

亂れの減衰に関する一寄與

—初期亂れの影響に就いて—

所 員 濱 良 助
技 手 三 石 智
恩 田 善 雄

序 言

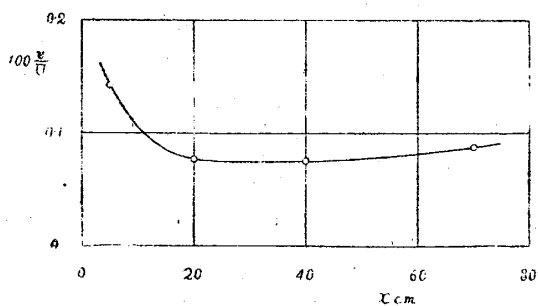
一樣な氣流中に金網を入れて亂れを作る場合、その十分下流では略等方性⁽¹⁾と見做して差支へなく、その亂れの強さは下流に遠去かるに従つて

$$\frac{U}{u} = \frac{5}{A} \frac{x^*}{M} + \text{const}$$

の形で減衰することが、Taylor⁽¹⁾によつて理論的に豫測せられた。茲に U は氣流の平均速度、 u は主流方向の變動速度の自乗平均平方根、 x^* は金網から下流の距離、 M は金網の目の大きさ、 A は金網の幾何學的形狀に關係する常數である。この法則が一應妥當なことは實驗的に Dryden⁽²⁾によつて證明せられ、更に一層目の細かい金網に對しても谷所員⁽³⁾によつて確められてゐる。

風洞固有の亂れの僅かなことが近年頃に望まれてゐるが、上の法則に従へば M が小さければ僅かの距離で減衰が著しいから、集合洞の上流、整流篩の下流に目の細かい金網を設置して、強い、そして減衰性の悪い亂れを潰してやれば、測定部に於ける亂れの減少が期待されるわけである。實際斯様にして谷所員は固有の亂れが極めて僅かな所謂整流風洞の試作に成功されたが、更に最近空氣力學第一部の 1.5 m 普通風洞の整流篩の直後に、1 mm 目の金網⁽⁴⁾を挿入して、固有の亂れを減少することが出來た。⁽⁵⁾

- (1) G. I. Taylor, *Statistical theory of turbulence*. Proc. Roy. Soc. London (A) **151** (1935), p. 421 & **156** (1936), p. 307.
- (2) H. L. Dryden, G. B. Schubauer, W. C. Mock & H. K. Skramstad, *Measurements of intensity and scale of wind-tunnel turbulence and their relation to the critical Reynolds Number of spheres*. N. A. C. A. Tech. Rep. No. 581 (1937).
- (3) 谷一郎, 竹田建二, 三石智, 亂れの減衰に関する豫備實驗. 航研彙報. 第 213 號 (1942), 135 頁
- (4) 前註. 尙本質的に亂れを少くするためには、この他種々の配慮が必要である。
- (5) 附記 I 參照。

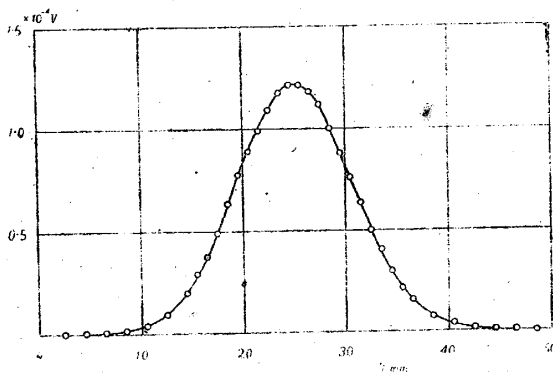


第 2 圖 風洞固有の亂れの強さ，横軸は測定洞前端からの距離

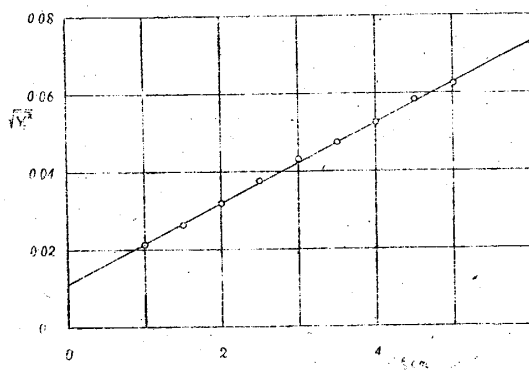
亂れの測定

亂れの強さの測定は所謂熱擴散の方法に依つた。(9) 熱源として直径 0.03 mm, 長さ 12 cm の白金線を氣流に垂直に且つ水平に張り，これを約 1 amp の電流によつて加熱する。白金線は U 字型の支持具に張り，その一方の端には滑車を越えて重錘を吊り，熱膨脹によつて弛まぬように注意した。熱源の下流の溫度分布は 0.1 mm 程度に潰したマンガニン・コンスタンタン線の熱電對を用ひ，起電力を低電壓電位差計によつて測定する。冷接點は氣流の平均溫度の上昇を考慮して氷點とせず，熱伴流の外側の氣流中に置くことにした。

微動装置によつて熱電對を上下に移動させて熱伴流の溫度分布を求め(例へば第 3 圖)，その分散から分子擴散によるものを差引くと，亂れによる分散 $\sqrt{\overline{Y_i^2}}$ が得られる。ξ を熱源か



第 3 圖 熱伴流溫度分布の一例



第 4 圖 溫度分布の分散から亂れの強さを求める一例

ら熱電對迄の距離とすると，熱源の位置に於ける主流に垂直の方向の變動速度の自乗平均平方根 v は

$$\frac{v}{U} = \lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{1}{\xi} \sqrt{\overline{Y_i^2}}$$

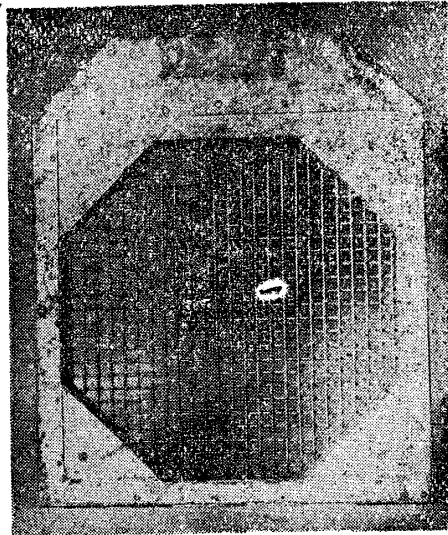
(9) G. B. Schubauer, *A turbulence indicator utilizing the diffusion of heat*. N. A. C. A. Tech. Rep. No. 524 (1935). 或ひは前記脚註 (3) 参照。

(10) 但し，その際原点の補正(脚註 3)は，補正法自身に疑問があり，且つ亂れの強さに對する補正量は實驗誤差内にあると思はれたので，行はなかつた。

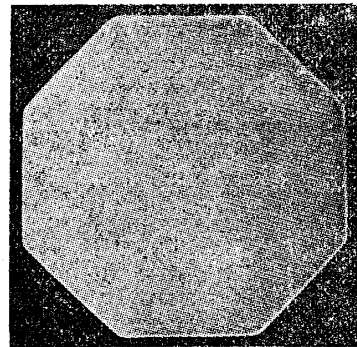
によつて與へられる。實際には $\sqrt{Y_i^2}$ を x に對して描き、最小自乗法によつて實驗値を縫ふ直線の傾斜を求め、それが亂れの強さに等しいものと見做した(例へば第4圖)⁽¹⁰⁾。金網の下流に生ずる亂れは等方性であつて $u=v$ と考へて差支へないから、このようにして測定した亂れの強さも、Taylor の與へた減衰法則に従ふことが期待されるであらう。

實驗及び實驗結果

初期亂れを附與するために、目の粗い金網を測定洞の前端に固定した。この金網は直徑 2.1 mm の針金を單に方眼に重ね合せて蠟附けしたもので、 M の値は平均 10.1 mm、従つて針金直徑と網目の長さの比 $d/M=0.208$ である。これを木枠に取付けて用ゐる(第5圖)。

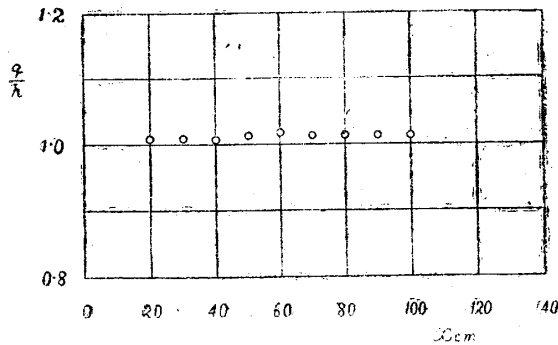


第5圖 初期亂れを與へるために使用した第一の金網

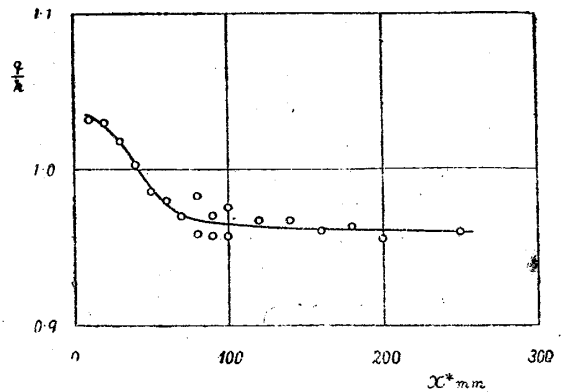


第6圖 第二の金網

亂れを生ずるための第二の金網は、網目 M の平均値が 1.1 mm、真鍮の針金の直徑が 0.2 mm (従つて $d/M=0.18$) であつて、鐵板を正八角形に曲げて作つた枠に、これを弛みなく、且つ歪まぬように張つた(第6圖)。



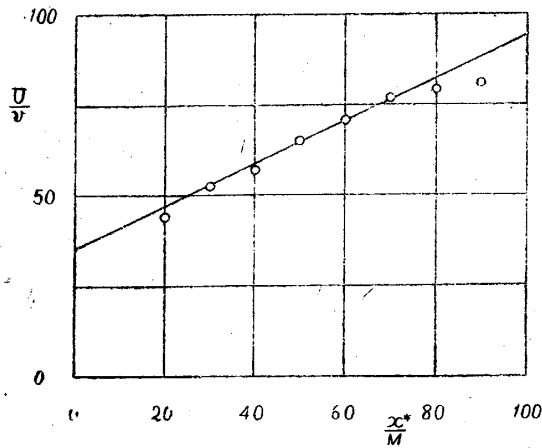
第7圖 第一の金網の下流の中心軸上の動壓分布, q : 動壓



第8圖 第二の金網の下流の動壓分布の一例

亂れの減衰を測定する部分に於て、流れの方向の速度分布の一樣なことが望ましいので、金網を入れ、或ひは位置を變へる毎に小型ピトー静壓管によつて調査して置いた。第7圖は第一の金網のみの場合である。金網を二枚入れた際にも、事實上壓力調整板を調節し直す必要は殆んどなかつた。唯目の細かい金網の背後では、金網の影響を受ける領域が幾分廣く、50 M 程度後方迄は一樣でない。第8圖は目の細かい金網の下流の動壓分布の一例で、測定洞の前端より 20 cm の位置に設置した場合である。

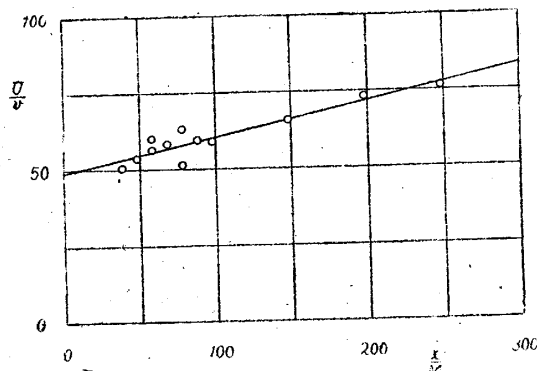
風速は標準風速にして 20 m/s で、事實上 1% 以内の精度を持たせることが出來た。假令數%の差があつても、亂れの強さ及び減衰性に及ぼす影響は僅少で、無視出来るものと思はれる。



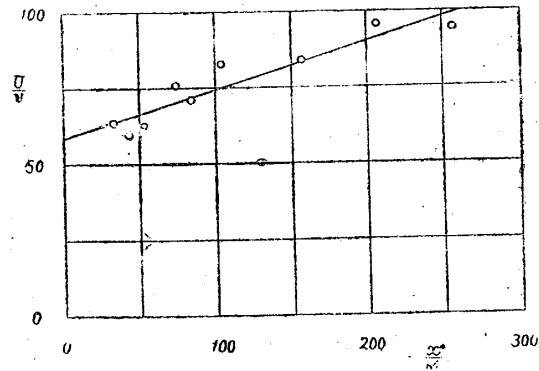
第9圖 第一の金網の下流の亂れの強さ

第一の金網の後方に於ける亂れの強さの測定結果を第9圖に示す。Taylor の減衰法則が實證されてゐることが見られる。この減衰直線は、更に第16圖に鎖線で與へてあるが、同圖の横軸は見易いように前縁からの距離を採つてある。

第一の金網の下流 20 cm, 40 cm 或ひは 70 cm の位置に第二の金網を設置した際、更にその下流に於ける亂れの強さの測定結果を



第10圖 第一の金網の下流 20 cm の位置に置いた第二の金網の下流の亂れの強さ

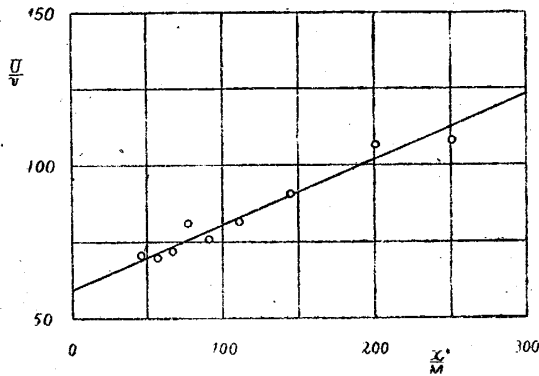


第11圖 第一の金網の下流 40 cm の位置に置いた第二の金網の下流の亂れの強さ

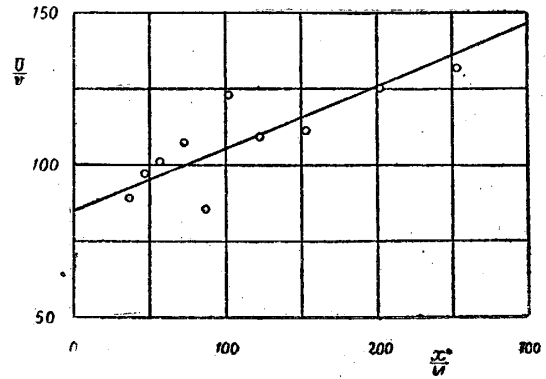
第10, 11, 12圖に、同じ位置に第二の金網のみを置き、第一の金網を缺く場合の結果を第13, 14, 15圖に示す。後者では強さが小さいために、この方法では測定が比較的困難であつて、點も多少散つてゐるが、それにしても何れの場合にも直線法則を認めることが出來よう。減衰直線を第16圖に夫々直線 A, B, C, 及び破線 A', B', C' で記入した。尙、簡單のために減衰直線を

$$\frac{U}{v} = a \frac{x^*}{M} + b$$

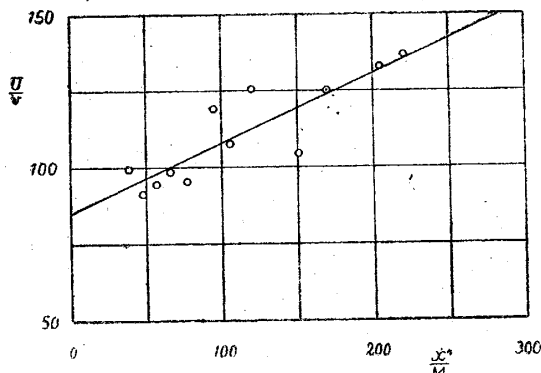
で表はし、常數 a 及び b を第 I 表に與へた。



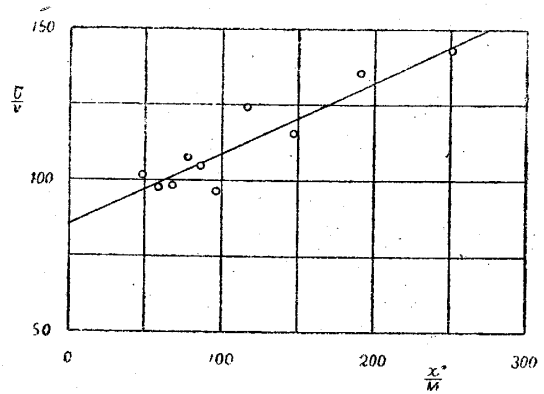
第 12 圖 第一の金網の下流 70 cm の位置に置いた第二の金網の下流の亂れの強さ



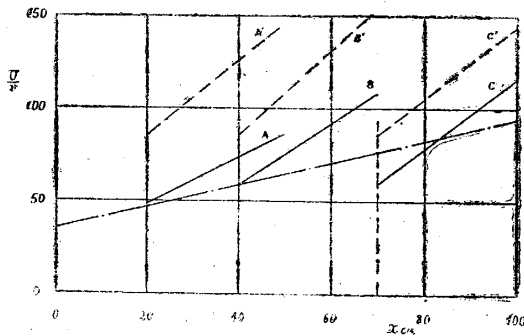
第 13 圖 第二の金網のみを測定洞前端から 20 cm の位置に置いたときの亂れの強さ



第 14 圖 第二の金網のみを測定洞前端から 40 cm の位置に置いたときの亂れの強さ



第 15 圖 第二の金網のみを測定洞前端から 70 cm の位置に置いたときの亂れの強さ



第 16 圖 第 9 乃至 15 圖に示された亂れの減衰直線の總括

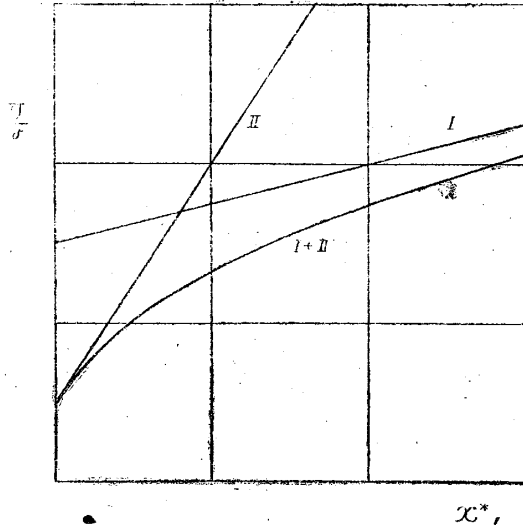
第 I 表

第一の金網	第二の金網迄の距離 (cm)	a	b
有	第二の金網なし	0.69	35
有	20	0.114	49
有	40	0.158	58.5
有	70	0.213	59
無	20	0.205	85
無	40	0.228	85
無	70	0.236	85

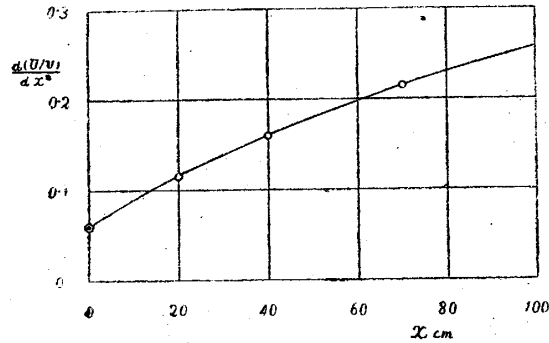
上の實驗結果に基き、先づ初期亂れの影響のある所謂重ね合はされた亂れ (superposed turbulence) に對しても、Taylor の減衰法則の成立つことが確められた。Taylor は後に重ね合はされた亂れの減衰に對して、亂れの生成の機構に立入らぬ思考過程から、

$$\left(\frac{u}{U}\right)^2 = \frac{1}{\left(a_1 \frac{x^*}{M_1} + b_1\right)^2} + \frac{1}{\left(a_2 \frac{x^*}{M_2} + b_2\right)^2} \quad (11)$$

の形の減衰法則を提案してゐるが、この法則に従へば第 17 圖のような減衰曲線をたどるべきであるから、少く共我々の實驗に於てはこの提案は妥當でないように思はれる。



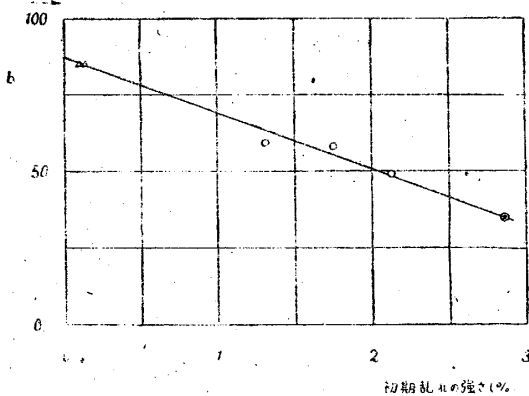
第 17 圖 重ね合はされた亂れに對して Taylor の提案した減衰法則



第 18 圖 二つの金網の間隔と減衰性との關係

二つの金網を次第に近附けて、第二の金網に突當る亂れの強さを増加すると、第二の金網の下流の亂れの減衰性は悪くなる。併も第 18 圖に見られるように、第一の金網のみの減衰を表す點と、重ね合された亂れの減衰を表す三點とは極めて自然に結ぶことが出来る。それ故、目の大ききの異なる、幾何學的に略相似な二つの金網を密に重ね合せた場合、その下流に於ける亂れの減衰は、恐らく粗い方の金網の寸度に支配されるであらう。

第一の金網が存在せず、従つて初期亂れが極めて僅かである場合と比較して見ると、第一



第 19 圖 初期亂れの強さと出來始めの亂れの強さとの關係

の金網が存在して、相當初期亂れの大きい場合の方が、第二の金網により發生する亂れの強さも亦大きい。これは直線減衰法則の常數項 (第 I 表の b) を比較して見ても明らかである。減衰直線を網の位置迄延長して得られるこの値は、出來始めの亂れの強さとでも言ふべきものであらうが、初期亂れの強さと略直線的關係にあるようである (第 19 圖)。併かもこの直線は、第一の金網の出來始めの亂れを示す◎點を通るから、この量に對しても、二枚の金網を密着した場合には、目の粗

(11) G. I. Taylor, *The statistical theory of isotropic turbulence*. J. Aero. Sci. 4. (1937), p. 314.

い方の金網が支配的であると言へよう。

斯様に金網の間隔を少くすると、悪い方の影響のみが表れる傾向に近づく。従つて、整流篩の下流に 1 mm 程度の金網を入れて固有の亂れを減少せしめる目的には、整流篩によつて生ずる強い亂れが或程度減衰し、金網の効果を差程減殺せぬように十分下流に隔てゝ設置すべきであらう。けれども、この實驗から認められるように、或程度離せば減衰性は初期亂れが極く僅かである場合と殆んど遜色が無くなり、又出來始めの亂れの強さの差は、下流の測定部附近では恐らく問題にならないであらうし、更に測定部迄の全長に制限を受けてゐる一般の場合には、減衰に費す距離を短縮してしまふ意味から餘り間隔を設けることは得策とは言へまい。我々の實驗からは、初期亂れを與へる第一の金網の目の 50 倍乃至 70 倍程度の間隔が妥當と思はれた。

整流篩の下流に金網を二枚入れるときには、一枚は比較的前方に置いて整流篩による亂れの減衰を幾分早め、その金網の發生する亂れが十分減衰した位置に次の金網を設置すべきであらう。限られた距離の間に三枚或ひはそれ以上金網を用ゐることは、前に述べたように、下流に進むに従ひ減衰性は差程改良されず、反つて枚數の増加の度毎に亂れの強さを増し、所期の目的に沿はないことになると思へられる。

結 語

目の細かい金網の下流に於ける亂れの減衰に對する初期亂れの影響の無視出來ないことが明らかになつた。そして金網を挿入して固有の亂れを減少させる場合に對して、或程度の指針が與へられた。けれども現在の我々にとつて、亂れの寸度に関する問題に觸れることは一切出來ないし、この論文で取扱つたように流れの方向に亂れの強さの變化が著しい場合、熱擴散による方法は確に難點を持つてゐるから、測定自身未だ不満足なものであり、従つて確實な根據に立つて普遍的な見通しを附けることは困難であつた。前節に述べた幾つかの豫想にしても、この實驗に於ては格子の組合せが唯一組に限られてゐるので、餘り斷定的な演繹は差控へねばならないであらう。

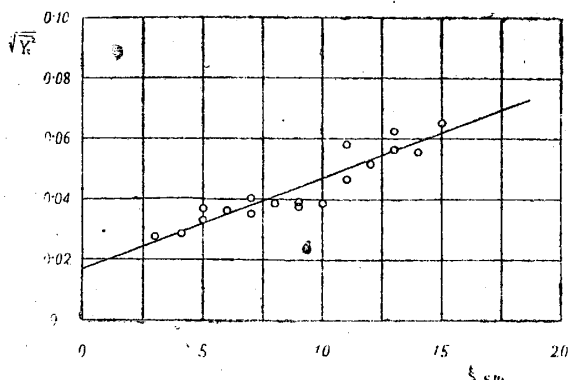
この問題に關して未だ多くの疑問が残されてゐるが、この解決には十分の解析を行ふために、更に系統的な、そして十分な資料を揃へる必要があると思へる。

附記 I. 普通風洞の固有の亂れを減少せしめる試み

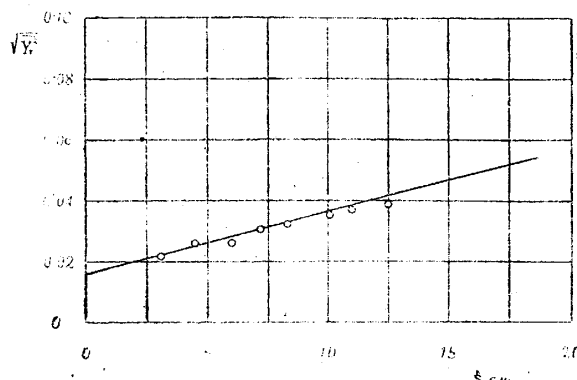
本文中に記したように、整流器の下流に目の細かい金網を設置することによつて、既設の普通風洞の固有の亂れを減少する可能性が考へられるので、空氣力學第一部 1.5 m 風洞に於て實施した。

この風洞の整流篩は奥行 400 mm の三角目であつて、この下流 300 mm の位置に壁を削つて埋めた木枠に 1 mm 目の金網を張つた。更にこの下流 700 mm の位置から全長 2 m 950 の集合洞が續き、斷面が一邊 3 m の正方形から直徑 1.5 m の圓に絞られる。従つて絞り比は 5.1 である。

金網を設置する前後に亂れの強さ、及び平板の境界層の遷移點の測定を行つた。中心軸上吹出口から 1 m 下流の位置に於て、熱擴散によつて測定した結果が第 20, 21 圖である。

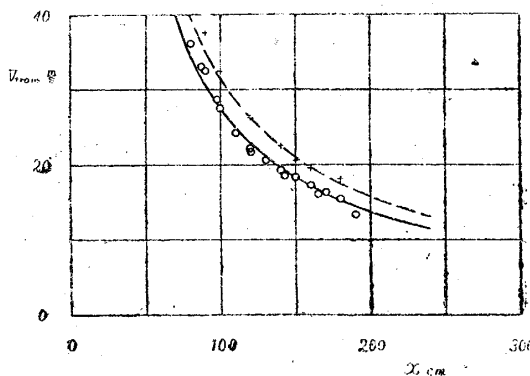


第 20 圖 金網設置前の熱分散測定結果。
亂れの強さは 0.30% と判定される



第 21 圖 金網設置後の熱分散測定結果。
亂れの強さは 0.19% と判定される

固有の亂れは 0.30% から 0.19% に減少してゐる。平板の遷移點の測定には厚さ 30 mm, 全長 2 m 400 の漆塗り平板を用ゐた。急激な壓力勾配を避けるために前縁から 300 mm に



第 22 圖 平板に沿ふ層流境界層の遷移位置と遷移風速との關係。實線 ($\frac{V_x}{\nu} = 1.87 \times 10^6$) は金網設置前、破線 ($\frac{V_x}{\nu} = 2.14 \times 10^6$) は金網設置後

涉つて整形が施してあり、表面はピアノの外面程度に仕上げてある。前縁から種々の距離に、注射針を潰して作つたピトー管を表面に密着させ、風速を次第に變へて、ピトー管の示す壓力の讀みが急激に變るとき風の速をその位置の遷移風速とした。斯様にして定めた遷移風速 (標準風速) を遷移位置に對して採つたものが第 22 圖である。これから遷移レイノルズ數 $\frac{V_x}{\nu}$ が 1.87×10^6 から 2.14×10^6 まで、凡そ 15% 増加したことが認められる。

豫期した程に遷移レイノルズ數を増加することは出来なかつたが、或程度の性能向上が出来たことは事實である。一般に使用する風洞模型の翼弦長は風洞自體の寸度によつて制限せられ

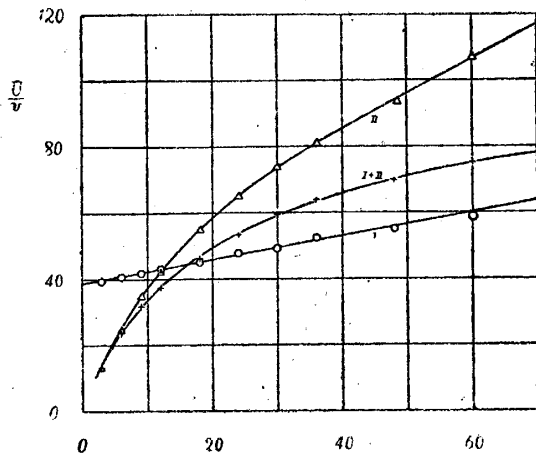
るから、もう僅か遷移レイノルズ數が増加すれば良いと言ふのが實狀であらう。そのような際には確かに一つの有力な實現可能な手段であらうと思はれる。

唯、目の細かい金網には塵埃が溜りやすく、その際風速分布を悪くし、亂れを増加する危険があるから、塵埃の除去に不斷の注意を拂ふ必要があるであらう。

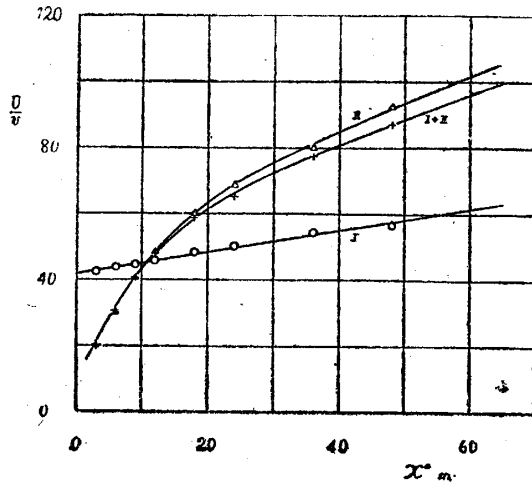
附記 II. 渥美氏の實驗結果に就いて

渥美氏の實驗⁽¹²⁾は、二枚の金網の目の大きさの組合はせを變へたものであるが、結果を第 23、

(12) 脚註 7.



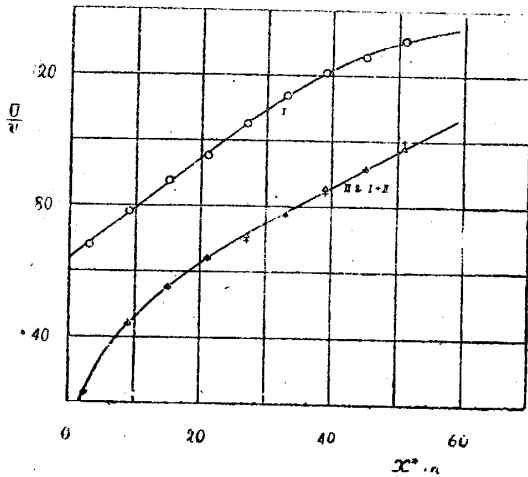
第 23 圖 渥美氏の實驗(1). M_I (第一の金網の目) = 0.5 in, d_1 (第一の金網の直径) = 0.23 in; M_{II} (第二の金網の目) = 0.5 in, d_2 (第二の金網の直径) = 0.084 in; int (金網の間隔) = 50 in. 曲線 I (○) は第一の金網のみ, II (△) は第二の金網のみ, I+II (+) は重ね合はされた場合.



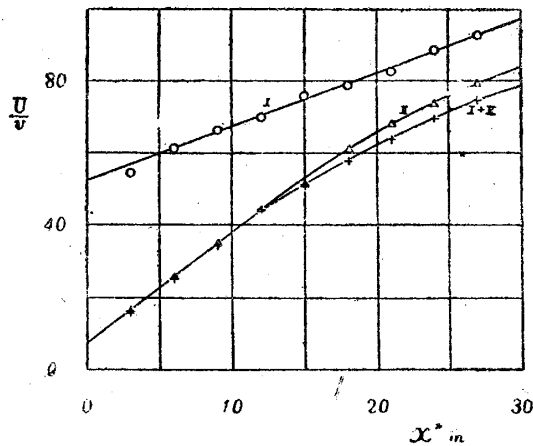
第 24 圖 渥美氏の實驗(2). $M_I = 1.5$ in, $d_1 = 0.5$ in; $M_{II} = 0.125$ in, $d_2 = 0.054$ in; int = 60 in.

24, 25, 26, 27 圖のように採り直して見ると, 初期亂れの比較的小さい第 25 圖は別として, 僅か乍ら何れも初期亂れの影響が表れて居り, 本文中に結論した減衰性の悪化を肯定して居る.

けれども我々の實驗と異り, 亂れの強さに大きな變化がなく, 又直線減衰法則には従つてゐない.⁽¹³⁾



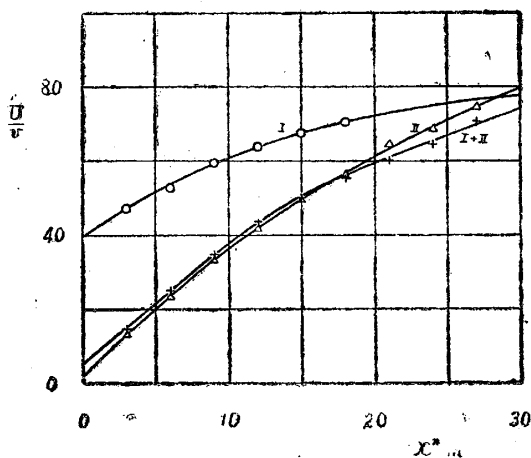
第 25 圖 渥美氏の實驗(3). $M_I = 0.5$ in, $d_1 = 0.084$ in; $M_{II} = 0.125$ in, $d_2 = 0.054$ in; int = 20 in.



第 26 圖 渥美氏の實驗(4). $M_I = 0.5$ in, $d_1 = 0.105$ in; $M_{II} = 0.5$ in, $d_2 = 0.084$ in; int = 18.5 in.

(13) 渥美正一, 等方性渦亂流の減衰及び相關の實驗に就いて, 航空學會誌 Vol. 9, No. 81(1942).

終りに臨み、終始御指導を賜つた谷一郎先生に厚く御禮申上ます。
本研究は文部省科學研究費によるものであることを附記する。



第 27 圖 渥美氏の實驗(5). $M_1 = 0.125$ in, $d_1 = 0.054$ in; $M_{11} = 0.5$ in, $d_2 = 0.084$ in; int=5 in.

Abstract.

Ryōsuke Hama, Satoshi Mitsuisi and Yosio Onda: *A Contribution to the study of the decay of wind-tunnel turbulence.* [Jour. Aero. Res. Inst., Tokyo Imp. Univ., No. 245, January, 1945.]

The present tests were undertaken to investigate the effect of initial turbulence on the decay of turbulence produced by a fine mesh grid. Initial turbulence was produced by another large mesh grid. Mesh length of up- and downstream grid were 10.1 mm and 1.1 mm, and their wire diameters 2.1 and 0.2 mm respectively. Distances between two grids were 20, 40 and 70 cm. Turbulence intensity measurements behind downstream grid were performed by means of so-called "heat diffusion method".

From the results of the tests, the remarkable effects of the initial turbulence on the intensity and the decay of turbulence produced by the fine mesh grid were confirmed.

In appendix, utilizing the rapid decay of turbulence produced by fine mesh grid the intensity of turbulence of the 1.5 mm wind-tunnel of the Institute was reduced, 1 mm mesh length grid being inserted downstream of equalizer. The intensity of turbulence and the transition point of the laminar boundary layer along a flat plate were measured. The intensity was reduced from 0.3% to 0.19%, and Reynolds Number Vx/ν at the transition point was raised from 1.87×10^6 to 2.14×10^6 .