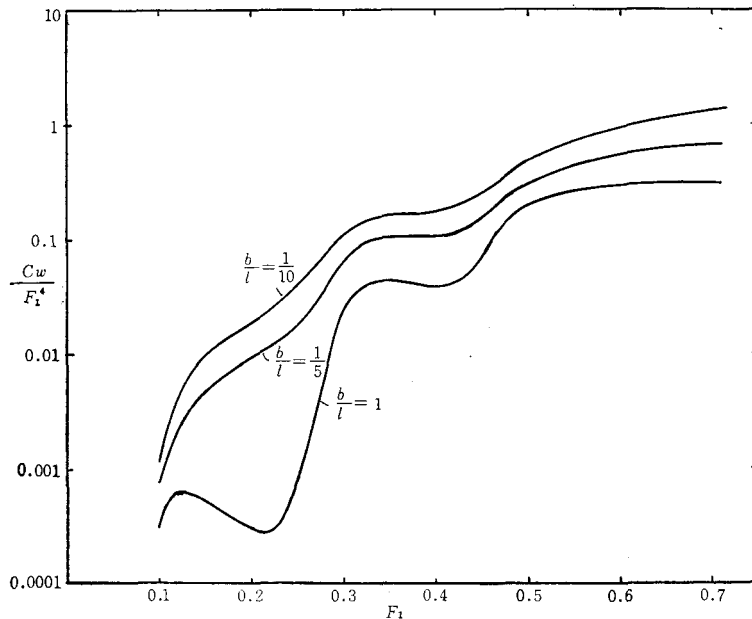
P を全圧力とすれば R , C_w は次のように得られる。

$$\begin{aligned} A_1 B_1 &= a = \frac{16P}{\pi^2 lb} \\ R &= \frac{\kappa_0^2}{\pi c^2 \rho} \frac{l^2 b^2}{16} \pi^4 \left(\frac{16P}{\pi^2 lb} \right)^2 \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{\kappa_1 \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_1 \sqrt{1+u^2}) \right\}^2 \left\{ \frac{1}{\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}) \right\}^2 \\ &\quad \times (1+u^2)^{\frac{3}{2}} du \\ &= \frac{16\kappa_0^2 P^2}{\pi \rho c^2} \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{\kappa_1 \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_1 \sqrt{1+u^2}) \right\}^2 \left\{ \frac{1}{\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}} J_1 (\kappa_2 u \sqrt{1+u^2}) \right\}^2 (1+u^2)^{\frac{3}{2}} du \\ C_w &= \frac{R}{\frac{1}{2} \rho c^2 4bl} = \frac{8}{\pi \lambda} \left(\frac{P}{g \rho l^3} \right)^2 \frac{1}{F_1^4} I_1 \end{aligned}$$

ここに C_w : 造波抵抗係数, $\lambda : b/l$ $F_1 : c/\sqrt{gl}$ I_1 : 上記抵抗の式の積分部分

フルード数の大きな範囲すなわち滑走体としての抵抗は比較的計算しやすくとも取扱われてきたが、低速の displacement ship に相当する範囲は取扱われていない。また普通の船舶に必要なのはこの

範囲である。フルード数が小さいと κ が大きく、 $J_1(x)$ の x が大となる。 $J_1(x)$ の関数表は $x=50$ までしか現在手許にないので、 $J_1(x)$ は x が大きくなると振幅の変化する三角関数で近似できることを利用して x が50以上の $J_1(x)$ の値を出して普通の displacement ship の速度範囲に相当する部分の抵抗を算出した。現在の目的にはそれで十分である。得られたのが次の図である。



§ 3 結 言

この結果からわかることは λ の大きなものは両端の効果が少なく大部分の流体が下部を通過するのに対し λ の小さいものは両端の影響が大きく翼の誘導抵抗に類似した抵抗が生ずると考えられる。D. W. Taylor が船体表面の流れの状態を U. S. Model Basin において実験をした結果をその著 Speed and Power of ships に掲載しているのを見ると、正面にある流体の60%前後は底部を通過している状態を見ると船首により左右に分けられるという考え方は相当修正されねばならない。

またその理論ででき上っている Michell の造波抵抗は幅の2乗に比例するという理論は船形によっては大いに修正されるべきである。特に漁船の如き rise of floor の大きなものは船底を通過する水が多く、幅が広くても抵抗が少なく高速が出せるわけである。したがって幅の広い船は rise of floor を大きくするとか、bilge の半径を大にして midship coefficient を小さくしてできるだけ水流を船底を通すようし幅を小さくするときは midship coefficient を大にして U bow, U stern にすべきである。勿論幅を広くする際には Pounding とか乗心地とかを考慮しなければならないし、幅を狭くするときには復原性等を考慮に入れて妥当な線で行なわれなければならない。

参 考 文 献

- 1) J. H. Michell : The Wave-Resistance of a Ship. Phils. Mag. 1898.
- 2) T. H. Havelock : The Theory of Wave Resistance Proc. Roy. Soc. vol, 138, 1932.
- 3) D. W. Taylor : The Speed and Power of Ships, 1933
- 4) H. Lamb : Hydrodynamics
- 5) G. H. Watson : Theory of Bessel Functions
- 6) 丸尾 孟 : 水面滑走体の造波抵抗理論 造船協会会報, 昭和24年7月
- 7) 山県昌夫 : 船型学, 天然社
- 8) 林 桂一 : ベッセル函数表, 岩波書店
- 9) 林 桂一 : 高等函数表第2版, 岩波書店

(昭和43年9月2日受付)

穴加工用工具動力計の試作

(機械工学科) 里信 敏行・西本 進

Test Making of Drilling Tool Dynamometer

Toshiyuki SATONOBU and Susumu NISHIMOTO

Twist drills have two lips. From this, the two lips could be non-symmetrical. If the degree of non-symmetry increases, drilled holes will be larger than expected. This larger size is called oversize, which is, from analyzing vector, apparently influenced by radial force.

When drilling with twist drills, we usually measure two-component of torque and thrust as cutting force components. But when we take oversize into consideration, we have to measure three component. So we devised for trial a three-component tool dynamometer, and, examining its functions, did a few basic experiments.

§ 1 緒 言

穴あけ加工に関する研究は、多岐にわたり、相当量のものがあり、一応問題は解決されてしまった観があるが、ツイストドリルによる穴加工については、その工具形状が元来理にかなっていない形のものであり、2枚の切刃が大小にかかわらず非対称であるということから、切削抵抗とくにスラストの減少と切屑排除の問題等と加工精度については、いぜんとして工作上的課題が残されているといえる。

最近におけるドリル研磨機の汎用は、手とぎに比して加工穴精度の向上に役だっているが、そのなかで加工穴のオーバーサイズの問題は、実験による結果は示されているが、その原因の究明と計測ならびにそれ等の関連は、いまだ追究されなければならないと考えられる。実際に、穴あけ加工における切削抵抗の計測にあたっては、測定項目がトルクとスラストの2分力に限られるのが通常である。だが、もし加工穴のオーバーサイズを考

えるのであるならば、互いにうち消しあうとされているラジアル力を測定しなければならない。そこで、本研究は、まずラジアル力を考慮し、測定項目としてとりいれた穴加工用3分力工具動力計を作製し、これによって穴加工の基礎実験を行ない、試作した動力計の検査をするとともに2, 3の問題を追究しようとするものである。

§ 2 穴加工用3分力工具動力計¹⁾

3分力計測にあたってはストレインゲージを使用し、それぞれの分力によって生ずる歪を検出する。

従来の工具動力計においては、おおよそ各分力の測定値はそれぞれ独立したものでなく、一定の函数関係をもったものである。これは、一分力の歪のみを測定すべきストレインゲージが他の分力の歪をも同時に混同検出するところに原因がある。この現象は、分力測定値間に相互干渉があるということであり、測定誤差を大きくし、場合に

よっては測定値の10%にも達するといわれている。そこで、計測装置を計画するにあたっては、この相互干渉を排除し、それぞれの単一成分が独立して同時に計測されるように考えられなければならない。動力計は、以上の立場から作製された。写真1は、その平面であり、写真2はラジアル力計測部である。

構造の概要については、図1において、①はラジアル力計測用スパイクで、②は受部のスラスト計測用スパイクであり、③は2枚のトルク計測用プレートうちの1枚を示す。そして、それぞれの計測部分は、別個のものであり、ラジアル力計測用スパイクのリングは、ラジアルベアリング④を介して外側固定外輪でうけられる。また、ラジアル力計測部分は、被削材固定部が直接トルク計測用プレートに作用するようになっている。スラスト計測部分は、ベースと一体のものであり、トルクおよびラジアル力を⑤のスラストベアリングと⑥のラジアルベアリングでうけている。

3分力測定装置におけるそれぞれの分力計測のためのブリッジは、スラスト計測用としては、ストレインゲージを4本のスパイクの上下に8枚貼付し、平均値がだせるようにし、トルク計測は、プレートの両側にそれぞれ1枚ずつを貼付し、スラストと同様に変化を曲げ歪として測定した。また、ラジアル力は、トルク計測用プレートの方向とこれに直角な方向の2方向とし、それぞれラジアル(1)、ラジアル(2)とし、引張、圧縮による歪として検出した。

§3 実験

穴あけ加工の実験において、まず問題になるのは、加工穴相互の穴干渉である。そして、ついで、深さの変化に伴う加工穴の寸法差に留意しなければならない。以下の実験は、これらの問題を

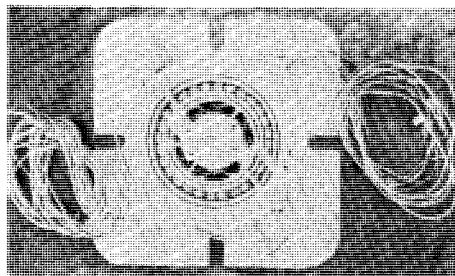


写真1 動力計

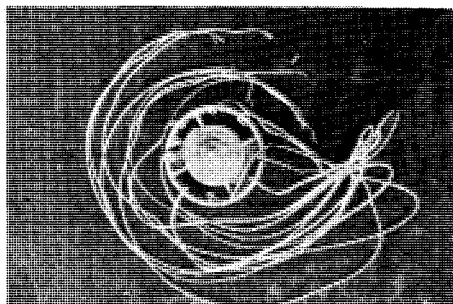


写真2 ラジアル力計測部

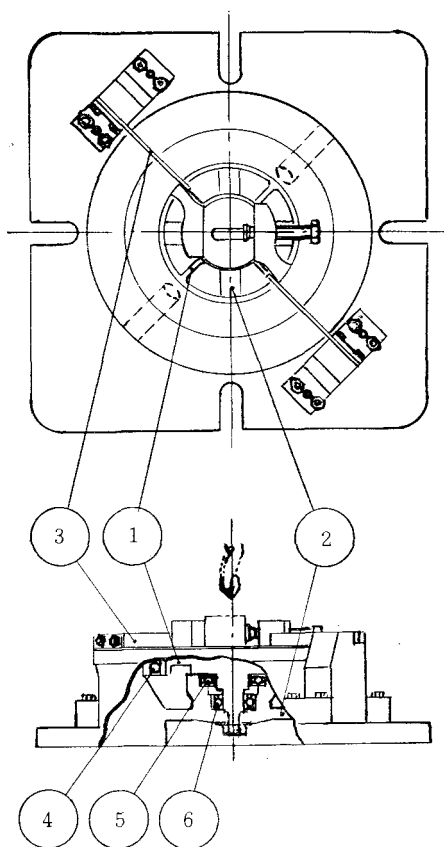


図1 3分力測定装置

解決するために行なった基礎実験であり、すべて切削油は使用していない。

(1) 加工穴の穴干渉

a) 実験条件, 実験装置

ボール盤; 吉田 YUD-540

(回転数……690r. p. m.,
送り……0.1mm/rev.)

ドリルポインター; 高木 MD-355S

ドリル; SKH9, 7 ϕ テーパー

刃先形状…刃先半角差=0 $^{\circ}$,

先端角=118 $^{\circ}$,

リップハイト差=1.4(mm)

(注)切刃の逃げ角=10 $^{\circ}$ ~12 $^{\circ}$, シン
ニングなし。

穴間隔; 0.5, 1, 2, 3, 4, 5 (mm)

被削材; 22 \square 材, 市販 SS41相当 ($H_B=103$,
 $\sigma_t=52.8\text{kg/mm}^2$)

測定器; 共和 DPM-3ATS型ストレインメ
ータ

渡辺WTR211-4C型ペン書オシログラフ

ニコンV-16型万能投影器

三豊三本足マイクロメータ

(総合誤差=2/1000, 測定範囲=6~
12mm)

実験装置は, 図2に示す。

b) 実験結果, 考察

実験結果を図3に示す。これによると, リップハイト差を1.4mmとドリル研磨機によっては到底考えられない値として行なったにもかかわらず, 穴間隔によるオーバーサイズへの影響はみられなかった。数度にわたるくりかえし実験においても同様の結果がでており, 上述実験条件下においては, 穴間隔は2mm位でも穴干渉はないものとしてよいと考えられる。これは, ラジアル力の大きさと被削材の強度との関係を考えれば, 理論的に結論づけられるところである。

(2) 加工穴の深さとオーバーサイズ

加工穴の深さとオーバーサイズの問題は, ラジアル力の測定と加工穴の断面形状および入口, 中間, 出口の内径寸法の測定により明らかにされる。写真3, 写真4はこの場合における例を示す

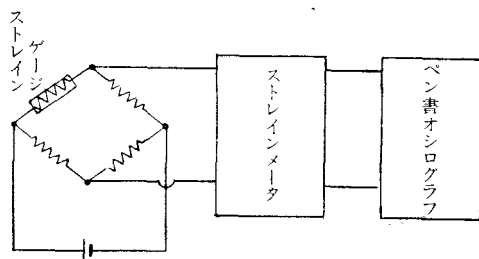


図2 実験装置

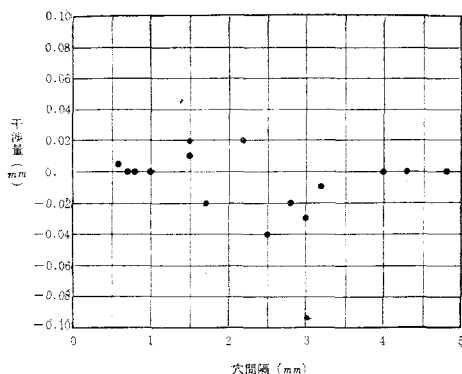
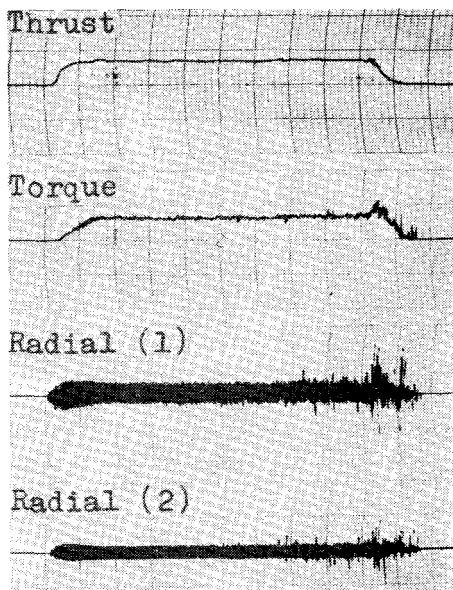


図3 穴干渉 (7 ϕ ドリル)



リップハイト差=1.0
半角差=0 $^{\circ}$

写真3 3分力歪曲線 (7 ϕ ドリル)

ものである。これらによっても判断されるように、非対称ドリルによる穴加工において、ラジアル力は、まず増大し、ついで定常状態となる。この変化は、非対称ドリルにおいては共通のことからであり、最初のラジアル力の増大は、刃先の肩が被削材にはいるまで進行し、加工穴の入口はオーバーサイズされる。定常状態にはいると、加工穴はいくぶん小さくなり、刃先が被削材より出るまでは大きな変化はなく、出口側の寸法は縮小される。しかし、ドリルによる再度の切削においては、加工穴の出口側内面にライフリング状の深いみぞがあらわれる。これは、ラジアル力測定においてだいたい定まった深さから急激で、断続的な変動がとらえられることによって説明される。そこで、実験は、まず刃先形状の変化による加工穴の入口、中間、出口の寸法について行ない、ついで、定常状態とみなされる部分について詳細な検討を行なった。

(2-i) 加工穴の入口、中間、出口のオーバーサイズ

a) 実験条件、実験装置

実験条件、実験装置は、ドリル刃先形状ならびにセンターもみについて区別した外は穴干渉の場合に準ずる。なお、刃先形状の変化は、リップハイト差で示し、刃先半角差 $=0^\circ$ としてリップハイト差をつけた場合と刃先半角差を変化させてリップハイト差をつけた場合について行ない、それぞれをシリーズ(1)、シリーズ(2)とした。

ドリル：刃先形状

シリーズ(1)……刃先半角差 $=0^\circ$

リップハイト差 $=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2(\text{mm})$

チゼル偏心 $=0, 0.17, 0.33, 0.50, 0.67, 0.83, 1.00(\text{mm})$

シリーズ(2)……刃先半角差 $=0^\circ, 2^\circ 28', 5^\circ 3', 7^\circ 46', 10^\circ 35', 13^\circ 30', 16^\circ 32'$

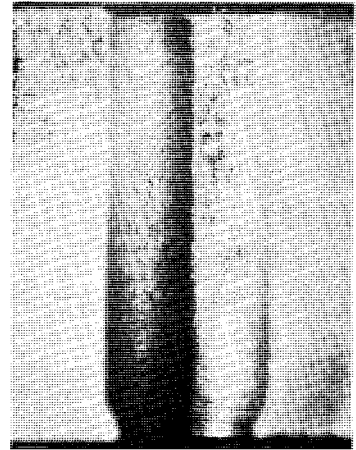
リップハイト差 $=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2(\text{mm})$

チゼル偏心 $=0$

(注) 刃先半角差 $=0^\circ$ のための基準半角 $=59^\circ$ とする。切刃の逃げ角 $=10^\circ \sim 12^\circ$, シンニングなし。

b) 実験結果、考察

図4, 5はシリーズ(1), 図6, 7はシリーズ(2)による結果を示す。



リップハイト差 $=1.0$
半角差 $=0^\circ$

写真4 加工穴断面 (7φドリル)

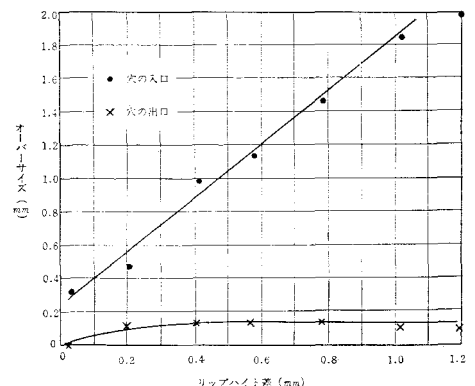


図4 リップハイト差とオーバーサイズ (7φドリル) (半角差 $=0^\circ$)

両シリーズに共通なことは、リップハイト差とラジアル力ならびにオーバーサイズの関係がだいたい直線的で、簡単な1次関数の函数関係でとらえられるということである。また、位置によるオーバーサイズは、入口が最大で、ついで中間、出口の順となる。そして、通常出口側のオーバーサイズは入口側と変化が同じ曲線になるといわれているが、実験結果を検討してみた結果からはそのような傾向はみとめられなかった。むしろ出口側は、かえりができるし、他の切削条件が大きく作用して不安定になると考えられる。つぎに、両シリーズを比較すると、リップハイト差は同じでも刃先形状からチゼル偏心のある方がオーバーサイズは大きくあらわれる。また、加工前のセンターもみ有無については、当然のことながらセンターもみをしておいた方がオーバーサイズは小さくなる。

(2-ii) 定常領域におけるオーバーサイズ

a) 実験条件, 実験装置

実験条件, 実験装置は, ドリル刃先形状と被削材高さを変化させるの外は穴干渉の場合に準ずる。

ドリル; 刃先形状……刃先半角差=0°

先端角=118°

リップハイト差=0.1,

0.2, 0.3, 0.5, 1.0(mm)

シンニングなし

被削材高さ; 14, 18, 24, 26, 30, 50(mm)

b) 実験結果, 考察

Pahlitzsch と Spur によると, ドリルの刃先が対称に研磨されているときにおいて, 穴の深さがドリル径の2倍をこすとラジアル力は増大しはじめ, 3倍にいたって減少の傾向を示すといわれている²⁾。しかし, 本実験においては, 写真5に示すごとく, その傾向はみられなかった。むしろ, ドリルの刃先が非対称となり, リップハイト差をつけると, 写真6, 図8に示すごとくその傾向が

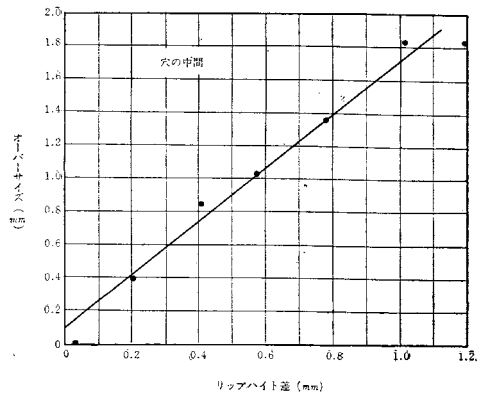


図5 リップハイト差とオーバーサイズ(7°ドリル 半角差=0°)

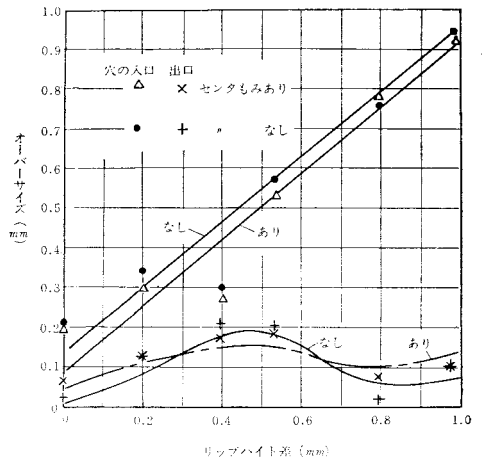


図6 リップハイト差とオーバーサイズ(7°ドリル 半角差=0°)

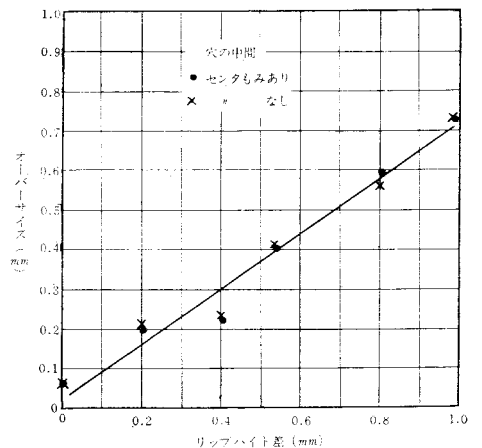


図7 クリップハイト差とオーバーサイズ(7°ドリル 半角差=0°)

あらわれてきている。この場合、いずれの場合においてもドリル径の2～3倍あたりからラジアル力は増大しはじめ、ドリル先端が被削材より出ることによって減少する。故に、Pahlitzsch と Spur の示していることは、リップハイト差をつけた場合にその傾向があるといえるが、いずれにしても3倍をこしたあたりから減少するということはみとめられなかった。

§ 4 結 言

以上、ツイストドリルによる穴加工において、ラジアル力を検出できる穴加工用3分力工具動力計をつくり、基礎実験を行なって検討したが、結果は次のとおりである。

(1) 穴加工用3分力工具動力計は、それぞれの計測部が独立した構造となっているので、相互干渉を最小限にとどめることができる。

(2) トルク、スラストの2分力にラジアル力検出装置を加えることにより、オーバーサイズの原因を究明し、ラジアル力とオーバーサイズの関係を解明することができる。

(3) 穴加工基礎実験において、加工穴の穴干渉は、被削材がSS41相当において穴間隔が2mm程度でも影響はない。

(4) 穴の深さの各位置におけるラジアル力の変

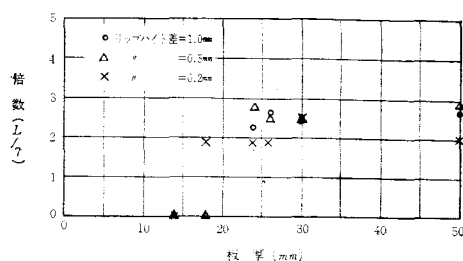
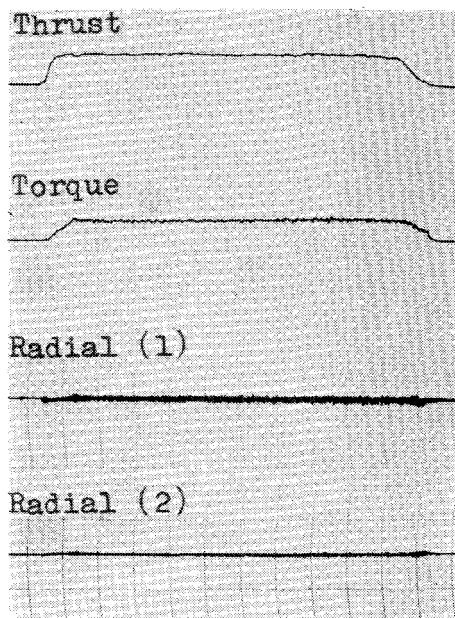
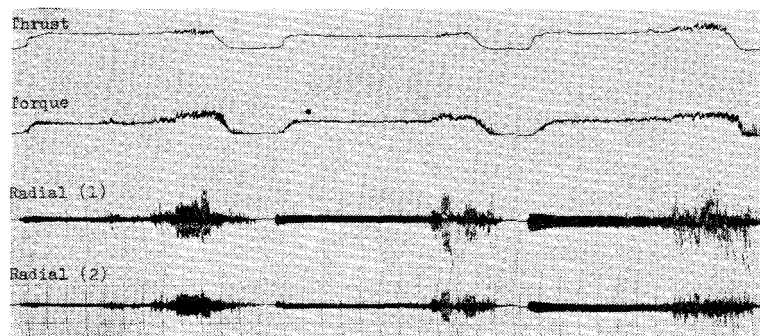


図8 ラジアル力増大位置 (7φドリル)



リップハイト差=0

写真5 3分力歪曲線 (7φドリル, 被削材高さ24mm)



リップハイト差=0.2

リップハイト差=0.5

リップハイト差=1.0

写真6 穴の深さによる3分力歪曲線 (7φドリル, 被削材高さ24mm)

化は、非対称形ドリルの場合に、ドリル径の約2～3倍あたりから増大がみとめられる。

(5) 加工穴の出口側のオーバーサイズは、入口側と同じ傾向ではなく、刃先形状以外の切削条件により大きく影響されることが考えられる。

(6) オーバーサイズとラジアル力は直線的関数関係とみなされる。

なお、本研究は、穴加工用3分力工具動力計の試作とその検討が目的であって、ツイストドリルによる穴加工の際の加工精度については、基礎的実験しかとりあげていない。そこで、オーバーサイズとラジアル力の関係を追究するのであれば、さらに、総体的に研究を進めていかなければならない。この点については、今後継続する考えである。

最後に、本研究に御助言をいただいた呉高専糸島寛典教授ならびに呉工試小川逸司氏に深く謝意

を表する。

- (注) 1) 里信・西本：特許出願昭43—040956号、穴加工用3分力工具動力計
2) 窪田・伊藤：切削加工，誠文堂新光社

文 献

- 1) Dipl. Ing. G. SPUR: MEASUREMENT AND SIGNIFICANCE OF RADIAL FORCE IN THE CUTTING ACTION OF TWIST DRILLS
MICROTECNIC VOL. XV. No. 2
- 2) 佐久間敬三外：穴加工と穴加工用具の設計，機械工学全書 103
- 3) 里信・西本：日本機械学会中国四国支部第6期総会講演会前刷，穴あけ加工におけるラジアル力とオーバーサイズについて(第1報)1968. 3. 16

(昭和43年9月2日受付)

13 % Cr 鋼 の Hot Peening

(機械工学科) 大 下 隆 章

Hot Peening of 13% Cr Stainless Steel

Takaaki ŌSHITA

The following results are obtained through researches on 13% Cr stainless steel, which is heated at 950°C and quenched into the salt bath kept at 400°C and then peened at the same temperature for three minutes with the Howa MS 100 Shot.

- (1) The surface of the test piece is hardened by hot peening as the ausformed one.
- (2) The fatigue strength 50% higher than that of the annealed specimen is obtained.

§ 1 緒 言

機械の構造部材がその合金の引張強さ以下あるいは降伏点以下の応力でも、繰返し負荷される場合にはついに疲労現象を生じて破断する。同一環境のもとで繰返し荷重をうける場合は、(1) 疲労強度はある程度引張強さに比例する¹⁾。(2) 引張残留応力は疲労強度を低下するが、圧縮残留応力は疲労強度を高めるのに極めて有効である²⁾など知られている。

鋼をオースフォームすると靱性を減ずることが少なくして強度、硬度等を上昇することができる。またピーニングをするとその部材の表面に圧縮残留応力が降伏点近くまで上昇する。したがってオースホームによる強度の増加とピーニング加工による圧縮残留応力との効果を重畳できれば疲労強度を上昇させうると考えられる。

特に部材の最表面において最大応力を発生する曲げ、振りに対する疲労強度の上昇が期待される。以上の考えからホットピーニング装置を試作

して、12.9 %高Cr鋼の疲労試験をおこなったのでその結果を報告する。

§ 2 実験装置

ピーニング機械には空気式、遠心式の2種があるが、高温でピーニング加工することを目的とする本実験では空気式を用いることは不可能であり遠心式とした。SUP6の片振り平面曲げ疲れ試験では、ショットの直径が小さいほど、適したショット速度がだんだん大きくなる傾向がある³⁾。

また速度が大きくなるとピーニング加工によって表面硬化して圧縮残留応力が生ずる一方表面あらさを増してき裂発生の恐れがあるなど考慮して周速度を40m/secとした。その結果8枚の羽根をもつ直径200mmの回転翼車を3800rev/minで回転してピーニング加工した。加工中に試験片の温度が低下することを防ぐ目的で試験片が炉中で10 rev/minの回転をするよう管状電気炉を設置した。

ただし炉壁にショットが衝突して破損する恐れ

があるので、試験片のピーニング加工する場所にはニクロム線を巻くことはできないが、加工部分の温度降下を十分に遅延させることができた。図1はこの装置の構造を、写真1はその外観を示す。

§ 3 試料と実験方法および結果の考察

オースホーミングの特長の1つとして比較的低炭素の鋼でも相当に強さ、硬さを増加することがあげられる。本実験ではホットピーニングによる表面硬化も検討する目的で比較的低炭素量の少ないSUS22を用いることにした。その組成および機械的性質を表1に示す。

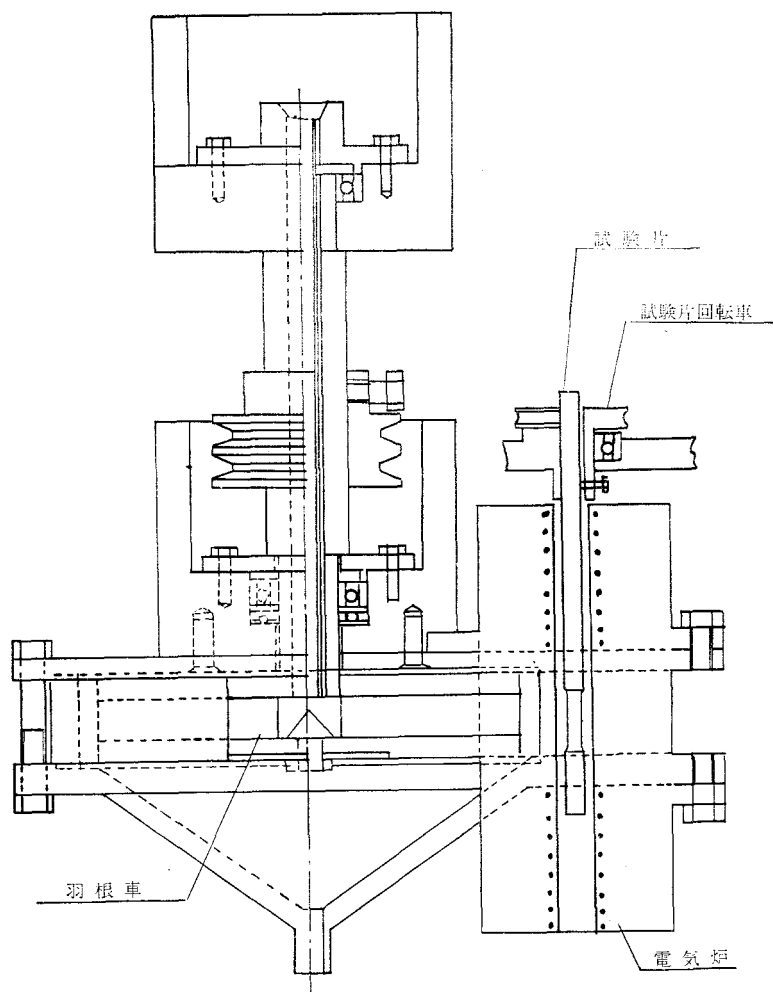


図1 Hot peening 装置構造図

表1 試料の組成と機械的性質

材 料	C %	Si %	Mn %	P %	S %	Cr %	引張強さ kg/mm ²	降伏点 kg/mm ²	伸び %	絞り %
SUS22	0.14	0.50	0.69	0.026	0.013	12.9	59.2	35.7	43.6	75.8

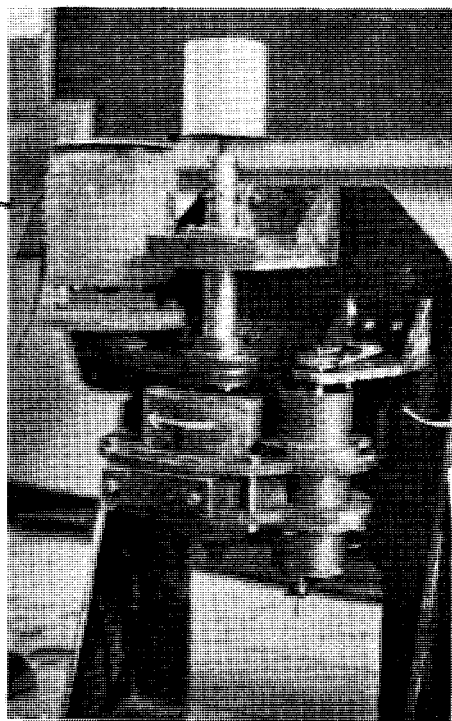


写真1 Hot peening 装置

実験方法は、13φの素材を850°Cで30分加熱後徐冷して焼鈍をおこなって図2の試料を削り出した。ただしつかみ部分は図示の寸法よりも0.5mmだけ大きくした。この試験片を図3に示すようにマuffle炉中で950°Cに加熱して350°Cの NH_4NO_3 の塩浴中に急冷する。試験片の保有する熱量で塩浴の温度は $400 \pm 5^\circ\text{C}$ の範囲に上昇する。400°Cの一定温度になるのを待ち2分間保持する。300°Cに保った炉中で3分間ピーニング加工したのちに水中に焼入れて試験に供した。

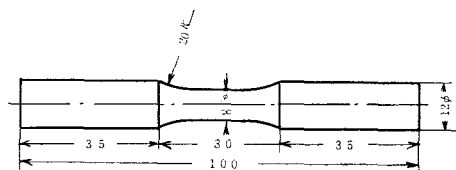


図2 試験片

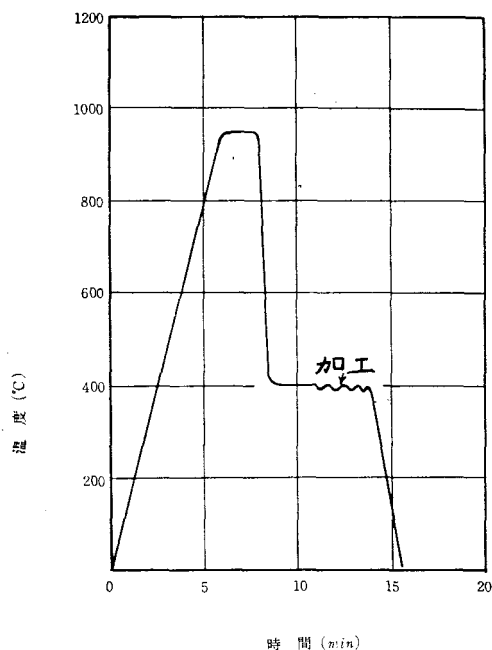


図3 加工温度

管状炉の温度が低いのは、この炉が試験片の温度が急速に低下するのを防止することを目的とするもので、加工中にショットが衝突して試験片表面の温度が上昇することを考慮したためである。加工に使用したショットは豊和工業社製MS100で、平均直径1mmのものである。また本装置でMS100を使用すればショットの使用量は $1\text{kg}/\text{min}$ である。

加工熱処理後の試験片は、熱処理による変形のために偏心しているので加工部分でセンターを出したのちにつかみ部分を12φに旋削した。さらに加工中に酸化、脱炭など表面層が変化するので、5%の希硫酸中で1分間煮沸後HCl 30%、 H_2SO_4 40%、 CCl_4 5.5%、 HNO_3 0.5%、 H_2O 34%の研磨剤中で70°C、2分間化学研磨して試験に供した。この研磨で加工後の直径は0.04mm減少する。負荷した応力の計算には加工前の直径から0.04mmを差引いて試験片の直径とした。疲労試験機は島津製作所製高速回転曲げ疲れ試験機を使用した。

図4は常温でショットピーニングしたものと、 950°C 7分加熱後 400°C で3分間ホットピーニング加工したものの表面のプロフィールである。表面のあらさはショットピーニングの場合 0.03mm 、ホットピーニングの場合 0.05mm で約1.7倍に達する。また凹凸の周期、先端の丸みが大きいようである。これは加工状態における試料の組織がオー

グ加工した表面層からの硬度変化を示す。加工の影響を受けず焼入しただけの状態の内部は $\text{Hv}438$ であるのに対して表面層は $\text{Hv}550$ に達して約1.20倍まで上昇している。しかしショットピーニングの場合の硬度変化と比較すると変化がゆるやかで傾斜が小さくピーニングの影響が深くあらわれている。

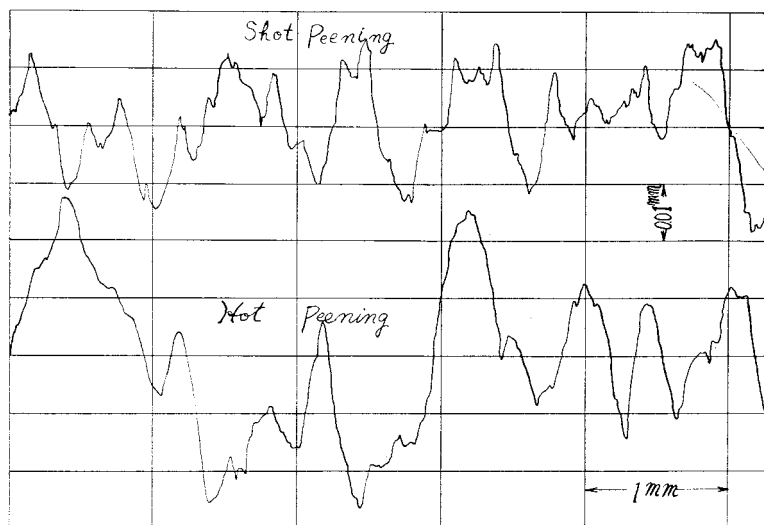


図4 投射表面のプロフィール

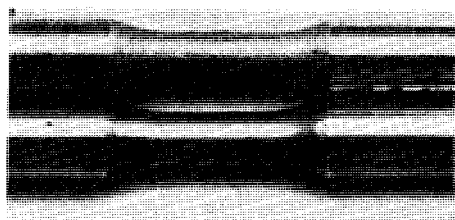


写真2 試験片

ステナイトであり加工が容易であるためであろう。勿論加工する温度が M_d 点以上であることが必要であるが、一般に M_d 点は加工度の小さい間は上昇するけれども、加工度が大きくなると降下してオーステナイトを安定化するので本実験の場合 M_d 点は 400°C より低いと考えられる。

写真2はホットピーニング前後の試験片を示す、ホットピーニングしないものは0000のエメリーペーパーで研磨して切削加工の影響を除去するようにしたものである。図5はホットピーニン

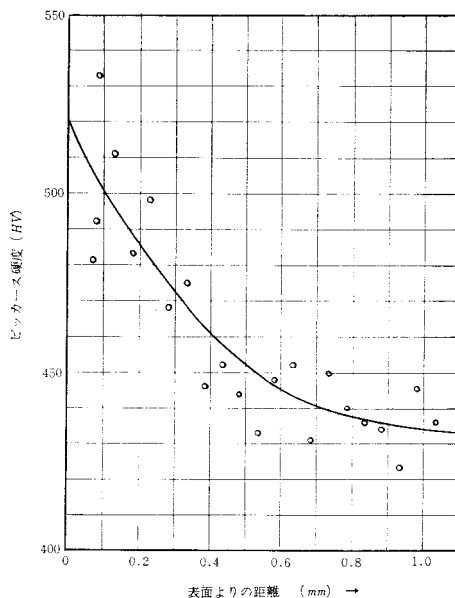


図5 投射表面の硬度変化

Harvey⁴⁾ は 0.95% C, 1.04% C の炭素鋼板をホットピーニング加工して、加工部のオーステナイトの変態が促進され硬度が上昇することを報告している。オースホーミングによる硬度変化は大体加工度に比例するものであるから表面層が特に大きく加工されたことが想像される。

写真3はホットピーニング加工した試験片の表面近くの顕微鏡組織である。表面層は加工のためにき裂を生ずることなく組織は微細であって図5の硬度変化とよく一致している。すなわち内部が単なる普通の焼入組織であるのに、表面だけはオースホーミングしたと同様の結果を得ている。したがって表面層の組織は屈曲、彎曲したマルテンサイトで大きな残留圧縮応力が存在すると考えられる。

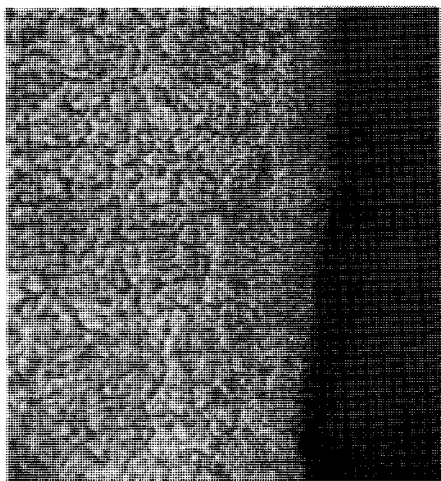


写真3 ×600

図6は回転曲げ疲労試験の結果を示すものである。焼鈍材の疲労限度は 36kg/mm^2 であるが、ホットピーニング加工したものは 55kg/mm^2 で1.53倍に相当する。またホットピーニング加工したものは傾斜が大きく、 10^5 回の時間強度は焼鈍材の1.85倍に達しホットピーニング加工の効果が大きい。しかし反面では試験値のバラツキが大きいようである。この原因として、熱処理、表面状態の不均一が考えられる。ショットの直径を小さくす

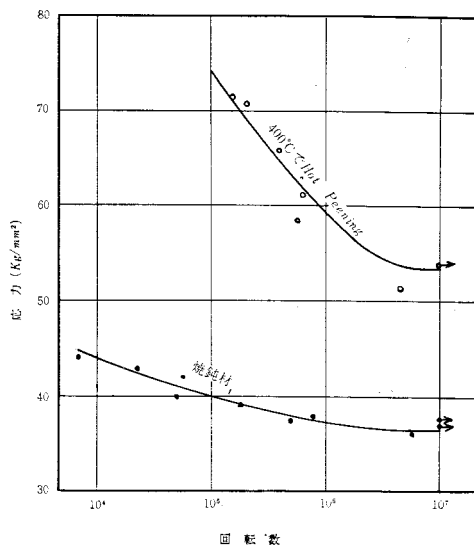


図6 焼鈍および Hot peening した SUS22 の S-N 曲線

ればバラツキも少なく高い強度がえられよう。

§ 4 結 論

13% Cr 鋼のホットピーニング加工をして次の結論を得た。

- (1) ホットピーニングされた試料はオースホーミングと同様の理由で表面硬化する。
- (2) 加工熱処理による材質の強靱化とホットピーニング加工による圧縮残留応力の増加によって疲労強度を約50%上昇することができる。

文 献

- 1) 日本材料学会, 金属の疲労 71.
- 2) D. Rosenthal, G. Sines : ASTM, Proc., 51 (195 1) 5
- 3) 大野 宮川 : 材料試験 6—40 (昭32—1)23.
- 4) R. F. Harvey : Iron Age, 168—26(1951), 70.

(昭和43年 9 月 2 日受付)

Al 青銅の加工熱処理 (第2報)

(機械工学科) 大 下 隆 章

Thermal-Mechanical Treatment of Aluminum Bronze (Report 2)

Takaaki ŌSHITA

The results obtained after thermal-mechanical treatment of aluminum bronze containing 11.57% Al, 0.47% Fe at isothermal transformation temperature 450°C are as follows.

(1) The Micro-Vickers hardness number and the ultimate tensile strength increase with deformation. The ratio of increase per 1% reduction is 2.5 for the Micro-Vickers hardness number, and 1.5 Kg/mm^2 for the ultimate tensile strength.

(2) The higher the solution treatment temperature is and the longer the test piece is kept at that temperature, the smaller the hardness number and the ultimate tensile strength.

(3) The hardness number and the ultimate tensile strength of the tempered test piece show the maximum value at tempering temperature 450°C .

§ 1 緒 言

さきに, 11.5% Al, 1% Mn の Al 青銅の加工熱処理をおこなってその可能性と有用性を検討した。その結果, 溶体化処理温度 750°C で10分間保持後, 恒温変態温度 450°C で5分間保持ローラ圧延という処理条件で, 加工度の増加とともに硬度, 引張強さがいちじるしく上昇することを報告した¹⁾。本報では, 溶体化処理, 恒温加工, 焼戻等の条件を種々に変えて, 組織, 硬度, 引張強さにおよぼす影響について研究したのでその結果を報告する。

§ 2 試料の調整および実験方法

試料は電解銅, 高純度 Al をルツボ炉で15Kg溶解した。 $10 \times 10 \times 200 \text{ mm}$ に砂型鑄造したのを 900°C で30分間焼準したものをローラ圧延して厚さ 2 mm の短冊状とした。試料の化学成分は11.57

% Al, 0.47% Fe である。

実験方法は前回と同様に, 異なる溶体化処理条件下で種々の加工度で恒温加工したのち, その一端を切り取って硬度, 組織の試験に供した。残部から $10 \times 102 \text{ mm}$ (平行部 6×30) の引張試験片を作製した。使用した試験機は島津製作所製電子管式 50 ton 万能試験機, 明石製マイクロビッカース硬度計で, 硬度の測定荷重は 500 g である。

§ 3 実験結果と考察

溶体化処理温度 900°C , 保持時間10分としたものを NH_4NO_3 の塩浴炉で恒温変態させ, 硬度および顕微鏡組織を検討して得た T. T. T 線図を図1に示す。

組織は変態温度が低下するに従って著しい針状晶を形成するようになる。図1は変態の開始時間だけを示したがノーズは 510°C , 1.12×10^2 秒で

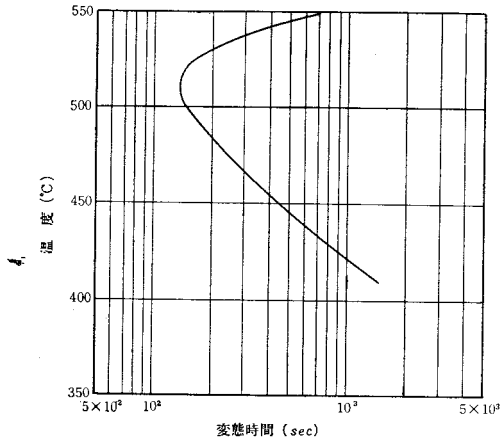


図1 T.T.T線図

約2分である。またその形状は第1報で報告したものとはほぼ同一でさらに組織に大差がないことから、恒温加工温度および時間を 450°C で5分間と一定にして以下の実験をおこなった。

溶体化処理温度、保持時間が硬度および引張強さにおよぼす影響を検討するために恒温度における加工度を17%に一定として得た結果を図2および図3に示す。硬度は図2にみられるように溶体化処理温度が高いほど、また保持時間が長いほど直線的に減少している。引張強さに対する溶体化処理の影響も硬度の場合とほぼ同様で温度の高いほど低い値を示している。しかし保持時間の影響は比較的少ない。特に溶体化処理温度 900°C においては引張強さの保持時間による変化は極めて小さく殆んど問題にならない。

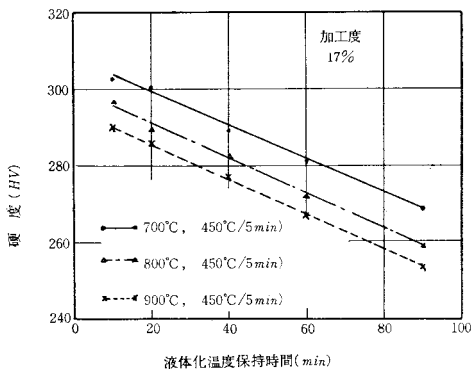


図2 溶体化温度および保持時間と硬度の関係

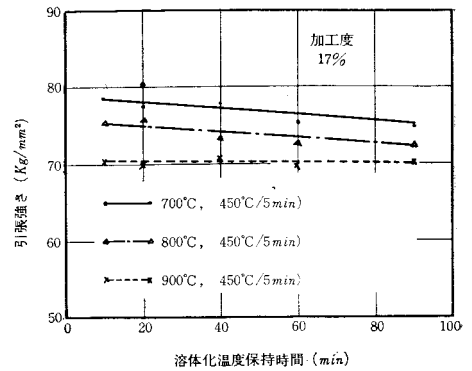


図3 溶体化温度および保持時間と引張強さの関係

写真1 a, b, c, d は溶体化処理温度、保持時間の影響を検討するためのもので、温度が高いほど、また時間が長いほど針状 β' 相は粗大化している。特に 900°C においては溶体化処理温度における β 相が大きく発達していたことが認められる。

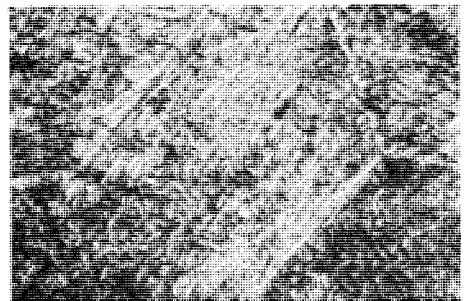


写真1 a 溶体化処理 $900^{\circ}\text{C}/10\text{min}$
 恒温変態 $450^{\circ}\text{C}/5\text{min}$
 加工度 17% $\times 500$

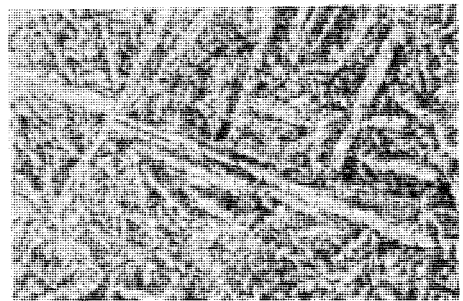


写真1 b 溶体化処理 $900^{\circ}\text{C}/90\text{min}$
 恒温変態 $450^{\circ}\text{C}/5\text{min}$
 加工度 17% $\times 500$

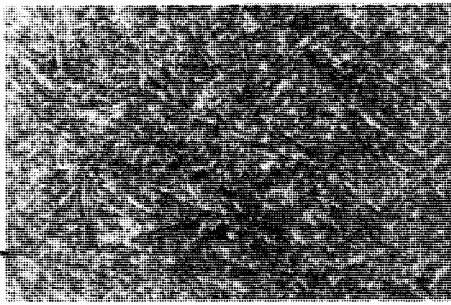


写真1 c 溶体化処理 700°C/10 min
恒温変態 450°C/5 min
加工度 17% ×500

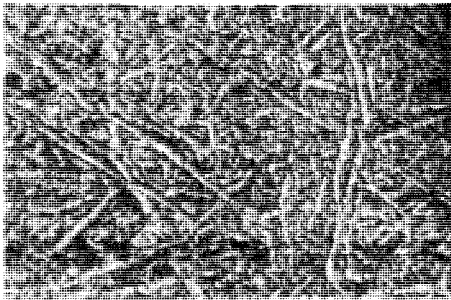


写真1 d 溶体化処理 700°C/90 min
恒温変態 450°C/5 min
加工度 17% ×500

Shyne はオースホームされた鋼の降伏強度がマルテンサイト葉の大きさの $\frac{1}{2}$ 乗に比例することを示しているが²⁾, Al 青銅の場合も硬度, 引張強さの低下が主として組織の粗大化によるものと考えられる。また溶体化処理900°C の1部のものには結晶粒界に Roset 状 β' 相を示すものもあり針状 β' よりもやや硬度が低い ($H_V 3 \sim 5$)。

この Roset 状 β' 相は機械的性質に大きく影響するようではないが, わずかに引張強さを減少する傾向がある。以上の結果溶体化処理はなるべく低温で保持時間が短い方がよい。

加工度が硬度, 引張強さにおよぼす影響を検討するために, 700°C で30分間溶体化処理後 450°C で5分間恒温変態をさせたものを加工度を変えて加工した場合の硬度変化を図4に, 引張強さの変化を図5に示した。また両図中に700°C で30分間加熱後水焼入れしたのち加工度を変えて加工した

ものについても実験結果を併記した。ただし水焼入れしたものは β' 相で加工は極めて困難である。

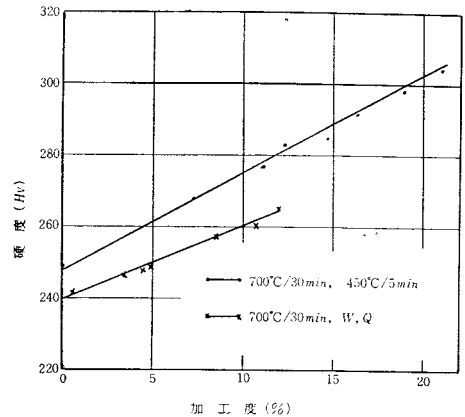


図4 加工度と硬度の関係

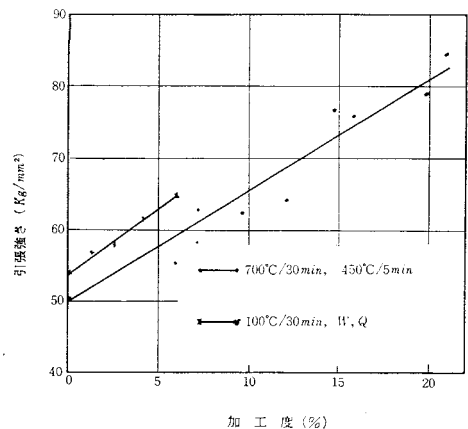


図5 加工度と引張強さの関係

加工時にき裂を生じやすく加工度を大きくすることはできなかった。加工熱処理したものは硬度, 引張強さとともに加工度に比例して直線的に増加し, 加工度1%に対して硬度は $H_V 2.5$, 引張強さは 1.5 Kg/mm^2 程度の割合で増加する。鉄鋼の場合是一般的に1%の加工当り 0.5 Kg/mm^2 程度の上昇割合であるから鉄鋼に比べて上昇率は大きい。加工熱処理したものと水焼入れ後加工したものとを比較すれば, 硬度は加工熱処理したものが高く, 引張強さはこの関係が逆である。

加工熱処理した組織は写真1, 2に示すように湾曲した β' 相が認められる。水焼入後加工したものの例を写真3に示した。この場合加工度が5.6%で小さいこともあるが加工のために β' 相が湾曲しているとは思われない。焼入後加工したものは単なる加工硬化をするだけであろう。

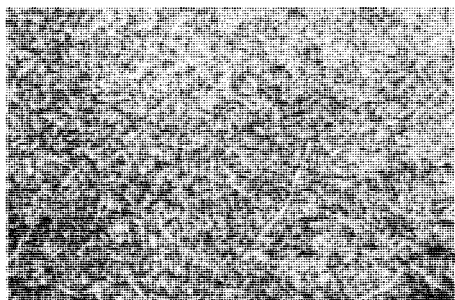


写真2 溶体化処理 700°C/30min
恒温変態 450°C/5min
加工度 21%
× 500

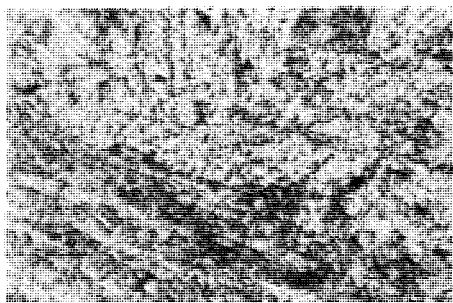


写真3 溶体化処理 700°C/30min
水焼入後加工度 5.6%
× 500

加工熱処理材に対する焼戻温度と硬度および引張強さの関係を図6, 図7に示した。また組織の変化を写真4 a, b, cに示した。硬度は焼戻温度200°C位まで変化がないが以後急激に増加して450°Cで最大値をしめたのち急減する。この傾向は溶体処理条件, 加工度の異なる3種のものについて同一であった。引張強さも硬度変化と同様に450°Cで最高値をなり以後急激に減少してい

る。焼戻温度と硬度および引張強さの関係は前報¹⁾のものとはほぼ同一で $\beta' \rightarrow \beta_1$ の変化による硬度, 引張強さの最高値を示す温度は普通の焼入のものより高温側に移る。

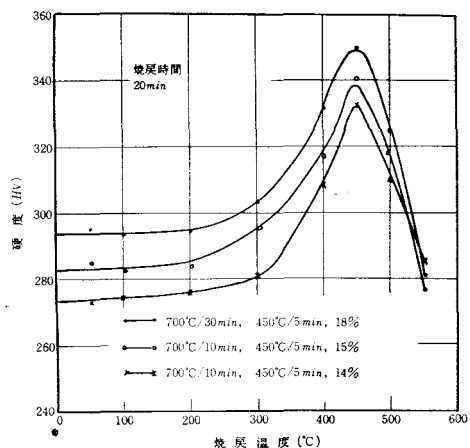


図6 焼戻温度と硬度の関係

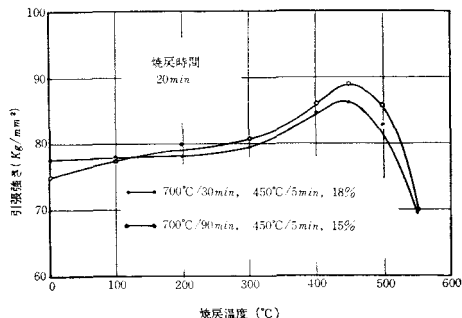


図7 焼戻温度と引張強さの関係

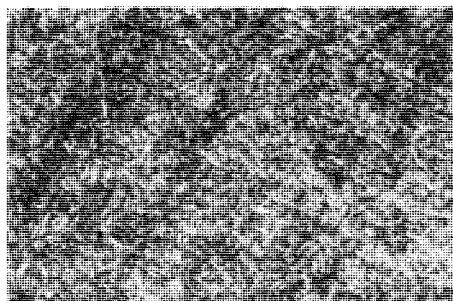


写真4 a 溶体化処理 700°C/30min
恒温変態 450°C/5min
加工度 18%
焼戻 300°C/20min ×500

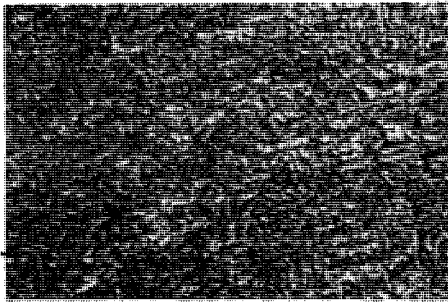


写真4b 溶体化処理 700°C/30 min
 恒温変態 450°C/5 min
 加工度 17%
 焼 戻 450°C/20 min
 × 500

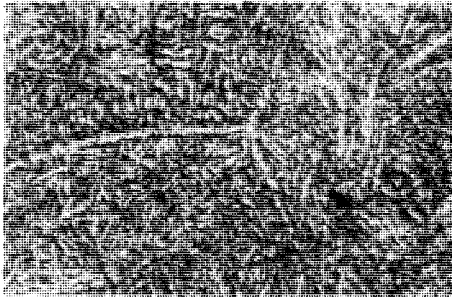


写真4c 溶体化処理 700°C/30 min
 恒温変態 450°C/5 min
 加工度 17.3%
 焼 戻 500°C/20 min
 × 500

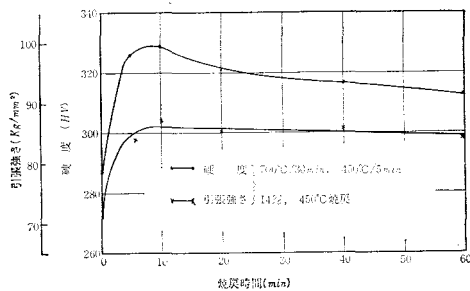


図8 焼戻による硬度引張強さの変化

引張強さは加工熱処理直後低い値をとっていたものが逆に加工熱処理直後より高い引張強さを示したものより焼戻温度200°C以上において高い強さを示している。加工熱処理の残留応力の大きい

ものが焼戻の影響を強くうけるためであろう。つぎに焼戻時間と硬度、引張強さの関係を図8に示した。焼戻の初期において、密度の高い転位が次第に消滅減少するが、他方 $\beta' \rightarrow \beta_1$ の変態が進むために硬度、引張強さを増して最高値に達する。さらに焼戻を続けると γ 相の析出、成長とともに次第にその値を減少する。

§ 4 結 論

11.5% Al, 0.47 % Fe の Al 青銅の加工熱処理による硬度、引張強さ、組織への影響を検討して次の結論を得た。

(1) 加工度の増加にしたがって硬度、引張強さを増加する。その増加率は加工度1%に対して $H_V 2.5$, 引張強さ 1.5 Kg/mm^2 である。

(2) 溶体化処理温度が高いほど、また保持時間が長いほど β' 相は粗大化して、硬度、引張強さともに減少する。

(3) 加工熱処理したものは焼戻温度450°Cで最大の硬度、引張強さを示す。

文 献

- 1) 大下隆章：呉工業高等専門学校研究報告. 第2巻, 第1号, (1967), 121.
- 2) J. C. Shyne, V. F. Zackay, D. T. Schnatz : Trans^s ASM, 52(1960), 346.

(昭和43年9月2日受付)

MnAs 単結晶の電氣的, 磁氣的性質

(機械工学科) 増 本 貫 一

Electrical and Magnetic Properties of Single-Crystal, Manganese Arsenide

Kan-ichi MASUMOTO

The electrical conductivities, magnetic susceptibilities and magnetocrystalline anisotropy energy of manganese arsenide single crystal have been measured.

The electrical conductivities perpendicular and parallel to c -axis in NiAs-structure are 3.7×10^3 and $2.8 \times 10^2 \text{ ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ at room temperature, respectively. These conductivities show a large anomalous change associated with magnetic transition at 42°C . Above 42°C , the conductivity parallel to c -axis increases gradually with increasing temperature, the other hand, the one perpendicular to c axis shows a little anomaly at 126°C .

The magnetic susceptibility parallel to a -axis (χ_a) and parallel to c -axis (χ_c) increase with increasing temperature from 60°C to 126°C and decrease above 126°C .

Although χ_a increases below 60°C cooling process, decreases until at 40°C .

The magnetocrystalline anisotropy energy is $-4.0 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ at 31.8°C .

On the basis of these results, the magnetic structure at temperature range from 40°C to 126°C are discussed.

§ 1 緒 論

マンガン(V, VI) 属との化合物, MnP, MnAs, MnSb, MnBi, MnTe 等は MnP をのぞいて六方晶系の NiAs 形構造で, 室温と 600°C との間で磁氣的, 電氣的および結晶学的に興味のある振舞いを示すことが知られている。

その中の MnAs は温度上昇の際 40°C 附近で a 軸のみが不連続的に約 2% 収縮する¹⁾とともに強磁性が急激に失われ²⁾, 電氣抵抗は急激に増大し³⁾, またその温度で異常熱吸収を示す⁴⁾。

この 40°C 附近での急激な強磁性の消失に関しては, Guillaud⁵⁾ は一次の変態に伴う強磁性から反強磁性への変態と考え, さらに, Kittl⁶⁾ は “exchange inversion” の一例であるとしている。

一方 Bean と Rodbell⁷⁾ は磁性原子間の交換相互作用が格子定数に強く依存し, かつその格子が圧縮性を有する場合, 強磁性から常磁性への一次の変態の起り得ることを示し, その適例として MnAs を挙げている。

それ故, 40°C から 125°C の温度領域における磁性は “exchange inversion” の立場からは反強磁性と考えられ, Bean-Rodbell の理論からは常磁性であるとされている。

もし, この 40°C 附近の変態が “exchange inversion” の理論にもとづくものであれば, critical な格子定数を境として磁気相互作用の符号に変化が見られなければならない。

そこで筆者らは, この 40°C 附近の変態の機構

を明らかにする 目的で MnAs の 格子定数を 人為的に変化させて、その変態温度の移行する様子を電気的に、磁氣的に調べてすでに報告した。^{8) 9)}

すなわち、静水圧を加えた場合、圧力の増加と共に変態温度 (T_c) は直線的に低温側に移り、その圧力依存性 (dT_c/dp) は圧力増加のとき、 $-1.75 \times 10^{-2} \text{ deg} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ 、圧力減少のとき、 $-2.10 \times 10^{-2} \text{ deg} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ の値を得た。また成分元素 As の一部分を Sb で置換した場合格子定数が増大するにもかかわらず変態温度は降下した。

これらの結果の示す事実は “exchange inversion” を簡単に容認することを極めて困難にしている。しかし、MnAs 単結晶の磁化率の測定によれば、 40°C から 125°C の温度領域に磁氣的秩序状態の存在することを認めざるを得ない振舞いが観測された。

そこで本論文においては、MnAs の単結晶試料について電気伝導度と磁化率との温度変化、およびそれらの異方性、結晶磁気異方性エネルギーの測定結果について報告する。

§ 2 単結晶試料の作製

本測定に用いた MnAs 単結晶試料は通常用いられる Bridman's method により作製した。

すなわち、マンガン板 (純度 99.995%) をメノウの乳針で粉末にしたものと、粒状砒素 (純度 99.995%) とを stoichiometric に直径約 8 mm、長さ 100 mm の石英管に直空封入 (10^{-4} mmHg) し、この石英管を直径約 10 mm の石英管に再び直空封入した。(二重シールドにすることにより冷却過程において石英管に亀裂を生じたとき、試料が酸化することを防止した)。この二重シールドされた石英管を温度勾配の非常にゆるやかな電気炉に入れ約 980°C (MnAs の融点は 950°C) で 24 時間放置し、その後試料の入った石英管を $10^\circ\text{C}/\text{h}$ の割合で室温まで徐冷した。

このようにして得た試料は X 線の Laue spot により単結晶を形成していることを確認し、さらに結晶軸の決定を行った。なお、壁開は c 軸に沿っておくが、きれいな壁開面は現われなかった。また 40°C 附近の変態点を通過するごとに試料に microcrack を生じた。

§ 3 測定方法

電気伝導度の温度変化の測定には電位差計による通常の四端子法を用いた。なお、電気伝導度の測定は 10^{-4} mmHg の真空中で行い、この測定に使用した試料の大きさは約 $0.5 \times 1.0 \times 5.0 \text{ mm}^3$ に整形したもので、その両端には接触抵抗をとり、のぞくために金を蒸着した。

磁化と磁化率の温度変化の測定には磁気天秤を使用した。測定に使用した試料は直径 3 mm の球状に整形し、酸化を防ぐため石英ガラスカプセルに真空封入して用いた。

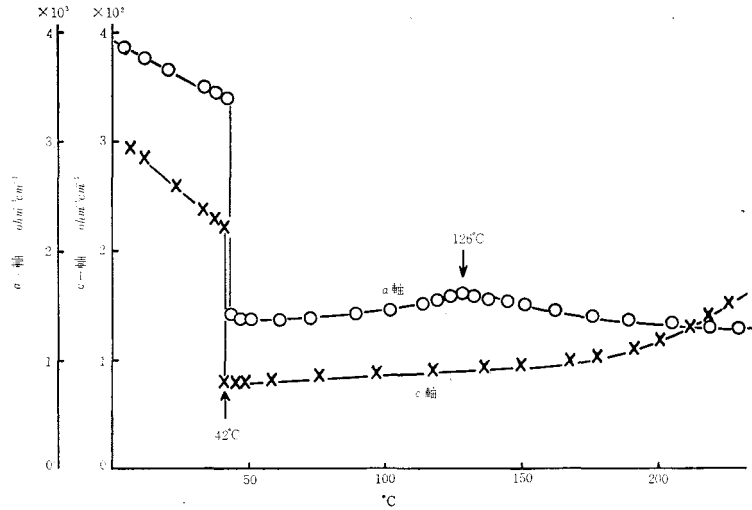
温度の測定には水の沸点、鉛、錫、亜鉛、アルミニウム等の融点を用いて較正されたクロメル-アルメル熱電対を使用した。

磁気異方性エネルギーは非接着形歪計を用いた自動記録トルク磁力計¹⁰⁾により、トルクを測定することにより求めた。トルクの測定に用いた試料は X 線により MnAs 単結晶棒の軸方向を決定し、 a, c 軸を含む、(0 1.0) を平面とする直径 10 mm、厚さ 0.8 mm の円板状に整形して用いた。

§ 4 測定結果

4.1) 電気的性質

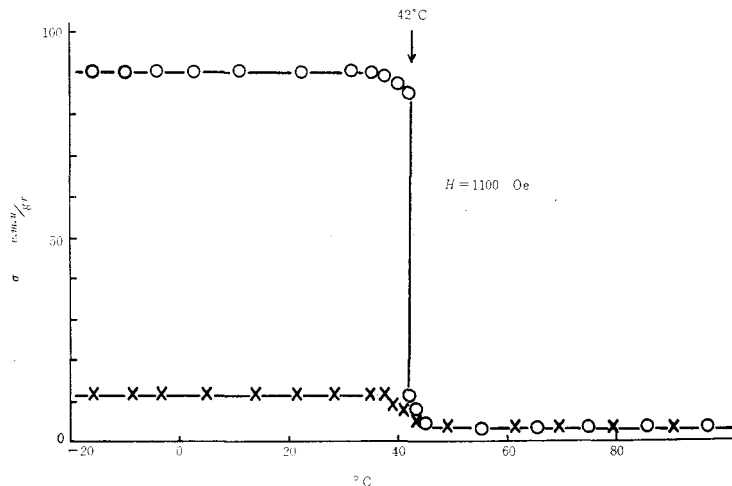
MnAs 単結晶の電気伝導度の温度変化の測定結果を図 1 に示す。縦軸に電気伝導度を、横軸には温度をとり、○印は a 軸方向の、×印は c 軸方向の測定点を表わしている。 a 軸方向の電気伝導度は室温で $3.7 \times 10^3 \text{ ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ で温度上昇と共に減少し、 42°C で一次の変態特有の不連続的な減少を示している。その後、 126°C までゆるやかに

図1 MnAs 単結晶の a 、 c 軸方向の電気伝導の温度変化

増大し、 126°C で僅かに *peak* を示して、それ以上の温度では減少する。 c 軸方向の電気伝導度は室温で $2.8 \times 10^{-2} \text{ ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ で a 軸のその約 $1/10$ である。 42°C においては a 軸方向と同様に急激に減少するが 126°C では異常を示すことなく温度と共に増大する。多結晶試料についての Fischer と Pearson の報告や筆者らの測定結果は a 軸方向についてのものと同様である。

また、これらの測定は 42°C 以上では完全に再現するがそれ以下の温度では再現性がない。すなわち、 126°C における異常は加熱、冷却ともに履歴現象を示さないが、加熱の際 42°C で生じた電気伝導度の異常は冷却の際には 32°C まで降下し、完全に加熱以前の値まで回復しない。

4.2) 磁氣的性質

図2 MnAs 単結晶のグラム当りの磁化 (σ) の温度依存

磁場の強さ (H) 1100 Oe の場合の MnAs 単結晶の a 軸方向および c 軸方向の磁化の温度変化の測定結果を図2に示す。

縦軸はグラム当りの磁化の大きさ、横軸には摂

氏の温度を示している。なお、○印は a 軸方向の、×印は c 軸方向のそれぞれの測定点をあらわしている。この図で明らかなように 42°C で磁化は急激に減少し強磁性は消失する。また a 軸方向

の磁化(σ_a)は c 軸方向の磁化(σ_c)の約10倍の値を示し、磁化容易軸は c 面内にあることを明確にしている。

c 面内で磁場廻転した場合には磁化の大きさは

変わらず、その異方性は認められない。それ故、この測定からは c 面内のいづれの方法が容易軸か決めることは出来なかった。

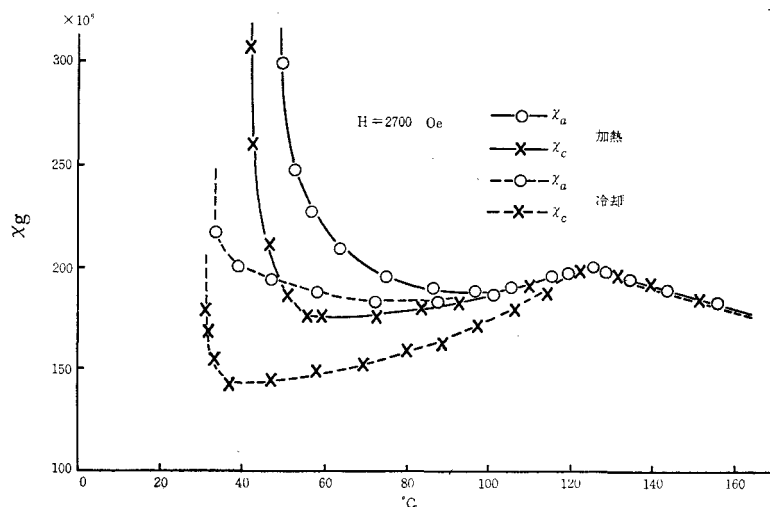


図3 MnAs 単結晶の a 、 c 軸方向のグラム当りの磁化率(χ_g)の温度依存

図3は強磁性消失温度(42°C)以上におけるグラム当りの磁化率(χ_g)の温度変化の測定結果を示したもので、縦軸にグラム当りの磁化率、横軸には摂氏の温度を示している。○印は a 軸方向の磁化率(χ_a)を、×印は c 軸方向の磁化率(χ_c)の測定点をあらわし、実線と点線とはそれぞれの加熱、冷却過程をあらわしている。

図3からわかるように 65°C から 126°C までは χ_a 、 χ_c ともに温度上昇とともに増大し、それ以

上の温度では常磁性的に減少するが、両者の温度変化には若干の相違が認められ、とくに冷却過程においてそれが著しい。すなわち、温度上昇の際には強磁性の *short range order* の影響が 65°C 附近までは強く、その異方性は顕著に現われないが、温度降下に際しては 60°C から 40°C までの χ_a が増加する温度範囲においても依然として χ_c は減少を続ける。

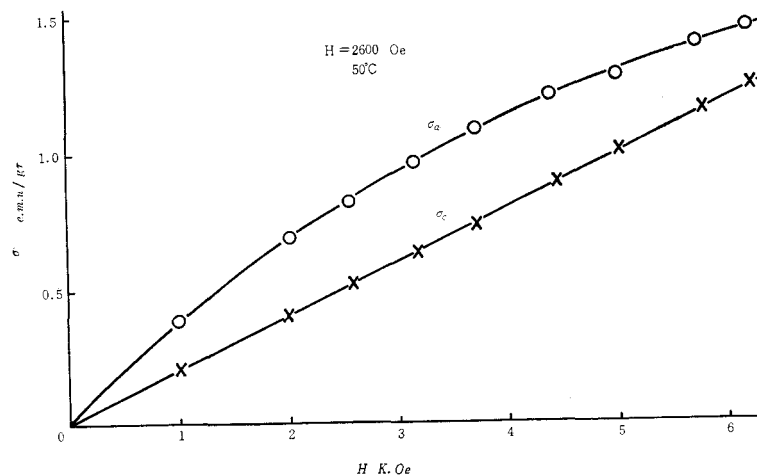


図4 MnAs 単結晶の a 、 c 軸方向の磁化(σ_a , σ_c)の磁場依存

温度上昇過程において *short range order* の影響を明らかにするために磁化の磁場依存性を調べた。その一例として図4に温度上昇過程における 50°C での a 軸方向の磁化 (σ_a) および c 軸方向の磁化 (σ_c) を示す。横軸には磁場の強さ (H) をあらわし，図中の○印は a 軸方向の，×印は c 軸方

向の磁化の測定点を示している。この図からわかるように， σ_c-H 曲線が直線的で c 軸方向では常磁性的であるのに対して， σ_a-H 曲線は直線的でなく， a 軸方向には弱い強磁性が残っていることを示している。

4.3) 結晶磁気異方性エネルギー

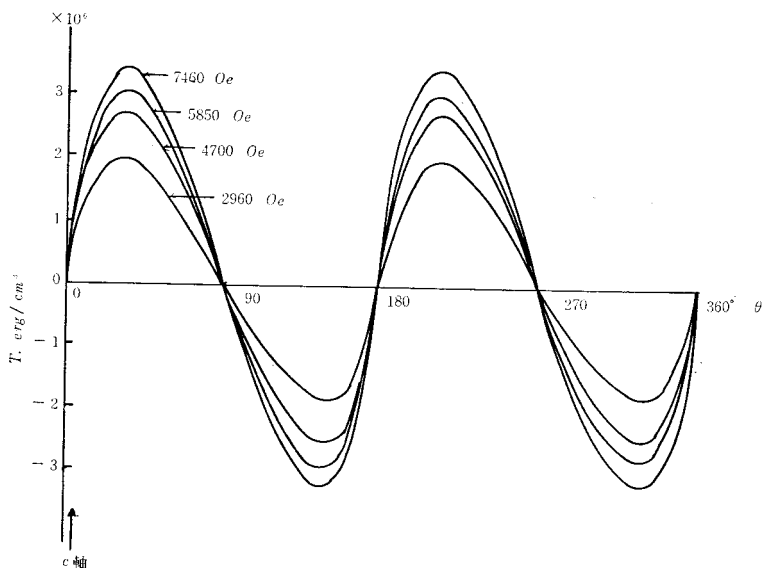


図5 MnAs 単結晶の 31.8°C における $(0\ 1\ 0)$ 平面のトルク曲線図

図5は 31.8°C で測定した $(0\ 1\ 0)$ 平平板のトルク曲線を示している。縦軸には 1cm^3 当りのトルクの大きさを，横軸には外部磁場 (H) の方向と試料の c 軸とのなす角 (θ) を取っている。曲線は完

全な2回対称で c 軸方向が磁化困難軸であることを示している。またトルクの大きさは外部磁場の増加につれて増大している。

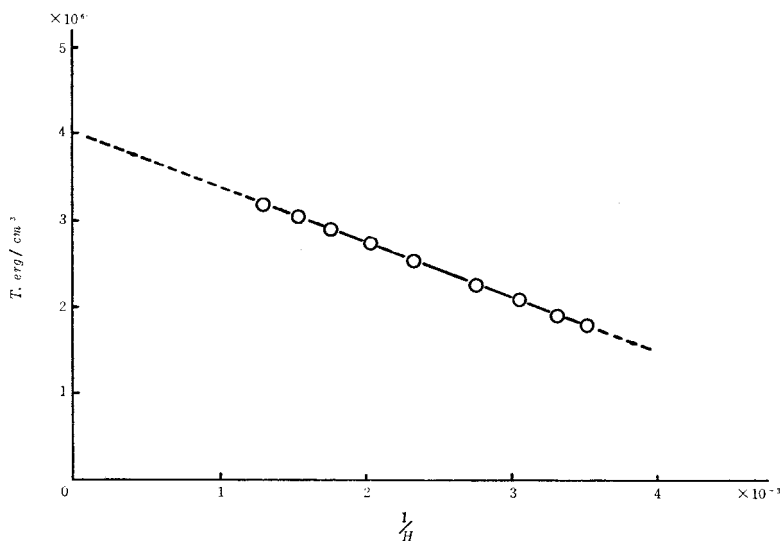


図6 MnAs 単結晶のトルクの大きさ (T) の外部磁場 ($1/H$) 依存

図6は外部磁場の大きさに対するトルク曲線の極大値を示している。横軸には外部磁場の逆数をとっている。極大値は I/H に比例しており、結晶磁気異方性エネルギーはこの曲線を $I/H=0$ すなわち、磁場無限大に外挿した縦軸の交点から求めた。その大きさは $-4.0 \times 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ となり Rodbell 等の結果 $-3.9 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ と良く一致している。

結晶磁気異方性エネルギーの温度変化については、装置の都合で外部磁場最大 1800 Oe までしか加えられなかったので結晶磁気異方性エネルギーの絶対値は求めることができなかったが、図6に示すようにトルクの大きさは I/H に比例していることから低磁場のトルク曲線からその温度依存は推定できる。

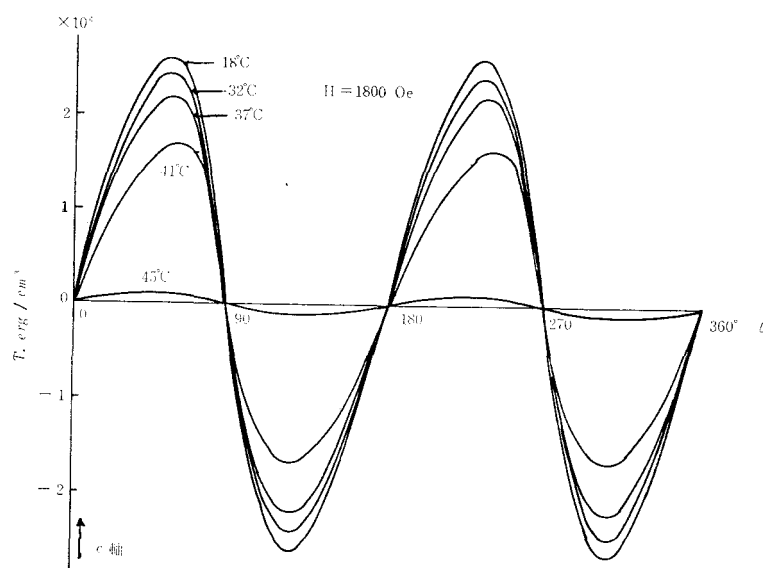


図7 MnAs 単結晶の外部磁場 $H=1800 \text{ Oe}$ におけるトルクの温度変化

図7には室温以上、変態点を含む 45°C の温度まで測定したトルク曲線図を示す。

異方性エネルギーは温度増加とともに単調に減少し、磁気変態点で急激に減少している。なお曲線が横軸と交わる点が温度により変わらないことから、磁化容易方向は測定した温度範囲では温度により変化しないことが推定される。なお 45°C 以上の温度領域におけるトルク測定は試料に *crack* を生じたため確定的な結果を得ることができなかった。

§5 考 察

MnAs の 40°C 附近における変態は a 軸にのみ不連続的变化を生ずるため、単結晶といえどもそ

の変態においては部分的に弾性歪を生ずる。この歪エネルギーを最小にするように、 c 軸方向に沿った *Pencil* 形の小粒子に分裂する¹¹⁾といわれている。この測定には、注意深く *crack* のない部分を選んだが完全に *microcrack* の入らない試料は得られず、その *crack* の影響を無視しては、電気伝導度および結晶磁気異方性については論じられない。

5.1) 電気的性質

c 軸に平行に *microcrack* が入るならば c 軸方向の電気伝導度が c 軸に垂直な方向より大きいことが予想されるが、測定結果は逆に c 軸方向の電気伝導度が a 軸方向の約 $1/10$ と小さい。

このことは試料内部に殆んど *crack* が存在して

いないと見てよい。しかし、 42°C の変態点を通過して室温に帰した試料の電気伝導度が最初の値より減少していることは、明らかに *crack* を生じたことを示している。

c 軸方向の電気伝導度が a 軸より小さく、しかも 126°C で異常を示さず、変態点以上で半導体的であることはとくに興味が深い。このことは変態点以上で金属的結合は弱くなるが c 面内では依然として金属的結合が優勢で、 c 軸方向には *band* の *gap* が存在していることを示唆している。また 126°C における変態は Jahn-Teller 変形の消失による一次のものと考えerことは無理である。

5. 2) 磁氣的性質

従来から問題とされている 40°C から 126°C の温度領域における磁気構造について、本測定の χ - T 曲線の測定結果に基づいて考察する。

Bean-Rodbell はその温度領域を常磁性としているが、この理論では χ_a と χ_c の冷却過程における磁度変化の説明はできない。少なくとも、なんらかの磁氣的秩序状態の存在することを認めざるを得ない。一方 Kasper と Willson は精密な中性子回折の結果から、単純な反強磁性配列の存在は数パーセント以下であると報告している。さらに単結晶試料を用いて冷却過程で $40\sim 50^{\circ}\text{C}$ 附近におけるより精密な中性子回折の測定が望まれる。

上記の測定結果から考えられる可能な磁気構造は、強磁性領域で c 面内にあった磁化容易軸が 42°C 以上で c 軸に転じた反強磁性であるか、または変態後の斜方晶系 (MnP 形) の一軸を *screw*

軸とした反強磁性である。前者の構造は現在までのトルク測定の不十分な結果からでも容認できそうにない。それ故、後者の *screw* 構造が唯一の可能なものとなるが中性子回折の結果を待たなければ断定的なことはいえない。

謝 辞

本研究を進めるにあたり始終御指導をいただいた広島大学教養部物理学教室、上垣内教授、ならびに岡本助教授に厚くお礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) B. T. M. Willis and H. P. Rooksby : Proc. Phys. Soc. **67** (1954) 290.
- 2) L. F. Bates : Phil. Mag. **8** (1929) 714.
- 3) G. Fischer and W. B. Pearson : Can. J. of Phys. **36** (1958) 1010.
- 4) 5) C. Guillaud : J. Phys Radium **12** (1951) 223.
- 6) C. Kittel : Phys. Rev. **120** (1960) 335.
- 7) C. P. Bean and D. C. Rodbell : Phys. Rev. **130** (1963) 1347.
- 8) T. Kamigaichi, K. Masumoto, and T. Hihara : J. Sci. Hiroshima Univ. **29** (1965) 53.
- 9) 増本貫一 : 呉高専研究報告 **1** (1965) 39.
- 10) T. Okamoto, Y. Kadena, N. Iwata, and E. Tatumoto : J. Sci. Hiroshima Univ. **31** (1967) 11.
- 11) Basinski and Pearson : Cana. J. Phys. **36** (1958) 1017.

(昭和43年9月2日受付)

摩擦面温度上昇の理論解析(第2報)

(機械工学科) 灘 野 宏 正

A Theoretical Analysis of the Surface Temperature (Report 2)

Hiromasa NADANO

In the last report, a general formula of the surface temperature generated by the moving contact body was expressed.

Its formula, however, didn't come from the experimental result, but from the theoretical analysis.

The measured surface temperature in this report is compared with the numerical analysis of the surface temperature.

Then, it is shown that, the theoretical analysis can be explained reasonably and a rise of the surface temperature is proportional to 0.9 power of the compressive load.

§ 1 緒 言

前報において滑り転がり接触の各々について摩擦面温度上昇式を求めたが、これはあくまで理論式である。そこで各式に任意の数値を代入し数値計算を行ない、その結果と滑り速度及び荷重とを同条件のもとで行なった実験結果とを比較検討を行ない筆者の誘導した摩擦面温度上昇式の一般性を検討する。

§ 2 摩擦面温度の理論式

2.1 接触体を完全弾性体とした場合の温度上昇式

この場合は、最大ヘルツ応力 p_0 が接触体の降伏限度 σ_y よりも小さい場合に相当し熱源は図1のように接触巾 $2b$ 、長 l の矩形面上に存在する放物体状熱源である。なお使用記号はすべて前報に従う。第1報式(28)¹⁾より

$$q = q_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\xi}{b_0} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (1)$$

となり、全熱量を Q_1 とすれば

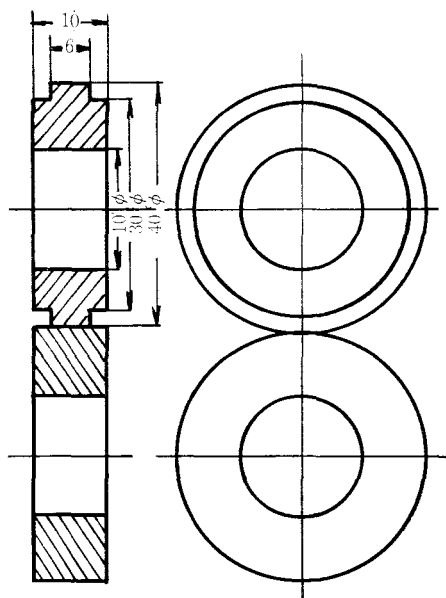


図1

$$Q_1 = 2l \int_0^h q d\xi = 2l \int_0^h q_0 \left(1 - \frac{\xi^2}{b^2} \right) d\xi = \frac{4}{3} l q_0 b \quad (2)$$

となる。摩擦仕事のため発生する熱量 Q_2 は全熱量 Q_1 と等しくなるため次式となる。

$$q_0 = \frac{3\mu P v_s}{4lbJ} \quad (3)$$

これより滑り接触での摩擦面温度 T_{e0} は第1報式(39)より $r_0 = b$ と置換すればよい。
故に

$$T_{e0} = \frac{\mu P v_s}{2\kappa l J} \frac{\frac{8}{5} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{a}{\pi v_s}}}{\left\{ \frac{8}{5} \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{a}{\pi v_s}} + \frac{2}{3} \sqrt{b} \right\}} \quad (4)$$

となる。また滑り転がり接触での摩擦面温度 T_{e1} は第1報式(40)より

$$T_{e1} = \frac{1}{\sqrt{v_1} + \sqrt{v_2}} \frac{8}{5} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{3\mu P v_s}{4\kappa l b J} \sqrt{\frac{ab}{\kappa}} \quad (5)$$

となる。後述の数値計算にあたっては次の仮定が成立するものとする。

κ : 熱伝導率は温度に関係なく一定で軸受鋼の場合 $0.066 \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$ とする。

μ : 摩擦係数はクーロンの法則—境界摩擦では μ は見掛けの接触面積、荷重のいかんにかかわらず一定であるという法則—に従う。今、アムスラー摩擦耗試験による摩擦係数の実測結果より $\mu = 0.1$ とする。

また物性値 $c = 0.1 \text{ cal/gr} \cdot ^\circ\text{C}$, $\rho = 8.0 \text{ gr/cm}^3$, $J = 42.7 \text{ Kg-cm/cal}$, $a = 0.0825 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を使用する。今、接触体は図2のような円筒同志とすればヘルツの式より、最大ヘルツ応力²⁾ p_0 及び接触巾 b は次式となる。

$$b = 1.522 \left(\frac{Pr}{2lE} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$$p_0 = 0.418 \left(\frac{EPr}{2l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

まず滑り接触のみの場合の摩擦面温度上昇を考察すると式(4)に式(6)を代入し、摩擦面温度上昇を滑り速度と荷重の関数であらわせれば次式となる。

$$T_{e0} = \frac{0.01 P v_s^{\frac{1}{2}}}{0.376 \left(\frac{1}{v_s} \right)^{\frac{1}{2}} + 0.2455 \times 10^{-2} P^{\frac{1}{4}}} \quad (8)$$

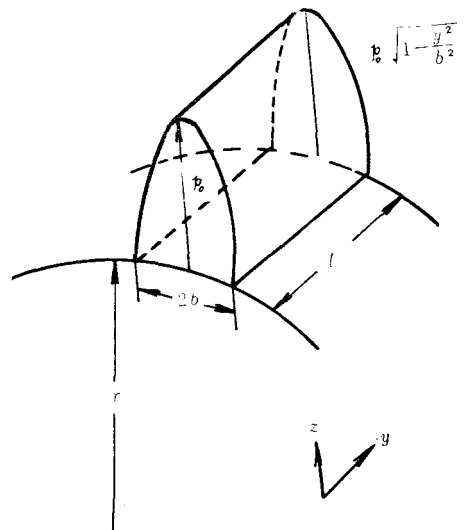


図2 接触体を弾性体とした時の熱源の分布図

従来より歯車のスコアリング限界値を推定するにあたって PV 値 (P は歯面に生ずる最大ヘルツ応力, V は接触点での相対滑り速度) なるものが使用されたが最近では $P^m V^n$ 値なるものが考えられ、曾田氏³⁾によれば荷重の小なる時は $m = \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{4}$, 非常に大きくなると $\frac{1}{4} \rightarrow 1$ に近づくまた n は速度の小さい時は1に近く、大きくなると $1 \rightarrow \frac{1}{2}$ に近づくと発表している。ここで Dudley⁴⁾, Shipley⁵⁾ 氏らはスコアリングに関する実験の結果を表面温度上昇式で解析したところ 実験結果とよく合ったと報告している。

今、表面温度 T_{e0} がある一定値に達した場合与えられた潤滑油の油膜の破壊が生じ両物体の接点の焼付きが生ずるものとすれば式(8)は次式となる。

$$T_{e0} = K_1 \text{ (一定)}$$

$$\alpha P v^{\frac{1}{2}} - \beta \left(\frac{1}{v} \right)^{\frac{1}{2}} - r P^{\frac{1}{4}} = 0$$

ここで $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.3176 K_1$, $r = 0.2455 \times 10^{-2} K_1$ とすれば、この二次式において $\{(\alpha P^{\frac{1}{4}})^{\frac{1}{2}} + 4\beta r P\}^{\frac{1}{2}}$ の値は非常に小さくなるため無視すればよい。それ故弾性接触の場合の焼付き指数は次式となる。

$$P^{\frac{3}{4}} v^{\frac{1}{4}} = K_1' \dots\dots\dots (9)$$

式(8)より v_s , 40cm/sec, 100cm/sec の場合における各荷重による温度上昇を数値計算すれば図3となり、理論温度上昇は荷重の 0.97 乗に比例する。

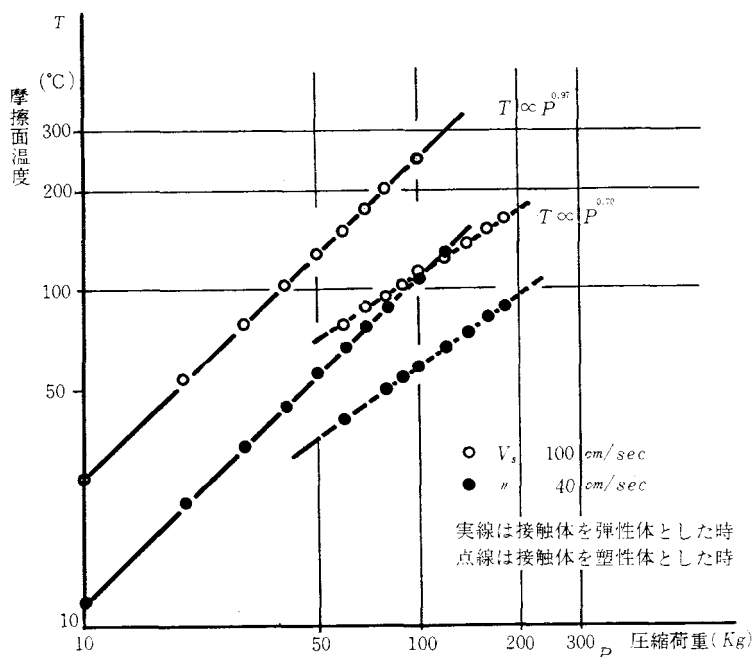


図3 滑り接触の場合の摩擦面温度（理論計算）

次いで滑り転がり接触を行なっている場合の摩擦面温度上昇について、図2のように平面試験片と凸形試験片とが接触長さ 0.6cm で接触し、各々同方向に v_1 , v_2 で廻っている場合滑り率 $\alpha = \frac{v_1 - v_2}{v_1}$ とすると、ここで α は -3.0 として各 v_s に対する荷重段階において温度上昇過程を数値計算する。なお滑り転がり接触の場合の μ は 0.1 とする。式(5)より

$$T_{e1} = 1.435 \left(\sqrt{v_1} - \sqrt{v_2} \right) P^{\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)より、 v_s ; 40cm/sec, v_s ; 100cm/sec の場合において $\alpha = -3.0$ についての摩擦面温度の計算結果を図3に示す。これより温度上昇は荷重の 0.77 乗に比例することが分かる。

2.2 接触体を完全塑性体とした場合の温度上昇式

式(7)より最大ヘルツ応力 p_0 は次式となる。

$$p_0 = 0.418 \left(\frac{EPr}{2l} \right)^{\frac{1}{2}} = 0.782 \times 10^3 P^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (11)$$

ここで接触体の降伏限度 $\sigma_y = 60 \text{ Kg/mm}^2$ とすればヘルツの接触理論の適用できる荷重範囲が定まりそれ以上の荷重では接触域は塑性変形を伴いヘルツの接触理論は適用できなくなる。即ち、次式が成立する。

$$\sigma_y = 0.782 \times 10^3 P^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (12)$$

これより P は 58.8 Kg となり P が 60 Kg 以上の場合では接触体を弾完全塑性体とすれば塑性接触となり、摩擦面温度上昇も滑り接触の場合は第1報式(27)を使用しなければならない。滑り接触での摩擦面温度 T_{p0} は熱源が図4のように接触巾 $2b$ 、長さ l の矩形面上に存在する角柱状熱源であるため

$$q_1 = \frac{\mu P v}{2blJ} \dots\dots\dots (13)$$

となり、第1報式(20)より

$$T_{p0} = \frac{b q_1 2\sqrt{\frac{2a}{\pi v}}}{\kappa \left(2\sqrt{\frac{2a}{\pi v}} + \sqrt{b} \right)} = \frac{\mu P v 2\sqrt{\frac{2a}{\pi v}}}{2\kappa l J \left(2\sqrt{\frac{2a}{\pi v}} + \sqrt{b} \right)} = \frac{0.0154 P v^{\frac{1}{2}}}{0.4595 \left(\frac{1}{v} \right)^{\frac{1}{2}} + b^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (14)$$

ここで P は図4より $P = 2lb\sigma_y$ となり、接触巾 b との関係は

$$b = 0.833 \times 10^{-4} P \dots\dots\dots (15)$$

となり、式(15)を式(14)に代入すれば

$$T_{p0} = \frac{0.0154 P v^{\frac{1}{2}}}{0.4595 \left(\frac{1}{v} \right)^{\frac{1}{2}} + 0.9129 \times 10^{-2} P^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (16)$$

数値計算には μ は前述と同様 0.1 とする。

ここで前述と同様、表面温度上昇 T_{p0} がある一定値に達した場合焼付きが生ずるものとするれば

$$T_{p0} = K_2 \text{ (一定)}$$

$$\alpha' P v^{\frac{1}{2}} - \gamma' \left(\frac{1}{v} \right)^{\frac{1}{2}} - \beta' P^{\frac{1}{2}} = 0$$

ここで $\alpha' = 0.0154$, $\beta' = 0.9129 \times 10^{-2} K_2$, $\gamma' = 0.4597 K_2$

とする。この式で $\{(\beta' P^{\frac{1}{2}})^2 + 4\gamma'\alpha'P\}^{\frac{1}{2}}$ の値が小さい

ため無視すれば塑性変形した接触域での焼付き指数は次式となる。

$$P^{\frac{1}{2}} v^{\frac{1}{2}} = K_2' \dots\dots\dots (17)$$

ここで求められた滑り接触の場合焼付き指数式(9)、式(17)両式は接触物体を弾完全塑性体とした場合のスコアリング限界値であり、限界値の上限、下限を示しているものと推定される。これから分かるよ

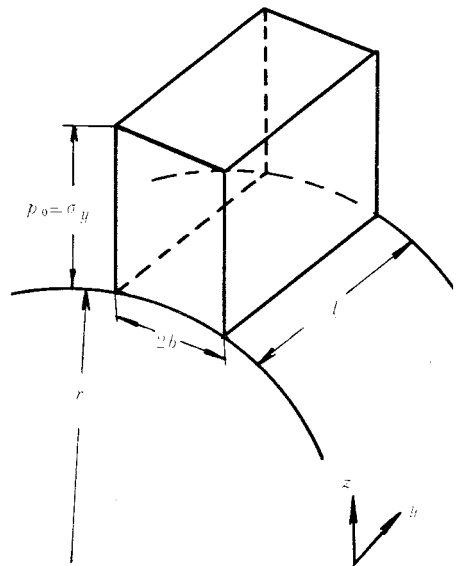


図4 接触体を塑性体とした時の熱源分布図

うに接触体を弾性体及び塑性体とした場合の限界値は滑り速度には関係なく $\frac{1}{2}$ 乗一定となっているが荷重については前者が $\frac{3}{4}$ 乗，後者が $\frac{1}{2}$ 乗と変化している。即ち実際の焼付き指数はこの領域内にあるものと推測される。

滑り転がり接触の場合の摩擦面温度は第1報式(27)より

$$T_{p1} = \frac{\mu P v_s}{(\sqrt{v_1} + \sqrt{v_2}) \kappa b l J} \sqrt{\frac{2ab}{\pi}} = 0.891(\sqrt{v_1} - \sqrt{v_2}) P^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (18)$$

ここで数値計算より求めた瞬間温度は必ずしも最高摩擦面温度ではない。即ち理論的には熱源は接触域全面にわたって角柱状及び放物線状に分布しているものとしてみなしたが，実際には真の接触面積は接触物体の表面粗さ及びうねり等で非常に微小であり，その微小部分が熱源となるため非常に高温になるものと推定される。また数値計算によって求められた温度は相対温度でなく絶対温度であり，いわゆる接触物体を半無限固体としているため接触物体自体の温度，*Bulk-Temperature* は加味されていない。

一方，熱源は移動しているため最高温度の位置は移動方向に対して接触域の中心より多少後方にくるはずである。温度の測定はほとんど熱電対によって行なわれているため，熱電対の感度を考慮すればいわゆる瞬間温度の測定は不可能である。今，Jaeger⁶⁾によれば，平均温度とは接触域に分布する熱源素子を積分し，それを接触面積で割ったものと定義している。彼に従って角柱状熱源及び放物線状熱源について検討を行なう。

接触物体を完全塑性体とした場合摩擦面温度上昇式は第1報式(15)において $\tau v = b\beta$ とおけば

$$\sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{b\beta}{v}}$$

$$T_{mp} = \frac{2\sqrt{a}}{\kappa\sqrt{\pi}} q \int_0^{\sqrt{\tau}} dz = C_1 \sqrt{\frac{b}{v}} \sqrt{\beta} \dots \dots \dots (19)$$

となる。ここで最高温度の位置は $\frac{dT}{d\beta} = 0$ で 接触域の最終端である。

それ故に

$$\tau v = 2b \quad \therefore \beta = 2$$

移動している場合の角柱状熱源の温度分布は図5の如くなり，平均温度 T_a は次式となる。

$$T_a \propto \frac{1}{2\sqrt{\frac{1}{2}}} \int_0^2 \beta^{\frac{1}{2}} d\beta = \frac{2}{3}$$

即ち，角柱状熱源の場合の平均温度は瞬間温度の $\frac{2}{3}$ 倍であることを示す。同様に放物線状熱源に対しては第1報式(30)より $\tau v = b\beta$ とすれば

$$T_{me} = \frac{2q_0 a}{\kappa\sqrt{\pi} a} \int_0^{\sqrt{\tau}} \left\{ 1 - \left(\frac{\tau v}{b} - 1 - \frac{z^2 v}{b_0} \right)^2 \right\} dz$$

$$T_{me} \propto C_2 (5\beta - \beta^2) \sqrt{\beta}$$

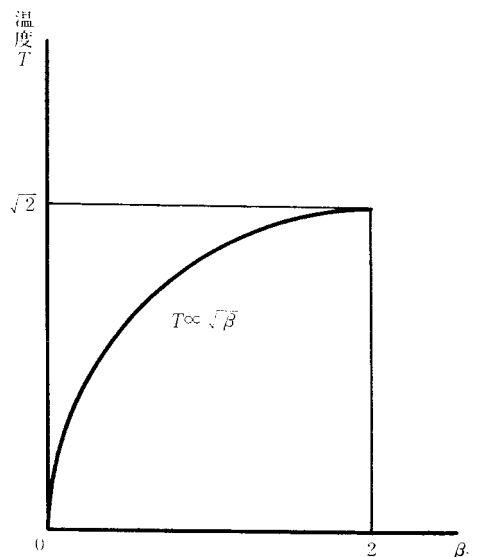


図5 移動している場合の角柱状熱源の分布図

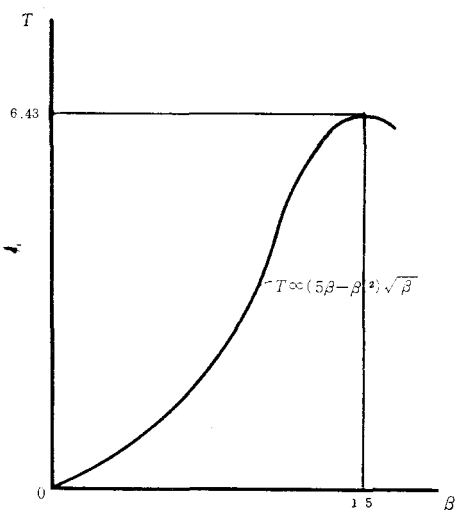


図6 移動している放物線状熱源の温度分布図

間温度の測定にあたってはシンクロスコープによりそれぞれ温度上昇過程を観察した。なおスリップリングも試験機本体よりアラルダイトにより完全に電気的絶縁状態となっている。

図8は滑り速度 15.7cm/sec (A試験片 20.94cm/sec , B試験片 36.65cm/sec の各速度で同方向に廻っている) における滑り転がり接触での摩擦温度上昇過程を示している。⊗印が式(15)より求めた場合の計算値で, ○, ●印が実測値でありマイクロボルト計によって記録されたものである。図において, 計算値が実測値に比して幾分低目となっているのは次のことによるものと思われる。即ち, 理論式は接触体を半無限体の固体と仮定し, 接触体自体の温度 T_b は時間(接触), 荷重の変化には関係なく常温のまま維持されるものとするからである。今, その T_b を計算値に加味すれば計算値と測定値とはほぼ一致するし, また, 摩擦面温度上昇過程は荷重の0.9乗に比例する。なお, 測定値はマイクロボルト計によるものであり, 明らかに測定値は平均的な温度を記録しているのであるが, マイクロボルト計の感度がよく後述するシンクロスコープによる閃光温度の平均値的なものを記録しているものと思われる。

ここで最高温度の位置は前述と同様 $\frac{dT_{me}}{d\beta} = 0$ より

$$\beta = 1.5 \quad \therefore T_{me} = 0.45$$

即ち, 放物線状熱源の場合の平均温度は瞬間温度の0.45倍であることを示す。

§3 滑り転がり接触の摩擦面温度上昇の実測結果

摩擦面温度上昇測定にあたっては図7のように平面試験片(コンスタンタンをアラルダイトで電気的に本体より絶縁させたもの)を, 一方は凸面試験片(曲率は $\frac{1}{20}$ に仕上げる)を使用し, 動的熱電対回路を構成させスリップリング(カーボンリング)を通して, マイクロボルト計及び瞬

間温度の測定にあたってはシンクロスコープによりそれぞ

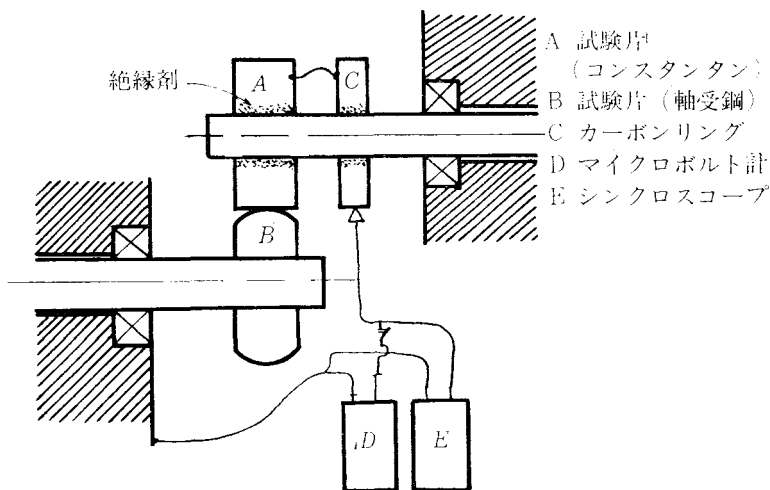


図7 摩擦面温度測定装置

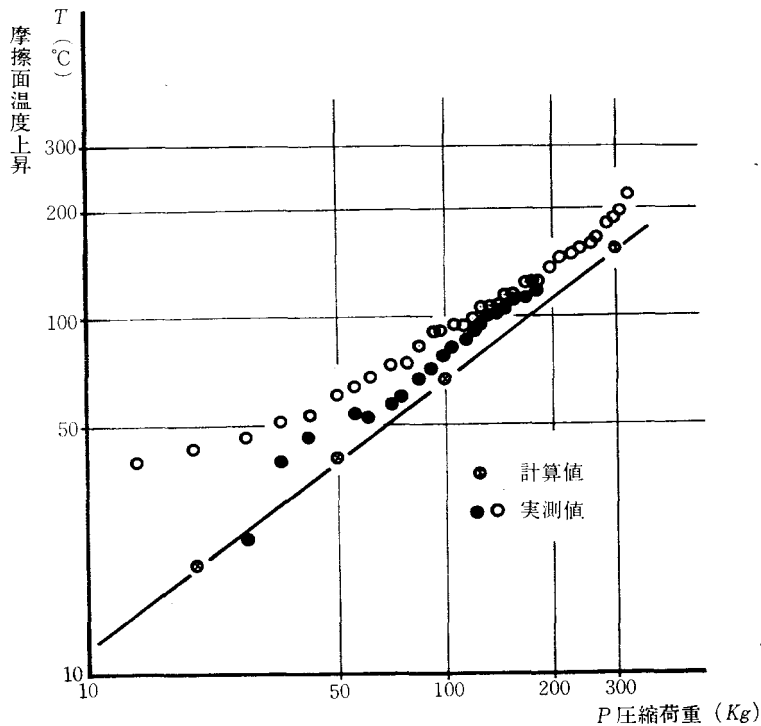


図8 滑り転がり接触における摩擦面温度上昇

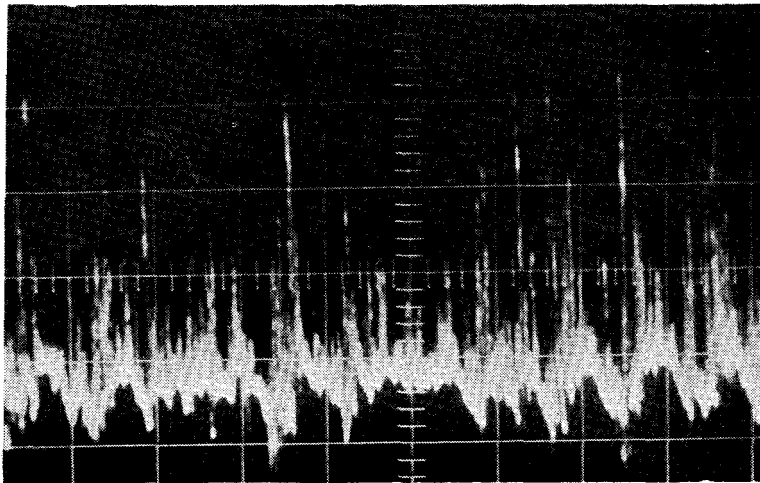


写真1 圧縮荷重 156.4kg の時のシンクロスコープによる摩擦面温度の測定（縦の1目盛2°C）

次にシンクロスコープによる表面温度の写真撮影結果を写真1に示す。これから分かるように荷重の増大とともに摩擦面温度は波状に、しかも連続的に上昇過程をたどっている。そしてこれが焼付温度まで上昇してゆくものと推定される。この波状の発生熱において針状のものが一応閃光温度（通常、瞬間温度と称せられているもの）と考えられる。この最大値のみを表わしたものを図9の○印で示す。他方、その針状の平均値を●印で示す。閃光温度は荷重の増大とともに高くなり、荷重のほぼ0.9乗に比例しており、これは接触体を塑性体とした場合の指数0.97と、弾性体とした場合の指数0.70の理論値の

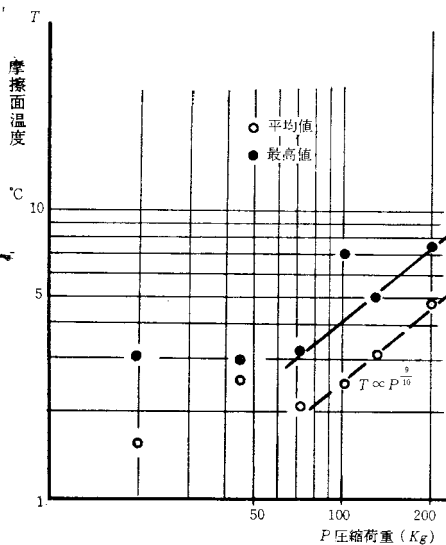


図9 シンクロスコープによる滑り転がり接触における摩擦面温度

中間に存在しており、実際の接触体は必ずしも弾完全塑性体ではないことがうかがえる。しかし、記録された熱起電力は意外に小さくシンクロスコープによってさえも平均温度しかとらえられないものと考えられる。今、写真において平均温度は針状の閃光温度の基線であらわされているものと考えられるが、シンクロスコープには明確にそのレベルが表示されていない。そこで別にマイクロボルト計によって平均温度を測定したものである。この結果が前述の図8である。

§4 結 論

摩擦面温度上昇の数値計算及び実測によって次の結論を得た。

- (1) 温度上昇の理論式は一応実際の場合に適応可能である。
- (2) 実験範囲内では、温度上昇過程は荷重の0.9乗に比例して上昇し、接触体を弾完全塑性体とした場合の理論値の範囲内に存在する。
- (3) 瞬間温度は実測不可能であるが、その平均値的なものは測定でき、荷重の増大とともに摩擦面温度は波状に、しかも連続的に上昇過程をたどる。

文 献

- 1) 薄野宏正：摩擦面温度上昇の理論解析（第1報）．呉工業高等専門学校研究報告．第3巻．第1号．127～134．昭和42年12月
- 2) 仙波正荘：歯車（3巻）．753～756
- 3) 曾田範宗：摩擦と潤滑
- 4) Bearings, lubricants, and lubrication- a digest of 1956 literature, Mech. Engg., 79 (1957). 842
- 5) D. W. Dudley : Two formulas are compared in tests, SAE, 61 (1953). 186.
- 6) J. C. Jaeger ; Moving Sources of Heat and Temperature at Sliding Contacts. Proceeding of the Royal Society of New South Wales, 76 (1942)

（昭和43年9月2日受付）

昼光用カラーフィルムと人工光源について

(電気工学科) 原 田 一 彦

The Daylight Type Color Films and Artificial Light Sources

Kazuhiko HARADA

There are two kinds of color films. They are a daylight type and a tungsten type. Generally, a daylight type is more often used for many purposes, and, besides, sometimes it may be used in artificial light.

When the color temperature of light sources are different from the film color temperature, it is positively necessary for shooting to use color compensation filter. But, sometimes the results are not so good as we expected.

Therefore, we studied here, what kinds of light sources are good for obtaining beautiful color by using daylight color film, without the aid of color compensation filter.

§ 1 まえがき

カラーフィルムには、プリント用とスライド用があり、後者には昼光用と電灯用の2種類がある。この昼光用フィルムは、天然昼光で撮影するように作られているのは当然であるが、一般には、昼光用フィルムがよく使用されるため、アマチュア間では、往往にして電灯光下で撮影されることがある。また、スライド用フィルムは、プリント用に比較して露光の寛容度が狭いため、適正な使用が困難である。その上、現在のスライド用フィルムは、波長の短い青に対する感度域が4000 Å 以下まで延び、緑に対する感度曲線のピークが鋭いという特徴をもっており、また、フィルムは、人間の目と違って色順応の働きがないから、光源が、フィルムの特性に合ったものでないと正確な色再現は不可能で、色補正フィルターの助けを必要とする。この場合の光源としては、フィルムに適合した色温度の基準光に対する演色評価数

の高いものが適当と考えられる。

以上のことから、カラーフィルム用の光源は、一般照明用光源よりも分光エネルギー分布がかなり違わなければいけないことになる。本実験は、一番条件の不利なスライド用昼光フィルムを手軽に使用できる結果を求めるため、色補正フィルターを使わないで各種光源下で使用して、どんな光源が正確で美しい色再現ができるかを研究した。

§ 2 実験方法

(1) 使用カメラ キヤノン レンズ キヤノン
F1.8 50mm

(2) 使用フィルム コダック エクタクローム
× 35mm スライド 昼光用 ASA64

S社 35mm スライド 昼光用 ASA100

F社 35mm スライド 昼光用 ASA100

(3) 供試撮影物 昭和42年版 塗料用標準色見本¹⁾ 日本塗料工業会発行

修正マンセル値の許容誤差の範囲は、色相で ± 1 、明度 ± 0.2 、彩度 ± 0.2 である。

(4) 露出 電気露出計で測定し、最適の露出とした。

(5) 現像 各フィルム 指定の現像所で標準現像。

(6) 光源 白熱電灯、けい光ランプ、水銀ランプ等各種

各ランプは特性の安定したものを使用し、2灯以上組合せの場合は、ムラのないよう配置し、高圧水銀ランプと電球の組合せについては、演色絶対値²⁾を参考にして最適と考えられる状態にした。

(7) 電源 自動定電圧電源装置を使用して正確、安定な100Vとした。

(8) 周囲の条件 20°C湿度56%

§ 3 実験結果

各種の光源、およびその組合せによる比較的良好な結果の代表的なものを表1に示した。この表以外で、超高圧水銀ランプや演色性の改良された高圧水銀ランプ等を使用して見たが、いずれも検討の対象外であった。

表1 昼光用カラーフィルムの人工光源による撮影結果

(1) 光源：写真電球 (450W)

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	○	○	○
N-5.5	×	×	×
N-2.0	△	×	△
7.5R3/6	◎	○	○
5R4/13	◎	○	○
2.5YR7/6	△	△	△
2.5YR5/6.5	△	△	△
2.5YR6/13	△	△	△
7.5YR5/6	△	△	△
7.1Y8.8/11.5	○	○	○
2.5Y8/12	◎	◎	◎
2.5G5.5/7	×	△	△
5G5.5/6	×	△	△
2.5PB5/6	○	△	△
2PB5.3/8.5	○	△	△
2.5P5/5	×	×	×
2.5RP4.5/12	×	×	×

(2) 光源：よう素電球 (500W)

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	○	○	△
N-5.5	△	△	×
N-2.0	△	△	×
7.5R3/6	×	△	×
5R4/13	△	△	○
2.5YR7/6	△	△	○
2.5YR5/6.5	△	△	△
2.5YR6/13	△	△	△
7.5YR5/6	△	△	◎
7.1Y8.8/11.5	○	◎	○
2.5Y8/12	○	◎	○
2.5G5.5/7	×	△	△
5G5.5/6	×	△	△
2.5PB5/6	△	△	△
2PB5.3/8.5	△	△	△
2.5P5/5	×	△	△
2.5RP4.5/12	△	△	△

(3) 光源：反射形投光電球 (100W)

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	○	◎	◎
N-5.5	×	△	△
N-2.0	△	△	△
7.5R3/6	×	○	△
5R4/13	△	○	○
2.5YR7/6	△	△	△
2.5YR5/6.5	△	△	△
2.5YR6/13	△	△	△
7.5YR5/6	△	△	△
7.1Y8.8/11.5	○	◎	○
2.5Y8/12	○	◎	○
2.5G5.5/7	×	○	×
5G5.5/6	×	○	×
2.5PB5/6	△	△	△
2PB5.3/8.5	△	△	△
2.5P5/5	△	△	○
2.5RP4.5/12	△	△	○

(4) 光源：普通白熱電球 (100W2個)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ローム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5		◎	◎	◎
N-5.5		△	△	△
N-2.0		△	△	△
7.5R3/6		○	◎	◎
5R4/13		○	◎	◎
2.5YR7/6		◎	○	○
2.5YR5/6.5		○	○	○
2.5YR6/13		○	○	○
7.5YR5/6		△	○	△
7.1Y8.8/11.5		△	○	△
2.5Y8/12		△	○	△
2.5G5.5/7		△	○	△
5G5.5/6		△	△	△
2.5PB5/6		△	△	×
2PB5.3/8.5		△	△	×
2.5P5/5		×	△	○
2.5RP4.5/12		△	△	○

(6) 光源：真天然昼光色けい光ランプ (40W)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ローム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5		△	△	△
N-5.5		△	△	△
N-2.0		△	△	△
7.5R3/6		△	△	△
5R4/13		△	△	○
2.5YR7/6		◎	◎	◎
2.5YR5/6.5		◎	◎	◎
2.5YR6/13		◎	◎	◎
7.5YR5/6		◎	◎	◎
7.1Y8.8/11.5		○	○	◎
2.5Y8/12		○	○	◎
2.5G5.5/7		○	△	◎
5G5.5/6		○	△	◎
2.5PB5/6		◎	△	○
2PB5.3/8.5		◎	△	○
2.5P5/5		△	△	△
2.5RP4.5/12		△	△	△

(5) 光源：植物育成用けい光ランプ (40W)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ローム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5		◎	◎	◎
N-5.5		○	○	○
N-2.0		○	○	○
7.5R3/6		◎	○	◎
5R4/13		○	○	○
2.5YR7/6		○	○	○
2.5YR5/6.5		○	○	○
2.5YR6/13		○	○	○
7.5YR5/6		○	○	○
7.1Y8.8/11.5		○	◎	○
2.5Y8/12		○	◎	○
2.5G5.5/7		△	◎	◎
5G5.5/6		△	◎	◎
2.5PB5/6		×	×	×
2PB5.3/8.5		×	×	×
2.5P5/5		○	△	○
2.5RP4.5/12		○	△	○

(7) 光源：真天然純正けい光ランプ (40W)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ローム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5		◎	◎	◎
N-5.5		◎	○	◎
N-2.0		◎	○	◎
7.5R3/6		◎	○	◎
5R4/13		◎	○	○
2.5YR7/6		○	○	◎
2.5YR5/6.5		○	◎	◎
2.5YR6/13		○	◎	◎
7.5YR5/6		◎	◎	◎
7.1Y8.8/11.5		◎	◎	◎
2.5Y8/12		◎	◎	◎
2.5G5.5/7		○	◎	○
5G5.5/6		○	◎	○
2.5PB5/6		△	△	△
2PB5.3/8.5		△	△	△
2.5P5/5		○	△	○
2.5RP4.5/12		△	△	○

(8) 光源：カラー写真用けい光ランプ (40W)

使用 フィルム 色見本 (修正マン セル値)	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎
N-5.5	○	○	◎
N-2.0	◎	◎	◎
7.5R3/6	◎	◎	◎
5R4/13	◎	◎	◎
2.5YR7/6	◎	◎	○
2.5YR5/6.5	◎	◎	○
2.5YR6/13	◎	◎	◎
7.5YR5/6	◎	◎	◎
7.1Y8.8/11.5	○	◎	◎
2.5Y8/12	○	◎	◎
2.5G5.5/7	○	◎	○
5G5.5/6	○	◎	○
2.5PB5/6	◎	◎	◎
2PB5.3/8.5	◎	◎	◎
2.5P5/5	◎	◎	◎
2.5RP4.5/12	◎	◎	◎

(10) 光源：けい光水銀ランプ (100V)

使用 フィルム 色見本 (修正マン セル値)	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎
N-5.5	○	◎	◎
N-2.0	○	○	○
7.5R3/6	×	×	×
5R4/13	×	×	×
2.5YR7/6	×	×	×
2.5YR5/6.5	×	×	×
2.5YR6/13	×	×	×
7.5YR5/6	×	×	×
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎
2.5Y8/12	◎	◎	◎
2.5G5.5/7	◎	◎	◎
5G5.5/6	◎	◎	◎
2.5PB5/6	○	○	○
2PB5.3/8.5	○	○	○
2.5P5/5	○	○	○
2.5RP4.5/12	○	○	○

(9) 光源：チョークレス水銀ランプ (250W)

使用 フィルム 色見本 (修正マン セル値)	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	△	△	△
N-5.5	△	△	△
N-2.0	△	△	△
7.5R3/6	×	×	×
5R4/13	×	×	×
2.5YR7/6	×	△	×
2.5YR5/6.5	×	△	×
2.5YR6/13	×	△	×
7.5YR5/6	△	○	△
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎
2.5Y8/12	◎	◎	◎
2.5G5.5/7	◎	◎	◎
5G5.5/6	◎	◎	◎
2.5PB5/6	△	△	△
2PB5.3/8.5	△	△	△
2.5P5/5	△	△	△
2.5RP4.5/12	△	△	△

(11) 光源：けい光水銀ランプ(300W)+反射
形投光電球(300W)

使用 フィルム 色見本 (修正マン セル値)	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎
N-5.5	○	○	○
N-2.0	○	○	◎
7.5R3/6	◎	○	○
5R4/13	◎	○	○
2.5YR7/6	○	○	○
2.5YR5/6.5	○	○	○
2.5YR6/13	○	△	○
7.5YR5/6	◎	○	○
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎
2.5Y8/12	◎	◎	◎
2.5G5.5/7	△	△	△
5G5.5/6	△	△	△
2.5PB5/6	△	△	△
2PB5.3/8.5	△	△	△
2.5P5/5	○	○	○
2.5RP4.5/12	○	○	○

(12) 光源：チョークス水銀ランプ(250W)+
反射形投光電球(300W)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎	
N-5.5	○	○	○	
▼N-2.0	○	○	○	
7.5R3/6	○	○	○	
5R4/13	○	○	○	
2.5YR7/6	○	○	◎	
2.5YR5/6.5	○	○	◎	
2.5YR6/13	○	○	◎	
7.5YR5/6	○	○	○	
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎	
2.5Y8/12	◎	◎	◎	
2.5G5.5/7	○	○	○	
5G5.5/6	○	○	○	
2.5P B5/6	△	△	△	
2P B5.3/8.5	△	△	△	
2.5P5/5	△	△	○	
2.5R P4.5/12	△	△	○	

(14) 光源：真天然純正色けい光ランプ(40W)
+反射形投光電球(300W)

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎	
N-5.5	○	○	○	
N-2.0	◎	◎	◎	
7.5R3/6	○	△	○	
5R4/13	○	○	○	
2.5YR7/6	○	○	○	
2.5YR5/6.5	○	○	○	
2.5YR6/13	○	○	○	
7.5YR5/6	○	○	○	
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎	
2.5Y8/12	◎	◎	◎	
2.5G5.5/7	○	○	○	
5G5.5/6	○	○	○	
2.5P B5/6	△	△	△	
2P B5.3/8.5	△	△	△	
2.5P5/5	○	△	△	
2.5R P4.5/12	○	△	△	

(13) 光源：真天然昼光色けい光ランプ(40W)
+反射形投光電球(300W)

使用 色見本 (修正マン) セル値	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N—9.5	◎	◎	◎	
N—5.5	○	○	○	
N—2.0	◎	○	◎	
7.5R3/6	◎	○	◎	
5R4/13	◎	○	◎	
2.5YR7/6	○	○	○	
2.5YR5/6.5	○	○	○	
2.5YR6/13	○	○	○	
7.5YR5/6	○	○	○	
7.1Y8.8/11.5	○	◎	◎	
2.5Y8/12	○	◎	◎	
2.5G5.5/7	×	×	×	
5G5.5/6	×	×	×	
2.5P B5/6	△	△	△	
2P B5.3/8.5	△	△	△	
2.5P5/5	○	△	○	
2.5R P4.5/12	○	△	○	

(15) 光源：白色けい光ランプ(40W)
+チョークレス水銀ランプ(250W)
+反射形投光電球(300W)

使用 色見本 (修正マン) (セル値)	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎	
N-5.5	○	○	○	
N-2.0	○	○	○	
7.5R3/6	○	○	○	
5R4/13	○	○	○	
2.5YR7/6	◎	◎	◎	
2.5YR5/6.5	◎	◎	◎	
2.5YR6/13	◎	○	◎	
7.5YR5/6	◎	◎	◎	
7.1Y8.8/11.5	○	○	○	
2.5Y8/12	○	○	○	
2.5G5.5/7	×	×	×	
5G5.5/6	×	×	×	
2.5P B5/6	○	△	○	
2P B5.3/.85	○	△	○	
2.5P5/5	○	○	○	
2.5R P4.5/12	○	○	○	

(16) 光源：植物育成用けい光ランプ(40W)
+反射形投光電球(300W)

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎	
N-5.5	○	○	○	
N-2.0	◎	◎	○	
7.5R3/6	◎	○	◎	
5R4/13	◎	○	◎	
2.5YR7/6	◎	○	◎	
2.5YR5/6.5	◎	○	◎	
2.5YR6/13	◎	○	◎	
7.5YR5/6	◎	◎	◎	
7.1Y8.8/11.5	○	○	○	
2.5Y8/12	○	◎	○	
2.5G5.5/7	△	△	△	
5G5.5/6	△	△	△	
2.5P B5/6	○	△	△	
2P B5.3/8.5	○	△	△	
2.5P5/5	○	○	○	
2.5R P4.5/12	○	○	○	

(17) 光源：ストロボ

使用 色見本 (修正マン セル値)	フィルム	コダック エクタク ロー ム	S 社 フィルム	F 社 フィルム
N-9.5	◎	◎	◎	
N-5.5	◎	◎	◎	
N-2.0	◎	◎	◎	
7.5R3/6	◎	◎	◎	
5R4/13	◎	◎	◎	
2.5YR7/6	◎	◎	◎	
2.5YR5/6.5	◎	◎	◎	
2.5YR6/13	◎	◎	◎	
7.5YR5/6	◎	◎	◎	
7.1Y8.8/11.5	◎	◎	◎	
2.5Y8/12	◎	◎	◎	
2.5G5.5/7	◎	◎	◎	
5G5.5/6	◎	◎	◎	
2.5 P B5/6	△	△	△	
2 P B5.3/8.5	△	△	△	
2.5 P5/5	○	○	○	
2.5 R P4.5/12	○	○	○	

〔注〕◎大変良い ○良い △悪い ×大変悪い

検討した色は、次に示す JIS 規格の色から選択した。

JIS Z9101 (1959) JIS 安全色彩使用通則の色

JIS Z9102 (1959) JIS 配管識別色

JIS Z9103 (1963) JIS 安全標識色

JIS C0801 (1964) JIS 電子機器用部品の色による定格表示の通則の色

色の評価は5人で行い、それを平均したものである。

実験前から予測されたことであるが、殆どの光源の場合青色がかっていた。昼光用カラーフィルムを人工光源で撮影するときは、ストロボが推奨されているが、これでも多少その影響があったのは意外であった。(1)～(4)の白熱電球については、全体が黄色ばみ他の光源にくらべて色再現は悪く実用とならない。(9),(10)の水銀ランプは共に演色性を改善されたものであるが、暖色が悪く、冷色が良いというその特徴がよくでている。このため、(11),(12)および(15)でこの欠点を補う目的で白熱電球を組み合わせたか、全体的には良くなっているが、反対に悪くなっている色もあるので決定的なものではない。なお、光源の併用による悪影響を心配したが、結果はそれほど感じられなかった。けい光ランプの場合も(7),(8)を除いて白熱電球と併用してみたが、結果は水銀ランプの場合と同様である。

今回の実験では、(8)の写真用けい光ランプ使用の結果が、最も正確で美しい色再現をしていた。(7)の真天然純正色けい光ランプは、ほんの少し青色がかかるが(8)に近い良い結果を示した。

全体として、N-2.0と2.5G5.5/7以下の色がきれいでなかったが、ストロボでは、2.5G5.5/7と5G5.5/6が、写真用けい光ランプでは、7.5R3/6, 5R4/13が抜群に正確な良い色再現を示していた。

§ 4 考 察

(a) 白熱電球使用の場合

カラーフィルムの色温度は、 6000°K 前後で、その許容範囲を数%としても、白熱電球の 2865°K (100W) $\sim 3475^{\circ}\text{K}$ (写真電球)⁴⁾と比較すれば、かなりの相違があり、また、分光エネルギー分布も昼光と相当違うので、良い結果が得られるということは考えられない。実験結果も、昼光用カラーフィルムは、白熱電球の照明では事実上使用不可能の状態となっている。

(b) 水銀ランプ使用の場合

高圧水銀ランプは、水銀の線スペクトルが主となっているので演色性が悪い。とくに 600nm 以上の赤色の光が欠けているので、これを改善するためけい光水銀ランプが作られたがまだ充分でない。また、チョークレス水銀ランプは安定器の代りに白熱フィラメントを組み込み、この光も利用したもので、光色は他の水銀ランプよりは良好であるが、これも特有の水銀輝線スペクトルの悪影響がでていて、結局、水銀ランプでは(演色性の改良されたものでも)正確な色再現はできない。

(c) けい光ランプ使用の場合

現在では、寿命および電源電圧の変動による分光エネルギー分布の変化ならびに効率などから考えれば、けい光ランプが最も良い光源となろう。けい光物質も改良されて平均演色評価数 R_a が100に近いものが市販されるようになった。演色性の良い真天然昼光色ランプは、水銀輝線スペクトルのため青色がかり正しい色再現をするには色補正フィルターの使用が必要である。

しかし、最近市販されたカラー写真用けい光ランプは、色温度約 6000°K で 546nm の水銀輝線を抑制していままでのけい光ランプの欠点をカバーしたものである。図1³⁾は真天然昼光色ランプとの分光分布を比較したもので、表2は他のけい光ランプと演色評価数を比較したものである。結果

の色再現はほぼ満足すべきもので、現在市販のフィルムでは最も良い状態であった。しかし、表2からわかるように一般の照明には適さない不自然な光色である。

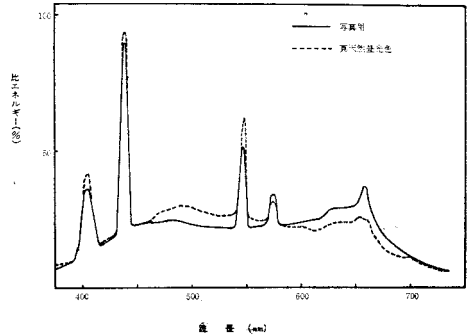


図1 写真用および真天然昼光色けい光ランプの分光エネルギー分布

表2 けい光ランプの演色評価表

光 源		真天然昼光色けい光ランプ	けい光水銀ランプ (300W)	写真用けい光ランプ
色 温 度 ($^{\circ}\text{K}$)		6500	4200	5900
平均演色評価数(R_a)		95	43	85
特殊演色評価表	純 赤 (R_9)	96	-69	72
	純 黄 (R_{10})	88	-20	60
	純 緑 (R_{11})	98	-2	90
	純 青 (R_{12})	88	-32	89
	肌 色 (R_{13})	97	23	86
木の葉 (R_{14})		95	80	85

これに対し、真天然純正色けい光ランプは色温度 5000°K であるが、実験結果によれば真天然昼光色のランプよりも色再現が良好で、ほんのわずかな青色がかり欠点を除けば一般照明用にも写真用にも使用できて便利である。

植物育成用けい光ランプは植物育成のため赤と青の分光エネルギーを大にしているもので⁶⁾、全体的に青色がかり不自然な色となった。

(d) 組み合わせの場合

前に述べたように、白熱電球、一般用けい光ランプおよび水銀ランプは共に演色性に欠点があったり、フィルムの特性に合わなかったりするの

で、組み合わせにより良好な結果を得るよう試みたが、表1に示すようにそれほどの効果はあがらず、むしろ、逆に悪くなる色もあった。また視感ではフィルムの特性に合った分光分布の状態にすることも甚だ困難で実用価値があるとは云えない。

§5 むすび

以上、昼光用カラーフィルムを昼光と同様に、色補正フィルターを使わないで人工光源下で使用することを実験したが、写真用けい光ランプが一番良く、ストロボや真天然純正けい光ランプも良い結果を得た。写真用けい光ランプはカラーフィルムの特性に合わせてあるので一般照明用には使用できない。普通のけい光ランプに比較して効率の点で真天然純正ランプは落ちるが、手軽にカラー

撮影ができるという点では便利である。今回は35mmのフィルムについてのみ実験し、また、立体的な被写体、陰影の部分の色調などについては実験しなかったが、別の機会に譲ることにする。

終りに実験に御協力いただいた電気工学科助手野村利英氏に深く感謝いたします。

文 献

- 1) Illuminating Engineering Society : IES
LIGHTING HANDBOOK (4th Edition)
(1966)
- 2) 東：照明および色彩 コロナ社
- 3) 染谷，花田：昭42電気四学会中国大会論文集
- 4) 電気学会：照明工学 電気学会
- 5) 照明学会：照明のマニュアル オーム社
- 6) 原田：呉高専研究報告第3巻第1号

(昭和43年9月2日受付)

本校体育館の照明について

(電気工学科) 原 田 一 彦

The Lighting in the Gymnasium of Kure Technical College

Kazuhiko HARADA

The main purpose of sports lighting is to illuminate the moving objects, such as balls and players. Accordingly, it is different from an ordinary lighting. And, at the same time, sports lighting is for spectators as well.

Under the adequate lighting, most of sports games can be played at night or indoors these days.

In our gymnasium the basketball court takes much space. Therefore, the lighting for the basketball game will mainly be investigated here.

§ 1 ま え が き

スポーツ照明は普通の照明, 例えば, 読書とか一般の作業など, と違って見る対象物(ボールなど)にかなりのスピードを伴った変化があり, 空間も大幅に利用され, 観客も多数ある場合もある。また, 公式競技とか一般競技, レクリエーションなどの目的の相違によって, 照明方法はいろいろ考えられる。現在の大部分の種目のスポーツは照明下で競技が実施されているが, 屋外と屋内とでは条件が違って来る。本校体育館はバスケットコートとして使用するのが最も広く利用されることになるので, これを中心に体育館の照明について検討した。

§ 2 スポーツ照明について¹⁾

スポーツは種目, 技能および使用目的により次のように大別される。

(a) 公式競技

技能が高く, 観客数も多いので, 高度の技術の競技に必要な照度のほかに, 観客にも十分満足を与える照度が要求される。なお, テレビ放送を行なうのには, 現在の放送技術では白黒方式で $600lx$ 以上, カラー方式で $2000lx$ 以上必要である。

(b) 一般競技

観客が殆どなく, 技能もそれほど高くないので, 上記(a)のような高い照度でなくてもよい。

(c) レクリエーション

保健や楽しみ, 練習などが目的なので, 更に照度は低くてもよい。

体育館は(b), (c)の目的で使用される場合が多いが, (a)の公式競技場となることも考えられるので, それだけに十分な照度が必要である。

照明設計には次のことに留意しなければならない。

(1) 適当な照度であること

必要な照度は競技種目, 技能の程度および使用

目的により決められる。JIS Z9110(1964)の照度基準表より照度を決定する。なお、近く改正されるための照度基準工業標準改正原案²⁾によれば、これらの照度の変更は一部を除いてあまりない。

表1 照度基準 (JIS Z9110-1964)

(1) 照度段階表

照度段階	標準照度 lx	照度範囲 lx
aaa	1 0 0 0	1500 ~ 700
aa	5 0 0	700 ~ 300
a	2 0 0	300 ~ 150
b	1 0 0	150 ~ 70
c	5 0	70 ~ 30
d	2 0	30 ~ 15

(2) 運動場、競技場の照度基準

照度段階	競技種目 バトミントン ・卓球・テニス	バスケット・バレー 柔道・フェンシング 剣道・体操 ホッケー・水泳
aaa	公 式 競 技	—
aa	一 般 競 技	公 式 競 技
a	レクリエーション	一 般 競 技
b	—	レクリエーション
c	観 客 席	—
d	—	観 客 席

(2) 照度にむらが少ないこと

競技場に照度のむらがあると、見え方が低下し、目が疲労する。ことにボールを追う競技でははなはだしい。むらの程度は最大照度/最小照度の比が3:1を越えないように、投光器の配光、個数、取付け高さおよび位置ならびに照射法などを検討しなくてはならない。

(3) グレアがないこと

競技者も観客も目に投光器からの強い光がはいると、グレアとなり、競技者は見え方を悪くし、危険を伴うおそれがある。また、観客はグレアに妨げられて競技の進行が思うように見えず不快と

なる。したがって、投光器の高さ、振向けに十分の注意が必要である。

(4) 周囲も適当な明るさであること

競技面と周囲との明るさに大きな差があると、競技者も観客も目が絶えず明暗に応じなくてはならないから目が疲労する。周囲の照度は競技面の照度の少なくとも1/20以上が必要である。

(5) ちらつきを防止すること

放電灯を交流点灯するときのちらつきは、競技の種類によってははなはだしく障害となる。これを防止するには、電源が単相であれば、フリッカレス2灯用安定器を使用する。

(6) 点灯電圧を適切にすること

普通に設計する場合は、定格電圧で点灯することになっているが、年間の使用が500時間以下の場合、ランプの過電圧点灯によって明るさが増大する特性を利用すれば、投光器数の減少、電力費の節約などができる利点がある。年間200~500時間使用のとき5%過電圧点灯、200時間以下のときは10%過電圧点灯が得策である。

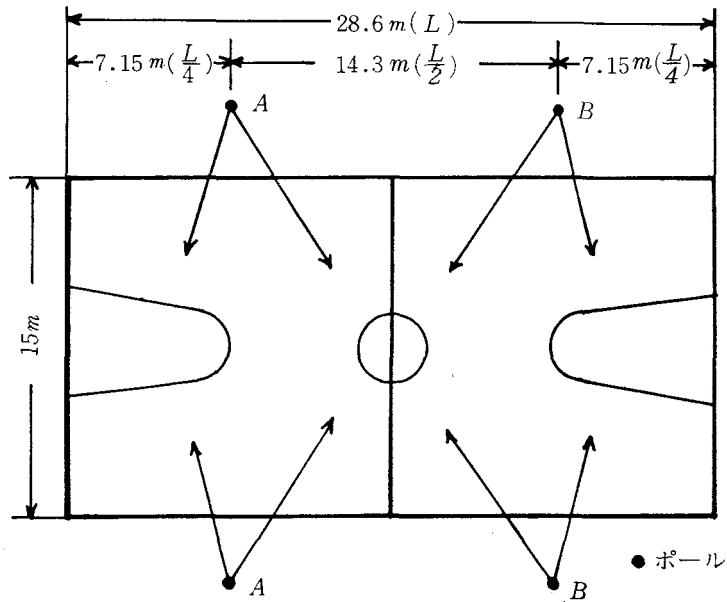
表2は過電圧点灯による投光器用電球の動程を示すものである。

表2 投光器用電球の動程 (概数)
1000W, 1500W

電 圧	明るさ (%)	消費電力 (%)	寿 命 (%)
定 格 電 圧	1 0 0	1 0 0	1 0 0
5%過電圧	1 1 7	1 0 8	5 0
10 "	1 3 5	1 1 6	3 0

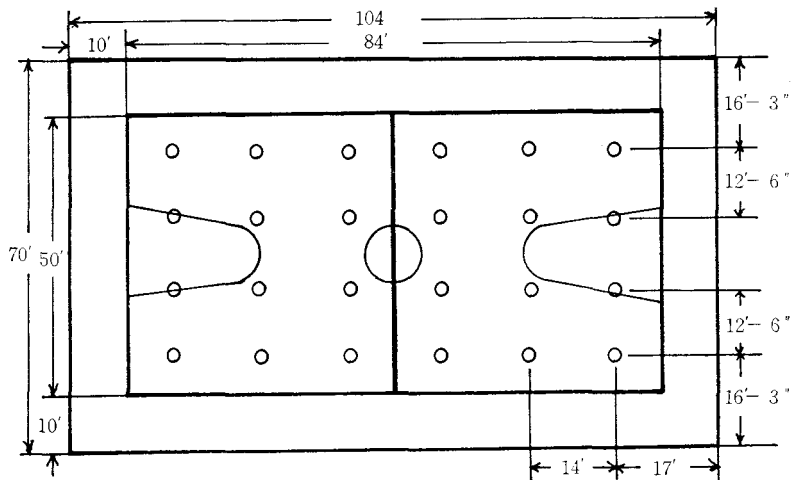
§ 3 代表的な設計例と本校体育館の照明設備

スポーツ照明はボールを使用して投光器によるのが多いが、図1はその代表的なバスケットコートの設計例である¹⁾。また、図2はアメリカにおける、天井からの吊り下げ灯を使用した体育館内のバスケットコート照明の例である³⁾。



照度 (lx)	光源 [W]	ポール当り投光器数		投光器合計	配光	取付け高さ[m]
		A	B			
200	電球 1000	3	3	12	広角	10以上
100	" 500	4	4	16	"	
200	けい光水銀灯700	3	3	12	"	
100	" 400	4	4	16	"	

図1 ポールによるバスケットコートの照明



Class of Play	Current Recommended Practice-Footcandles Maintained in Service	Minimum Recommended Mounting Height (feet)
College and professional	50	22
College intramural and high school	30	

図2 吊り下げ灯によるバスケットコートの照明

本校体育館の照明設備は三菱電機製品でなされ、次の通りである。

(1) ランプ

100V, 500W白熱電球×28

200V, 400W高圧けい光水銀ランプ×28

(2) 灯具 図4～図5に示す⁴⁾

(3) 器具取付高さ 6610mmおよび5270mm

(4) 平均照度 (コート) 405lx



写真1 体育館の照明

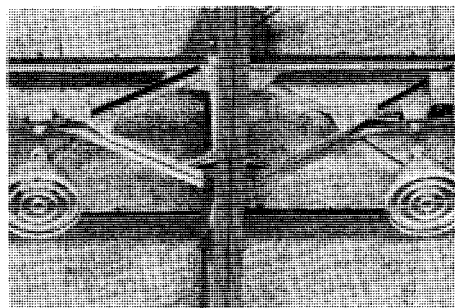


写真2 照明器具 (左側は白熱電球, 右側はけい光水銀ランプ)

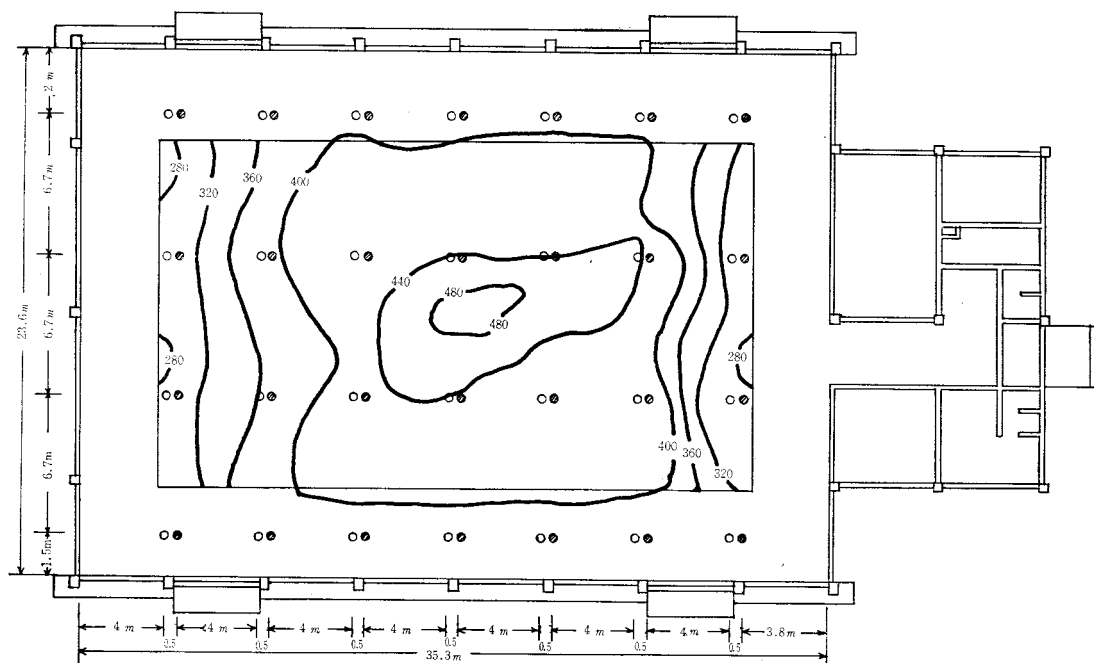


図3 バスケットコートの器具配置および照度分布図

○ 白熱電球(500W)

■ 高圧水銀ランプ(400W)

なお図4～図6の灯具は白熱電球、水銀ランプの両方に使用している。

図3は器具配置に照度分布を示す。図4の配光曲線および水平照度曲線は、図5のガードを取付けない場合の曲線なので、実際には若干相違

する。

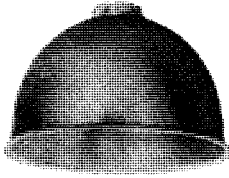
参考に、昼間における照度分布を図6に示す。南側で等照度曲線が大きく凹凸しているのは、建造物の鉄骨と収納してある黒色の暗幕の影響によるものである。

HH-312 200~400W用

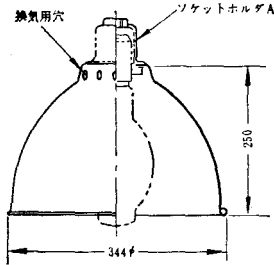
(広配光形)

内面 アルミ電解研摩

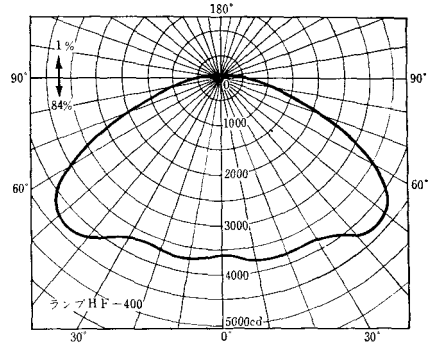
外面 灰色塗装



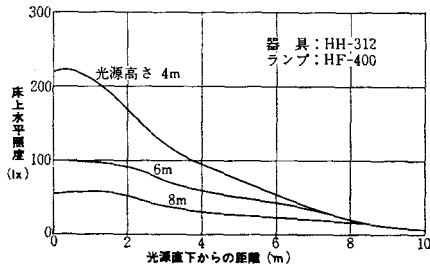
製品重量 0.6kg



配光曲線



水平照度曲線



照明率表

反射率	天井	75%			50%			30%		
	壁	50%	30%	10%	50%	30%	10%	30%	10%	
室指数	照 明 率									
0.6	.34	.26	.20	.33	.26	.20	.25	.20		
0.8	.43	.36	.31	.42	.35	.30	.35	.30		
1.0	.47	.41	.36	.46	.41	.36	.40	.36		
1.25	.52	.46	.41	.50	.45	.41	.44	.41		
1.5	.55	.49	.45	.53	.48	.43	.47	.43		
2.0	.61	.55	.50	.59	.54	.49	.53	.49		
2.5	.66	.61	.56	.63	.60	.56	.59	.56		
3.0	.68	.64	.61	.66	.62	.60	.61	.59		
4.0	.73	.70	.66	.70	.67	.65	.66	.64		
5.0	.76	.71	.68	.73	.70	.67	.68	.66		

減光補償率 良 1.6, 中 1.7, 否 1.9

図4 反射がさとその特性

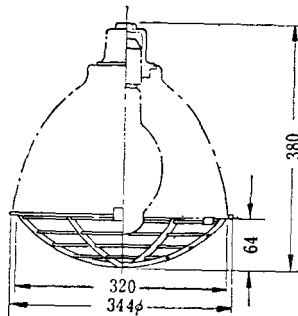
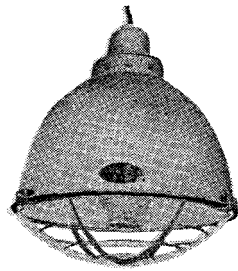


図5 ガード(ガードA)

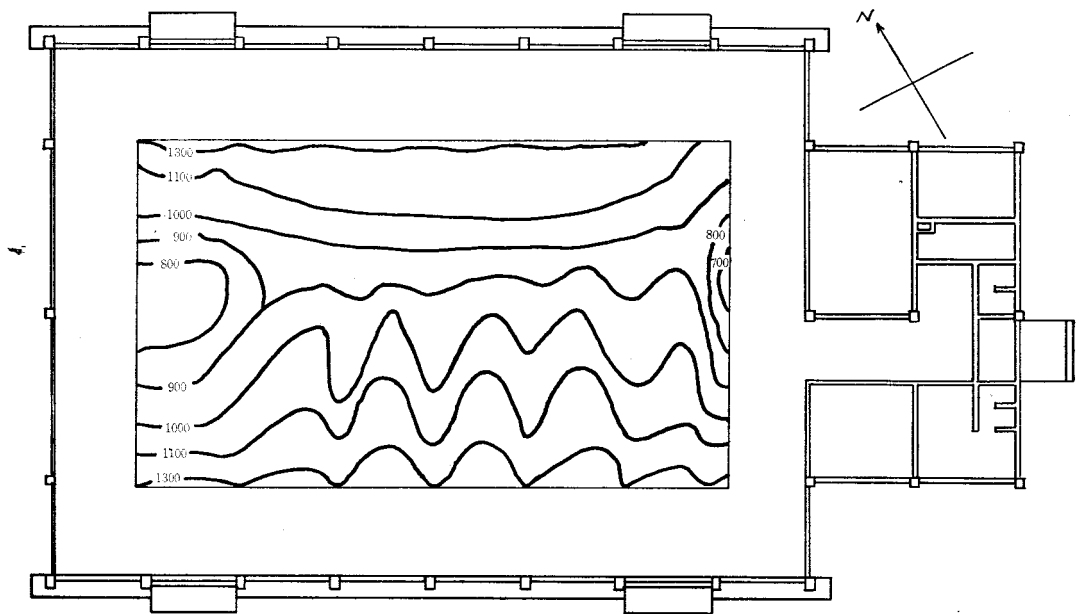


図6 自然光によるバスケットコート照度分布図(6月19日 正午 曇天)

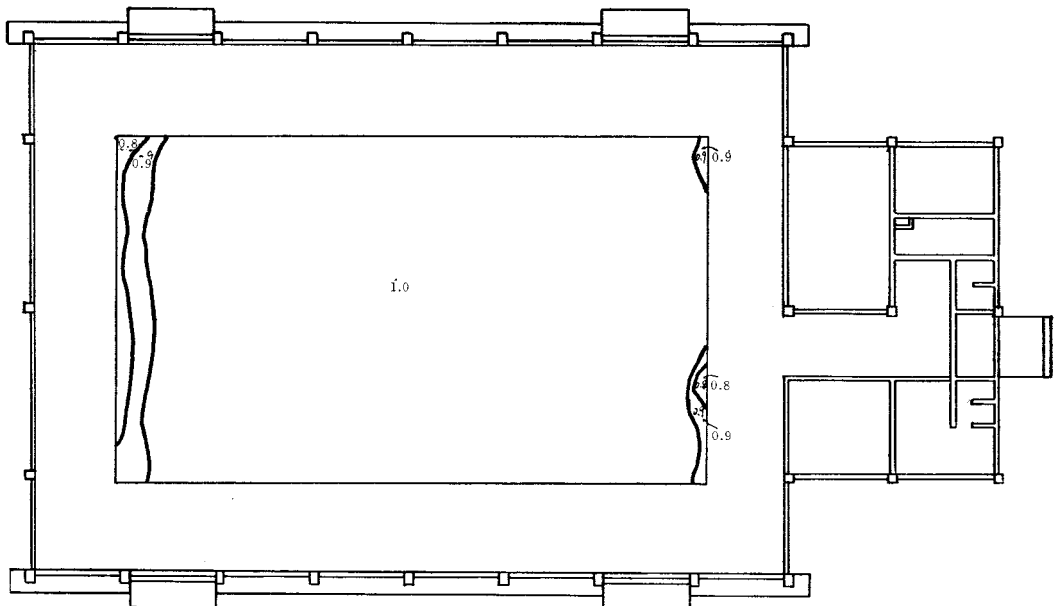


図7 バスケットコートの視力分布

§4 測定結果および考察

照明の総合的評価の方法はいろいろ考えられるが、今回は視力測定による方法⁵⁾で検討することにした。図7は夜間窓に暗幕をして、平均身長

1.65mの5名の測定者が直立した状態でランドルト氏環によって測定した視力の分布である。図3の照度分布図と比較すると関係深いことがよくわかる。窓に暗幕をしない状態でも測定したが、結

果は全く同一であった。また、日中昼光で測定したところ、コート全域にわたって視力分布は1.0であった。視力測定は標準照度 $200lx$ 以上で測定するのであるが、照席分布図からわかるように、コートの最小照度は $260lx$ であるので視力1.0の者はそのまま1.0まで見えなければならないはずであるが、測定結果からわかるように四隅ににおいて低下している。特に左側（西側）はその傾向が大きい。これは最大照度（ $480lx$ ）と最小照度の比が3:1よりはるかに小さい1.846:1であるのかかわらず、むらの影響で見え方が左右されているわけである。測定は時間をかけて静止状態（運動をしているときに比較して）で行なったが、実際に激しいスポーツをする場合は移動が速いので、明暗の順応に時間がかかることを考慮に入れば更に視力（見え方）は低下するものと推察される。左側（西側）フリースロー地点附近で若干見えにくい方向があったが、これはグレアによるものである。

以上の結果から、むらを極力小さくすることが必要であることがわかったが、これには四隅のランプを別回路として数%の過電圧点灯をするか、四隅の器具間隔を短縮して1~2灯増灯すれば、かなり満足できる状態になるであろう。§2の(4)、(5)で述べた周囲の明るさおよびちらつきについては、図3でわかるように体育館内は全般照明になっており、またけい光ランプは使用していないので問題はない。

結論としては、コートの平均照度 $405lx$ は公式

競技のできる照度段階の aa に入っており、むらも割合少なく、しかも白熱電球と高圧水銀ランプの混合照明で、スポーツには快適の光色であるので立派な体育館照明である。できれば、四隅のわずかなむらを更に少なくし、平均照度を aa 段階の標準照度である $500lx$ まで高めたいところである。これには過電圧点灯をすれば簡単である。

§5 む す び

本校体育館の照明について、本来の目的であるスポーツをする（今回は特にバスケット）ときの状態で検討したが、最近の体育館はスポーツは勿論のこと、各種の会合、演劇、音楽会等にも利用されることが多い。このため、雰囲気やムードを創り出すのに一時的な補助照明装置で間に合わせることがよく行なわれるが、できれば、前記の過電圧回路、減光装置、スイッチ類等を全体の設計の中に入れておけば申し分なかるう。

終りに、測定に便宜をはかっていただいた堀、石嶋両教官に厚く感謝の意を表します。

文 献

- 1) 照明学会：照明のマニュアル オーム社
- 2) 黒沢：照明学会誌 52-4（昭和43年）
- 3) Illuminating Engineering Society : IES
LIGHTING HANDBOOK (4th Edition)
(1966)
- 4) 三菱電機：'66照明の三菱
- 5) 石川他：昭和43年電気四学会論文集

（昭和43年9月2日受付）

コンデンサ放電点火方式に関する検討

(電気工学科) 村 上 滋 樹

Study on the Condenser Discharge Ignition System.

Shigeki MURAKAMI

In this study converters and trigger circuits of the condenser discharge ignition system, which is considered as the best ignition system, are investigated.

The result is that the combination of the one transformer type converter and the voltage stabilized trigger circuit promises a satisfactory operation any time up to 15,000 [rpm] with 4 cylinders engine.

§ 1 緒 言

内燃機関の点火装置としては、ふつう図1(a)のように点火コイルとブレーカの組み合わせが用いられているが、この普通方式は高速回転時における二次火花電圧の低下、低速回転時における電流消費の増加、ブレーカ接点の損耗の欠点がある。これらの点を改善するため色々なトランジスタ点火方式^{1) 2) 3)}やコンデンサ放電点火方式(以下CDISと略す)などが考案されているが、現在のところではCDISが最もすぐれている。CDISは、図1(b)のようにコンバータで直流高圧をつくり、これでコンデンサを充電し点火信号(トリガパルス)によりSCRを点弧して、蓄えられた電荷を極めて短い時間内に点火コイルを通じて放電させ高い火花電圧を得る方法である。この方式の特長の詳細については第3巻⁴⁾で報告したが、高速回転時における良好な着火性、電流消費の軽減、接点の摩耗防止などの長所のため今後広く普及する可能性をもっている。

この研究は、CDISを過去約2年間にわたって使用し、その間に発生した二、三の問題点について検討したものである。主な点はコンバータとトリガ回路に関するもので、種々の方式について比較した結果を述べる。

§ 2 コンバータ

トランジスタコンバータの方式⁵⁾にはいろいろあるが、ここでは1変圧器形(1TTと略す)⁶⁾、2変圧器形(2TTと略す)および駆動形(DTと略す)⁷⁾の三方式をとりあげた。これらの試作回路を図2、3および4に示すが、設計仕様は入力電圧 $V_i=13.5[V]$ 、発振周波数 $f=6[kHz]$ 、出力電圧 $V_o=$

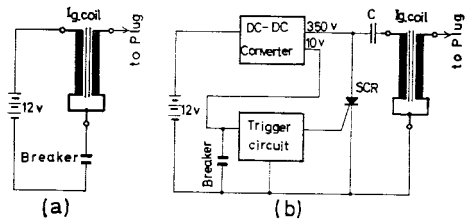


図1 普通点火方式とコンデンサ放電点火方式

320[V], 出力 $P_o=60[W]$ である。主変圧器はいずれの回路においてもコレクタ巻線 $N_c=6$, ベース巻線 $N_b=2$, 出力巻線 $N_o=140$, 磁心はフェライトコア H_{5B}-EE50 の同一のものを使った。

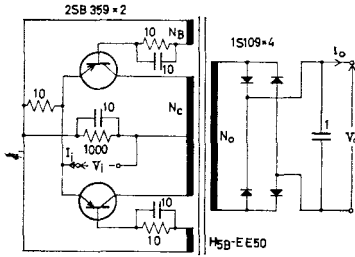


図2 1変圧器形コンバータ

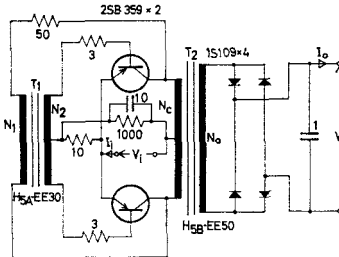


図3 2変圧器形コンバータ

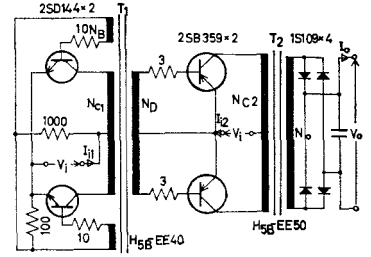


図4 駆動形コンバータ

2・1 無負荷特性

入力電圧の変化に対する発振周波数と入力電流の変化は図5のようになり入力電流は3者ほぼ同じ変化を示している。発振周波数は1TTとDTは回路図より明らかに同様の変化を行ない、2TTは全体的に変化が少なく最低発振周波数も高い。発振周波数最低限はCDISではとくに問題とはならないが、電圧一周波数変換器⁹⁾として使用する場合にはできるだけ低い方がよい。参考のため1TTおよび2TTについて最低発振周波数 $f_{min}[Hz]$ を図6の動作原理図について求めてみる。

図において、上側のトランジスタがON、下側のトランジスタがOFFの状態において電圧・電流の向きを矢印の方向にとると、1TTについては次の式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} V_c \cdot \frac{N_p}{N_c} - i_2 R_b - h_i i_b &= 0 \\ i_1 R_k &= i_2 R_b + V_i \\ i_1 + i_2 &= i_b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

ただし、 V_c : OFF トランジスタのコレクタ電圧 [V]

R_b : ベース抵抗 [Ω]

R_k : 起動抵抗 [Ω]

h_i : トランジスタの入力抵抗 [Ω]

i_1, i_2, i_b : 電流 [A]

ところが、コンバータに角形ヒステリシス鉄心を用い、最大磁束を $\phi_m [Wb]$ とすると、

$$V_c = 2V_i \dots\dots\dots(2)$$

$$f_{min} = \frac{V_i}{4\phi_m N_c} \dots\dots\dots(3)$$

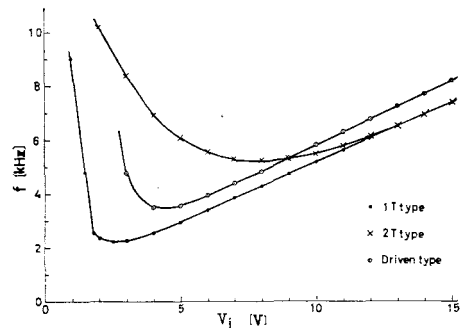


図5(a) 無負荷特性 (1)

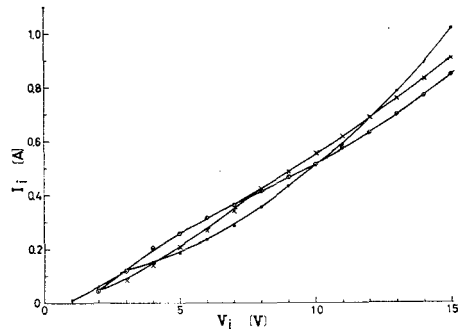


図5(b) 無負荷特性 (2)

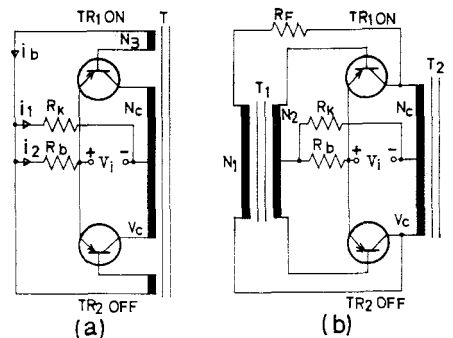


図6 コンバータ動作原理図

であるから

$$f_{min} = \frac{1}{4\phi_m} \cdot \frac{R_k + R_b + h_i(R_k + R_b)}{2N_p(R_k + R_b) + N_c R_b} \cdot i_b \text{ [Hz]} \dots\dots\dots (4)$$

2TT については次式が得られる。

$$f_{min} = \frac{1}{4\phi_m N_c} \cdot \frac{R_b R_k + (R_p + h_i)(R_k + R_b)}{2N_2(R_k + R_b) + N_1 R_b} \cdot N_1 i_b \text{ [Hz]} \dots\dots\dots (5)$$

1TT で R_b を小さくすると f_{min} は低くなり逆に i_b は増加するので入力電流は多くなる。2TT では R_p の影響が最も大きく R_p を小さくすれば f_{min} は低く、入力電流は増加する。実験で得られた結果は図7の通りである。

無負荷時の入力電流は、変圧器設計のとき β の幅を考えて、 N_p 、 N_2 などを多めに巻くようにするので、トランジスタが過励振されて相当大きくこれを調整するためベース回路に安定化抵抗を直列に接続し定格入力電圧で1(A)以下となるようにする。

起動性の良否は R_k と R_b の組み合わせで定まり R_b の大きい方がよいが、点火装置に使ったときの安定性は R_b を小さめにした方がよいようで個々の回路で調整する。ダイオード起動回路とすると起動性を良くし入力電流も小さくできる。 R_k と安定化抵抗には数〔 μ F〕のコンデンサを並列に接続すると発振立上りの改善と電圧スパイクの軽減ができるが、値が大きくなると点火中に間欠発振を生じることがあるので注意を要する。

2・2 負 荷 特 性

出力電流 I_o の増加に対する出力電圧、周波数および入力電流の変化は図8のようになり電圧はDTが約50〔V〕高いが、スイッチング条件とスパイクの差異のためと思われる。2TT は 260〔mA〕、90〔W〕の出力で発振は停止するが 60〔W〕の仕様は充分満足している。1TT と DT については更に大きい負荷が取れるがトランジスタの最大定格を越えるので入力電圧を 5〔V〕として大体の傾向を掴むことにした。1TT は図9のように約 1.3〔k Ω 〕の負荷で発振を停止し入力電流も流れないが、DT は負荷を短絡しても発振は止まらない。これは駆動電力増幅器が緩衝増幅器として動作するためである。この比較より次のことが明らかとなった。

即ち、1TT は過重負荷になると発振を停止して入力電

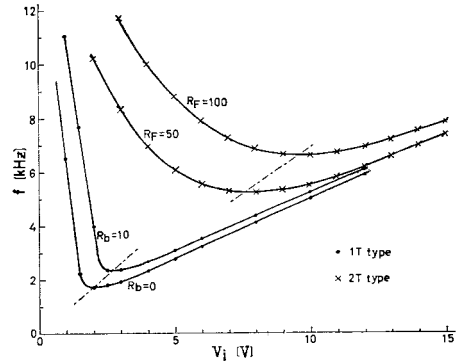


図7 限界周波数の変化

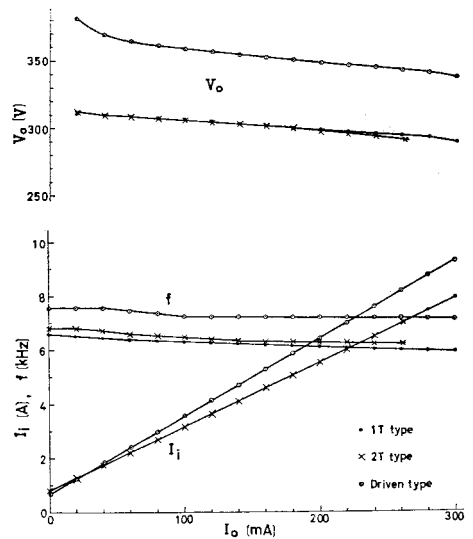


図8 負 荷 特 性

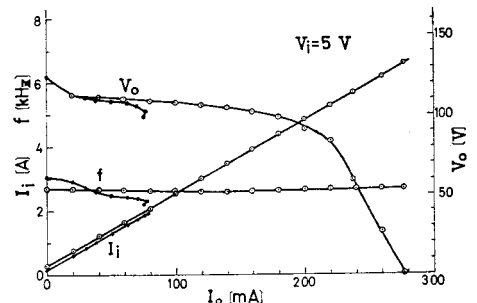


図9 重 負 荷 特 性

流を断ち、過電流によるトランジスタの破壊を防ぐことで、逆に DT は過重負荷時には熱破壊の危険をはらんでくる。

発振周波数は一般に負荷の増加につれて低下するが、DT では略一定である。2TT では R_F を大きくすると飽和変圧器 T_1 の励磁電流の変動が少なくなるので発振周波数の変化も少なくなるが、負荷は減らさないといけない。図9では周波数は段々低下しているが、角形ヒステリシス磁心を用いたものでは上昇する傾向があり、試作回路でも平滑容量のないときは上昇する。2TT が 1TT に勝る点は、電流スパイクが少なく電圧波形もより方形波に近いことと、 T_1 だけに角形ヒステリシス磁心を用いればよいことで、図10に無負荷時と入力電流約 3[A] のときのコレクタ電圧、コレクタ電流の波形を示す。

効率は最大出力附近で約 82[%] が得られたが、4サイクル4気筒エンジンの 10,000[rpm] のときの入力電流は図12のように約 3[A] で、そのあたりの効率は約70[%] である。

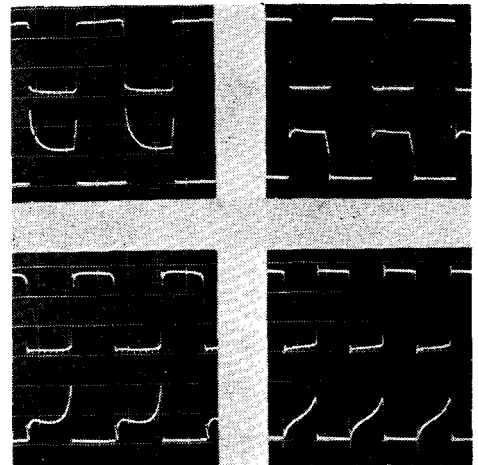


図10 コンバータのコレクタ電圧とコレクタ電流の波形
(a) 1変圧器形 (b) 2変圧器形

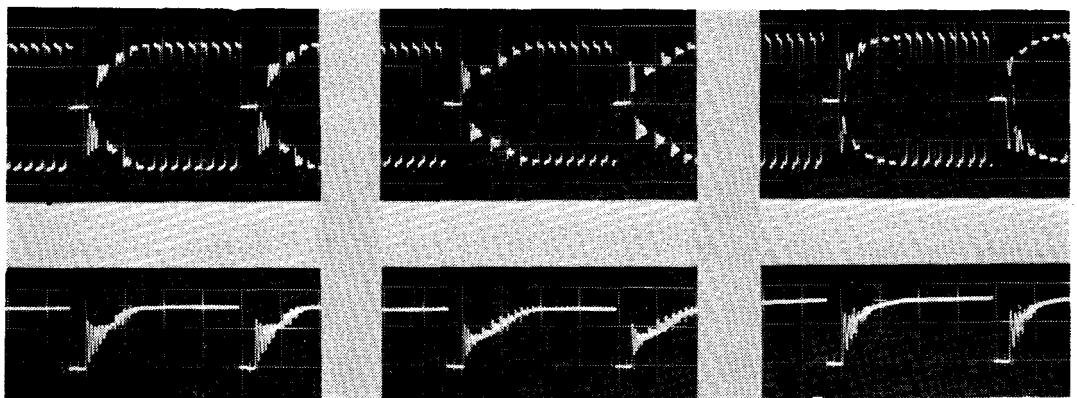


図11 コンバータ発振波形とコンデンサ充電電圧波形 (a) 1変圧器形 (b) 2変圧器形 (c) 駆動形

2・3 動 特 性

これらのコンバータの使用状態における特性を比較するため、充放電コンデンサを 1[μ F] とし、SCR をパルス発生器によりトリガして色々の回転数に相当する状態で実験してみたが、図11は約14,000[rpm]における発振波形と出力電圧であると同時にコンデンサ充電電圧でもある出力電圧の波形である。1TT と 2TT では発振立上り時の周波数は約2/3に低下して居り、また3者とも点火回路の振動電流により発振波形に減衰性正弦波を含んでいる。充電終了までの時間は 1TT が 0.65[ms], 2TT が 0.9[ms], DT が 0.6[ms] である。つぎに、充放電コンデンサの容量を変え 1TT と DT について比較したが図12より 10,000[rpm] では、入力電力に比し DT のスパークエネルギーの割合合いが少ないが、5000[rpm] 以下では差はなく総合効率は DT の方がやや良い。

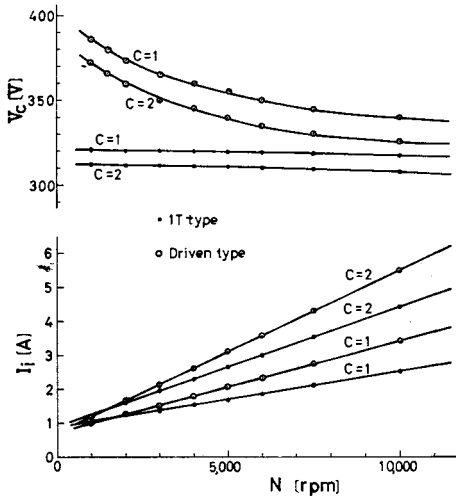


図12 コンデンサ充電電圧と入力電流

はトランジスタの耐圧の点より充電電圧を高くできないがそれを克服するには、元来高圧素子である SCR を用いるとよい。その方法¹¹⁾も考案されているが、その他に SCR の転流回路の適当なもの（例えば、モーガン回路）とパルス遅延回路を組み合わせればうまく実現できるはずで目下検討中である。

§ 3 トリガパルス発生回路

ブレーカの断続電圧を入力信号電圧とする場合のトリガパルス発生法としては、(a) CR 充放電回路による方法、(b) 微分変成器を用いる方法、(c) UJT、トランジスタなどを用いる方法¹²⁾などが考えられる。

図13は実験した回路で、(a) はブレーカの断続により $0.1[\mu F]$ を充放電し、それを $0.2[\mu F]$ と $1[K\Omega]$ で微分するものである。パルスの立上りとパルス高の向上には入力側にコイルを直列に接続する²⁾とよい。(b) はブレーカ OFF のとき、正のトリガパルスが発生するよう巻線の極性を選ぶ。図の T は $0.6[mm]$ の線を 40 回 $H_5\Delta-EE$ 30 にバイファイラ巻きしたもので、インダクタンスは約 $5[mH]$ である。

(c) は定電圧化された動作電源によりトリガ回路を働かせるもので、電源電圧の変動に関係なく一定の高さで、 $0.1[ms]$ の幅をもったパルスが発生する。

パルス回路のみで、その発生波形を観測すると図14のようになり、それぞれ図13の(a)、(b)、(c) に対応する。(a')は(a)の回路にインダクタンスを接続した場合でパルス高が少し高くなり、パルス幅は狭くアンダーシュートを生じる。

SCR に 2SF205 を用いたときのトリガ条件は図15のように $0.1[ms]$ のパルス幅のときは $2.5[V]$ の高さを必要とする。前述の回路で発生したパルスは、波高のあたりはいずれも三角形になっているの

三つのコンバータを実用性の上から比べると、2TT は飽和トランスを用いた割には利点が少なく、DT は発振の安定性、短い充電時間という点では最もすぐれているが、総合効率が 1TT より少し悪く、回路は複雑で高価であるので充放電コンデンサの容量の大きい場合以外には利点がない。

これらに反して、1TT は回路が簡単で、 $10,000[rpm]$ までなら $2[\mu F]$ のコンデンサでも充分使用することができるのでスパークエネルギーも相当大きくとれるし、トランジスタの自己保護作用もある。

高速回転および電力損失の軽減という観点からすると、コンバータを SCR の点弧中は切り離す方法をとらなければならないが、トランジスタを断続素子とした場合¹⁰⁾に

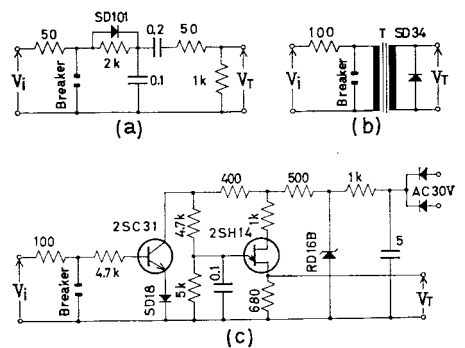


図13 トリガパルス発生回路

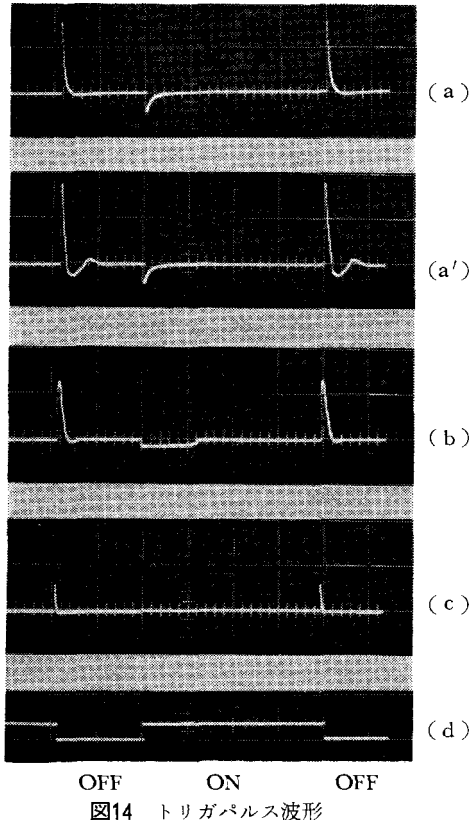


図14 トリガパルス波形

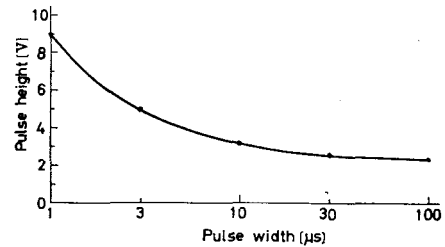


図15 トリガ条件

でパルス高は最低4〔V〕必要である。エンジン始動時にはスタータ回転のため電池電圧が低下し、そのためコンバータ出力電圧とトリガパルス電圧の両方が低下するので、冬の早朝などの悪条件が重なると点弧不能となるので定格電圧の1/2でも充分トリガできるようにしておく。そうすると、高速回転時には電源電圧は15〔V〕近くなり、トリガパルスも10〔V〕位になりそうだが、ゲートに接続した状態では7〔V〕程度となり点弧中のゲート電圧は0.6〔V〕位でゲート破壊の恐れは少ないが、念のためRD-5Aなどの定電圧ダイオードを接続するとよい。

従ってトリガ回路としては(c)の方法が最もすぐれているが、ふつうの用途には簡単な(a)の方法で支障はない。

トリガ回路の動作電源としては、電池電源をそのまま用いてもよいが、正極接地方式のエンジンに使用する場合、ラ

ジオ等への雑音の混入、定電圧化などのことを考えるとコンバータよりとり出すようにした方がよい。

CDISと普通方式との併用を行なう場合には前述の方法をとらざるを得ないが、無接点点火方式を最初から採用するときは、点火信号発生機により発生した点火信号でSCRをトリガするが、その場合にはシェミットトリガ回路により波形整形してその後前述の方法を適用する。

§ 4 結 言

CDISの主構成要素であるコンバータとトリガ回路について検討を進めたが、一般には、Royerの1変圧器形コンバータで充分であり、トリガ回路は定電圧化した方がよいことがわかった。SCRも量産が進み以前に比べると価格も1/2以下となりCDISの普及する可能性が増して来ている。この報告がCDISの改良と普及のため役立てば幸である。

文 献

- 1) 杉浦：自動車部品のエレクトロニクス，電学誌，Vol. 88-3 (1968)。
- 2) 茨木：シンクロスパーク使用解説書，三田無線研究所 (1966)
- 3) 牧野(阪神変圧器)：内燃機関のトランジスタ定電流点火装置，特許昭42-12734号。
- 4) 村上・綿井：コンバータを用いた点火装置，呉高専研究報告第3巻 (1967)
- 5) 茂木：インバータ・コンバータ，日刊工業 (1964)
- 6) G. H. Royer：A switching transistor DC to AC converter having an output frequency proportional to the DC input voltage, AIEE. Tr. Vol 74-1 (1955)
- 7) Texas Instruments, Inc.：Transistor Circuit Design (1963)
- 8) TDK フェライトコア技術資料
- 9) 山田：角形磁心を用いた電圧一周波数および周波数—電圧変換器に関する検討，電学誌 Vol. 88-2 (1968)。
- 10) K. W. Scheel：Two added transistor reduce ignition sytem current drain, Electronics, May 29, 1967.
- 11) 牧野(阪神変圧器)：内燃機関の無接点着火装置，特許 昭41-18366号。
- 12) F. Honey：Unijunction trigger boosts ignition reliability, Electronics, Sept. 18, 1967.

(昭和43年9月2日受付)

熱線風速計の研究(第2報)

(電気工学科) 黒 瀬 能 幸

A Study on the Hot-wire Anemometer (Report 2)

Yoshinobu KUROSE

This paper presents the hot-wire characteristics that consider the ambient temperature T_0 , the device that is measurable at the high speed velocity of wind.

The tungsten wire is used, its diameter is about 5μ and its length is $1\sim 2mm$.

Now, the ambient temperature T_0 was changed by the heater, is set in the wind tunnel.

§ 1 緒 言

前報では熱線風速計の理論, 種類, 試作風速計の測定結果, 風速計の出力信号を直線化する直線化増巾器の試験結果について報告した。その際, 熱線温度 T は加熱電流 I によってのみ定まり, 周囲(流体)温度 T_0 には影響されないと仮定していた。また第1号試作風速計は回路設計上余有がなく, 測定範囲も狭い。

以上のような点から, 今回は周囲温度 T_0 を考慮に入れた時の熱線特性の変化を見るために実験を行い, その実験結果及び解析, 第2号試作風速計による測定結果について報告する。

§ 2 実験装置と実験方法

熱線の静特性試験は恒温槽を用いて, 抵抗測定ブリッジで正確に抵抗測定した。熱線としては, 前回と同じ直径 5μ , 長さ $1\sim 2mm$ のタングステン線を用いた。

周囲温度 T_0 による感度変化の様子は小型風洞の中にヒーターを組込む事によって調べた。

風速計の本体は定温度方式で, 図1のような回路構成である。可変抵抗器 $VR.1$, $VR.2$ で熱線電流を設定する。 $VR.3$ は回路の平衡調整用であり, $VR.4$ は初段のバイアス調整用の半固定抵抗器である。

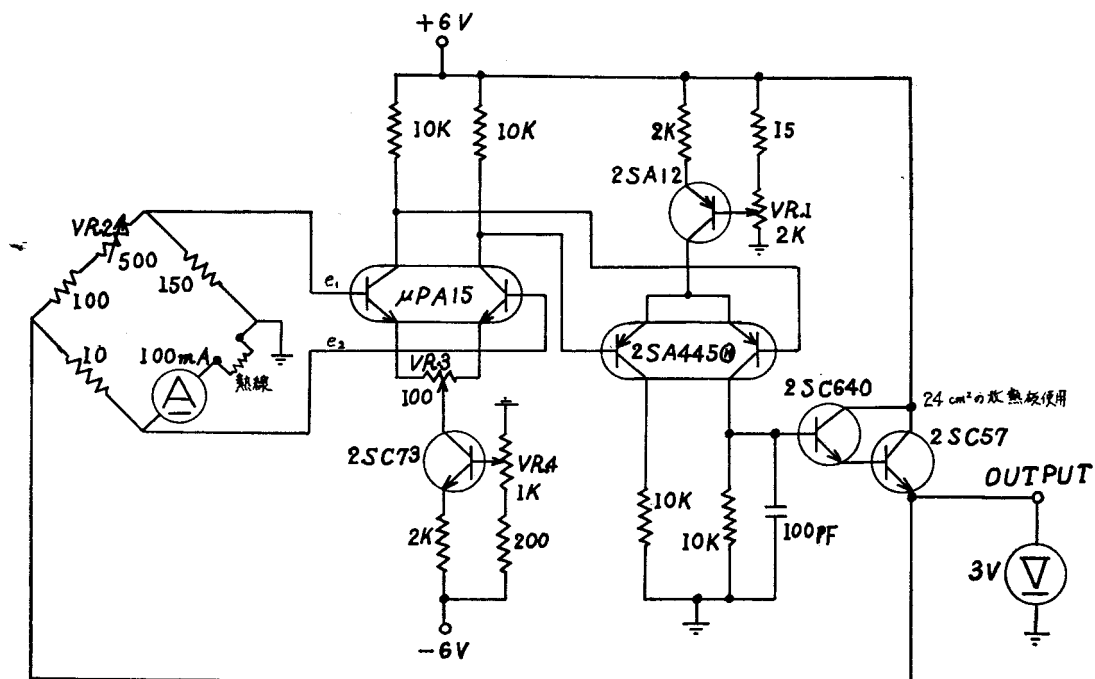


図1 定温度方式熱線風速計

§3 装置の性能

校正風洞	最大風速	11 (m/sec)
	最大風速	70 (m/sec)
直流増巾器	トランジスタ直結型	
	電圧利得	56 (dB)(負荷抵抗10Ω)
	同相分除去率	62 (dB)
	室内放置ドリフト	±5 (mV)
	(入力換算)	±8 (μV)

注: e_1 , e_2 を切断し, e_1 , e_2 を入力端子、ブリッジの替りに10(Ω)の抵抗を負荷とした場合

以上の性能を持つ増巾器を設計製作し、本体としたわけであるが、室内放置ドリフトは増巾器に遮蔽物を施した場合で、何もしない場合は $\pm 10\text{mV}$ 以上である。しかし、増巾器が負帰還ループの中に入っているため、帰還の効果でドリフトは更に小さくし得る。高域で発振するため(発振周波数 200~900 KH_z)、100PF のコンデンサでアースに落した。

§4 実験結果及び考察

図2, 3は熱線の温度特性、電流一抵抗(温度)特性を示している。No. 1, No. 2, No. 3, No. 4 の熱線はそれぞれ長さが異っており、太さは共に約 5μ である。長さはそれぞれ

$$\text{No. 1} \quad l = 1.4 \text{ (mm)}$$

$$\text{No. 2} \quad l = 1.7 \text{ (mm)}$$

No. 3 $l = 1.6 \text{ (mm)}$

No. 4 $l = 1.5 \text{ (mm)}$

である。

図4は No. 1 の熱線について周囲温度 T_0 を変えて出力の変化の様子を調べたものである。この曲線から T_0 の変動による誤差の目安を立てる事ができる。

図5は T_0 を一定とし、風速と熱線電流との関係を示す曲線で、熱線温度 T をパラメータとしている。この図から定数 a, b が求められる。 a, b が求まれば、風洞の最大風速以上まで校正可能となる。

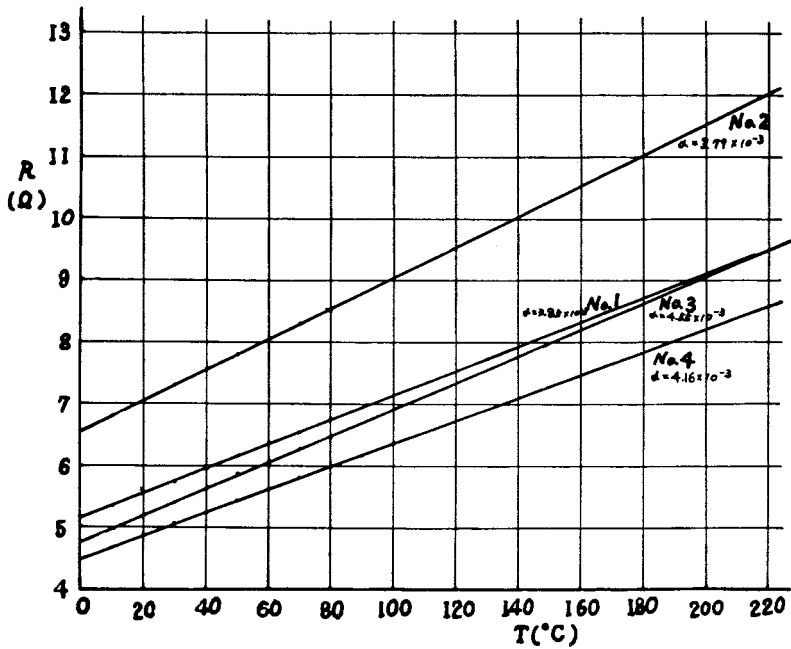
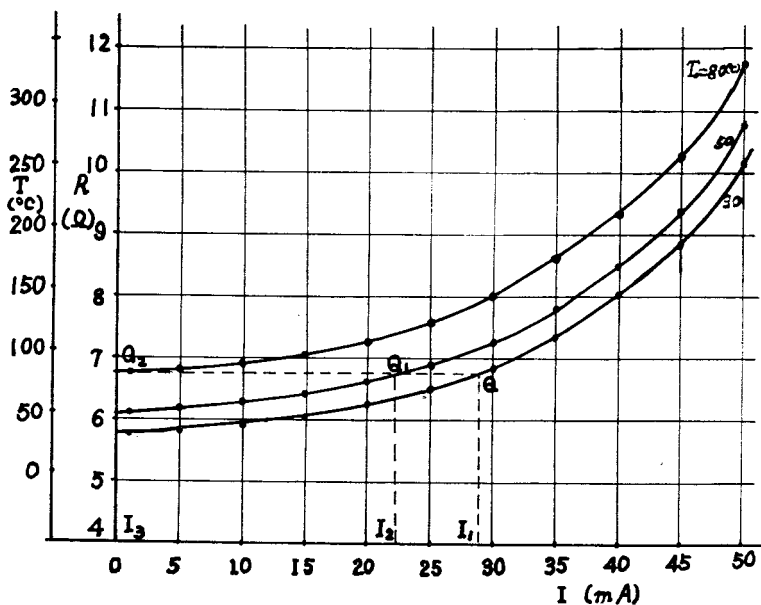


図2 熱線の温度特性

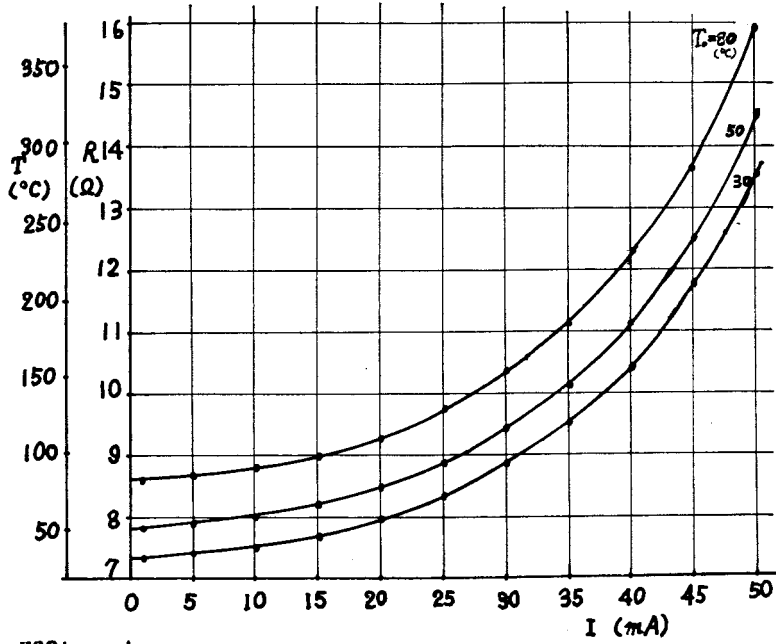


(a) No. 1の熱線 $U=0$
 $d=5\mu$ $l=1.4\text{mm}$

図3 電流-抵抗（温度）特性曲線

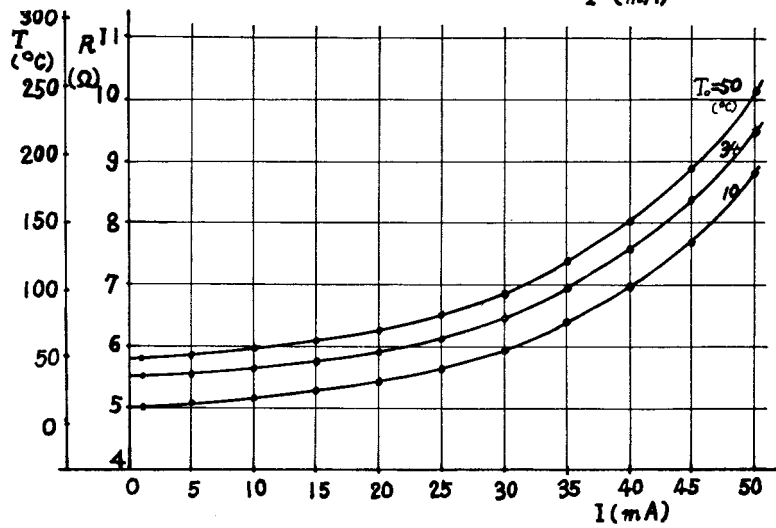
(b) No. 2の熱線

$U=0$
 $d=5\mu$
 $l=1.7mm$



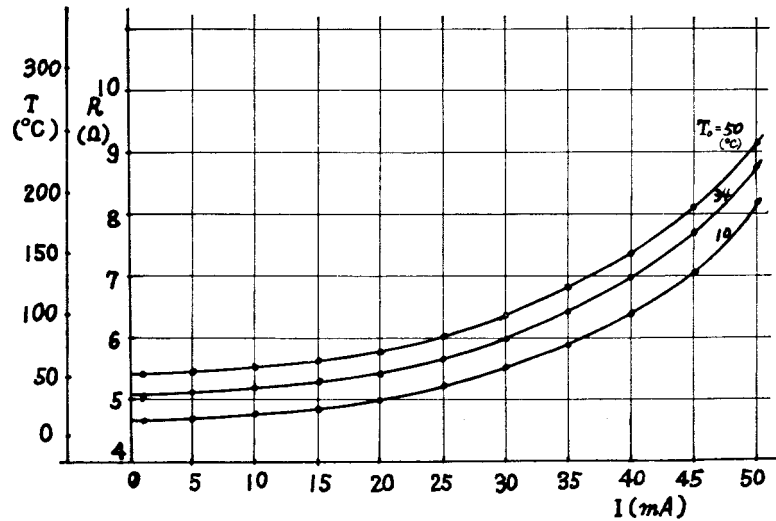
(c) No. 3の熱線

$U=0$
 $d=5\mu$
 $l=1.6mm$



(d) No. 4の熱線

$U=0$
 $d=5\mu$
 $l=1.5mm$



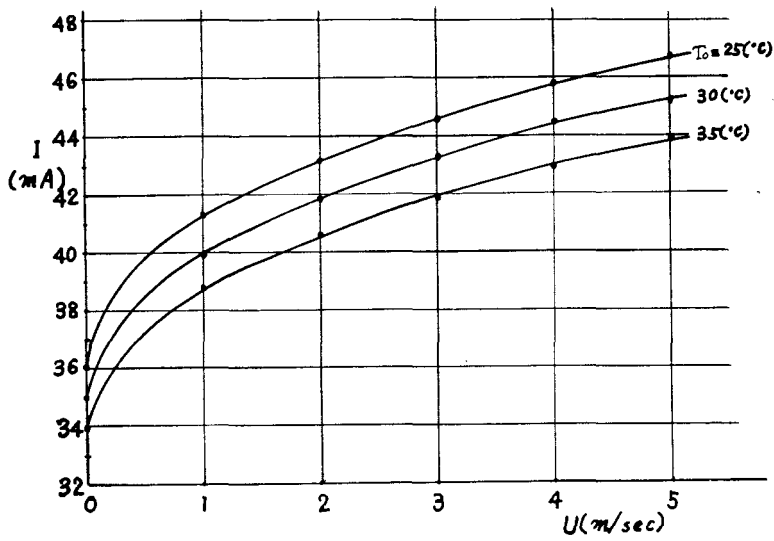
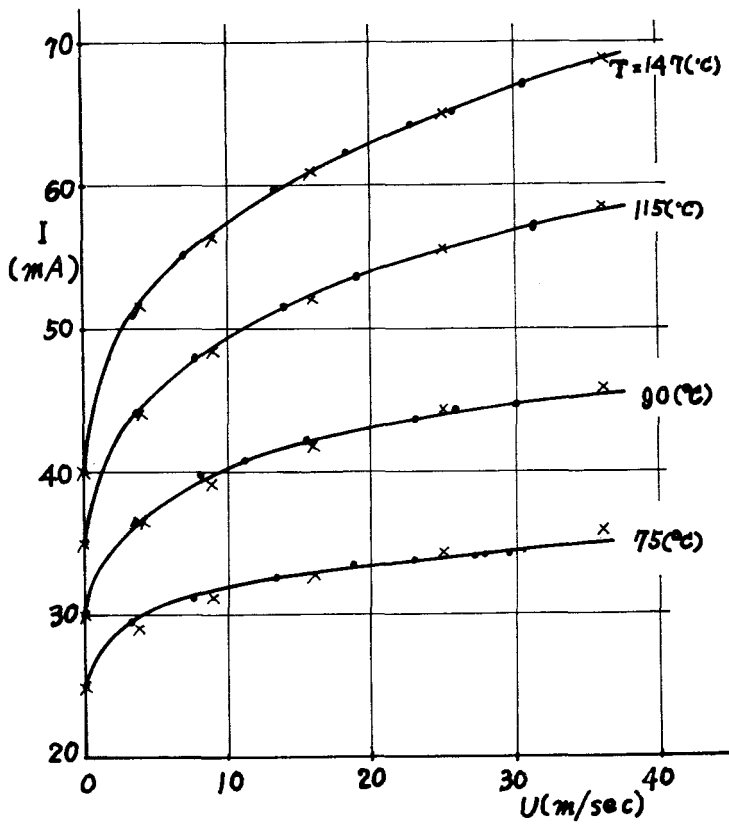


図4 T_0 を変化した時の出力特性曲線

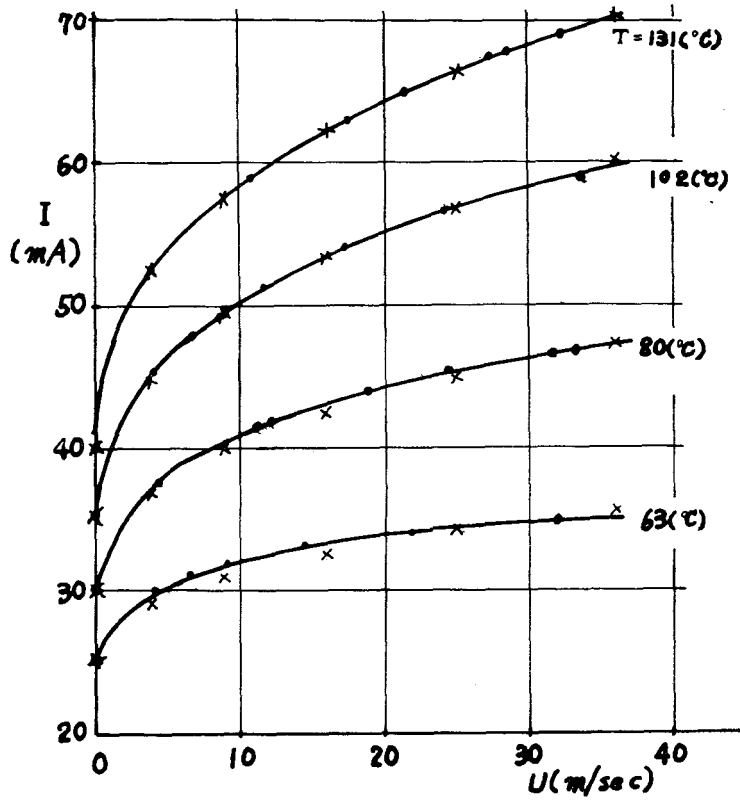
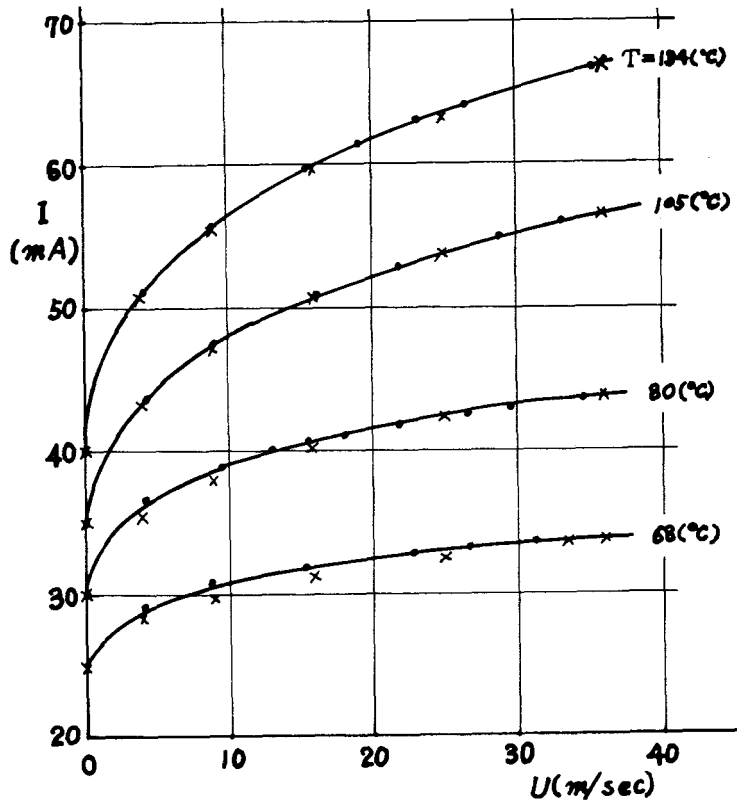
No1の熱線使用
 $T = 110(^{\circ}\text{C})$



(a) No. 1の熱線
 $d = 5\mu$
 $l = 1.4\text{mm}$

図5 各種熱線の出力特性曲線

$T_0 = 34(^{\circ}\text{C})$ ×印は表1, 2の a, b を用いた計算値

(b) No. 3の熱線 $d = 5\mu$ $l = 1.6\text{mm}$ (c) No. 4の熱線 $d = 5\mu$ $l = 1.5\text{mm}$

以上の実験結果から、熱線の特性を解析してみる。以下の解析で用いる記号を次のように定める。

T : 熱線温度

T_0 : 周囲（流体）温度

R : 熱線抵抗

R_0 : T が T_0 のときの R の値

I : 熱線電流

a : 定数

b : 定数

U : 風速

α : 熱線の温度係数

l : 熱線の長さ

d : 熱線の直径

C : 熱線の熱容量

J : 熱の仕事当量

ρ : 熱線の比抵抗

σ : 熱線の密度

S : 熱線の比熱

King の法則より与えられる熱平衡の式は

$$I^2 R = (a + b\sqrt{U}) \cdot (T - T_0) \dots\dots\dots (1)$$

であり、 R と T の関係は、

$$R = R_0 \{1 + \alpha(T - T_0)\} \dots\dots\dots (2)$$

(1), (2) 式より、 T , T_0 を消去すれば

$$\frac{I^2 R R_0 \alpha}{R - R_0} = a + b\sqrt{U} \dots\dots\dots (3)$$

の関係式となる。こゝでは R を一定とする定温方式について考える。

図 2 から (2) 式の関係式を求めると、 $T_0 = 30 (^{\circ}C)$ として

$$\left. \begin{array}{l} \text{No. 1} \quad R = 5.74 \{1 + 3.85 \times 10^{-3}(T - 30)\} \\ \text{No. 2} \quad R = 7.29 \{1 + 3.79 \times 10^{-3}(T - 30)\} \\ \text{No. 3} \quad R = 5.40 \{1 + 4.55 \times 10^{-3}(T - 30)\} \\ \text{No. 4} \quad R = 5.04 \{1 + 4.16 \times 10^{-3}(T - 30)\} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

が求まる。

このように、同じタングステン線を用いても温度係数は異なるため、熱線を張ったらその度毎に校正して用いなければ誤差の原因となる。

次に熱線に電流を流し加熱した時の抵抗（温度）の変化の様子は図 3 (a), (b), (c), (d) から見る事ができる。 T_0 をパラメータとしている。この場合は (1) 式の $U = 0$ に相当するから、 a はこの図から求める事ができる。

(1) 式で $U = 0$ とすると

$$a = \frac{I^2 R}{T - T_0} \Big|_{U=0} \dots\dots\dots (5)$$

または

$$a = \frac{I^3 R R_0 \alpha}{R - R_0} \dots\dots\dots (6)$$

で表現される。この定数 a を $T_0=50(^{\circ}\text{C})$ 一定とし、 $T=100(^{\circ}\text{C})$, $150(^{\circ}\text{C})$, $200(^{\circ}\text{C})$ の3点について求めると表1のようになる。

表1 a の算出表
 $T_0=50(^{\circ}\text{C})$ 一定

$T(^{\circ}\text{C})$ 熱線の種類	100	150	200
No. 1	115×10^{-6}	114×10^{-6}	116×10^{-6}
No. 2	132×10^{-6}	133×10^{-6}	132×10^{-6}
No. 3	128×10^{-6}	127×10^{-6}	128×10^{-6}
No. 4	121×10^{-6}	120×10^{-6}	122×10^{-6}

単位 (W/deg) 又は (Joule/deg.sec)

各熱線についてはほとんど一定である。これについて King は、定数 a , b は熱線の寸法、形状及び流体の性質によって決る定数であると述べているが、実験による結果も熱線温度にかかわらず一定となった。熱線の長さ l は No. 1, No. 2, No. 3, No. 4 についてそれぞれ、 $1.4(\text{mm})$, $1.7(\text{mm})$, $1.6(\text{mm})$, $1.5(\text{mm})$ であるから a の値は長さに比例している事がわかる。

次に、電流値の大きさにより抵抗値がどのように変わるかをみる。図3では T_0 をパラメータにしている。この結果から、 T_0 により T は変化し、 I だけで T は決定されないという事がわかる。従って定温度方式における動作は、No. 1 の熱線について考えてみるなら次のようになる。最初動作点が Q にあったとする。 Q 点は $U=0$, $T=80(^{\circ}\text{C})$, $T_0=30(^{\circ}\text{C})$, $R=6.73(\Omega)$, $I_1=29.0(\text{mA})$ である。 T_0 が $30(^{\circ}\text{C})$ から $80(^{\circ}\text{C})$ に上昇すれば、第1段階として $T=137(^{\circ}\text{C})$ となる。 $T-T_0$ は一定であるが、 $T=137(^{\circ}\text{C})$ になったために R は $6.73(\Omega)$ から $7.83(\Omega)$ になる。従って定温度方式 (定抵抗方式) 風速計は自動的に定温度即ち定抵抗にする動きのために帰還電流は減り、電流は零となってしまう風速計の働きをなくする。この事を数式で調べると、(5)式で $I_1=29.0(\text{mA})$, $R=6.73(\Omega)$, $T=80(^{\circ}\text{C})$, $T_0=30(^{\circ}\text{C})$ であるから $a=113 \times 10^{-6}$ となる。今 $T_0=30(^{\circ}\text{C})$ から $50(^{\circ}\text{C})$ に上昇したとすれば、 T , R は一定であるから

$$I_2 = \sqrt{\frac{a(T-T_0)}{R}} = 22.4(\text{mA})$$

と電流は減少する (Q 点から Q_1 点に移行)。更に $80(^{\circ}\text{C})$ になれば $I_3=0$ となる (Q_1 点から Q_2 点に移行)。このように熱線風速計を使用する場合に T_0 の変化は風速変化か、周囲 (流体) 温度変化か区別がつかず測定誤差となる。No. 2, 3, 4 の熱線についても同様である。

図4が実際の動作状態で T_0 を変化した場合の出力変化の様子を示したものである。測定条件としては、No. 1 の熱線を用い、 $I_{U=0}=35.0(\text{mA})$, $T=110(^{\circ}\text{C})$, $T_0=30(^{\circ}\text{C})$ で最初動作させておき T_0 を $30(^{\circ}\text{C})$ 中心に $\pm 5(^{\circ}\text{C})$ 変化させた。図からも理解される如く、同じ $5(^{\circ}\text{C})$ の変化でも、上昇させた時の方が出力変化が大きく誤差が大きい。例えば $U=2(\text{m/sec})$ の点で $T=50(^{\circ}\text{C})$ から $35(^{\circ}\text{C})$ に上昇させればそれと等価な風速変化は $1(\text{m/sec})$, $25(^{\circ}\text{C})$ に下げれば $0.7(\text{m/sec})$ と大きさが違う。

以上吟味した如く、風速は一定でも T_0 の変動によって出力にはあたかも風速が変動しているかの如くに現われる。これはこの種の風速計にとって決定的な誤差の原因であるが、今のところ補償方法は見当らない。

表2 b の算出表
 $T_0=34(^{\circ}C)$ 一定

I (mA)	30	35	40
熱線の種類			
No. 1	26×10^{-6}	34×10^{-6}	38×10^{-6}
No. 2	32×10^{-6}	41×10^{-6}	44×10^{-6}
No. 3	23×10^{-6}	30×10^{-6}	34×10^{-6}

単位 $(W/deg(m/sec)^{\frac{1}{2}})$ 又は $(Joule/deg.sec(m/sec)^{\frac{1}{2}})$

表3 No. 1の熱線の a, b を用いて熱線電流を計算した場合
 $T_0=34(^{\circ}C)$ 一定

U (m/sec)	0	36	49	64	81	100
$T(^{\circ}C)$						
90	30.0	46.5	48.8	50.8	52.4	54.8
116	35.0	58.8	61.9	64.8	67.7	70.3
150	40.0	68.9	72.5	76.1	79.4	82.8

単位 (mA)

飽和している。従って高感度で測定するためにも高温度、低くとも $100(^{\circ}C)$ 、 $T-T_0=70$ (deg) 以上で動作させる事がのぞましい。

尚前報で述べた時定数 M の理論式（前報の (9) 式）に諸定数を代入して算出してみる。

$$\begin{aligned}
 M &= \frac{C(R-R_0)}{I^2 R_0^2 \alpha} \\
 &= \frac{C(T-T_0)}{I^2 R_0} \\
 &= \frac{J\sigma\pi^2 d^4 S (T-T_0)}{16I^2 \rho}
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots\dots (7)$$

表4 時定数と遮断周波数
 $T=150(^{\circ}C)$ $T_0=50(^{\circ}C)$

熱線の種類	M (msec)	f_{cut} (Hz)
No. 1	0.705	226
No. 2	0.724	220
No. 3	0.715	223
No. 4	0.762	209

図5は No. 1, No. 3, No. 4 の熱線について実際に風速測定を行った場合の特性曲線である。 $U=0$ の時 $I_{U=0}=25, 30, 35, 45$ (mA) と変えている。

(1) 式の定数 b は既に求めた a を代入してグラフ上の任意の点から計算でき、表2のようになる。 $T_0=34(^{\circ}C)$ 一定であった。

表1, 2の定数 a, b を用いて計算したものが図5のグラフ上で×印である。電流値を大きくすればする程、換言すれば、熱線温度が高い程実測値と良く一致する。この a, b の値から U が 36 (m/sec) 以上となった時の出力を計算すると、No. 1 の熱線について、表3のようになる。

この風速計の回路構成は電流を多く設定すればする程高風速迄測定できるようになっている。従って図5のグラフ上で×印と定測値は低電流で一致していない事がそれを物語っている。即ち増巾器自体が

$T=150(^{\circ}C)$ 、 $T_0=50(^{\circ}C)$ について各熱線の M を計算したものが表4である。

M による遮断周波数 f_{cut} は

$$f_{cut} = \frac{1}{2\pi M} \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる。

M は一般に長さが長くなると大きくなる。従って M を小さくするためにはなるべく細く、短い方が良

いが、あまり細いと強度の点で問題があり、短いと熱損失ばかりが多くなり有効でない。それ故一般には直径 5μ 、長さが $1mm$ 以上が使用されている。この M による遅れの補償の問題は前報で報告した。

§5 ま と め

(1) 周囲温度 T_0 が変動することによって起る出力変動は、風速変動と区別がつかず、従って熱線風

速計としては、周囲温度 T_0 はある程度高くても良いが (100°C ぐらいまで)、変動しては困る。その変動も最初設定した時の周囲温度が途中で上昇するより、下の方が誤差は小さい。今の所この温度補償の適当な方法は見当らない。

(2) 高風速測定可能とするため、また高感度で測定するためには熱線温度 T は低くても $100(^{\circ}\text{C})$ 、熱線温度 T と周囲温度 T_0 との差は少く共 70 (deg) 以上取る必要がある。

(3) 実験によって求めた定数 a は熱線温度 T を変えてもほとんど一定であるが、定数 b は熱線温度を高めると大きくなる。これは King の理論式が支持棒その他への熱損失を全く無視し、理想化された条件のもとで導出されたという結果から出た差と思われる。

(4) 第2号試作風速計は初期の目的を充分達するものであり、増巾器自体の温度ドリフトはツィントランジスタを用いる事によって相当小さく押え得たし、更に負帰還の効果によって小さくなる事も期待できる。

終りに本研究を行うに当り、種々御教示をいただいた広島工業大学川島和俊先生、平素色々と御討論をしていただく本学綿井伸爾先生、また較正のため風洞使用の御便宜をいただいた広島大学工学部岩田直人先生に深く感謝いたします。

文 献

- 1) 黒瀬：呉工業高等専門学校研究報告、第3巻、第1号 (1966) 「熱線風速計の研究(第1報)」
- 2) 加野：エレクトロニクス、昭和40年8月号「熱線風速計とその応用」
- 3) 八田他：測定法、試験法 (山海堂)
- 4) 戸室：トランジスタ直流増巾器 (産報)
- 5) 宇都宮：直流増巾回路の設計マニュアル (丸善)
- 6) 酒井：ブリッジ回路 (日刊工業)

(昭和43年9月2日受付)

軟弱な圧密粘土層上の建築物の不同沈下について (第2報)

(不同沈下による亀裂)

(建築学科) 高井 芳治 ・ 西村 光正

Differential Settlement of Structures above the Consolidated Soft Clay (Report 2)

(Crack Observation of Structures caused by Differential Settlement)

Yoshiji TAKAI and Mitsumasa NISHIMURA

Cracks caused on the structures can be classified into many kinds, such as due to shrinkage, temperature stresses, strain by external forces, differential settlement and many other things. Peculiar to the cracks of structures above the soft clay, one of them is caused by the differential settlement. It is said that they have a tendency to crack upward from small magnitude of settlement to large one, and are controlled by the slope of the differential settlement line at the corresponding portion. It is important to take measures of cracks of structures which hasten neutrality of concrete and influence an important effect upon the durability of structures. In this paper, to discuss the problem of crack formation by surveying cracks of structures, we observed the characteristics of cracks and tried to make clear the actual conditions of them.

§ 1 ま え が き

鉄筋コンクリート造建物はよく観察すると床版や壁に亀裂が入っている事が多く、少し大きい建物では各スパン毎の壁や床版に必ずと云ってよいほど亀裂があると云っても過言ではない。しかしこれで実害がないらしく見えるので平気で建物を使っている場合が多い。しかし時に漏水のような目立った被害を来すし、内部の鉄筋の錆化、力学的な応力の不明確化など好ましくない原因となるし、外観上不愉快な事が多い。これらの亀裂の原因としては、コンクリートの収縮、温度変化等の自己歪による亀裂、設計荷重の超過や不同沈下による亀裂、地震などによる短期応力による亀裂等が考えられる。又亀裂の幅もかろうじて肉眼で認めうるような微細なものから、幅 2~3mm にも

及ぶ大きなものまで種々ある。これらの亀裂は現状としては避けられないが、どのようにして被害を生じないようにするか、或は最少限に食い止めるかの適当な対策を見出すよう努力しなければならない。現実としては、亀裂の原因は複雑なものであるが、亀裂が大体入り易い場所、入る場所と形は類似しているから、その結果を調査してその結果により対策をたててみるより他に方法はない。ここでは、不同沈下による亀裂を対象として、呉高専内の建物について調査する事により、その亀裂性状を観察したものである。

§ 2 不同沈下による亀裂

亀裂の原因については先に述べたが、これらのうち、軟弱地盤上の建物に特有なものとして不同

沈下による亀裂が考えられる。即ち建物を支持している地盤或は基礎構造の一部が沈下すると、上部の建物はその沈下に追従して変形し、その変形量がある限界点に達すると亀裂を発生する。従って上部構造だけに着目して考えると、不同沈下による亀裂は構造物が沈下と云う一種の強制変形を与えられる事に起因するものであると云う事が出来る。そこで今図—1 (a) のような鉄筋コンクリ

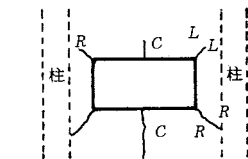
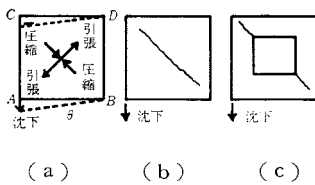


図1

ートの壁 $ABCD$ を考え、 A 端にある量の沈下、即ち強制変形を与えたとすると、壁は点線のようにひずむ形の変形を生ずる。壁がこのような形に変形すると壁面内には図中に矢印で示した方向に引張及び圧縮応力が起こるから壁には引張応力の方向に直角に (b) に示したような斜めの亀裂が現われる事になる。従って不同沈下による亀裂は、沈下の少ない部分から沈下の大きい部分に向って斜め上方に走る形を常にとる事がわかる。この関係は同図 (c) のように壁に開口のある場合でももちろん変りはない。軟弱地盤上の建物の不同沈下は中央に撓む形のものが多いが、その場合、亀裂は建物の中央部を対称に八字形の亀裂が生ずる。又このような八字形亀裂の他に撓みによって生ずる引張の為に縦亀裂が主として下層部に生ずる。これらの各建物の亀裂の実例については、第1報を参照されたい。

§ 3 測定概要

調査の対象とした建物の諸元、地盤状況、不同

沈下の測定方法及び結果等は、第1報に示したとおりである。亀裂の測定はある一時期において、亀裂傾向、亀裂幅、亀裂長さ等の観察を行ない、そのうちの一棟は適当な期間に継続的に測定を行ない、亀裂の発生及び伸長を調査した。測定場所は、各建物とも廊下側内壁の開口部附近の亀裂で、その幅は倍率20倍の径測顕微鏡を用いて $1/10\text{ mm}$ までもらさず測定を行なっている。なお壁の仕上げはモルタル吹付仕上げであり、板貼りの部分は測定を行っていない。

§ 4 測定結果とその考察

4—1 発生する亀裂の特徴

建物の亀裂発生位置を調べてみると、上下階を問わず殆んど窓、出入口の周囲に発生しているが、その現われ方は大略垂直亀裂及び斜め亀裂の2種類である。開口部の中央附近に現われる縦亀裂を C 、左右の開口部隅角部から左下又は右下に発生している斜め亀裂をそれぞれ L 、 R とし、調査した亀裂のスケッチから各々の亀裂をその発生位置により分数したものが表—1 である。調査建物を適当な一時期に及び5号館の継続測定した結果である。これによると建物の左側では開口部の左下隅から、右側では開口部の右下隅から発生する亀裂が圧倒的に多く、八字型の亀裂傾向を示す事がわかる。建物中央スパンの亀裂発生傾向は窓の中央附近に縦亀裂が発生する頻度が高く、開口部がスパン一ばいにある場合はほとんど縦亀裂が発生する。又材令が進むに従って縦亀裂が建物全般に発生する事がわかる。建物を二度に分けて建設した場合は打継線の左右では窓のそれぞれ右及び左の隅角部が又はそれに近い所から八字型の斜め亀裂が発生する頻度が高い。

4—2 亀裂の大きさ

不同沈下による障害において亀裂の大きさを問題にする場合、大抵の場合その長さで大小が論ぜられて来た。しかしながら軟弱地盤の不同沈下に

表-1

建物名	スパン 材令	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
5号館	42日	L	L	L	LR	L	なし	R	R	R	R	R	R	R	R	R
	85日	L	L	L	LR	LR	LR	R	R	R	R	R	R	R	R	R
	134日	LC	L	L	LR	LR	LR	RL	R	RL	R	R	R	R	R	RL
	181日	LC	LC	LR	LRC	LR	LR	RLC	R	RL	R	R	RC	R	R	RLC
	216日	LCR	LCR	LCR	LRC	LR	LR	RLC	R	RL	R	R	RC	RC	R	RLC
	265日	LCR	LCR	LCR	LRC	LR	LRC	RLC	R	RL	R	R	RC	RC	R	RLC
	328日	LCR	LCR	LCR	LRC	LR	LRC	RLC	R	RL	R	R	RC	RC	R	RLC
1号館	815日	L	L	LC	LC	LC	LC	LC	LC	R	R	R	RC	RC	RC	RC
2号館	815 440日	LC	LC	LC	LR	LRC	LC	LC	LC	LR	RC	RC	RC	RC	RC	RC
3号館	440日	LC	CC	LC	LC	LC	LRC	LRC	LRC	LRC	LRC	LRC	RC	RC	RC	RC
4号館	440日	C	LC	LC	C	LC	LC	LCR	RC	RC	RC	RC	RC	RC	RC	R

よって生ずる亀裂は建物全般にわたって多数発生する場合が多く、各スパンにおける亀裂の大小を論ずる場合には困難を生ずる事が多い。図-2は亀裂幅と亀裂長さとの関係をその進展と共に観測したもので、亀裂の長さが或る程度長くなるとその長さの測定は不可能になるが、測定可能な範囲内では亀裂長さ l と亀裂幅 w とは大略比例関係にあると見てさしつかえない。今回の調査した結果では、 $l = 267w$ なる関係が得られた。従って亀裂

幅によって亀裂の大小を論ずる方が、亀裂長さによって比較するよりも、測定も容易であるし、わかりやすい。

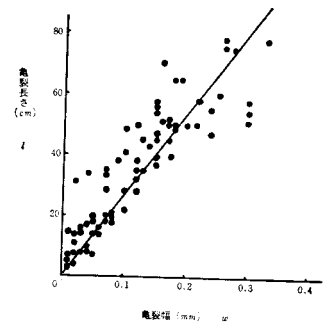


図2

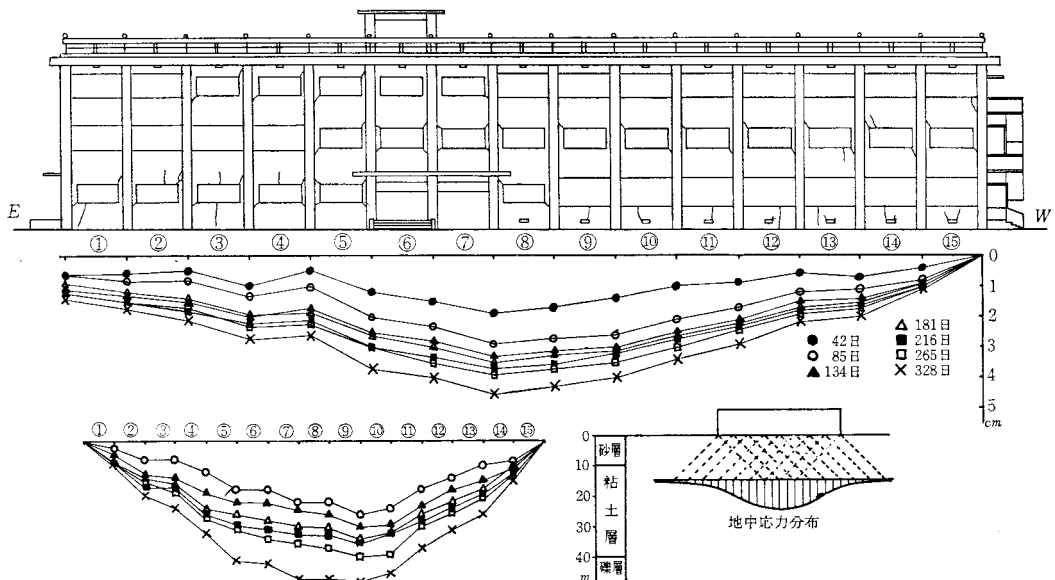


図 3

4-3 部材変形角と亀裂率

図-3は5号館の略図及び不同沈下を継続測定した結果を示しており、略図中の亀裂は材令328日において記録したものである。不同沈下の進行は材令と共に除々に進行しており、それに伴い相対沈下進行曲線が図の如く進展する。そしてその部材変形角は端部で最大、中央に向うほど次第に小さくなっている。他の建物に関しても同様の事が云える。亀裂は不同沈下によって生じた強制変形が上部構造に剪断力を与え、その剪断力が一定値より大きくなると発生すると云われている。云いかえると部材変形角の大きさが亀裂を左右するものであるとも云える。Skempton, MacDonald, 大崎らは、顕著な不同沈下を起こした相当数の鉄筋コンクリート造の建物について、不同沈下量と亀裂を観測し、亀裂の発生する限界変形角 $0.7 \sim 1.0 \times 10^{-3}$ rad を求めているが、これらは肉眼で見える程度の亀裂を対象としており、径測顕微鏡等を用いて厳密に観測したものではない。図-4は調査建物の測定結果を部材変形角と亀裂率とでプロットしたものであり、亀裂率とは1スパンに存在する亀裂全ての合計を開口部長さで割ったものを名付けている。又建物を大略3分し、両端の

4スパンを○印、中央の5スパンを×印、その中間のスパンを△印で示している。×印は部材変形角、亀裂幅共に小さく、1ヶ所に群集するが、中央部の変形角が小さい為、亀裂が発生しにくい事は云うまでもない。○印及び△印は大略比例関係を示している。これは先に述べたように、亀裂が部材変形角に左右される事を思えば当然な事と云える。しかしその分布状態を見てみると、同一部材角に対しては△印の方が亀裂率は大になると云う事は注目に値する。大崎、富井両氏が厚さ8~10cmのほぼ実大に近い鉄筋コンクリートの無開口壁体について剪断試験を行なった結果では、亀裂発生部材変形角は、 $0.13 \sim 0.27 \times 10^{-3}$ rad と云う値が得られているが、これらの結果とあわせ考えると、実際の建物は開口部があり、純剪断変形だけでなく曲げ変形も加わっている事や、不同沈下は長期間に進行する変形であって、この間にコンクリートがクリープして、かなりの大きさの変形量まで追随し得ること、実際の不同沈下のある部分は未だコンクリートが固まっていない施工中に起こったものであると云う事も考えられ、さらに端部は中央部に比して自由端的な要素も兼ねそなえている為、これらの曲げ変形やクリープの影響を受け易いものと思われる。又部材変形角が大きい割りに亀裂の小さなものがかなり存在している事も、曲げ変形、クリープ等を考慮すると説明づける事が出来る。

4-4 亀裂率の進展

図-5は各スパンにおける亀裂率を材令についてプロットしたもので、材令の増加と共に亀裂が進展している事がわかる。特に材令が100~200日の間に、中には減少しているものもあるが、大部分急速に進展している事がわかる。これらのうち特に注目されるのは端部スパンよりも数スパン内側において亀裂の進展が著じるしく、次に端部スパン、中央スパンと続き、特に中央スパンの亀

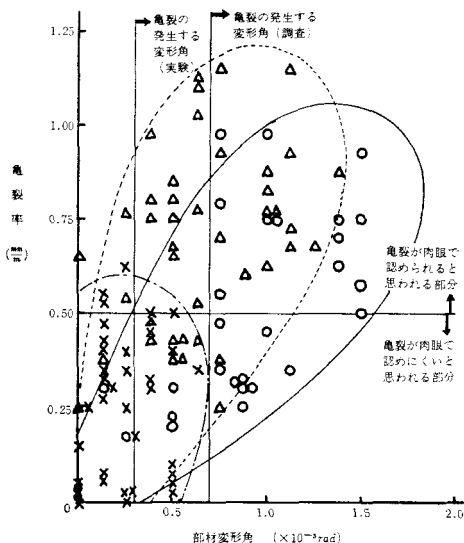


図4

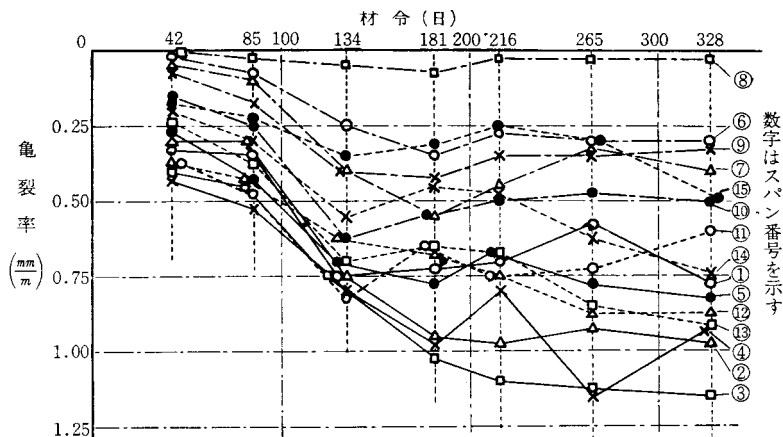


図 5

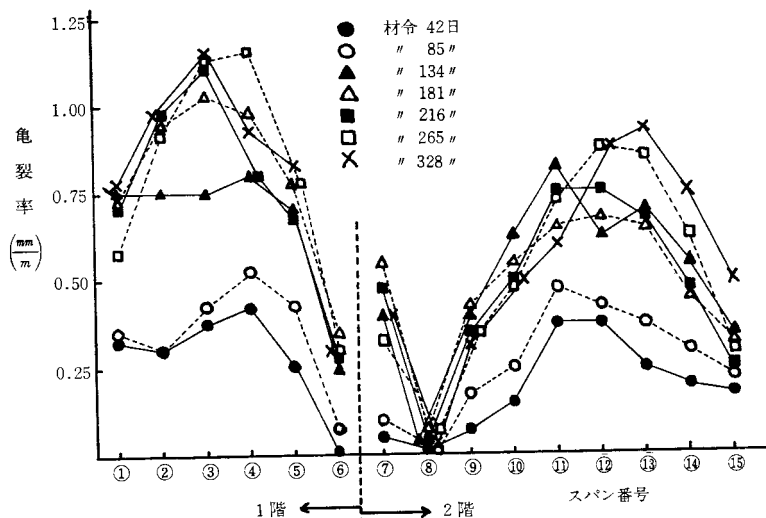


図 6

裂率はあまり増減せず一定値を示している事である。これらの亀裂率の進長は観測した結果では主として斜め亀裂において生じており不同沈下の影響が肯定される。ただ不同沈下の進行と亀裂率の進長とに厳密な比例関係があるとは思われず、地下水位による建物の浮沈や季節、温度等の変化による壁面の乾燥収縮の影響も含まれているものと思われる。

4-5 建物における亀裂の分布

図-6は5号館における各スパンの亀裂率を測定時毎に観測した値であり、これによるとその亀裂分布は中央において小さく、端部より数スパン内側において最大となる。又その進行は不同沈下

の進行と共に増加しており、特に端部附近のスパンではその増加は著しい。又1階部分と2階部分を比較してみるとごくわずかであるが、1階部分の方が亀裂率は大きくなる。図-7は各階各ス

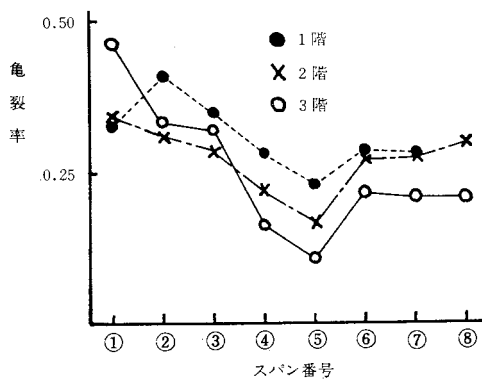


図 7

パンとも同一開口部を有する南寮の亀裂率の分布を示しているが、各階とも同じような分布型を示している。又亀裂率も大差ない値を示しているが、一応の傾向として、3階2階1階の順に亀裂率は大きくなる事が云える。これは不同沈下によっ

て生じた剪断応力を1階はもろに受けるが、上階は曲げ変形、クリープ等の影響が加わり剪断応力が多少緩和されて伝達される為ではないかと思われる。

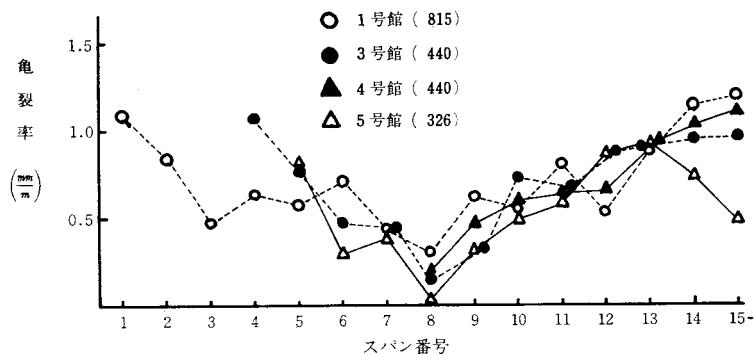


図 8

図一8は各調査建物の2階部分の亀裂率の分布を示したもので、() 同の数字は材令(日)を示す。これらの建物は不同沈下型も違い、各建物ともその諸元は厳密には同一とは云えないかも知れないが、一応、同一階数、同一壁面、同一開口部を有するものである。参考までにこれらと比較してみると、材令の増加と共に亀裂率は増加しているが、その分布傾向は端部より数スパン内側を最大としていた山型から、順次端部を最大とするお椀型の分布に移行しているものと推定される。これらは先の不同沈下型から予測される事であるが、必ずしも部材変形角の大きさに比例しない事や、スパン内側に亀裂率最大の点が初期の段階に現われる事を考えると、端より数スパン目から端スパンにかけては、剪断変形以外、即ち曲げ変形やクリープの影響を多大に受けており、不同沈下の進行に伴い、部材変形角が増加するに従ってそれらの変形が追随出来ず、順次亀裂を大きくしていくものと思われる。云いかえると、建物に生ずる不同沈下は、建物端部においてはラメントとしての曲げ変形やクリープ変形が支配的であり、亀裂に及ぼす剪断力の影響は端部より数スパン内側に生ずるものと考えられる。

§ 5 結 び

以上不同沈下を生じている建物の亀裂性状について考察したが、亀裂の原因は必ずしも不同沈下によるものだけではなく、他の幾つかの要因が互いに重なりあって原因となっていく事が考えられるし、又建物によっては、使用材料の違い、応力状態の違い、不同沈下の進行状態の違い等もあり、狭い範囲の観察から結論を得んとする事は早計にすぎよう。現在のところ、亀裂の発生をなくす事は不可能であると云われており、亀裂の目立たない仕上法を選ぶと同時に、建物の剛性を高めて不同沈下量を小さく抑えて、亀裂の発生を最小限に喰い止める事を心がけるべきであろう。

文 献

- 1) Y. OHSAKI. "Settlement and Crack Observation of Structures in Hiroshima" B. R. I. M. C. No. 21 March 1957
- 2) 大崎・富井 "鉄筋コンクリート無開口壁体の剪断抵抗" 日本建築学会論文報告集 51号 1955. 52号 1956.
- 3) 大崎順彦 "不同沈下による亀裂" 建築雑誌 昭和31年9月
- 4) 高井・西村 "不同沈下を生じている構造物の亀裂測定" 日本建築学会(中国)研究報告. 昭和42年9月
- 5) 高井・西村 "軟弱な圧密粘土層上の建築物の不同沈下について(第1報)" 呉高専研究報告. 昭和41年12月
- 6) "建築基礎構造設計規準・同解説" 日本建築学会

(昭和43年9月2日受付)

交通騒音に関する研究(第1報)

音源の移動による音圧レベル変化

(建築学科) 藤 井 健

Studies on the Traffic Noise (Report 1)

-The Variation of Sound Pressure Level by the Passing of a Sound Source-

Takeshi FUJII

Traffic noise has increased with growth of a city, so it has made environment of living worse gradually. In the part of architectural acoustics, our purpose is to control this noise and to make inner space be comfortable. For this purpose, we must try to take measures from the first step of the planning.

In this report, I show the theoretical Sound Pressure Levels caused by the passing of a motor car or a train. And I have confirmed these levels with practical measurement on account of catching the characteristics of the sound of traffic noise exactly.

§1 ま え が き

建築音響において騒音防止の対象となる音源は、工場の機械音、交通機関による騒音、建築設備騒音等多くのものがあるが、その中でも交通機関による騒音が、最も多くの場所で、最も広い範囲にわたって生活に障害となっている。交通機関は都市の成長に比例して増大、拡充され、それにともなって交通騒音は今後ますます生活環境を悪くしてゆくであろう。建築の内部環境を満足すべき状態に創り上げるためには、基本設計の段階から対策が必要であり、騒音防止設計では、その音源の性状を正確に把握する必要がある。

本稿では、これら交通騒音の音源となる自動車、列車単独の走行音を採り出し、走行にともなう定められた受音点の音圧レベルの変化を理論式による推定値と実測値をもとに考察している。音圧レベル変化の理論式は、音源を久我新一氏が提案しているように無指向性点音源、あるいは無指向性点音源の連続したものとし、各点音源は独立に連続したスペクトルの騒音を発しているという仮定をもとに、エネルギーの加算が可能であるとして導いた。なおここに報告するものは、筆者の日本建築学会にての発表論文の中から必要な部分を体系的にとりまとめたものであること、広島大学、呉高専、広島工大の3学協同研究のデータの一部をも含んでいることを付記する。

§2 音圧レベル変化の推定

2.1. 無指向性点音源による音圧レベル

いかなる音源も一般にある大きさをもっているが、受音点がある程度離れば音源の大きさは無視でき、点と考えられる。ここでは無指向性点音源から発する音のエネルギーは球面状に広がるという仮定のもとに導いた。

図—1において、一定の音響出力 W_1 なる無指向性点音源 S が X 軸上を定速度 V で移動している場合、 X 軸から d 離れた定点 P における音のエネルギー密度 E_1 は、

$$E_1 = \frac{W_1}{4\pi r^2 \cdot c} = \frac{W_1}{4\pi c(x^2 + d^2)} = \frac{W_1}{4\pi c\{(Vt)^2 + d^2\}} \dots\dots\dots (1)$$

(但し、 t は時間を表わし、 $x=0$ のとき $t=0$ とする。 c は音速)

P 点のエネルギー密度を音圧レベル SPL_1 で表わすと

$$SPL_1 = 10 \log_{10} \frac{W_1}{W_0} \cdot \frac{1}{4\pi\{(Vt)^2 + d^2\}} = (PWL_1 - 11) - 10 \log_{10}\{(Vt)^2 + d^2\} \text{ (dB)} \dots\dots\dots (2)$$

(ここに、 PWL_1 は音源 S のパワーレベルで基準音響出力 W_0 を用いて、 $PWL_1 = 10 \log_{10} W_1/W_0$ 、 $W_0 = 10^{-12} \text{ watt}$ と定義される。)

従って、音源 S の移動にともなう P 点の音圧レベル SPL_1 の変化は(2)式の第2項によって決り、第1項とのレベル差を ΔL_1 とすると

$$\Delta L_1 = -10 \log_{10}\{(Vt)^2 + d^2\} \text{ (dB)} \dots\dots\dots (3)$$

(3) 式を用いて、 $d=6.25, 12.5, 25, 50, 100, 200, 400 \text{ (m)}$ の各場合 ΔL_1 を計算した結果を図—2に示す。図—2の縦軸は $(PWL_1 - 11)$ を0としたレベル差 ΔL_1 を取り、横軸に $Vt (=x)$ を取っている。同図によると d が小さい程、すなわち受音点が音源の通過軸に近い程、音圧レベルは急激に上昇し、 $Vt=0$ を境として逆の勾配で降下する。 $d=400 \text{ m}$ のように遠くはなれると、音圧レベルも低く、変化も少ない。

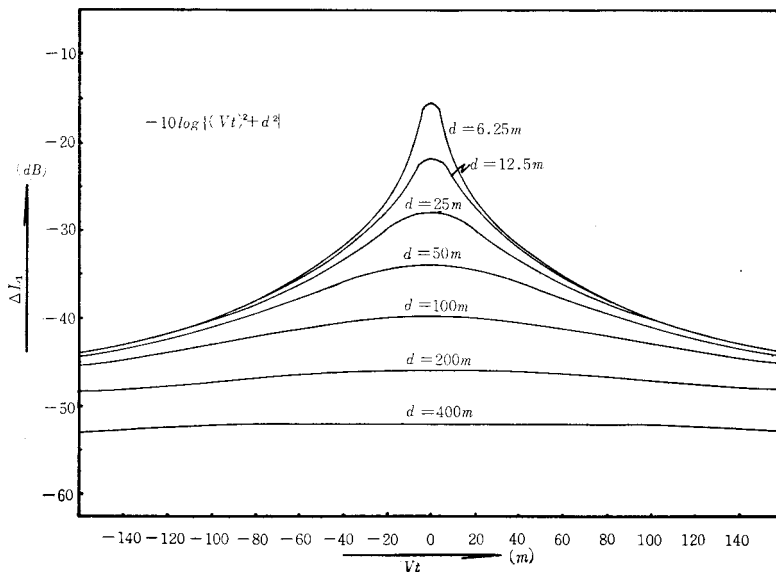


図2 点音源の移動による音圧レベルの変化量

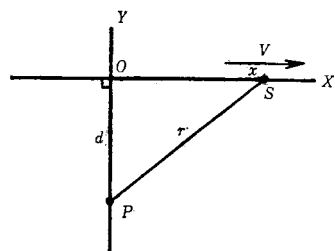


図1

2.2. 有限長線音源による音圧レベル変化

図-3において、長さ l なる有限長線音源 L は無指向性点音源の連続からなり、単位長さあたり W_2 なる一定の音響出力で X 軸上を一定速度 V で移動している。音源 L による P 点のエネルギー密度を E_2 とすると E_2 は、

$$E_2 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{W_2 \cdot dx}{4\pi c(x^2 + d^2)}$$

$$= \frac{W_2}{4\pi c} \cdot \frac{1}{d} \left(\tan^{-1} \frac{x_2}{d} - \tan^{-1} \frac{x_1}{d} \right) \dots\dots (4)$$

P 点の音圧レベルを SPL_2 とすると

$$SPL_2 = (PWL_2 - 11) + 10 \log_{10} \frac{1}{d} \left(\tan^{-1} \frac{x_2}{d} - \tan^{-1} \frac{x_1}{d} \right) (dB) \dots\dots (5)$$

$x_1 = Vt - l/2$, $x_2 = Vt + l/2$ とし、第1項とのレベル差を ΔL_2 とすると

$$\Delta L_2 = 10 \log_{10} \frac{1}{d} \left(\tan^{-1} \frac{Vt + l/2}{d} - \tan^{-1} \frac{Vt - l/2}{d} \right) (dB) \dots\dots (6)$$

(ここに t は時間を表わし、音源 L の中央が O 点にきたとき $t = 0$ とする。)

(6) 式をグラフに表わすために次のように変化する。

$$\Delta L_2 = 10 \log_{10} \frac{l}{d} \left(\tan^{-1} \frac{Vt + l/2}{d} - \tan^{-1} \frac{Vt - l/2}{d} \right) \cdot \frac{1}{l} (dB) \dots\dots (7)$$

$$\Delta L_2 + 10 \log_{10} l = 10 \log_{10} \frac{l}{d} \left(\tan^{-1} \frac{Vt + l/2}{d} - \tan^{-1} \frac{Vt - l/2}{d} \right) (dB) \dots\dots (8)$$

(8) 式について、 Vt を横軸に、 $(\Delta L_2 + 10 \log_{10} l)$ を縦軸に d/l をパラメータとして図-4に示す。図-4によると、有限長線音源の移動による音圧レベル変化の特徴は、 d/l が小さい程、すなわち受音点が通

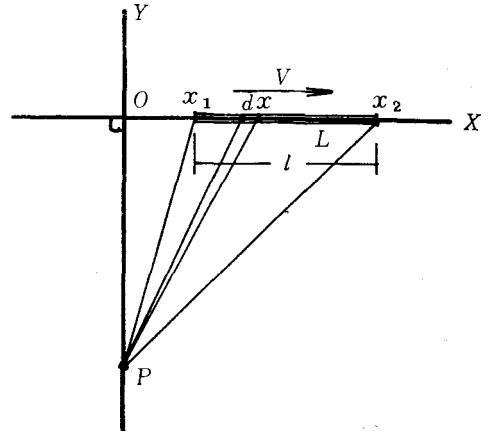


図3

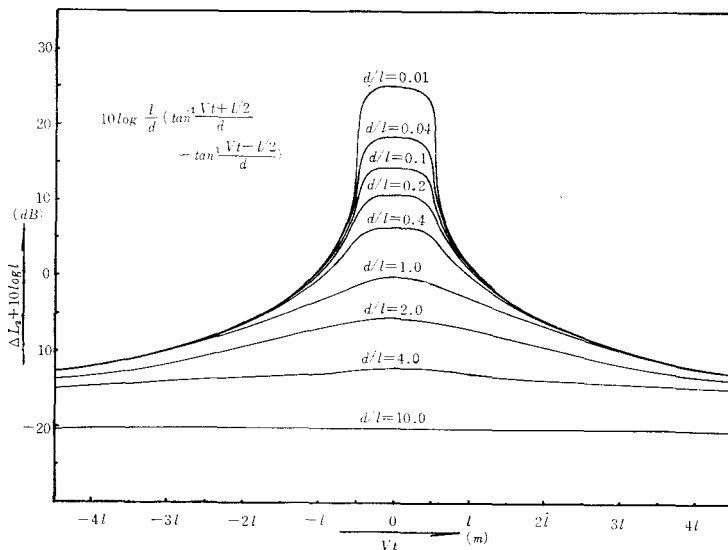


図4 有限長線音源による音圧レベルの変化量

過軸に近い程、 $-1 < Vt < -1/2$ で急激な上昇を示し、 $1/2 < Vt < 1$ で逆に急激に減少する。受音点に有限長線音源の先頭部分が近づくと上昇し、前を通過する間はほとんど変化せず、最後尾が通り過ぎるとまた急激に減少し、やがて点音源的な減衰となる。図一2と比較すると、 $Vt < -1$ 、 $Vt > 1$ の範囲では点音源によるレベル変化に近づき、また d/l が大きくなるに従って、 $-1/2 < Vt < 1/2$ の範囲でも点音源的な変化となることが判る。

§ 3 実測値と推定値との比較

道路上を単独に走行する自動車を移動点音源と見なし、有限長線音源としては列車を取り上げて、次のような方法で受音点の音圧レベルの変化を実測し、推定値との比較検討を行なう。

3.1. 点音源（自動車）の場合

① 測定方法

- ・測定場所 : 広島市出島町、約1 Kmの直線路上
- ・音源 : 三菱コルト1000, スバル360
- ・受音点 : 走行中心線から 6.0 m および 12.0 m, 地上 120 cm の2点
- ・走行記録区間 : 原点の前後 200 m, 計 400 m の区間
- ・平均時速 : スピードメーターで40, 50, 60, 70, 80 Km/h を目標に走行し、実際には400 m 区間の所要タイムより求めた。
- ・路面状況 : 勾配0, アスファルト舗装
- ・暗騒音 : 60~63 dB (C特性)
- ・使用機器および配置 : Sound Level Meter (JEIC. SL-23) 1台 (DENSOKU A-11P) 1台 計2台
Microphone (三研 MS-3), (三研187) 計2個
High Speed Level Recorder (JEIC. LR-A21)(DENSOKU R-51L) 計2台
Tape Recorder
(SONY TC-464,
Mic. F-7B) 1台
配置は図一5に示す。

② 測定結果および推定値との比較

測定結果のうち4例を図一6, 図一7, 図一8, 図一9に示した。なお測定は騒音計のC特性を使用したので単位をホンから dB に換えて SPL_1 として各図の縦軸に示してある。

各図中の点線は $Vt=0$ における音圧レベルから音源のパワーレベルを求め(2)式を用いた計算値を示しているが、図一6, 図一7では $Vt=\pm 40m$ 以前および以後で、実測値よりかなり低い値となっている。また図一8, 図一9についても $Vt=\pm 100m$ 前後から同様なことが、原因としては暗騒音の影響が考えられる。測定時の暗騒音は60~63

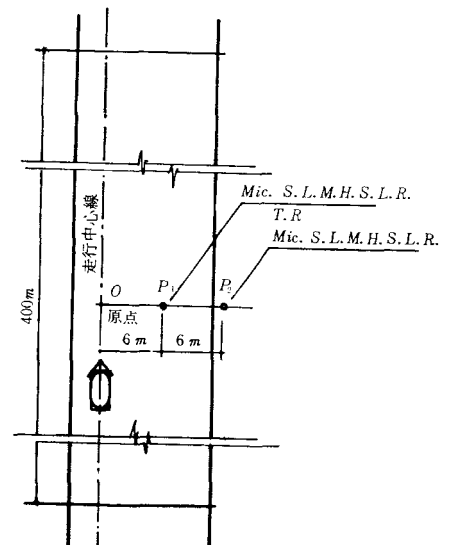


図5 測定機器の配置

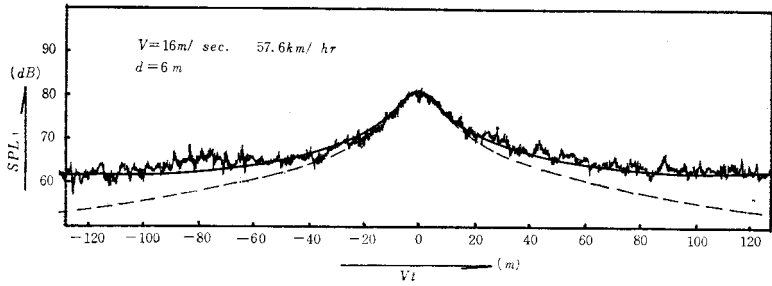


図6 自動車の走行による音圧レベルの変化(スバル, 57.6km/hr)

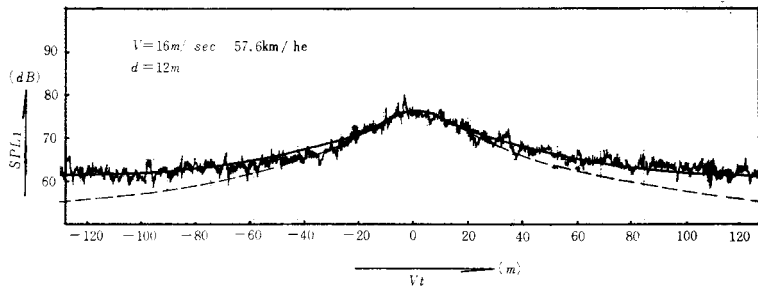


図7 自動車の走行による音圧レベルの変化(スバル, 57.6km/hr)

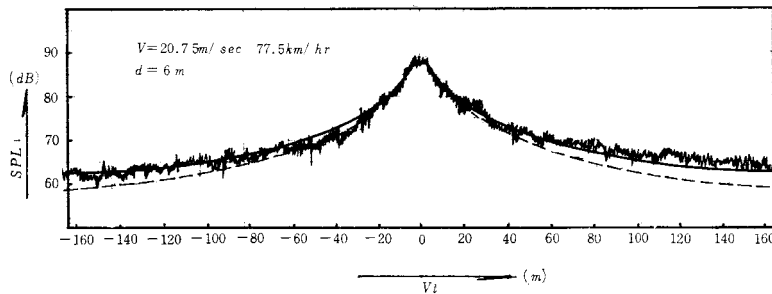


図8 自動車の走行による音圧レベルの変化(スバル, 77.5 km/hr)

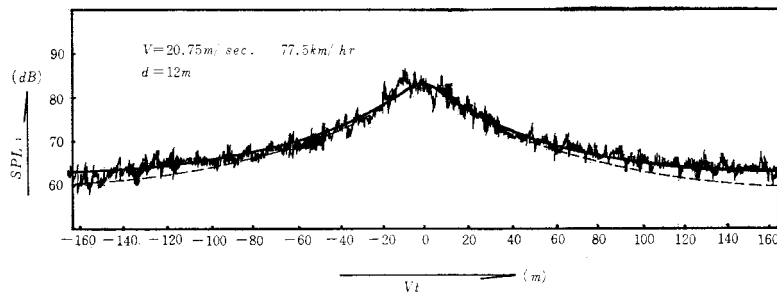


図9 自動車の走行による音圧レベルの変化(スバル, 77.5km/hr)

(dB) であり、(2)式による計算値に次のような方法で暗騒音の補正を行った。

$$\left\{ \begin{array}{l} SPL_1 = A \text{ (dB)} \\ \text{騒音暗} = B \text{ (dB)} \\ A(\text{dB}) \text{の音の強さ} = I_A \text{ (watt/cm}^2\text{)} \\ B(\text{dB}) \text{の音の強さ} = I_B \text{ (watt/cm}^2\text{)} \end{array} \right.$$

とすると、音圧レベルの定義より

$$A = 10 \log_{10} \frac{I_A}{I_0} (dB) \dots\dots\dots (9)$$

$$B = 10 \log_{10} \frac{I_B}{I_0} (dB) \dots\dots\dots (10)$$

{但し, I_0 は基準となる音の強さで $I_0 = 10^{-16} (watt/cm^2)$ と定義される}

(9), (10)式より

$$10^{\frac{A}{10}} = \frac{I_A}{I_0}, \quad 10^{\frac{B}{10}} = \frac{I_B}{I_0} \dots\dots\dots (11)$$

$A(dB)$ と $B(dB)$ の合成音のレベルを $C(dB)$ とすると, C は(11)式より

$$C = 10 \log_{10} \frac{I_A + I_B}{I_0} (dB) \dots\dots\dots (12)$$

(11), (12)式より

$$\begin{aligned} C &= 10 \log_{10} \left(10^{\frac{A}{10}} + 10^{\frac{B}{10}} \right) = 10 \log_{10} 10^{\frac{A}{10}} \left(1 + 10^{\frac{B-A}{10}} \right) \\ &= A + 10 \log_{10} \left(1 + 10^{\frac{B-A}{10}} \right) = B + 10 \log_{10} \left(10^{\frac{A-B}{10}} + 1 \right) (dB) \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

暗騒音 $B = 61.5 (dB)$ として(13)式を用い, (2)式による計算値を補正した結果を図一6, 図一7, 図一8, 図一9中に太実線で記入した。

3.2. 有限長線音源(列車)の場合

① 測定方法

測定は暗騒音の少ない深夜, 走行中の列車を音源として, 佐伯郡大野町の山陽本線沿線で行なった。

- ・受音点 : 図一10に示す2点で地上 120cmの位置
- ・走行記録区間 : 路線に沿って約 700m の区間だけが障害物がないため, 上り列車は接近し最後尾が通過するまで, 下り列車は先頭部分が通過して 700m 走行する間の音圧レベルを記録した。
- ・平均時速 : 記録区間内 360m の2点を通過するに要した時間より求めた。
- ・列車長さ : 定点を先頭部分が通過してから, 最後尾が通過するまでの時間と, 平均時速より求めた。

- ・路線状況 : 勾配 0
- ・暗騒音 : 55~57dB (C特性)
- ・使用機器 : 3.1.の①に同じにつき省略する。

② 測定結果および推定値との比較

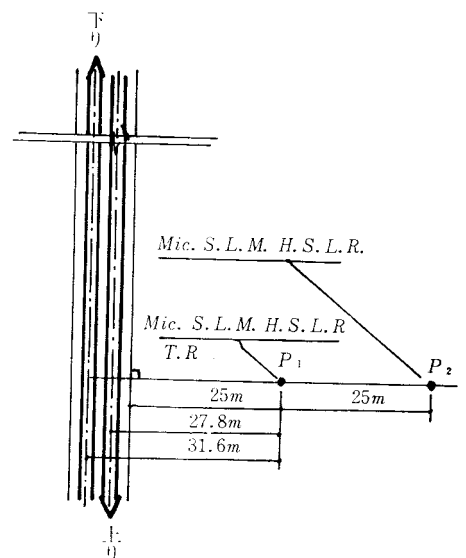


図10 測定機器の配置

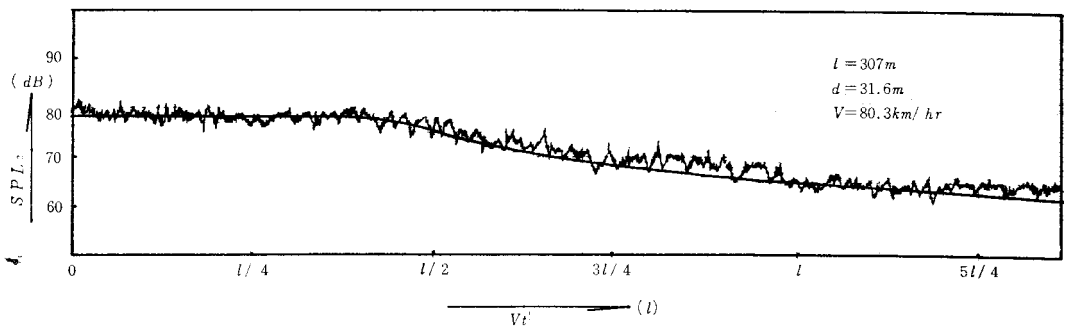


図11 列車の通過による音圧レベルの減少(下り客車，電気機関車)

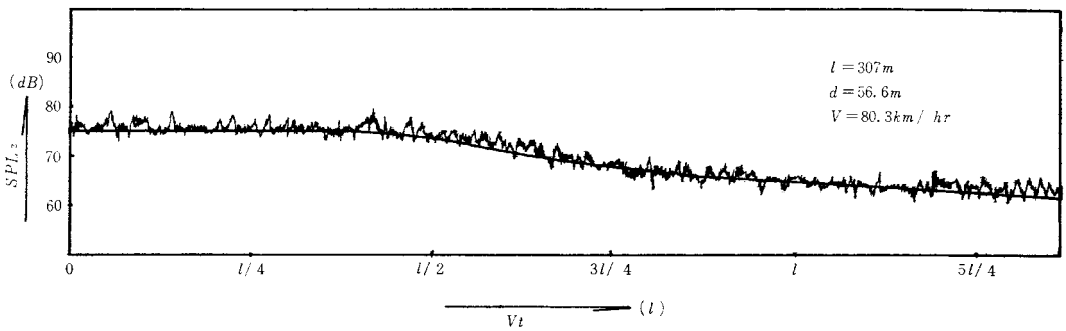


図12 列車の通過による音圧レベルの減少(下り客車，電気機関車)

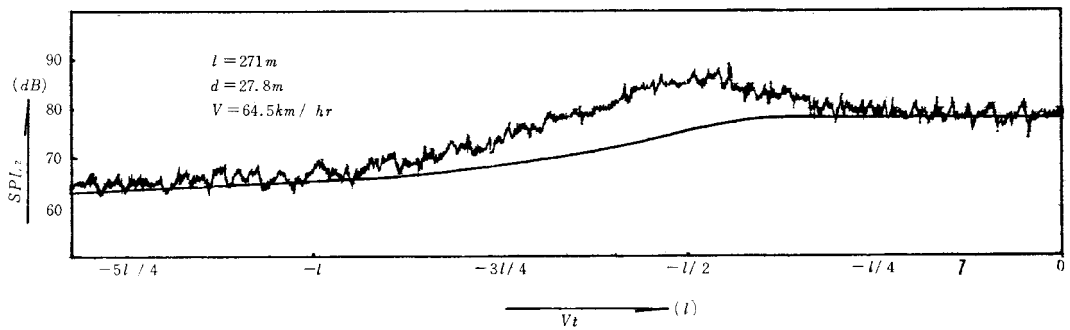


図13 列車の接近による音圧レベルの増加(上り客車，電気機関車)

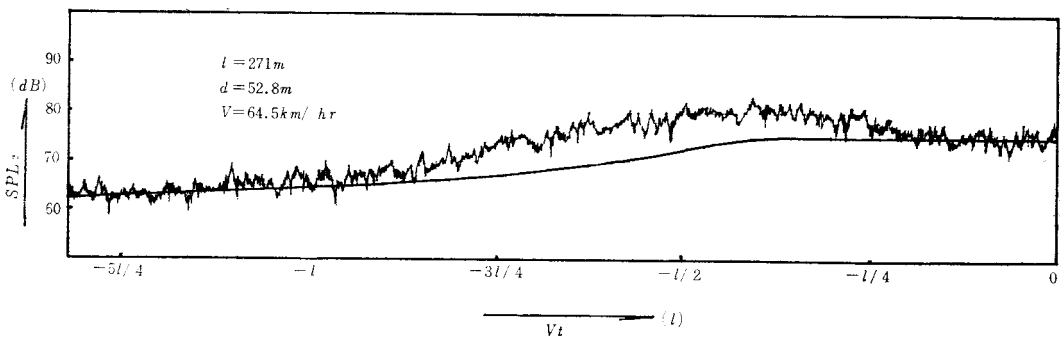


図14 列車の接近による音圧レベルの増加(上り客車，電気機関車)

測定結果のうち、下り2例を図—11、図—12に、上り2例を図—13、図—14に示す。図中の太実線は(5)式による計算値を示し、図—11、12の下り客車の2例は実測値と良く一致しているが、図—13、14の上り客車の2例は $-l < Vt < -l/4$ の範囲で実測値の方が大きくなっており、他の部分は一致している。この原因としては、列車の先頭部分、すなわち電気機関車の音響出力が他の部分に比べて大きいと考えられ、(5)式を単位長さあたり一定の音響出力 W_0 なる有限長線音源と仮定して導いたことに問題があるようだ。他の多くの測定値も、下り列車の通過(図—10参照)による音圧レベルの変化は(5)式による計算値とよく一致するが、上り列車の接近による音圧レベルの上昇は、多かれ少なかれ $Vt = -l/2$ 前後で計算値よりも大きな値を示している。

§ 4 結 論

4.1. 無指向性点音源と考えられる単独の自動車の走行による音圧レベルの変化は、図—2によって推定でき、(2)式による計算値に暗騒音の補正を行えば、実測値とよく一致する。従って、音源のパワーレベルか、(2)式の第1項が判れば、受音点がどこにあっても、音圧レベル変化を求めることができる。ここに、制限時速 60Km/h のコンクリート舗装の道路上で、各車種別の (PWL_1-11) の値を求めた結果をまとめて図—15に示したが、走行速度が大となるに従って、音源の音響出力が増大するので、各速度別の (PWL_1-11) の値が必要である。

4.2. 有限長線音源とみなされる列車の走行による音圧レベルの変化は、(5)式によって推定でき、実

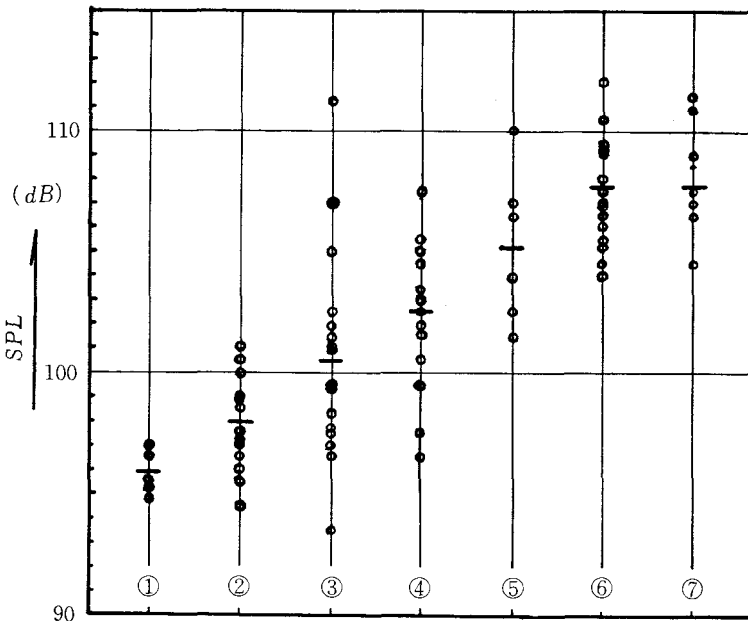


図15 自動車種類別の距離1 mの音圧レベル(平均時速60km/hr、コンクリート舗装)

①：軽二輪車	5台平均	96 dB
②：乗用車	25 "	98 "
③：軽四輪車	20 "	100.5 "
④：小型トラック	23 "	102.6 "
⑤：オートバイ	6 "	105.2 "
⑥：大型トラック	31 "	107.7 "
⑦：バス	10 "	107.8 "

測値は一部分を除いてよく一致する。実測値が(5)式による計算値よりも高い値を示す部分は、列車の先頭部分が受音点前を通過するときで、先頭部分の音響出力が他に比べて大きいと考えられる。

謝 辞

終りに、本研究にあたって御指導戴きました広島大学瀬沼勲教授，測定機器その他多くの事柄に御配慮戴きました高井芳治教授をはじめ諸先生方，測定に際しまして広大木村助手，大学院生岩重，安田両君，広島工大佐藤助手，本校実成君，その他多くの方々に厚く御礼を申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 久我新一：「点音源の集合とみなしうる音源からの型態による騒音伝播性状の解析」日本建築学会論文報告集，第67号.
- 2) 瀬沼 勲・藤井健他：「交通騒音の接近性について(その1)」 「同(その2)」日本建築学会論文報告集，号外，1968.
- 3) 藤井 健・佐藤 洋：「点と線の組合せ音源による音圧レベル」日本建築学会中国支部研究報告，1968. 8.
- 4) 藤井 健・木村武馬：「街区内の交通騒音の距離減衰」日本建築学会中国支部研究報告，1968. 8.

(昭和43年9月2日受付)

編 集 委 員

中 村 正 三

糸 島 寛 典

篠 田 治 夫

高 井 芳 治

富士田 瑞 穂

呉 工 業 高 等 専 門 学 校
研 究 報 告

第4卷 第1号 (1968)

(通 卷 第4号)

昭 和 43 年 12 月 印 刷

昭 和 43 年 12 月 発 行

編集兼
発行者

呉 工 業 高 等 専 門 学 校

〒737 呉市阿賀町豊栄新開

電話 呉 (0823) 71-9121

印刷所 宇都宮印刷工業株式会社

呉 市 広 町 大 新 開

電話 呉 (0823) 71-7125

MEMOIRS OF THE KURE TECHNICAL COLLEGE

Analysis on the Response of Nonlinear Control System subjected to a Gaussian Random Input.....	Yutaka TOMITA..... 1
Studies on Circular Arc Cam (Report 3)	Hironori ITOSHIMA.....15
(A Case of the Reciprocating Offset Follower with the Tangential Cam)	
Studies on the Specific Sliding of Cam (Report 4)	Hironori ITOSHIMA.....27
(The Specific Sliding on the Convex Cam with the Oscillating Flat Follower)	
Studies on 4-Gear Drives (Report 1)	Hironori ITOSHIMA and Benji KATAOKA.....39
On the Characteristics of Exhaustgas-tester in practice.....	Isao KUBOTA.....49
On Unified Design Method for Screw-propeller and Axial Flow Machine.....	Nobushi NIINAI.....57
Investigation on Wave Making Resistance of Bodies which Travel on the Water Surface	Nobushi NIINAI.....65
Test Making of Drilling Tool Dynamometer...Toshiyuki SATONOBU and Susumu NISHIMOTO.....	71
Hot Peening of 13% Cr Stainless Steel.....	Takaaki ŌSHITA.....79
Thermal-Mechanical Treatment of Aluminum Bronze (Report 2).....	Takaaki ŌSHITA.....85
Electrical and Magnetic Properties of Single-Crystal, Mn As.....	Kan-ichi MASUMOTO.....91
A Theoretical Analysis of the Surface Temperature.....	Hiromasa NADANO.....99
The Daylight Type Color Films and Artificial Light Sources.....	Kazuhiko HARADA... 107
The Lighting in the Gymnasium of Kure Technical College.....	Kazuhiko HARADA... 115
Study on the Condenser Discharge Ignition System.....	Shigeki MURAKAMI... 123
A Study on the Hot-wire Anemometer (Report 2)	Yoshinobu KUROSE... 129
Differential Settlement of Structures above the Consolidated Soft Clay (Repvrt 2).....Yoshiji TAKAI and Mitsumasa NISHIMURA... 139
(Crack Observation of Structures caused by Differential Settlement)	
Studies on the Traffic Noise (Report 1).....	Takeshi FUJII... 145
(The Variation of Sound Pressure Level by the Passing of a Sound Source)	