

不等空気速度の測定に就て

正員 工學士 和 田 小 六

ABSTRACT

ON THE MEASUREMENT OF VARIABLE AIR VELOCITY.

By K. Wada.

Necessary corrections for the deduction of an actual velocity from a recorded pressure indication of Pitot-static tube, transmitted through a narrow tube to a diaphragm manometer, when it is not constant were investigated. Formulas of the correction for the pressure gradient, the friction of the tube and the volume capacity of the manometer were obtained and the results were verified by experiment.

航空機の空氣力學的性能を研究する場合に、空氣との相對的速度を知る事が、根本的に必要である事は茲に云ふ迄も無い事であるが、航空機が複雑な運動をして居る場合に、之を見出すのは、計算的には極めて困難の事で、實際に計つて見る必要がある。

風速及壓力計には色々の種類があるが、茲には現今最も多く航空機に備へてある「ピトー」管式風速計及薄板記録式壓力計を用ひたる場合に就てのみ論ずる事とする。

航空機が等速で運動して居る場合には、普通用ひられて居る公式及測器の常數から其速度を見出す事は別に難しい事でもないが、其速度が不等である場合には種々の問題が起つて来る。

斯かる際に、壓力計で記録された壓力から或時の速度を見出さうとする時には種々の影響を考へなければならぬが、次の諸點が中でも重要な事と思はれるので、是等に就て論ずる事とする。

- (1) 加速度と「ピトー」管の指示壓の關係、
- (2) 「ピトー」管と壓力計を結ぶ管内の摩擦と壓力計指示壓の關係、
- (3) 壓力計の有する容積容量と其指示壓の關係、

但し、茲には是等諸點の空氣力學的關係に就て論ずるのであつて、測器の構造、材料の性質に依る種々の關係に就ては考へない。(1)の加速度と「ピトー」管の指示壓の關係に就ては、嘗て機械學會の席上で講演した事があり、茲には單に結論のみを述べる事にする。精しい事は機械學會誌二十七冊第九十號を御覽願度い。

上記の論文の結論は、記録された壓力が極めて小さくて、且つ其の、時に對する變化が大で無い限りは、「ピトー」管の加速度は其指示壓に影響無いと云ふのである。

管の摩擦と壓力計指示壓の關係

「ピトー」管は航空機との干涉を避ける爲めに、壓力計から離れた所に置かれてあるのが普通で、其間を細い管で結んで壓力を傳へる。然るに、管の壁と空氣との間の摩擦の爲めに壓力に變化のある場

合には壓力計に傳つた壓力は、「ピトー」管の示すものとは違つて居る。即ち或時の「ピトー」管の指示壓、從つて航空機を速度を求める爲めには、此影響に對する修正を施さねばならない。第一圖及第二圖から分る様に「ピトー」管の實際の速度と、壓力計に記録された壓力差から計算した「ピトー」管の速度とは可なり違つたものである。是に依つて分る様に修正を施さず算出した速度は實際のものよりは小さくて、斯の如き結果を基礎として航空機の設計をする事は危険である。

管の内での空氣の動きは小さなもので、從つて其斷面上の平均速度も小さく、又普通細い管を用ふるから、管内の空氣の運動を考へる場合に、空氣の慣性は其粘性に依る影響に對し考へないで差支へない。斯かる場合には、管内の空氣の運動は、壓力の差のみに支配され、其の運動の方程式を次の様に書く事が出来る。

$$\bar{u} = -\frac{R^2}{8\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

但し $\bar{u}$ 管の斷面上の管の軸の方向の平均速度

R 管の内半径

μ 空氣の粘性係數

p 管内の壓力

x 管の軸に沿うて取つた線座標

茲に管の曲りは、曲率が小さいと假定し、其影響は無いとする。次に管内の空氣の、壓力と密度の關係は斷熱的であるとし、又其の變化の量が小さいと假定すれば

$$p = p_0 (1 + \gamma s) \quad (2)$$

となる。茲に

p_0 最初の狀態に於ける壓力

s 壓縮比

γ 比熱の比

又平均速度 $\bar{u}$ は小さいから、連續性方程式を次の如くに書く事が出来る。

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (3)$$

(1) (2) 及 (3) から

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\gamma p_0 R^2}{8\mu} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \quad (4)$$

となる。是が、細い管の内を壓力が傳播する際の、微分方程式である。

今、管内の最初の壓力 p_0 が一定で、其の一端 ($x=0$) に於ける壓力の變化が、時の函數 $F(t)$ として、與へられた場合に、管の他の端に傳つて來る壓力を求めんとするのであるが、管の入口では壁の影響は無いものと考へられるから、入口での空氣の動きの平均速度は

$$\bar{u}_0 = \sqrt{\frac{p - p_0}{\gamma p_0 \rho_0}} = \sqrt{\frac{F(t)}{\gamma p_0 \rho_0}} \quad (5)$$

となる。茲に ρ_0 は空氣の密度である。即ち方程式 (4) が満足すべき境界及始期條件は、次の如くなる。

$$x=0 \quad \text{の時に} \quad \bar{u} = \sqrt{\frac{F(t)}{\gamma p_0 \rho_0}} \quad (6)$$

及 $t=0$ の時に $\bar{u}=0$ 。

斯かる條件を満足する 方程式 (4) の解式は、「リーマン」⁽¹⁾ が與へて居て、次の様なものである。

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2}{\pi \gamma p_0 \rho_0}} \int_{\frac{x}{2a\sqrt{t}}}^{\infty} e^{-\beta^2} F\left(t - \frac{x^2}{4a^2\beta^2}\right) d\beta \quad (7)$$

茲に $a^2 = \frac{\gamma p_0 R^2}{8 \mu}$ である。

$F\left(t - \frac{x^2}{4a^2\beta^2}\right)$ を「テラー」の法則に依つて展開すれば、(7) 式は

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2}{\pi \gamma p_0 \rho_0}} \left[F(t) \int_b^{\infty} e^{-\beta^2} d\beta + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{F^{(n)}(t)}{n!} \left(\frac{x^2}{4a^2}\right)^n \int_b^{\infty} \frac{e^{-\beta^2}}{\beta^{2n}} d\beta \right] \quad (8)$$

となる。

茲に n は正の整数で

$$b = \frac{x}{2a\sqrt{t}} \quad \text{である。}$$

右側の第一の項の積分は誤差函数であつて $\text{Erfc}(b)$ と書く。

第二項の積分を

$$\Psi_n(b) = \int_b^{\infty} \frac{e^{-\beta^2}}{\beta^{2n}} d\beta \quad (9)$$

と置けば、是は順次積分の結果

$$\Psi_n(b) = \frac{(-1)^n}{2 \Gamma(n - \frac{1}{2})} \left\{ e^{-b^2} \sum_{m=0}^{n-1} (-1)^{n-m} \Gamma(n-m - \frac{3}{2}) b^{-2n+2m+1} - 2\sqrt{\pi} \text{Erfc}(b) \right\} \quad (10)$$

となるから、結局

(1) B. Biemann, u. H. Weber "Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik." Bd. II.

$$\begin{aligned} \bar{u} = & \frac{2}{\sqrt{\pi \gamma p_0 \rho_0}} \left[F(t) \operatorname{Erfc}(b) \right. \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F^{(n)}(t)}{n!} \left(\frac{x^2}{4a^2} \right)^n \frac{1}{2\Gamma(n-\frac{1}{2})} \left\{ e^{-b^2} \sum_{m=0}^{n-1} (-1)^{n-m} \Gamma(n-m-\frac{3}{2}) b^{-2n+2m+1} \right. \\ & \left. \left. + 2\sqrt{\pi} \operatorname{Erfc}(b) \right\} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

となる。

茲に $\Gamma(x)$ は「ガウス」の Γ 函数である。

管の他端、即ち壓力計の入口でも亦壁の影響は少いとすれば

$$\begin{aligned} P-p_0 = & \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[F(t) \operatorname{Erfc}(b) + \right. \\ & \left. \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F^{(n)}(t)}{n!} \left(\frac{x^2}{4a^2} \right)^n \frac{1}{2\Gamma(n-\frac{1}{2})} \left\{ e^{-b^2} \sum_{m=0}^{n-1} (-1)^{n-m} \Gamma(n-m-\frac{3}{2}) b^{-2n+2m+1} \right. \right. \\ & \left. \left. + 2\sqrt{\pi} \operatorname{Erfc}(b) \right\} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

となる。茲に $P-p_0$ は、壓力計への入口での壓力である。

若し $F(t)$ が時の解析函数として與へらるれば、(12)式から、管の他の端の壓力の變化を知る事が出来る。

併し吾々の必要とするのは、之とは反對の場合であつて、 $P-p_0$ が記録され、其から $F(t)$ 即ち「ピトー」管の指示壓を見出したいのである。

一般の場合に、(12)式を $F(t)$ に就て解く事は不可能であるが、近似的には次の様にして解く事が出来る。

一般に $\frac{x}{2a}$ は小さいものであるから、其4乗以上を含む項を其れ以下を含む項に對し考へないと

すれば、(12) 式を次の様に書く事が出来る。

$$P-p_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[F(t) \operatorname{Erfc}(b) - F'(t) \left(\frac{x^2}{4a^2} \right) \left\{ \frac{e^{-b^2}}{b} - 2 \operatorname{Erfc}(b) \right\} \right] \quad (13)$$

後で便利の爲めに

$$\operatorname{Erfc}(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \{ 1 - \phi(x) \}$$

と置けば

$$P-p_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[F(t) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \{ 1 - \phi(b) \} - F'(t) \left(\frac{x^2}{4a^2} \right) \left\{ \frac{e^{-b^2}}{b} - \sqrt{\pi} (1 - \phi(b)) \right\} \right] \quad (14)$$

となる。

之を解くに、先づ $\left(\frac{x}{4a} \right)^2$ の小さい事から、(14) 式の右側の第2項を捨て、是を t に就て微分す

れば

$$F'(t) = \frac{1}{1-\phi(b)} \left\{ \frac{d(P-p_0)}{dt} - \frac{P-p_0}{1-\phi(b)} \phi'(b) \frac{x}{4a} t^{-\frac{3}{2}} \right\}$$

となる。此 $F'(t)$ の値を (14) 式に入れれば

$$F(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}(1-\phi(b))} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} (P-p_0) + \frac{\frac{x^2}{4a^2}}{1-\phi(b)} \left\{ \frac{d(P-p_0)}{dt} - \frac{P-p_0}{1-\phi(b)} \phi'(b) \frac{x}{4a} t^{-\frac{3}{2}} \right\} \left\{ \frac{e^{-\frac{b^2}{4a^2}}}{b} - \sqrt{\pi}(1-\phi(b)) \right\} \right] \quad (15)$$

となる。

任意の時に於ける $P-p_0$ 及 $\frac{d(P-p_0)}{dt}$ は、測定の結果から求める事が出来るし、又 $\phi(b)$ 及 $\phi'(b)$ は、 b が管の大きさ、空気の性質が分つて居て、既知の量であるから、簡単に表から求める事が出来る。例へば $\phi(b)$ 、 $\phi'(b)$ は「ヤーンケ、エムデ」の函数表に出て居る。⁽¹⁾

即ち 式 (15) を使つて、記録された壓力から「ピトー」管の指示壓を算出する事が出来るのである。

(15) 式及 (8) 式から分る様に、管の内徑と長さは常に其比の形で入つて来るから、若し、管の内徑の急激變化に依る影響を小さいとすれば、種々の大きさの内徑の管を繋いだ様な場合には、之を或一つの内徑の管として、全體の有効長を決める事が出来、計算に便利である。

即ち、管の有効内半徑及有効長を夫々 Re 及 le とし、繋がれた個々の管の内半徑及長さを R_n 及 l_n とすれば、 le は次の如きものである。

$$le = Re \sum \frac{l_n}{R_n}$$

壓力計の容積容量と其指示壓の關係

簿板記録式壓力計は、普通可なり大きな容積を有つて居る故、或壓力が管を傳つて壓力計に達しても、其が壓力計に現はれる迄には多少の時を要する。従つて壓力計の示す壓力は時に對しての「後れ」がある。従つて壓力の變化を、時の函数として考へる場合に不都合を生ずる。

壓力計内の或時の壓力を p_1 とし、今 p_2 なる壓力が其入口に傳つて來た時に、壓力計が dt の後始めて其壓力 p_2 を示したとし、此「後れ」 dt を次の如くして求める。

壓力計の入口では p_2-p_1 なる壓力差がある。壓力計への入口では壁の影響を少いものとすれば、時及壓力計への入口の斷面の、兩方に對する空氣の平均速度 $\bar{u}$ は、近似的に

(1) E. Jahnke u. F. Emde: "Funktionstabellen mit Formeln und Kurven."

$$\bar{u} = \frac{p_2 - p_1}{\sqrt{\rho_0 \rho_0 \gamma}} \quad (16)$$

である。

$4t$ の間に壓力計に入つて来る空氣の質量は、 p_1 の時の密度を ρ_1 とすれば、

$$\rho_1 \pi r^2 \bar{u} \Delta t$$

で— r は壓力計入口の半径である— $4t$ の後に、壓力が p_2 になつた時の空氣の密度を ρ_2 とすれば、其時の容積は

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} (\pi r^2 \bar{u} \Delta t + V_1) \quad (17)$$

となる。 V_1 は壓力 p_1 の時の壓力計の容積である。

一方に、壓力計は壓力の増加と共に薄板が膨れて容積を増すのであるが、此壓力と容積の變化との關係は、實驗或は計算から求める事が出来る。容積の變化は、始めの容積に比し極めて小さいから、壓力と容積の變化を次の様を書く事が出来る。

$$\Delta V = k(p - p_0) \quad (18)$$

然る時は、壓力が p_1 から p_2 に變つた爲めに生ずる容積の變化は

$$\Delta V(p_2 - p_1) = k(p_2 - p_1) \quad (19)$$

となる。即ち $4t$ 後に於ける壓力計の容積は

$$V_1 + k(p_2 - p_1) \quad (20)$$

である。

故に是と前に得た (17) 式を等しく置いて

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} (\pi r^2 \bar{u} \Delta t + V_1) = V_1 + k(p_2 - p_1) \quad (21)$$

と書く事が出来る。

空氣の密度と壓力の關係を斷熱的とし、其變化の量を小さいとし、且つ小さな量の 2 乗以上を考へないとすれば (2)(16)(19) 及 (21) から

$$\Delta t = \frac{\sqrt{\rho_0 \rho_0 \gamma}}{\pi r^2} \left(\frac{V_1}{\gamma p_2} + k \right) \quad (22)$$

となり、是から、容積容量に依る「後れ」を計算する事が出来る。

勿論此の場合には、空氣及壓力計の動力學的考察は小さいものとして考へて居ないのである。

實 驗

前項に述べた修正を行へば、「ピトー」管及薄板記録式壓力計で計つた値から、實際の空氣速度を近似的に見出す事が出来るが、此理論的に得た結果が實驗の結果とどの位合ふか試して見る爲めに、次

の如き簡單の裝置で實驗を行つて見た。

球入軸承で支へられた、長さ凡 2 米の振子の先に N.P.L. 標準型の「ビトー」管を付け、之を振らして靜止の時から約 $1/4$ 週期の間の、速度の變化に依る「ビトー」管指示壓力の變化を、長い「ゴム」管を通して薄板記録式壓力計に傳へ記録せしめた。又一方に、「ビトー」管の動きと、時から、其速度を求めた。次に、記録された壓力に、前述の修正を施して、「ビトー」管の速度を算出し、之を實際に測定した速度と比較して見たのである。

「ビトー」管の實際の動きを測定する爲めには、次の様な方法を用ひた。振子の回轉軸に「ファイバー」製の圓板を取付け、其縁に細い針金を同じ間隔に並べ、是を「オシログラフ」と直列に繋いだ。又、固定した電磁石を、圓板の縁の針金と極めて僅の隔りに置いてある。今振子を振れば圓板の周りの針金に誘導電流を生じ其量は各々の針金が電磁石の極に最も近い時に最大である。之を「オシログラフ」に依つて寫眞に取つたのである。斯くすれば、振子の運動を妨る事なくして精確に其位置を記録する事が出来る。裝置の略圖は第三圖に示してある。又一方に 1 秒 100 の振動を有つ音叉を用ひて、時を記録せしめた。斯くして、「ビトー」管の靜止せる空氣に對する速度を求めたのである。

記録された寫眞及斯して求めた「ビトー」管の時に對する移動は第四圖第五圖及第六圖に示してある。

「ビトー」管の指示壓は、「ゴム」管を通して薄板記録式壓力計に導かれる。後者の薄板には約 $3/100$ 耗の厚さの洋銀の波形板を用ひ、其兩側の壓力差による變位を、回轉せる寫眞「フィルム」上に記録せしめたのである。同時に 1 秒 50 の音叉を用ひて、時を記録せしめた。記録式壓力計及撮影裝置及記録した寫眞は第七圖及第八圖に示してある。

斯かる裝置を用ひ、「ビトー」管を靜止の位置から振らして、壓力計の示す壓力の變化を測定し、之に管の長さ、壓力計の定數等から、前記の修正を施し、「ビトー」管の速度を求め、之を實際に測定した速度と比較して見た。尙、管の長さを 14.99 米 (132A) 及 7.47 米 (133B) の二様にして實驗を行つた。其結果は第一表乃至第四表及第九圖及第十圖に示してあるが、修正した結果は實際の速度と可なり好く合致して居る。

計算に必要な定數は次の如くである。

「ゴム」管の内徑 4.30 耗

「ゴム」管の長さ 14.99 米 及 7.47 米

壓力計入口の内徑 3.5 耗

K の 値 0.1171 (但容積平方糎、壓力「グラム」毎平方糎にて)

壓力計の容積 96.1 立方糎

然る時は (22) 式から $dt = 0.0816$ 秒となる。

第 一 表 (132A)

管 の 長 さ 14.99 米

$t - \Delta t$ (秒)	$P - p_0$ (瓦/厘 ²)	$\frac{d(P - p_0)}{dt}$ (瓦/厘 ² 秒)	b	$\phi(b)$	$\phi^1(b)$	$F(t)$ (瓦/厘 ²)	V (米/秒)
0.118	0.01	0.05	0.333	.362	1.010	.0112	1.3
0.218	0.51	0.19	0.245	.271	1.063	.0280	2.1
0.318	0.05	0.45	0.203	.226	1.083	.0964	3.9
0.418	0.10	0.53	0.177	.198	1.094	.166	5.1
0.518	0.16	0.61	0.159	.178	1.002	.243	6.2
0.618	0.21	0.44	0.146	.164	1.105	.297	6.8
0.718	0.24	0.20	0.135	.151	1.108	.310	7.0
0.818	0.25	0	0.127	.143	1.110	.289	6.8
0.918	0.24	- 0.24	0.120	.135	1.112	.243	6.2
1.018	0.21	- 0.45	0.113	.127	1.114	.176	5.3
1.118	0.15	- 0.53	0.108	.121	1.115	.0919	3.8

第 二 表 (132)

位 置 (米)	時 (秒)	速 度 (米/秒)	位 置 (米)	時 (秒)	速 度 (米/秒)
0	0	0	2.254	.626	6.9
0.322	.244	2.6	2.576	.672	7.0
0.644	.338	4.1	2.898	.718	7.1
0.966	.411	4.9	3.220	.763	7.1
1.288	.472	5.6	3.542	.809	7.0
1.610	.527	6.1	3.864	.855	6.9
1.932	.578	6.5	4.186	.903	6.5

第 三 表 (133B)

管 の 長 さ 7.47 米

$t - \Delta t$ (秒)	$P - p_0$ (瓦/厘 ²)	$\frac{d(P - p_0)}{dt}$ (瓦/厘 ² 秒)	b	$\phi(b)$	$\phi^1(b)$	$F(t)$ (瓦/厘 ²)	V (米/秒)
0.118	0.01	0.006	0.123	0.133	1.111	0.016	1.6
0.218	0.03	0.004	0.101	0.114	1.117	0.045	2.7
0.318	0.07	0.007	0.0873	0.0980	1.110	0.094	3.9
0.418	0.13	0.009	0.0781	0.0879	1.122	0.173	5.2
0.518	0.19	0.012	0.0713	0.0813	1.123	0.239	6.2
0.618	0.25	0.013	0.0660	0.0744	1.124	0.295	6.8
0.718	0.27	0.014	0.0617	0.0695	1.124	0.290	6.8
0.818	0.27	- 0.013	0.0582	0.0656	1.125	0.280	6.7
0.918	0.24	- 0.010	0.0552	0.0622	1.125	0.220	5.9
1.018	0.17	- 0.003	0.0526	0.0593	1.125	0.137	4.7

第 四 表 (133B)

位 置 (米)	時 (秒)	速 度 (米/秒)	位 置 (米)	時 (秒)	速 度 (米/秒)
0	0	0	2.254	0.606	6.8
0.322	0.235	3.10	2.576	0.653	6.9
0.644	0.318	4.15	2.898	0.699	7.0
0.966	0.390	4.80	3.220	0.745	7.0
1.288	0.453	5.52	3.542	0.790	6.9
1.610	0.507	6.07	3.864	0.838	6.8
1.932	0.559	6.54	4.186	0.885	6.6

大正十五年十月於航空研究所風洞部

討 論

○會長(今岡純一郎君) 和田さんの御講演に對して御質問又は御討論なさる御方は御述べを御願ひします。……どなたか御質問なり御討論は御有りにになりませぬですか……それでは、和田君が頗るむづかしい、極く微妙なる壓力のことに付きまして研究になりました結果を我々の協會に御發表下さいましたことは、我々造船に従事する者の設計上に應用することがあるだらうと思ひますし、是等に對しての「ヒント」を御與へ下さいましたことは會員諸君と共に深く感謝いたす次第でございます。御一同で拍手を以て御禮を申し上げ度いと思ひます。

(一同拍手)

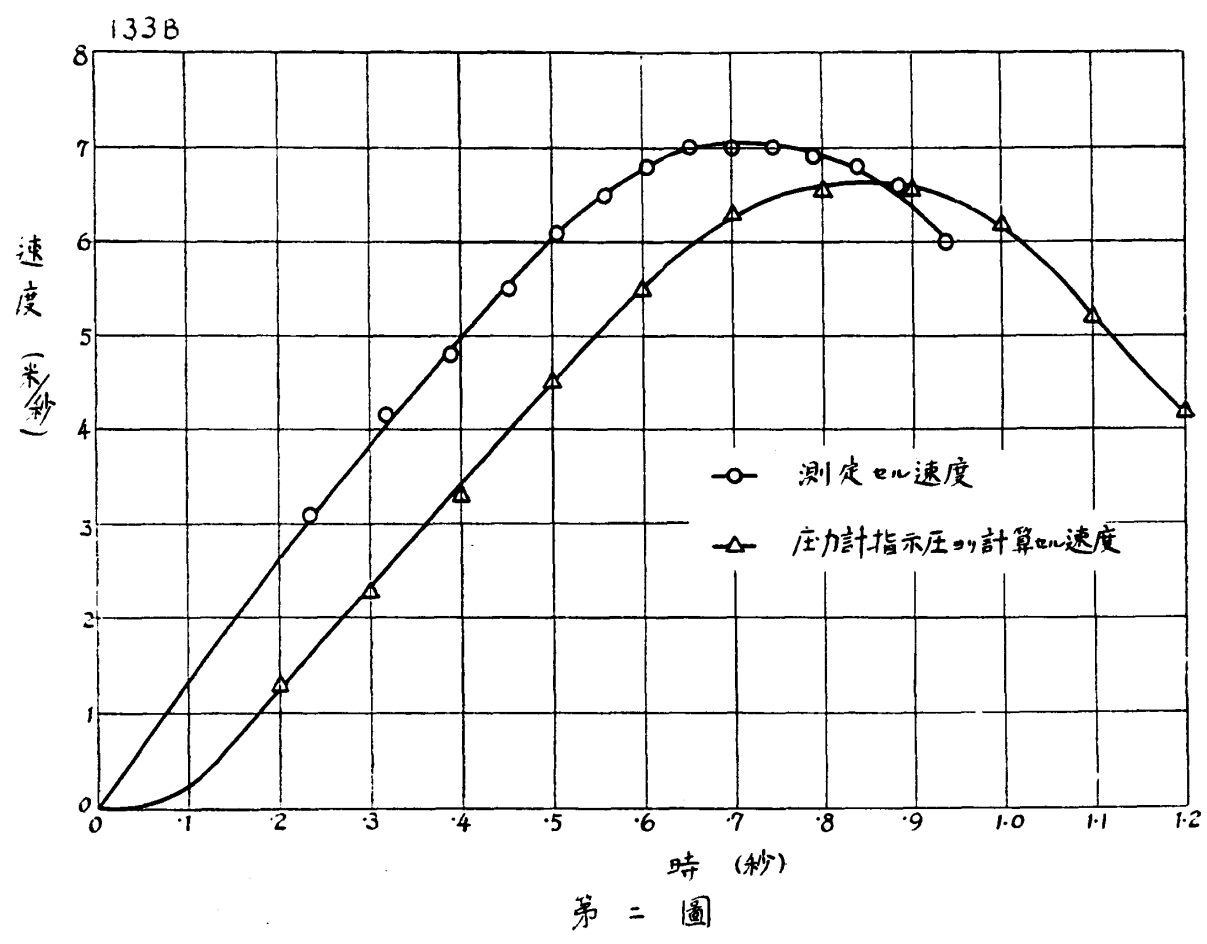
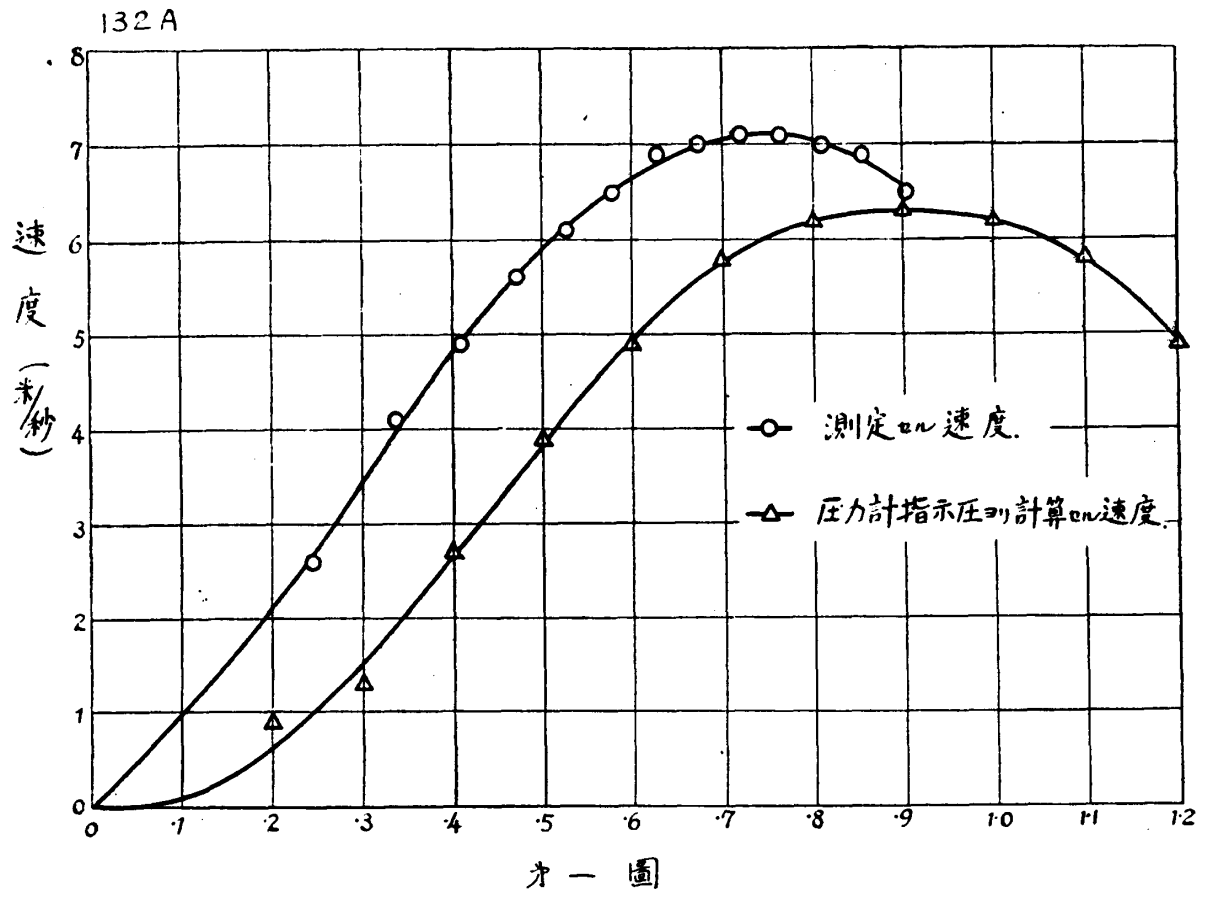
(翌々日の講演會に於て)

○會長(今岡純一郎君) これから次の講演に移ります前に、一昨日の和田工學士の御講演に對しまして横田博士が「ディスカッション」をせられると云ふことであります。唯今からそれを御願ひいたします。

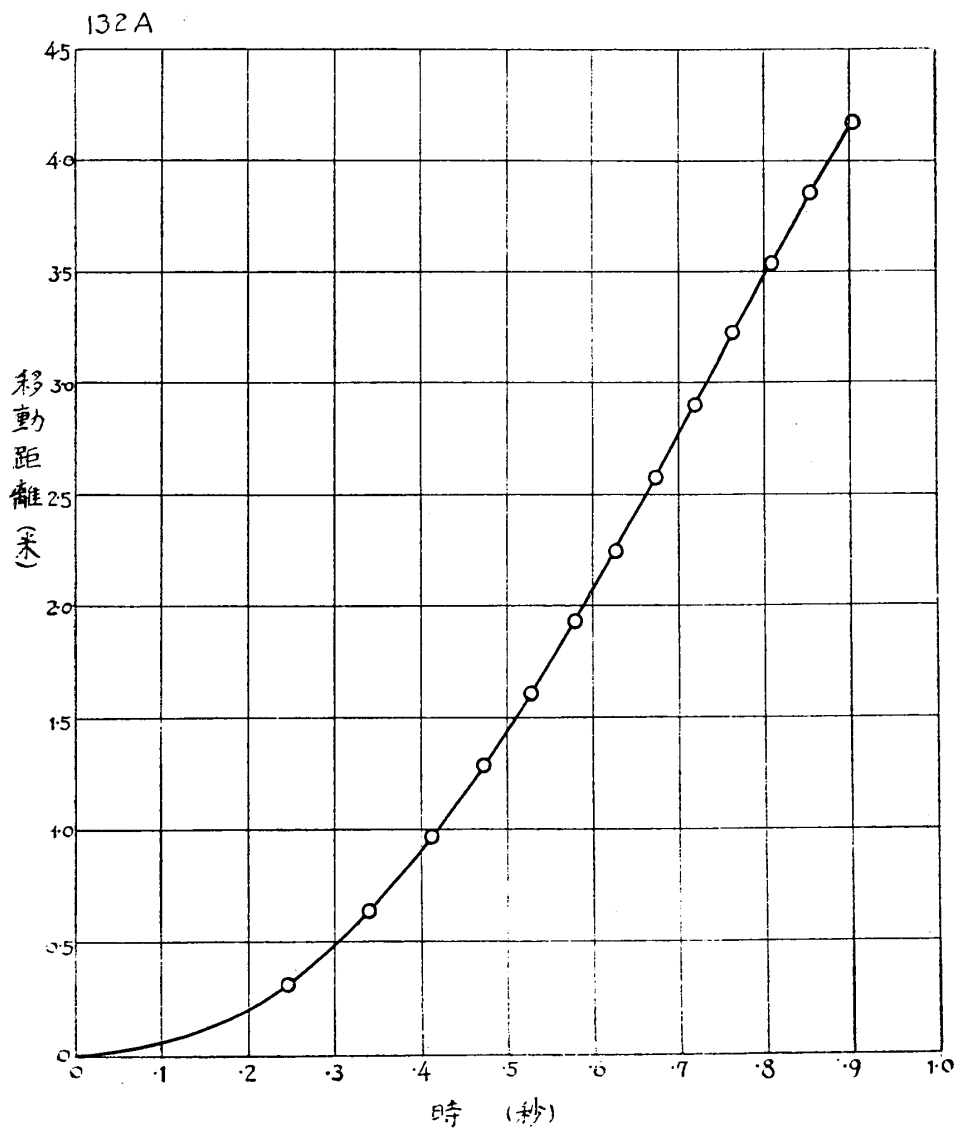
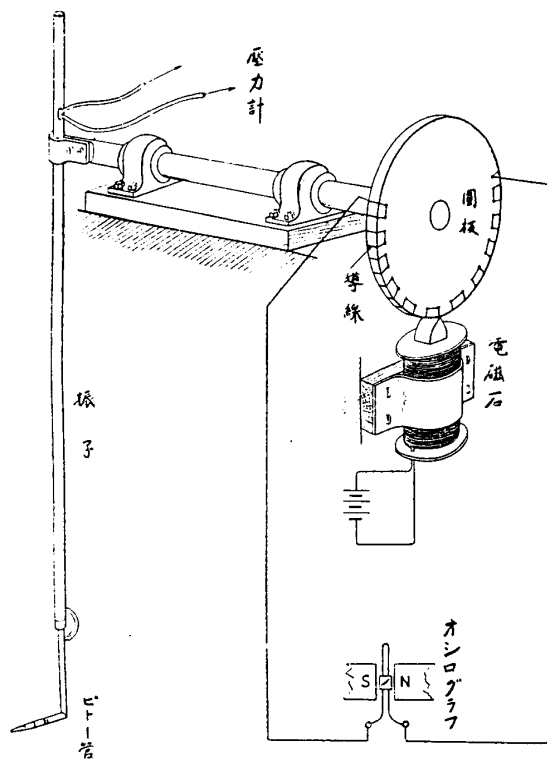
○横田成年君 私は一昨日和田君の御講演に就て一言する積りで居つたのですが、來られませんでしたから、丁度あの「プリント」が講演の到着いたので晩に讀んで見た、ところが面白い論文で何か自分の意見も言へばよかつたと思ひました。實は以前管の内の「フリクション」に就て自分も不思議な事を見たのであります。それは航空用發動機を運轉中其馬力が不斷にわかる様に内徑三「ミリメートル」長さ五〇乃至七〇「センチメートル」の管を用ひて氣笛と「インヂケーター」とを連結しました。然るに「インヂケーター」は一向に動きません。然かし「インヂケーター」には故障はありません。これは管の内の「フリクション」とか「アクセレレーション」とか云ふ事柄が餘程注意を要するものであると云ふことを知つたのである。本論文は此問題に觸れて居て、「アクセレレーション」大なる時は別とし「アク

セレレーション」小なる時はよろしい。其やり方として「リーマンウェーベル」の解法を用ひ其逆利用を行へる事は巧妙なやり方と思ひます。つまり「レコード」から眞の値が出るので巧にやつてあり、これまで我々の困つて居た問題を立派に解決されたのであります。

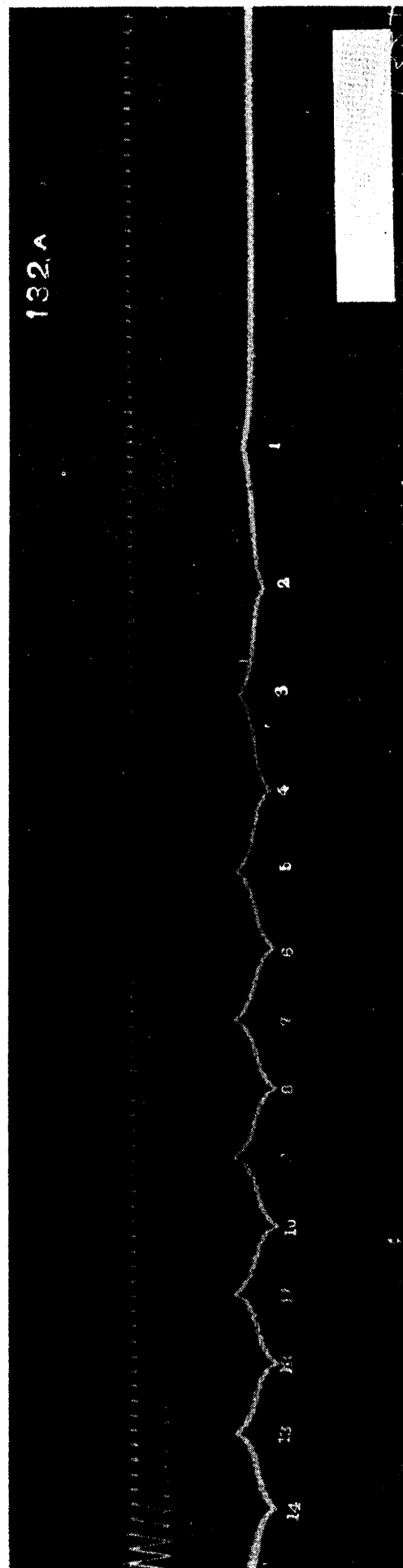
○會長(今岡純一郎君) 一昨日の和田君の「ペーパー」は餘りにむづかし過ぎて、どつちかと言へば寧ろ讃辭を呈する言葉に躊躇した譯でありました。唯今横田君から伺ひますと頗る立派な而も巧妙なるやり方でおやりになつた。今横田君の御批評を伺ひまして誠に和田君の爲にも協會の爲にも名譽なものであつたと云ふことで、改めて私は私の淺學を曝露すると同時に、諸君と共に和田君の御發表を得たことを喜ぶものであります。



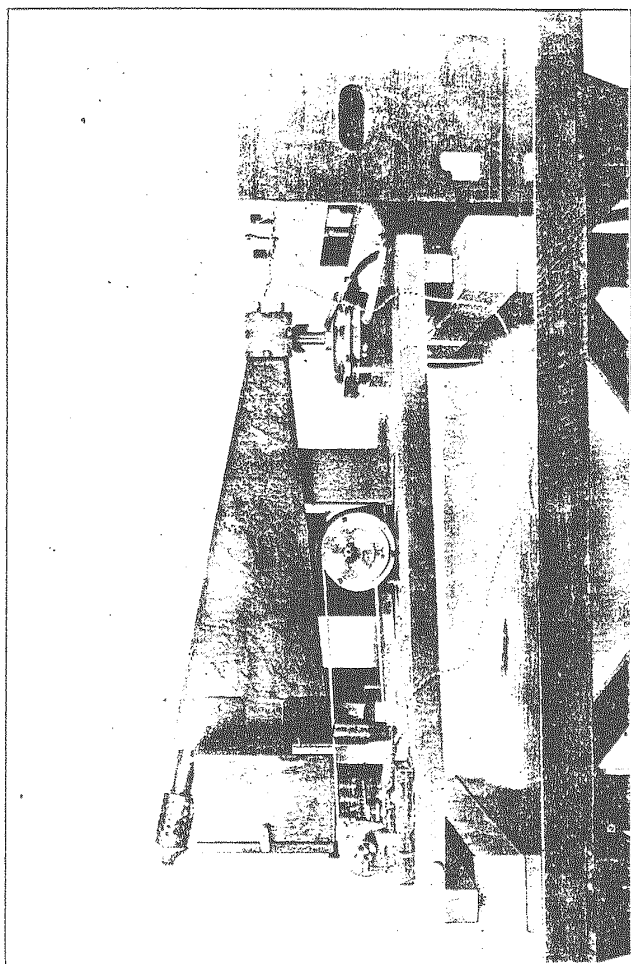
第三圖



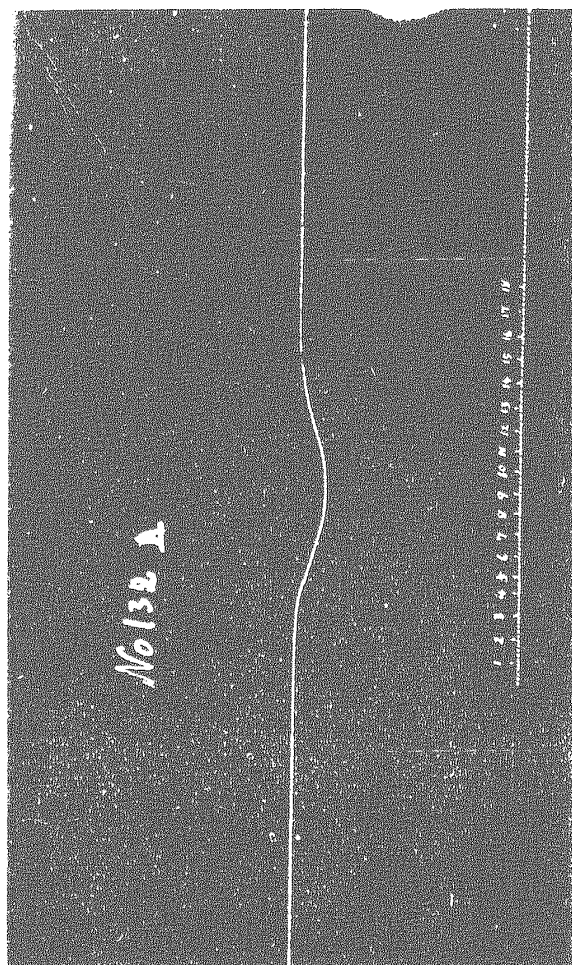
第五圖



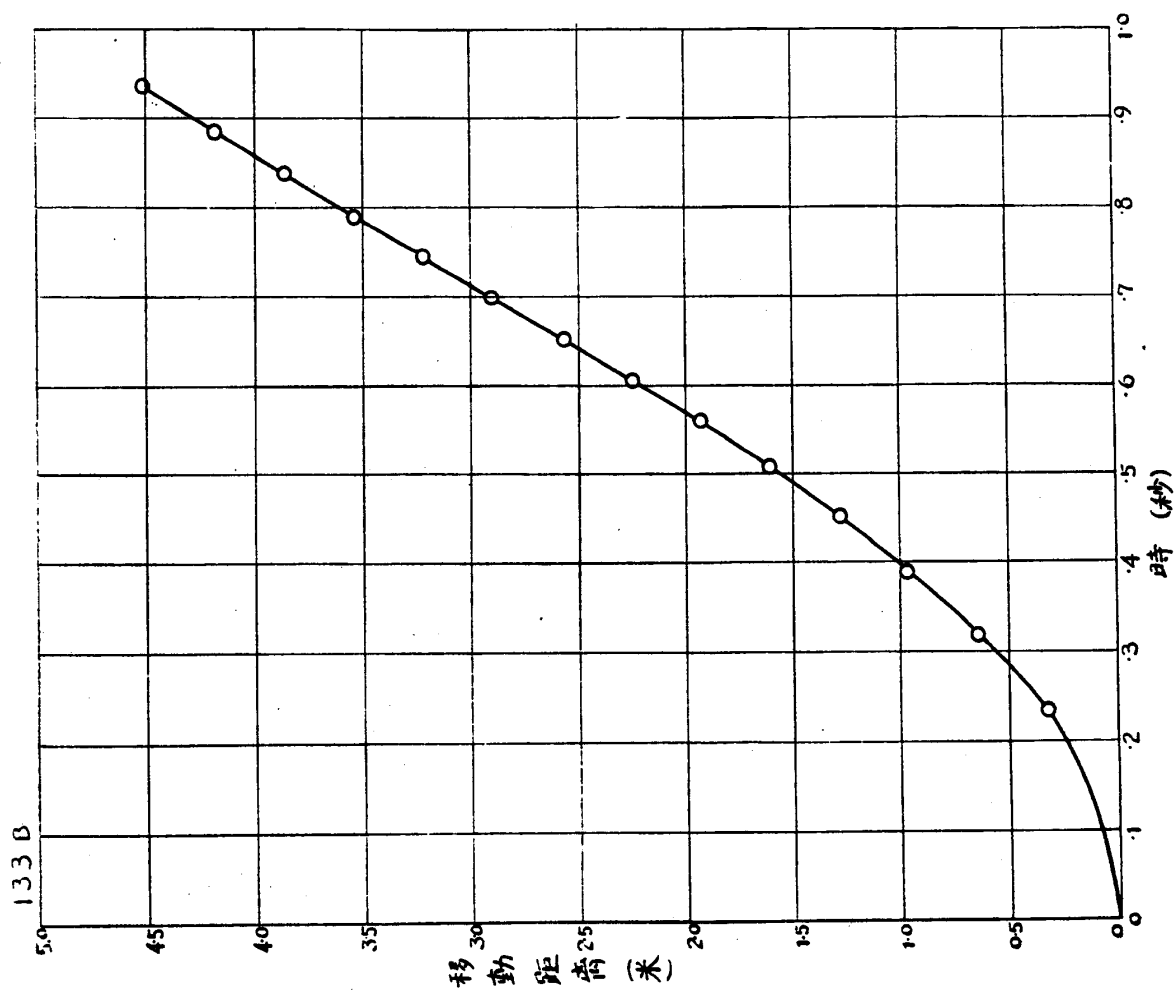
第四圖



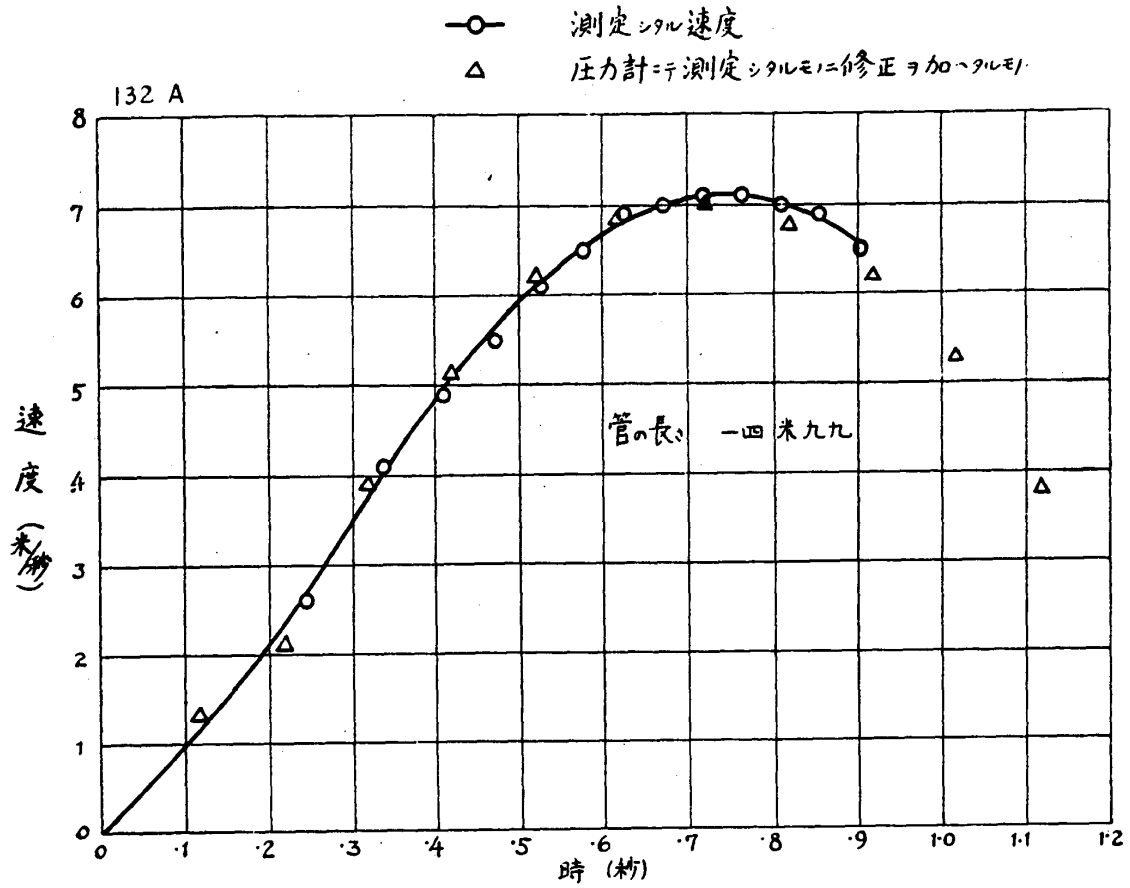
第七圖



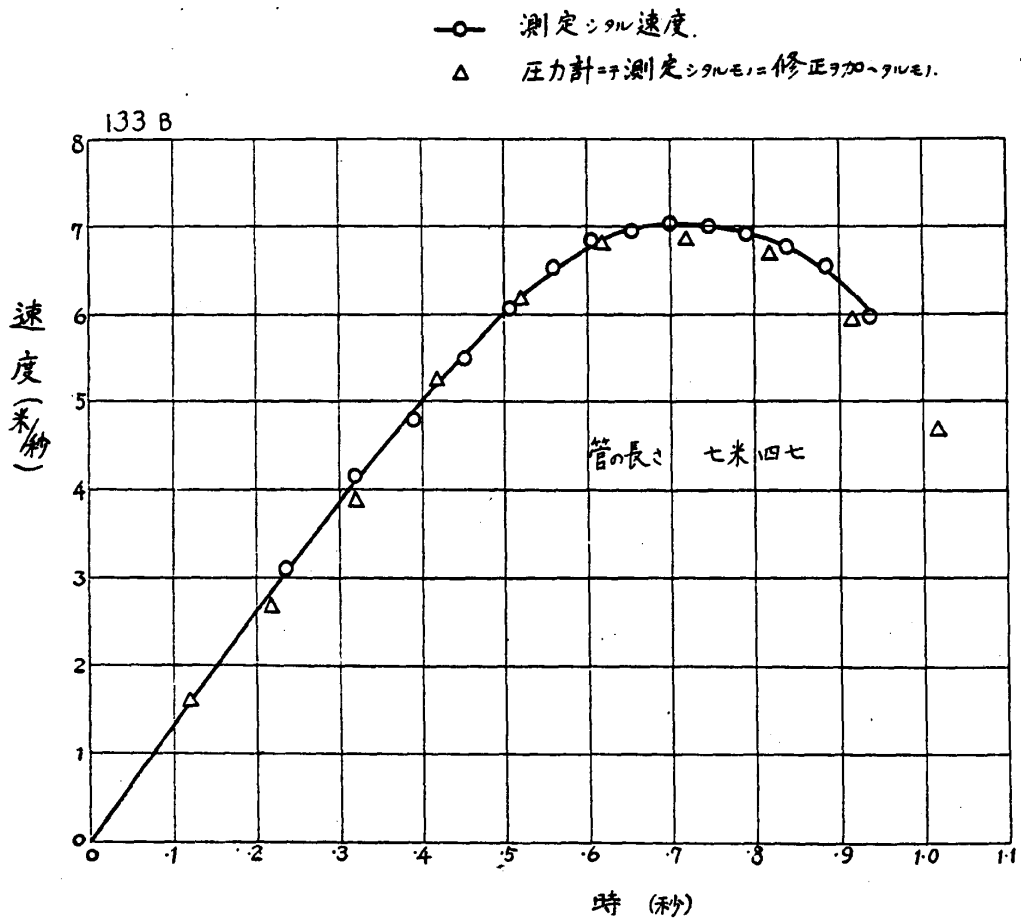
第八圖



第六圖



第九圖



第十圖