

# 自由振動法による低密度高速気流中における 円錐の動的安定性の実験

雛田元紀・寺田守男・塚本茂樹

An Experimental Study of Dynamic Stability of Cones in  
Low Density Supersonic Flow by Free Oscillation Method.

By

Motoki HINADA, Morio TERADA and Shigeki TSUKAMOTO

**Abstract:** A technique for measuring dynamic stability derivatives in low density wind tunnel using light weight freely-oscillating cones is reported. An electro-optical displacement device together with the high speed camera is used in measuring the frequencies and damping coefficients of oscillating cones. The static and dynamic stability derivatives obtained by the methods are illustrated.

## 1. 序

自由飛行法による高速気流中の物体の動特性についてはすでに多くの実験がなされている。ここでは二、三紹介することにとどめ、自由振動法による同様な研究について述べる。

数秒の持続時間を有する風洞において、自由飛行法による動的安定性の研究は Dayman [7] に系統的に述べられている。また持続時間数 10ms のロングショットの風洞 ( $M=19$ ) に対しても同様の企画がある [8]。

自由飛行法による動的安定性を求める際の難しい点の一つは、測定時間内に振動の様子をくわしく知るためには慣性モーメントを小さくして振動数をあげることが必要であり、一方模型が測定室内に滞在する時間を長くするためには重量を増加することが必要であるという相反した条件にある。針またはナイフエッジでピッチングの自由度を残したまま模型を支持する方法（自由振動法）では充分小さな慣性モーメントを有する模型に対しても上記の矛盾を避けることができる。

Richard 等 [3] は  $M=15$  の極超音速流中における円錐の動特性を自由振動法により求める方法を提案している。振動変位は高速写真により測定され、またこれとは別にビーム状の光線を模型後端に当て、振動変位による光量の変化を光電管で測定する方法も述べている。しかし風洞の持続時間が短かいため（数 10ms）数周期分の振動を測定しているのみにとどまり、振動減衰による動的安定係数を求めるまでには至っていない。

本実験では低密度高速気流中で円錐模型を振動させ、その振動周期と減衰係数から静安定

係数および動安定係数を求めることを試みた。

### 1.1 気流の条件

実験は東大宇宙研低密度風洞 [1] を用いた。マッハ数 2.0~3.0, 集合筒淀み点圧力 0.6 mmHg~2.0 mmHg の範囲で実験を行なった。この範囲でノズル出口から 30 mm までは、一様流の幅は 30 mm 程度である。また長さ 1 cm あたりのレイノルズ数は 50~250 程度である。気流条件については詳しくは [2] を参照されたい。

### 1.2 模型および支持法

一様気流幅の関係で模型は半頂角 15°, 30° で底面直径 15 mm  $\phi$  の 2 種の円錐を用意した。模型の諸元を表 1 に示す。模型はデルリン製で中空になっており非常に軽い。半頂角 15° の円錐は慣性モーメントを小さくするために、先端より 15 mm の位置にピボット支持点がある。これを写真 1 で示すように先端の尖った細い支持棒で、模型先端がノズル出口より 10 mm の位置に支持し、模型後方に位置する振動針が電磁的に作動することにより、模型は支持棒先端を中心として振動を開始する。

### 1.3 測定方法

模型の振動の様子は高速度カメラ (シネマ 600) により撮影速度 500 frame/s で撮影するとともに Zimmer 社の非接触型変位計 (Model 100 A) で模型の振動変位を記録した。この非接触型変位計は微小振動を測定するのに非常に便利でありここでその原理を簡単に説明しておく。

図 1-1 で説明する。白と黒の明暗を有するターゲットから定められた距離に置かれたレンズはフォトカソード上に像を結び、ここで光量は電子量に変換され、白黒の境界線は電子量の境界線になる。この電子像はプレートに引かれピンホールを通過し電子増倍管に入る。一方偏向ヨークにより電氣的にチョッピングしてやり、ピンホールから多量と少量の電子が交互に通過し電子増倍管からは矩形波信号がでる。この実測矩形波と標準矩形波から位相差検出回路を通してターゲットの変位に応じたアナログ電圧を取り出す。このアナログ電圧は再び偏向ヨークにフィードバックされ、ターゲットの変位に対し電子像をもとの位置に保つための修正電流が偏向ヨークに流れる。この修正電流を出力電圧としてターゲットの変位量に比例したデータを得る。

なお本実験に用いたレンズは、前回 [6] の経験から分解能より高い 100-5L 型にした。

## 2. データ処理

次にデータ処理の方法について述べる。電磁オシログラフに記録されたアナログ出力を、ペンシル・フォロワーにより読み取り、AD 変換されたデータを電子計算機の入力テープに記憶させる。この際振動曲線の山と谷の位置を、時間に相当して 10 秒間次々読み取った。この 1 ケースにつき約 200 個のピーク点の  $t, \theta$  座標から模型の振動周期と減衰時定数を統計的に求めた。

$i$  番目の山の位置を  $P_i^U(t_i^U, \theta_i^U)$ , 谷の位置を  $P_i^L(t_i^L, \theta_i^L)$  であらわす。振動周期は

$$T_f = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} \frac{t_{i+k} - t_i}{k}$$

とした。

ここで  $k=1, 2, \dots, N-1$  である。

減衰時定数については次のようにして求めた。まず  $i$  番目の山と谷  $\theta_i^U, \theta_i^L$  から  $\theta=0$  の位置を求め、時間  $[t_{i+k}, t_i]$  で  $\theta$  が指数函数的に変化すると考え、この間の減衰係数  $T_{di}$  を求める。 $P_i^U$  または  $P_i^L$  に対して

$$T_{di} = -\frac{(t_{i+k} - t_i)}{\ln\left(\frac{\theta_{i+k} - C_i}{\theta_i - C_i}\right)}, \quad C_i = \frac{1}{2}(\theta_i^U + \theta_i^L)$$

最終的な  $T_d$  は  $T_{di}$  に重み  $W_i$  をかけて平均化したものと考えられる。

$$T_d = \frac{\sum T_{di} W_i}{\sum W_i}$$

このように振動の中心点  $\theta=0$  の点  $C_i$  を求めたのは、模型の振動開始の際の衝撃による模型支持棒の曲げ振動の振動成分を取り除くためである。なお支持棒の曲げ振動の振動周期は 1.6sec 程度である。 $k$  の振動周期、減衰時定数への影響を調べて (図 2-4) 不規則な振動の影響を取り除く。また山と谷の減衰係数を比較し両者に大きな差がある場合は、振幅の大きい部分をカットして (そこで  $W_i=0$  にする) 小さな振幅の領域だけで計算した。なお本論文の計算では  $W_i=1$  or  $0$  とした。

### 3. 結 果

一例としてマッハ数 2, 淀み点圧力 1.0 torr の条件で高速度カメラにより撮影した半頂角  $15^\circ$  の円錐模型の振動の様子を写真 1 で示す。この撮映フィルムから解析用映写機を用いて模型の迎角の変化を読取ったものが図 2-1, a であり、同じ条件で非接触変位計から得たデータ図 2-1, b で示す。図から分るように両者は良く一致している。

図 2-2 はこの振動変位測定系の較正曲線の一例である。較正の方法は、風洞の中心軸にナイフエッジを置き微動ネジを回しながらマイクロメーターでその都度変位を測定した。図から明らかなように測定範囲で変位出力の線型性は保証されている。またこのことは図 2-1, a, b からわかる。本実験では迎角の絶対角は写真撮影から得たものを基本とし、同一ゲインではこの較正曲線を用いた。

図 2-3 は半頂角  $30^\circ$  の模型について  $M=3.0$  の時の振動曲線を示す。図から明らかな通り、淀み点圧力が増加するにつれて振動数が増加し、減衰時定数が減少していることがわかる。

これらのデータから 2 で述べた方法により振動周期  $T_f$ , 減衰時定数  $T_d$  を求め、以下に述べる方法で静安定係数傾斜  $C_{m\alpha}$ , 動安定微係数 ( $C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}$ ) を計算する。

模型の迎角は次式のように変化すると考えられる。

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{-\frac{t}{T_d}} \sin \frac{2\pi}{T_f} t$$

ここで

$$T_f = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{-C_{m\alpha} q S l}}$$

$$1/T_d = -\frac{(C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) q S l^2}{2IV}$$

であり、 $q$ ,  $V$  は気流の動圧、速度、 $l$ ,  $S$  は模型の長さ、底面積、 $I$  は模型支点回りの慣性モーメントであり、 $C_{m\alpha}$ ,  $(C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}})$  は支点回りのピッチングモーメント微係数、動安定微係数であり基準長、基準面積は  $l$ ,  $S$  である。

図2-4は振動周期  $T_f$  と減衰時定数  $T_d$  の具体的な計算例を示す。  $\alpha = 15^\circ$ ,  $M = 2.5$ ,  $P_0 = 0.8 \text{ torr}$  の場合を選んだ。  $K = 1 \sim 5$  の範囲で  $T_d$ ,  $T_f$  の値はほぼ一定であることが確認され、このようにして得た値を用いて  $C_{m\alpha}$ ,  $(C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}})$  を求めた。

図3-1, a, b はクヌッセン数  $K_n$  に対して支持点回りの静安定係数傾斜と動安定微係数を示したものである。

図中黒印は振動曲線データの一部から計算したことを示す。  $K_n$  の限界は左側は風洞の作動条件によって決定され、右側は動圧が低くなり模型の初期迎角が大きくなることで限定される。図3-1, a, b ともに  $K_n$  の増加に対して  $C_{m\alpha}$  が漸増することが認められる。参考のために支持点回りの  $C_{m\alpha}$ ,  $(C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}})$  のニュートニアン値を示した。半頂角  $15^\circ$  の模型ではニュートニアン値に近く、半頂角  $30^\circ$  の模型では約1.6倍程度である。

動安定微係数に関しては白印は振動曲線全体 (10 秒間) のデータ全部を使って計算した値であり、黒印はその一部分の微小振幅の領域で計算した値を示す。黒印の値は模型1では0.4~0.6、模型2では2.0~4.5との範囲にあり、振動を減衰させる有害な要因であるピポット点と支持棒の摩擦を除去した値にかなり近いと考えられる。

図3-2, a, b では横軸としてマッハ数を取り、淀み点圧力をパラメタにして表示した。静安定係数傾斜  $C_{m\alpha}$  は模型1, 2ともにマッハ数とともに増加していることがわかる。このことは模型1の方に顕著に認められる。動安定微係数に対しては、この図からはっきりした傾向は見出されない。

図3-3, a, b では横軸を淀み点圧にとりマッハ数をパラメタにして表示した。静安定係数傾斜  $C_{m\alpha}$  はほぼ一定であり、マッハ数の増加につれて漸増する。

図3-4は模型1, 2について写真撮影により得た釣合角度より求めた支持点回りの  $C_{m\alpha}$  を示す。それぞれの模型の重心位置は計算によって求めた。図から明らかなように振動周期の測定から得た値とはほぼ一致するがバラツキが大きい。これは釣合角度の測定精度が振動周期の測定精度に比べて悪いことに起因する。このように動的な方法で得た値が静安定係数に対しても精度的に充分意義のあることは動的測定法のメリットのひとつに考えられるであろう。

1974年5月30日 新設部 (工学)

#### 参 考 文 献

- [1] 玉木章夫：稀薄気流の実験装置，日本航空学会誌，11巻117号 (1963) p. 324
- [2] 雛田元紀，寺田守男：吊下げ法による高速稀薄気流中の物体の抵抗測定，東京大学宇宙航空研究

所報告, 第7巻 第2号 (A) 1971年4月

- [3] B. E. Richards & P. L. Clemens: "Design of Freely Oscillating Cone-shaped Models and Instrumentation Limitation for Measuring Dynamic Stability Derivatives in Intermittent Facilities" ICIAF '71 RECORD p. 87~93
- [4] C. J. Scott: "The Theoretical Determination of Stability Derivatives of Bodies of Revolution in Hypersonic Flows, Including Thickness Effects" University of Southampton AASU Report 267, April 1967
- [5] K. R. Enkenhus, B. E. Richard & S. Culotta: "Free Flight Stability Measurements in the Longshot Tunnel." Presented at the 8 th International Shock Tube Symposium, London, July 1971
- [6] 雛田元紀, 寺田守男, 塚本茂樹: 風洞気流内の物体の運動解析, 高々度飛行の空気力学, 宇宙飛行の実在気体力学シンポジウム, 九大工, 1974年2月
- [7] B. Dayman.: "Free Flight Testing in High-Speed Wind Tunnels" AGARD graph 113, May 1966
- [8] G. M. Levin.: "The Development of the Free-Flight Technique for the Determination of Static and Dynamic Aerodynamic Coefficients using Longshot" NASA Goddard X-110-69-325

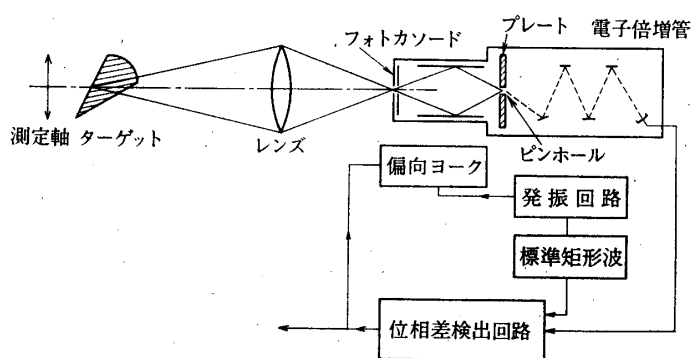


図1-1 変位計の原理

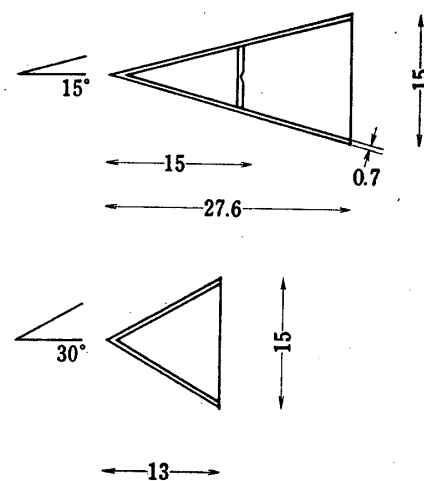


図1-2 模型の形状

表1 模型の諸元

模 型	半 頂 角 °	重 量 mg	長 さ mm	底 面 直 径 mm	支 持 点 位 置 mm	慣 性 モーメント gcm <sup>2</sup>
1	15	550	27.6	15	15	0.330
2	30	290	13	15	1	0.417

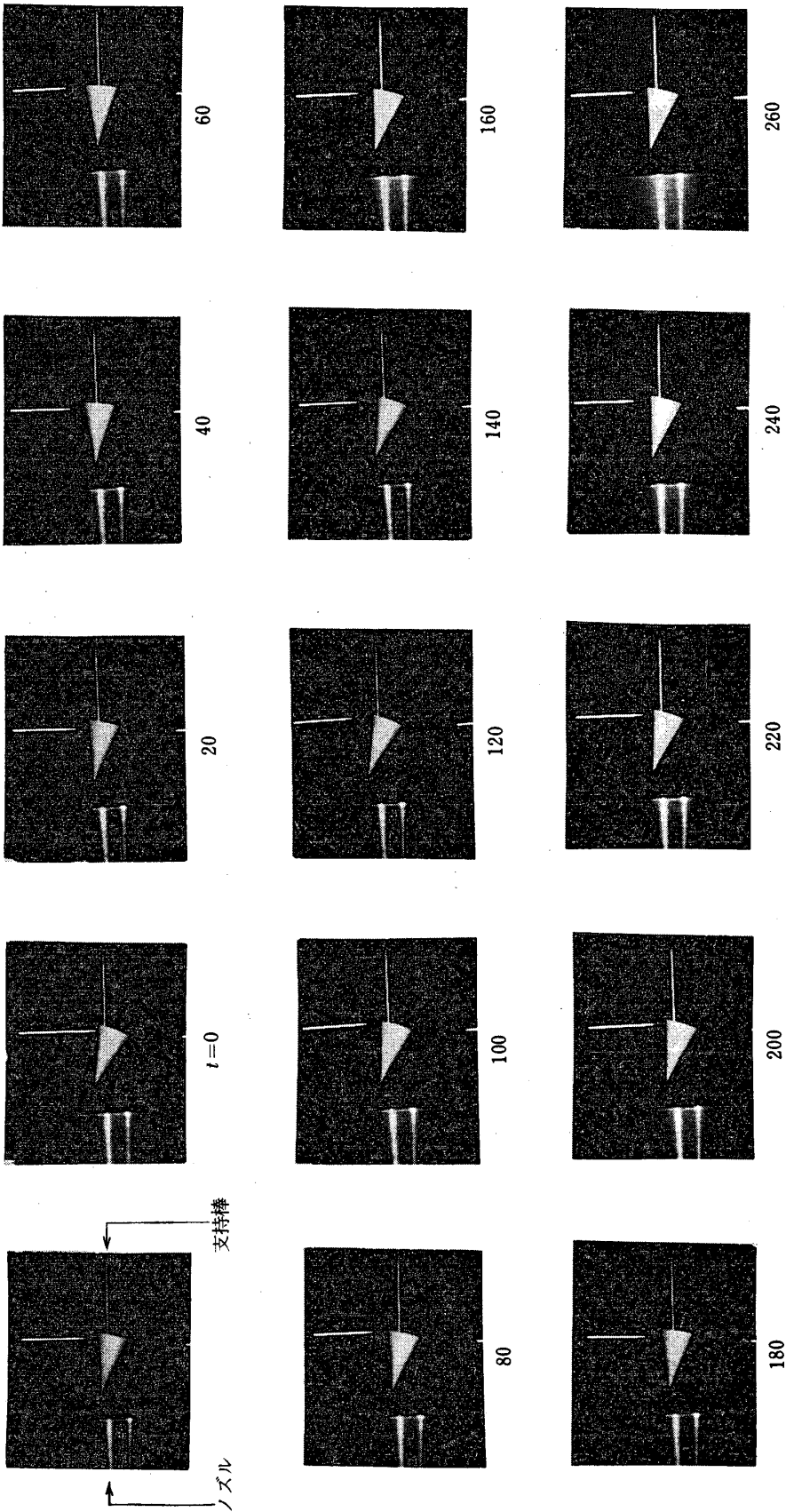


写真 1

支持棒

ノズル

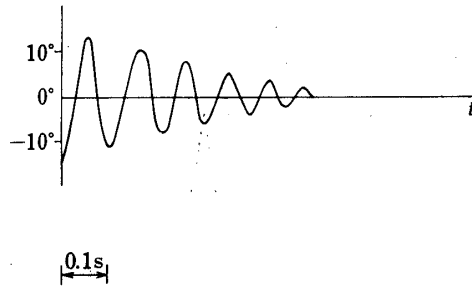


図2-1(a) 高速写真による ( $M=2$   $P_s=2$  torr)

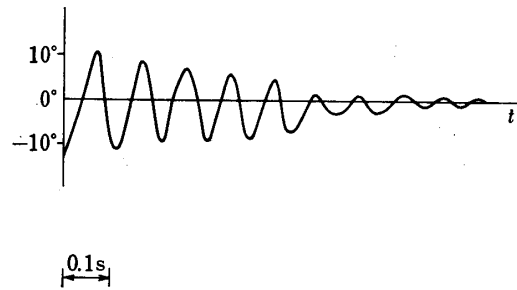


図2-1(b) 変位計による ( $M=2$   $P_s=2$  torr)

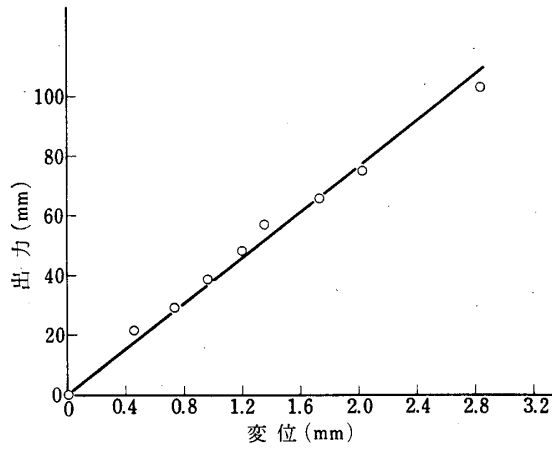


図2-2 較正曲線

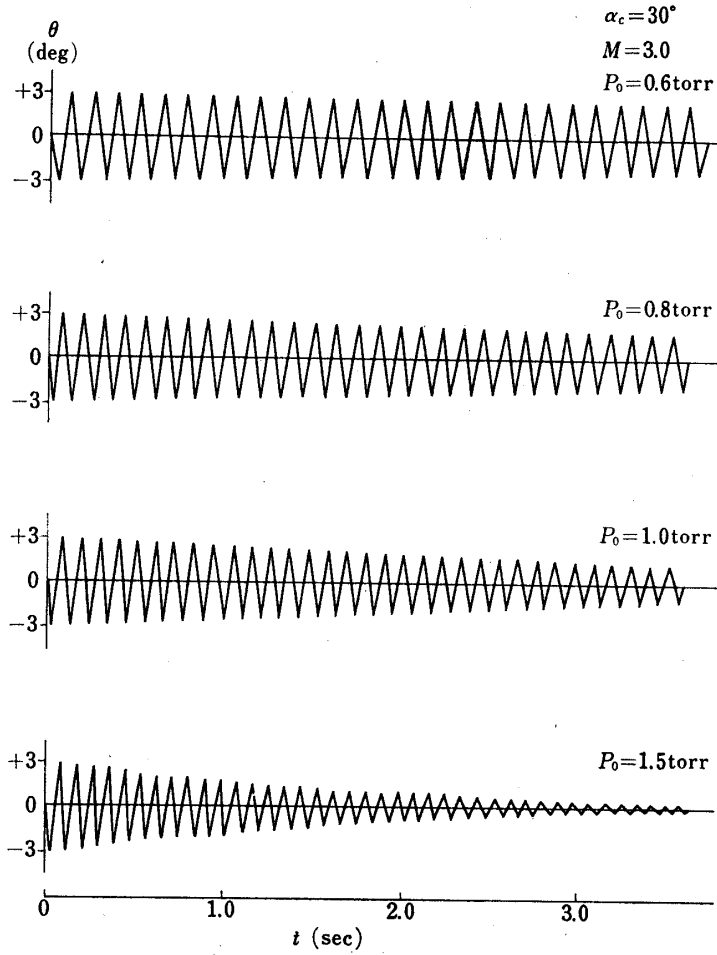


図2-3 振動データ

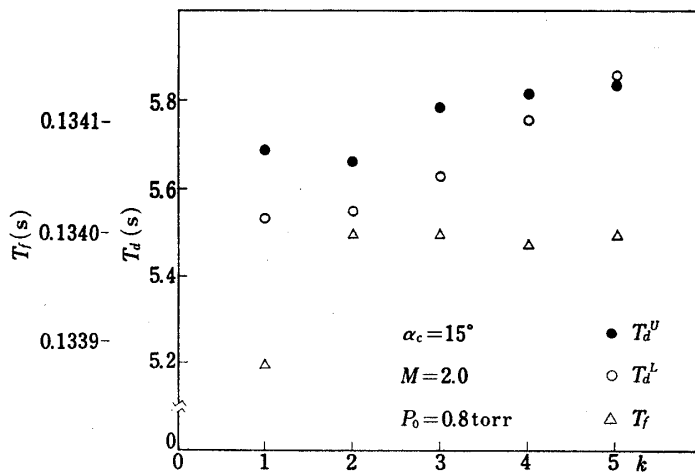


図2-4



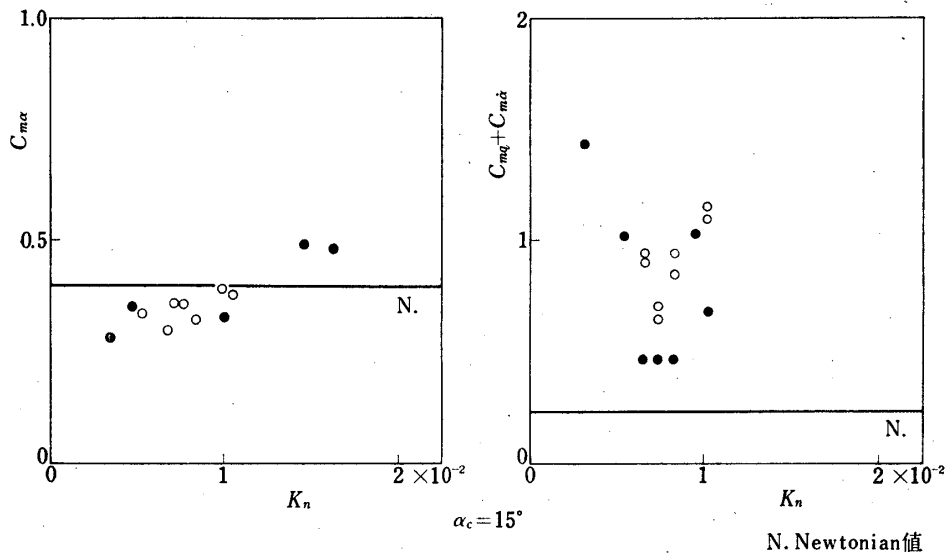


図 3-1 (a)

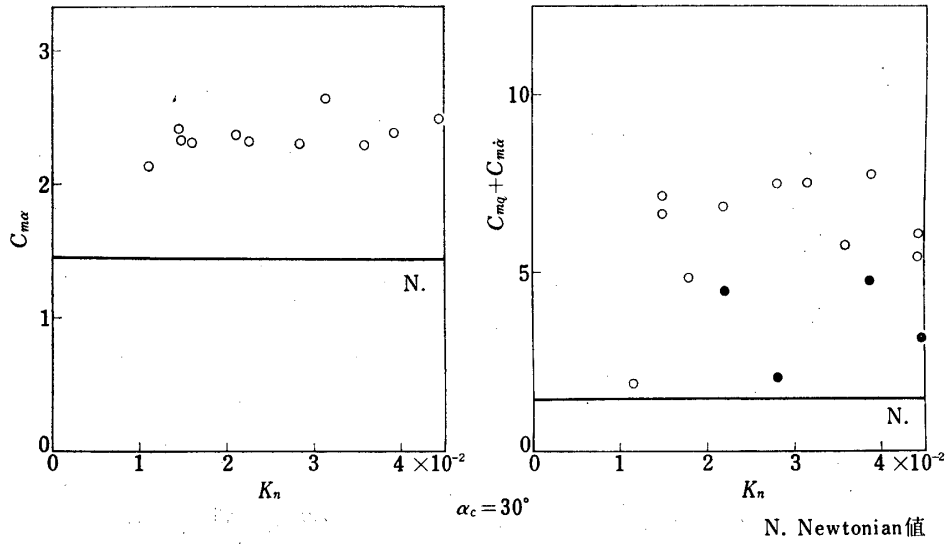


図 3-1 (b)

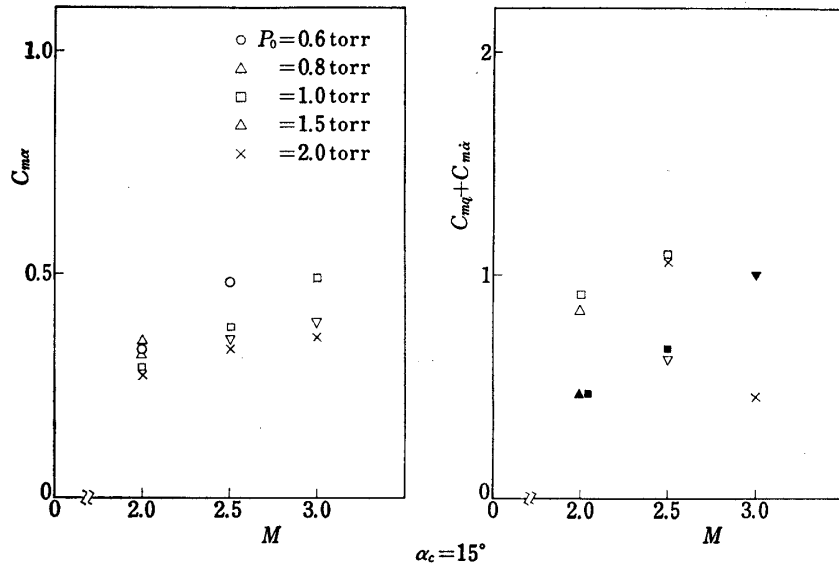


図 3-2 (a)

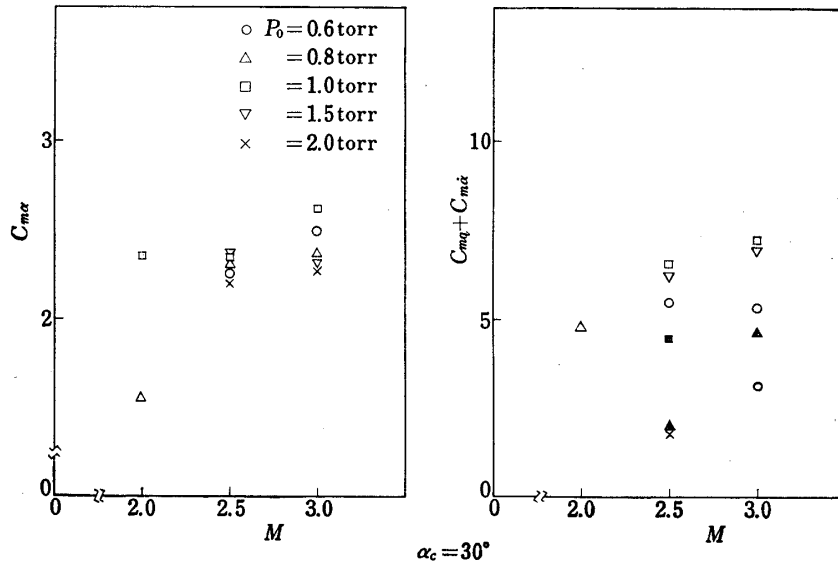


図 3-2 (b)

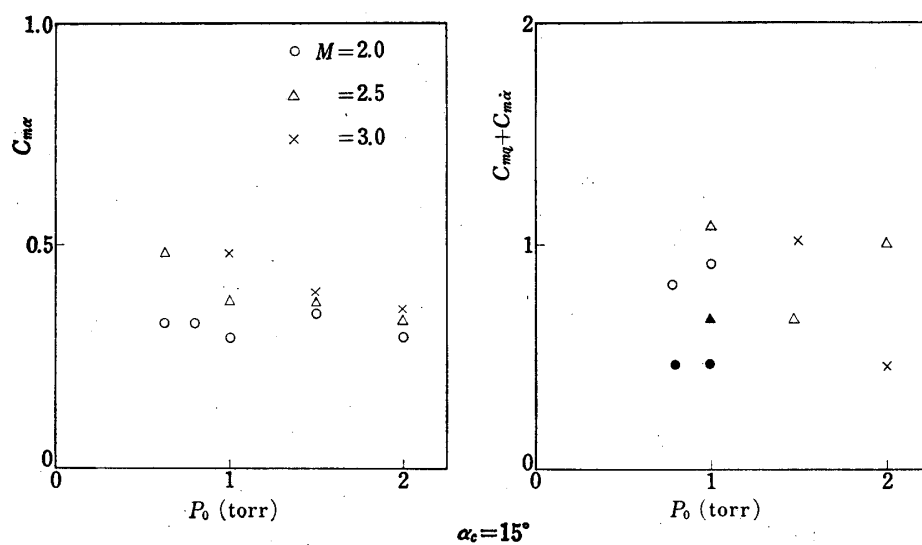


図 3-3 (a)

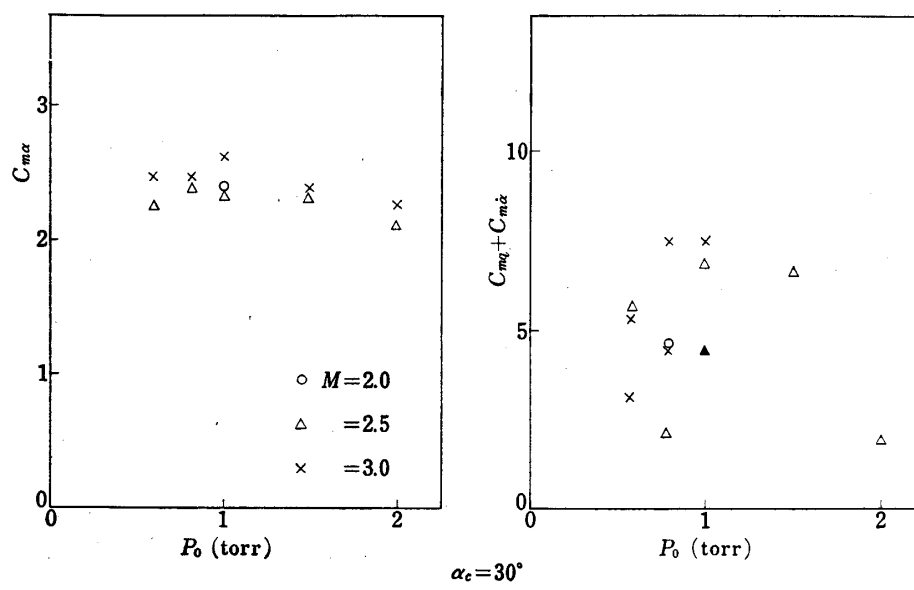
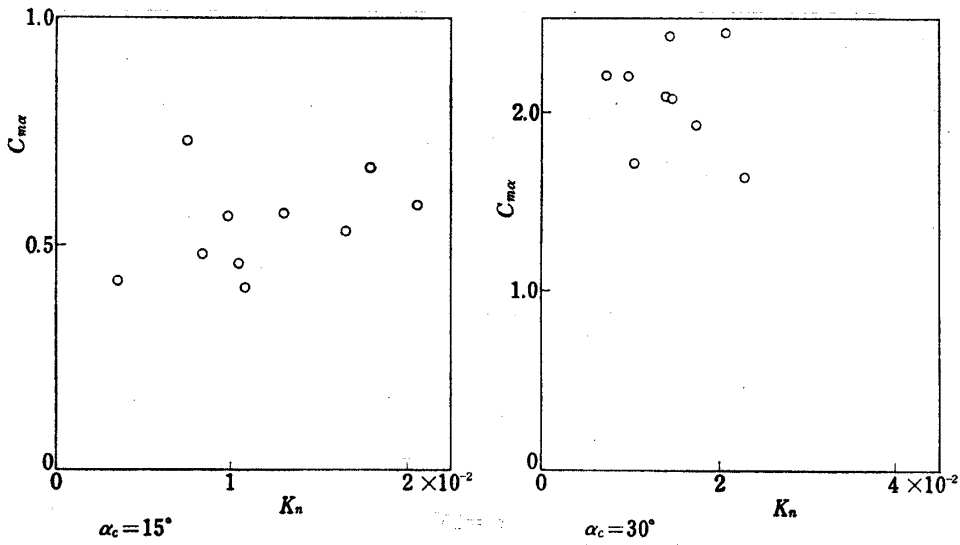


図 3-3 (b)



(釣合角度より)

図 3-4