

干渉計による亂流測定を試み

囑託 玉 木 章 夫

主流に垂直に張られた熱線の下流の温度分布を Mach-Zehnder 型干渉計によつて測定し、それによつて主流に垂直な方向の亂れの強さ $\frac{\sqrt{v^2}}{U}$ を求めた。

1. 序 言

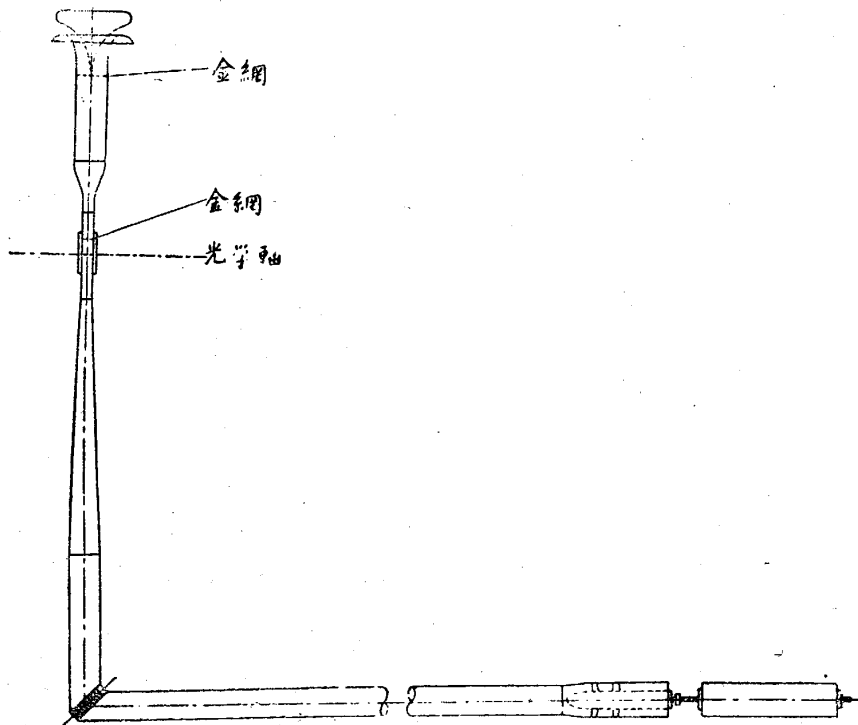
主流に垂直な方向の亂れの成分の測定には、主流に垂直に張られた熱線からの熱擴散を熱電對によつて測定する方法が従來行はれてゐる。⁽¹⁾ 然し熱電對による温度分布の測定にはかなり長時間を要するのが缺點である。そこで此の温度分布の測定に Mach-Zehnder 干渉計を使用して見た。同時に行つた熱電對による測定とも一致するので、此の方法は相當に實用性があると思はれる。實驗室の都合で更に多くの場合に就て測定を行へず、亂流測定としては纏まりのないものであるが、方法としては有効と思はれるので御参考迄に報告する次第である。

2. 装 置

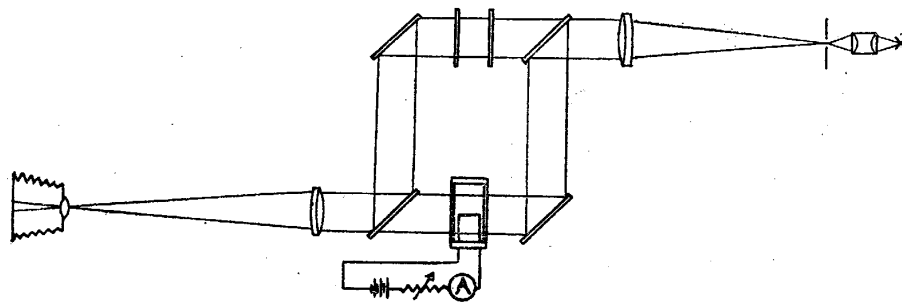
使用した風洞は開放路型で、干渉計の使用に便なる様、測定筒は鉛直に置かれ氣流は上から下へ流れる。測定筒断面は 12×6cm の矩形、集合筒の絞り比は 9:1 である。この種の風洞では、吸込口に氣流方向に軸を有する渦が発生し易いので、それを防ぐ爲に深津所員御考案の案内蓋⁽²⁾を付けてあり、其の直ぐ下流に網目 1mm の金網を張つた。電動機から床を経て傳る振動が干渉縞を振動させるので、擴散筒の下流に長い管を足して送風機及び電動機を遠くに置いた。干渉計の台は風洞の支持台とは別に床から組んである。風洞壁を傳つて來る振動は干渉縞を振動させる程大きくない。(第1圖)

干渉計は Mach-Zehnder 型(第2圖)で、硝子板の大きさは 12×12cm であるが、この實驗の目的には之程大きな視野を要しない。

-
- (1) G. B. Schubauer, A turbulence indicator utilizing the diffusion of heat. N. A. C. A. T. R. No. 524, 1935.
G. I. Taylor, Statistical theory of turbulence, Proc. Roy. Soc. London, (A) Vol. 151. 1935. p. 429.
谷一郎, 竹田建二, 三石智, 「亂れの減衰に関する豫備實驗」航彙 No. 213, 1942.
- (2) 深津了藏, 「エツフェル型風洞改良の一方法」航彙 No. 203, 1941.



第 1 圖 風 洞



第 2 圖 干 渉 計

熱線及び伴流温度分布測定用の熱電對の配置は寫眞 1 に示す如くである。熱線は長さ 34 mm, 直徑 0.075mm の白金線で、之を二本の眞鍮針の先端に張り、加熱は蓄電池により實驗風速に於て 1.1 amp. に保つた。加熱時の白金線のたるみは、眞鍮針の根本に小さな有機硝子製の支柱を挿む事によつて伸ばした。熱電對は直徑 0.1mm の銅—コンスタンタンで、之を有機硝子の枠に張り（氣流に曝される部分の長さ 24mm）冷接點を室温に置いた。此の支持枠は白金線から 10mm の下流に置かれ、マイクロメーターによつて主流と直角に微動される。

3. 解 析

U : 平均風速, ξ : 熱源から下流の距離, η : 熱源から主流に垂直方向の距離, θ : 伴流の外から測つた温度とする。

θ - η 曲線から分散

$$\overline{Y}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \theta \eta^2 d\eta / \int_{-\infty}^{\infty} \theta d\eta \quad \dots\dots(1)$$

を求め、分子擴散による分散

$$\overline{Y}_m^2 = \frac{2\lambda}{\rho c_p} \frac{\xi}{U} \quad \dots\dots(2)$$

(ρ : 密度, c_p : 定壓比熱, λ : 熱傳導率) を引けば、亂れによる分散

$$\overline{Y}_i^2 = \overline{Y}^2 - \overline{Y}_m^2 \quad \dots\dots(3)$$

が得られる。Taylor によれば、熱源の近くでは

$$\frac{\sqrt{\overline{Y}_i^2}}{\xi} = \frac{\sqrt{v^2}}{U} \quad \dots\dots(4)$$



寫眞 1. 熱線と熱電對

といふ關係が成立つから、熱源近くに於ける $\sqrt{\overline{Y}_i^2}$ 對 ξ の直線の傾斜から $\frac{\sqrt{v^2}}{U}$ が求まる。實際には熱源に有限の大きさがある爲と恐らくはそれが僅かに振動する爲と思はれるが、 $\sqrt{\overline{Y}_i^2} - \xi$ 直線を $\xi=0$ 迄延長すると $\sqrt{\overline{Y}_i^2} = 0$ とならない、そこで實際の分散は $\sqrt{\overline{Y}_i^2} - (\sqrt{\overline{Y}_i^2})_{\xi=0}$ であると考え、 $\frac{\sqrt{v^2}}{U}$ を求めた。即ち實驗で得られた $\sqrt{\overline{Y}_i^2}$ を

$$\sqrt{\overline{Y}_i^2} = a\xi + b.$$

の形に假定し、最小自乗法によつて、 a, b を求め

$$\frac{\sqrt{v^2}}{U} = a$$

と考へた。 b は $(\sqrt{\overline{Y}_i^2})_{\xi=0}$ を表す事となる。

さて \overline{Y}^2 は (1) に従つて θ - η 曲線から計算するのであるが、 θ - η 曲線は誤差曲線と考へて差支へないから、 θ が最大値の $1/2$ になる所での曲線の幅 B から \overline{Y}^2 は簡単に求まる。即ち

$$\theta = \theta_0 e^{-\frac{\eta^2}{c^2}}$$

と置いて \overline{Y}^2 を求めると

$$2\overline{Y}^2 = c^2$$

故に

$$\theta = \theta_0 e^{-\frac{\eta^2}{2\overline{Y}^2}} \quad \dots\dots(5)$$

$\theta = \frac{1}{2} \theta_0$ を與へる η を $Y_{\frac{1}{2}}$ と書けば

$$2Y_{\frac{1}{2}} = B,$$

(5) より

$$Y_{\frac{1}{2}} = \sqrt{\bar{Y}^2} \sqrt{2 \log_e 2} = 1.177 \sqrt{\bar{Y}^2}$$

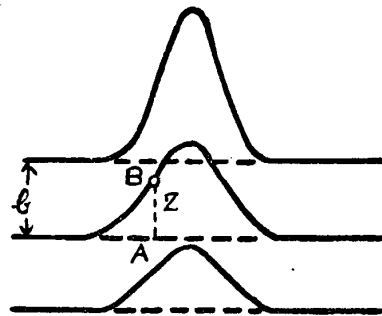
$$\therefore \bar{Y}^2 = \left(\frac{B}{2.354} \right)^2 \dots\dots\dots(6)$$

ここではこの方法で \bar{Y}^2 を求めることとした。

次に干渉縞から温度分布を求める方法を略述する。

光線は總て熱線に平行に入射するものとする。熱伴流内では寫真に示す様な縞の變位が起る。今第3圖に於て B に於ける縞の零位置 A からの移動量を z とし、縞の間隔を b とすると、變位量を縞の数で表はしたものを ϵ は、

$$\epsilon = \frac{z}{b} = \frac{n_{\infty} - n}{\lambda_v} \cdot L.$$



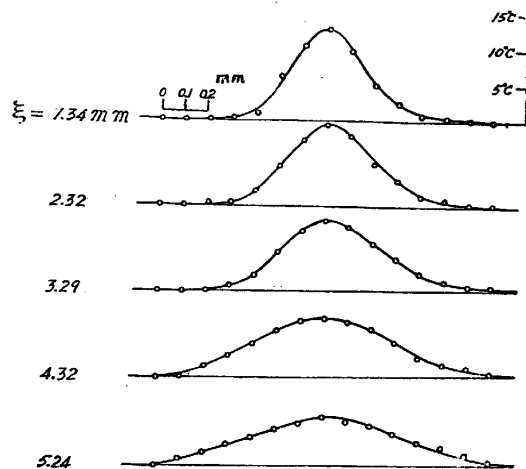
第3圖 干渉縞の變位

ここに n は B 點の屈折率、 n_{∞} は伴流外の屈折率、 λ_v は使用光の真空中の波長、 L は白金線の長さである。 B 點と伴流外との温度差 $\theta (= T - T_{\infty})$ は

$$\theta = T_{\infty} \frac{\epsilon}{\frac{n_{\infty} - 1}{\lambda_v} L - \epsilon} \dots\dots\dots(7)$$

但し T_{∞} は伴流外の絶対温度である。

この式から ϵ の測定によつて、干渉縞の存在する各點の温度が求まる。然し、我々が必要とするのは $\xi =$ 一定の斷面上の温度分布である。即ち、第3圖の A に相當する點の温度であるから縞の上の温度曲線から内挿によつて之を求める。この様にして求めた $\xi =$ 一定の斷面上の温度分布の一例を第4圖に示す。温度分布が誤差曲線で表される事が認められる。



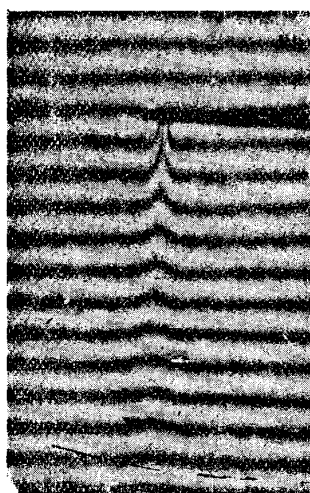
第4圖 熱伴流の温度分布。寫真2の(i)に相當す

4. 實驗結果並に檢討

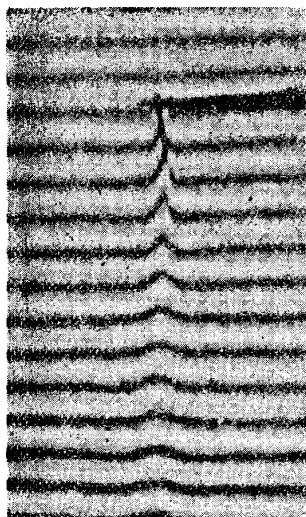
測定筒の平行部分に網目 1.8mm の方眼金網を張り、之を前後して熱源との距離を變じ、其の各々の場合に就て干渉縞の撮影と

熱電對による測定を行つた。實驗風速は何れも 9.5m/s 程度である。熱電對は支持物が風洞

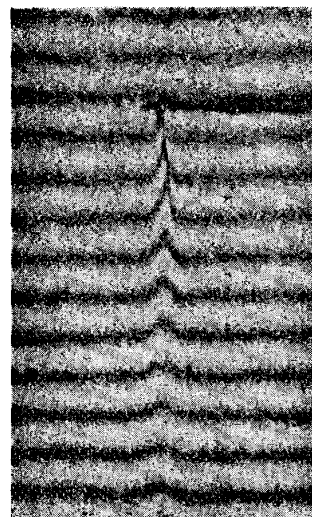
断面の割に大きかつた爲氣流の偏向が見られた。(寫眞2の iv, v, vi) 溫度分布を求めて



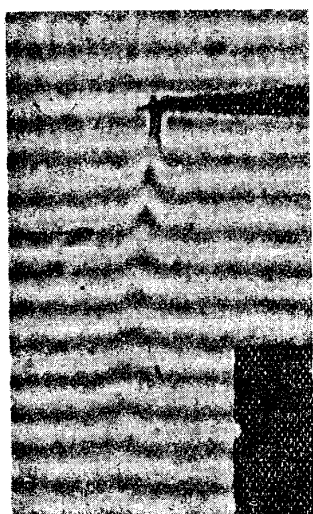
(i) $x=18.7\text{mm}$



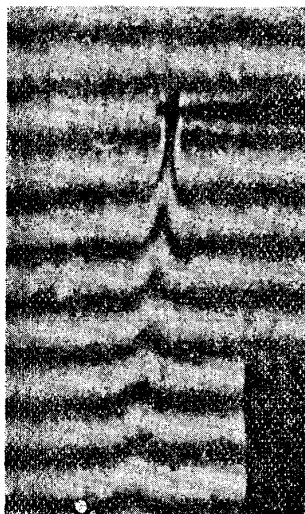
(ii) $x=32.3\text{mm}$



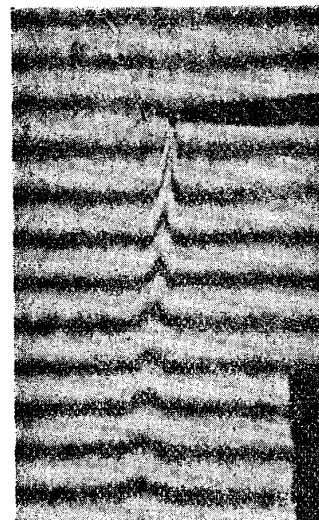
(iii) $x=41.4\text{mm}$



(iv) 熱電對あり $x=20.8\text{mm}$



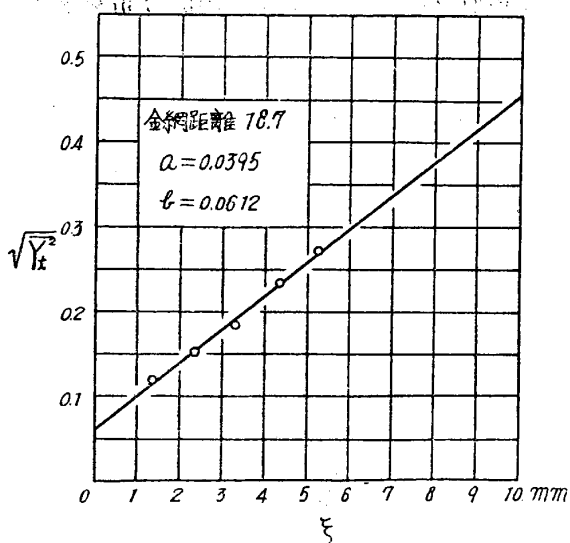
(v) 熱電對あり $x=30.9\text{mm}$



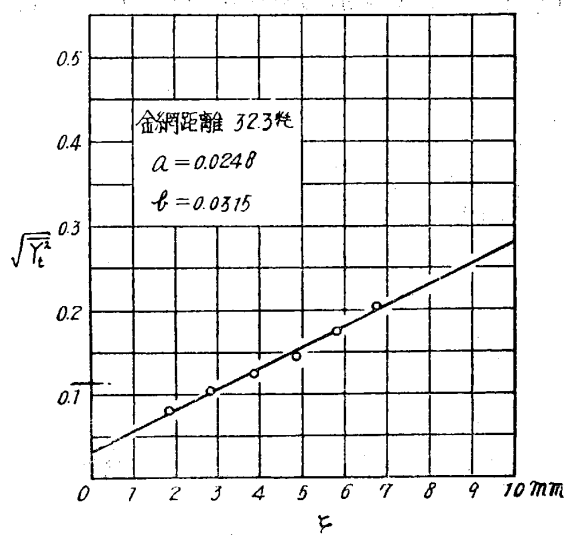
(vi) 熱電對あり $x=41.5\text{mm}$

寫眞2. 熱線下流の干渉縞

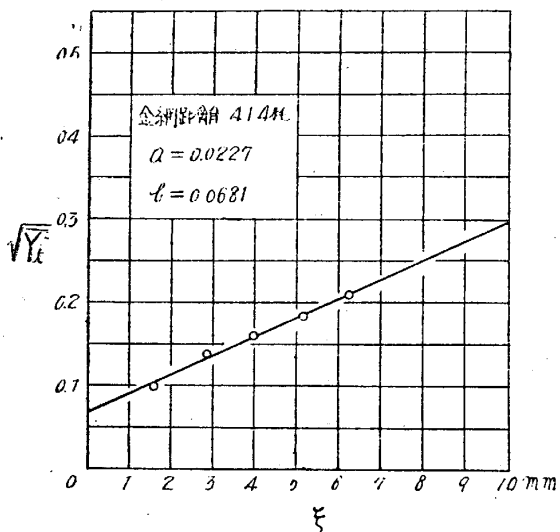
$\theta = 1/2\theta_0$ になる曲線の幅 B から $\overline{Y^2}$ を求め、 $\overline{Y_m^2}$ を差引いて $\overline{Y_l^2}$ を求め、 ξ に對して $1/\overline{Y_l^2}$ (單位mm) を描くと第5~10圖の様になる。この中第8~10圖は熱線の下流に熱電對のある場合である。圖の各點は各々同じ状態にて撮影した2枚の寫眞による $1/\overline{Y_l^2}$ の平均値である。氣流中に熱電對の存在する場合には、上述の様に氣流がかなり偏向してゐる。この場合主流に垂直な亂れの成分を求めるには、この曲げられた流に垂直な方向の溫度分布を求むべきであるが、一方熱電對の微動する方向は曲げられる前の主流に垂直なのであるから、この兩者の比較にはやはり曲げられる前の主流に垂直な断面の溫度分布を求めればよい。溫度分布曲



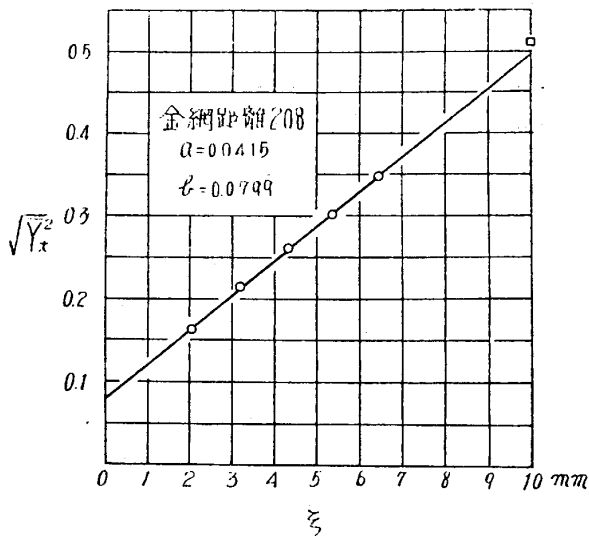
第 5 圖 ($U=9.6$ m/s)



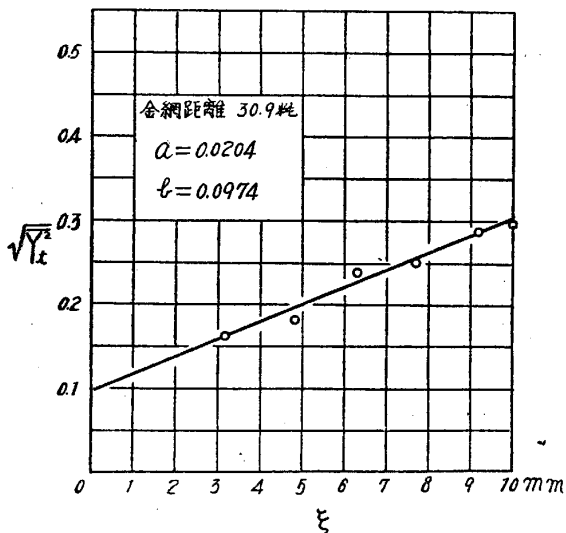
第 6 圖 ($U=9.5$ m/s)



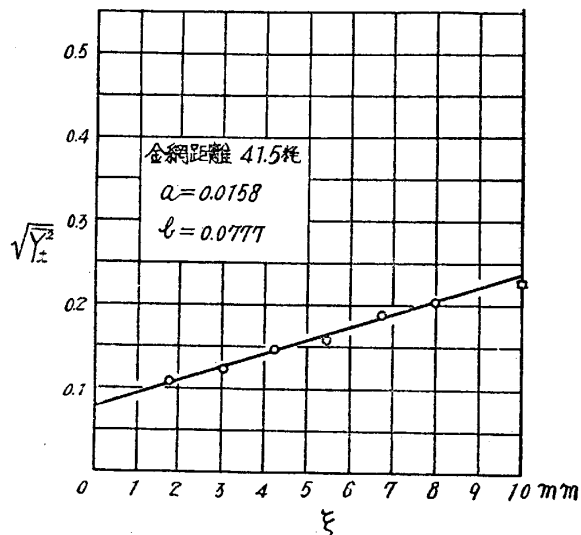
第 7 圖 ($U=9.3$ m/s)



第 8 圖 □ 熱電對による値 ($U=9.4$ m/s)



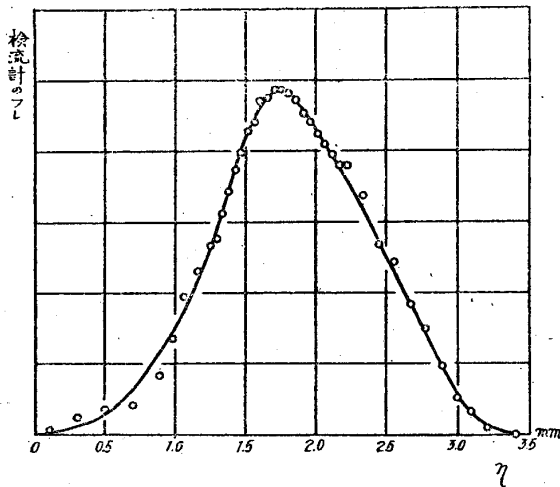
第 9 圖 □ 熱電對による値 ($U=9.1$ m/s)



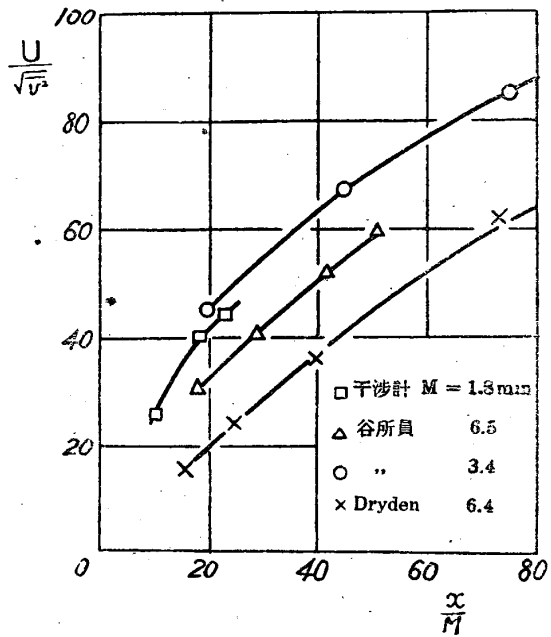
第 10 圖 □ 熱電對による値 ($U=9.5$ m/s)

線は非對稱になるが、機械的に $1/2\theta_0$ を與へる B を測つて $\sqrt{Y^2}$ を求めた。従つて $\sqrt{Y^2}$ 其のものは正しいものでないが、干渉計と熱電對の測定と比較には之で良いと思ふ。干渉縞の方法では $\xi=10\text{mm}$ 以下の點があるのみであるが、 $\sqrt{Y^2}-\xi$ 直線を $\xi=10\text{mm}$ 迄延長すると、熱電對による點と殆ど一致する。尙第 11 圖に熱電對による溫度分布曲線を示す。

熱電對を含まない正常な場合に就て $\frac{U}{\sqrt{v^2}}$ を x/M (x =金網よりの距離, M =網目間隔)



第 11 圖 熱電對による測定. 寫眞 2 の (iv) に相當す. ($U=9.4\text{m/s}$)



第 12 圖 亂れの減衰曲線

に對して描くと亂れの減衰曲線が得られる。(第 12 圖) 谷所員の得られた値に比して $U/\sqrt{v^2}$ が全體として小さいのは、我々の風洞の固有亂れの大きい爲である。測定點も少いので減衰に關する結論は得られないが、他日此の點に就て詳細な實驗を行ひ度いと思ふ。

最後に干渉計の方法其のものに就て一言する。

第一に此の方法では、縞の變位量を相當の大きさとする爲には熱線に或程度の長さを要し、得られる結果はそれだけの幅の部分の平均値を示すわけである。然し、從來の熱電對の方法でも、熱線及び熱電對はかなり長いものであつて之と同様の事が云へる。本例に用ひた熱線の長さ 34mm は從來の方法の熱電對の長さと同程度である。

第二に、此の方法では、熱源に近い所の方が干渉縞の變位が大きいため測定し易い。熱電對の方法では熱源の近くの伴流の幅の小さい所は、熱電對の太さの影響が大きくて不正確である爲に、かなり下流で伴流の擴がつた部分に於て測定を行ふ必要がある。流れの方向に亂れの強さが減衰して行く様な場合には、熱源の近くで溫度分布の測定を行ふ事が必要であるから、干渉計の方法の方が有利と思はれる。亂れの強さが小さくて熱伴流の擴がりの小さい場合、尙更此の事が云へよう。

第三に、此の方法は流れ全體を寫眞撮影し得るのであるから、大氣の如く流れが刻々に變化する場合にも應用し得ると考へられる。

5. 結 言

以上の結果を要約すれば次の通りである。

Mach-Zehnder 干渉計によつて熱線の伴流の温度分布を測定し、Taylor, Schubauer の方法と全く同じ原理で $\sqrt{v^2}/U$ を求める事が出来た。此の方法は熱源の直ぐ近傍の温度分布が測定し得る事と流れ全体を写真撮影し得る點で勝れて居る。

終りに、絶えず御懇篤な御指導御鞭撻を賜る深津先生、谷先生に厚く感謝する。又、實驗、整理に協力された空氣力學第一部玉置善春、會田定市兩君に謝意を表する次第である。

昭和 17 年 12 月

於空氣力學第一部