技 術 論 文

浅水波紋と圧縮波紋の対応性*

Correspondence between compressible wave and shallow-water wave

真 鍋 大 覚**
Daikaku MANABE

Abstract

There are two critical wave speed in shallow water, namely for capillarity and gravity. Above $\sqrt{gh}$, where g is gravitational acceleration and h is water depth, and far apart from travelling model, all patterns of gravity wave are completely analogous to the shock wave in the air, but near the model, patterns are influenced by capillarity, so that arrangement of the position of wave pattern can be identified not only by Mach number, but by water depth as well. These index numbers are gh/v^2 and $T/\rho gh^2$, where v is travelling speed of model, ρ is water density, and T is surface tension. The position of pattern is common for all models, but intensity of pattern is different one another.

1. 緒 言

水面を進行する物体がその後方に残す波紋は水深が浅くなるにつれて二次元高速流れに見られる圧縮波の模様と類似して来る。この類似は水深の完全に無くなった実験不可能の極限においてのみ理想的になるものであって現実の実験条件としては定量的な相似関係を期待することは出来ないけれども、定性的な類似性を基礎として風洞では実験困難な高速気流の問題が低速の翼型によって安定かつ容易に観測できるという特質を有し、翼型の高速性能の推察または相互の比較考察には優れた手段を提供することが従来から注目されていた。

さてこの類似性を利用するにあたっては、浅底水槽に生ずる波を十分に研究しておくことが先決必須の問題であるが、特に圧縮波紋と浅水波紋との関連性についての解析的研究論文が皆無のためにここにその解説をすすめてゆくことにする。

水槽によって超音速気流に相当する現象を起させるには二つの方法が考えられる。空気中の音波の伝播速度は浅底水槽では静水深を h 、重力加速度を g とすれば $c=\sqrt{gh}$ に相当するから翼型の曳行速度を v とす

るとき、圧縮気流におけるところの Mach 数, すなわち飛行速度と音速との比は浅底水槽においては

$$M=v/\sqrt{gh}$$

であり、これを1より大きくすればよい。これには第一に“水深はかなりあってもよいから曳行速度を大きくすること”, 第二は“曳行速度に制限あるときには水深を十分に浅くすること”である。この両者は単純に Mach 数だけの見地からすれば同一であるけれども流体力学の立場からは非常な相違があり、圧縮波との相似が最高度に正しく技術的にも高い Mach 数の出せるのは後者であるけれども、これでは波紋が極端に薄くなって観測に不適になるために、むしろ適度の水深を維持した前者に近いものがふつうに実用されている。両者の根本的な差別は、模型の進行に伴う水面の昇降量が静水深度にどのような影響を与えるかにある。波面降下が激しくて水底が現われるまでに至るのは後者であり、単に波紋が水面に連るだけで静水深がほとんど変化しないのは前者である。この区別は数学的に見れば前者にはふつうの線型ポテンシャル理論が、後者には有限波高の非線型理論が適用されることになるがこの後者の方が二次元圧縮気流と相似なのであるから解析の困難な点も全く同一である。そこでこれにもっとも近いものとして前者を選んで見るとその解析結果は実験成績と比較して見てかなりの程度まで後者に代替し得ることが判明したのである。

2. 浅水波面の基礎式

薄い水面進行体によって発生する波面の形状は次のようにして導くことが出来る。

静水面上に模型とともに移動する座標系の原点 O をおき、流れの方向に Ox 、水底方向に Oz 、これらに直角に水平面上に Oy の各軸をとる。流場全体のポテンシャルを

$$\chi = -vx + \phi,$$

とおけば、 ϕ は流体内全域に対して連続の条件が成立している。すなわち

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

ϕ に対する境界条件としては、第一に水底面では波動

* 昭和 35 年 1 月 12 日原稿受理

** 九州大学工学部

が存在しないから、静水深を h として

$$z=h: \frac{\partial \phi}{\partial z}=0. \quad (2)$$

第二は波面上における流体粒子の垂直速度が水面傾斜によって生じる流速成分に等しいことから、波面降下量を ζ として

$$z=0: -\frac{\partial \phi}{\partial z}=v \frac{\partial \zeta}{\partial x}.$$

流体密度を ρ , 大気圧を p_0 , 表面張力を T とすれば水表面圧力の式は、全流速を q , 主曲率半径を R_1, R_2 として

$$\frac{p_0}{\rho} + \frac{1}{2} q^2 - g\zeta - \frac{T}{\rho} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{p_0}{\rho} + \frac{1}{2} v^2.$$

$$\therefore z=0: v^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} + g\zeta - \frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) = 0.$$

これと前者の条件から ϕ に対して

$$z=0: v^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - g \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0. \quad (3)$$

第三の条件として模型の側表面では流速はこれに接していなければならないから、

$$y=0: -\frac{\partial \phi}{\partial y} = v \frac{\partial \eta}{\partial x}. \quad (4)$$

模型の形状を $\eta(x)$ として非常に薄い側面が垂直で底面に接しているものとする。側面傾斜を $\varphi(x) = \partial \eta / \partial x$ とするとき、 ϕ の形は次のとおりである。

$$\phi = \phi_{s1} + \phi_{s2} + \phi_d, \quad (5)$$

$$\phi_{s1} = \frac{v}{\pi} \left\{ \int_0^{m_1} + \int_{m_2}^{\infty} \right\} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \cos m(x-\alpha) d\alpha \right) e^{-\sqrt{m^2-n^2}y} L_n \cosh n(z-h) \frac{dm}{\sqrt{m^2-n^2}} \quad (6)$$

$$\phi_{s2} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{v}{\pi} \int_0^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \cos m(x-\alpha) d\alpha \right) e^{-\sqrt{m^2+n_i'^2}y} L_{ni'} \cos n_i'(z-h) \frac{dm}{\sqrt{m^2+n_i'^2}} \quad (7)$$

$$\phi_d = \frac{v}{\pi} \int_{m_1}^{m_2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \sin \{m(x-\alpha) - \sqrt{n^2-m^2}y\} d\alpha \right) L_n \cosh n(z-h) \frac{dm}{\sqrt{n^2-m^2}} \quad (8)$$

ここに n と m との関係は (6), (8) に対して

$$\frac{v^2}{g} m^2 = + \left(1 + \frac{T}{\rho g} n^2 \right) n \tanh nh, \quad (9)$$

で $n=m$ ならしめる二根を $m_1, m_2, m_1 < m_2$ とする。(7) に対して

$$\frac{v^2}{g} m^2 = - \left(1 - \frac{T}{\rho g} n_i'^2 \right) n_i' \tan n_i' h, \quad i=1, 2, \dots, \infty \quad (10)$$

$L_n, L_{ni}(i=1, 2, \dots, \infty)$ は次の無限個の連立一次方程式の根である。

$$\left\{ \begin{aligned} L_n \cdot k_{nn} + \sum_{i=1}^{\infty} L_{ni'} \cdot k_{nni'} &= \sinh nh, \\ L_n \cdot k_{nn'j} + \sum_{i=1}^{\infty} L_{ni'} \cdot k_{nn'ji} &= \sin n_j' h, \quad j=1, 2, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{aligned} L_n \cdot k_{nn} + \sum_{i=1}^{\infty} L_{ni'} \cdot k_{nni'} &= \sinh nh, \\ L_n \cdot k_{nn'j} + \sum_{i=1}^{\infty} L_{ni'} \cdot k_{nn'ji} &= \sin n_j' h, \quad j=1, 2, \dots, \infty \end{aligned} \right. \quad (12)$$

$$k_{nn} = \int_0^h \cosh^2 n(z-h) dz = \frac{2nh + \sinh 2nh}{4n} \quad (13)$$

$$k_{ni'n_i'} = \int_0^h \cos^2 n_i'(z-h) dz = \frac{2n_i'h + \sin 2n_i'h}{4n_i'} \quad (14)$$

$$k_{nni'} = \int_0^h \cosh n(z-h) \cos n_i'(z-h) dz = \frac{\cosh nh \cos n_i'h (n \tanh nh + n_i' \tan n_i'h)}{n^2 + n_i'^2} \quad i, j \quad (15)$$

$$k_{ni'n_j'} = \int_0^h \cos n_i'(z-h) \cos n_j'(z-h) dz = \frac{\cos n_i'h \cos n_j'h (n_i' \tan n_i'h - n_j' \tan n_j'h)}{n_i'^2 - n_j'^2} \quad i \neq j. \quad (16)$$

$T \neq 0$ すなわち表面張力の存在で直交性が失われ、 $k_{nni'} \neq 0$,

$k_{ni'n_j'} \neq 0, \quad i, j=1, 2, \dots, \infty$ である。

これから波面の式は

$$\zeta = \zeta_{s1} + \zeta_{s2} + \zeta_d. \quad (17)$$

$$\zeta_{s1} = \frac{1}{\pi} \left\{ \int_0^{m_1} + \int_{m_2}^{\infty} \right\} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \sin m\alpha d\alpha \right) e^{-\sqrt{m^2-n^2}y} L_n \frac{n \sinh nh}{m \sqrt{m^2-n^2}} dm \quad (18)$$

$$\zeta_{s2} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \sin m\alpha d\alpha \right) e^{-\sqrt{m^2+n_i'^2}y} L_{ni'} \frac{n_i' \sin n_i'h}{m \sqrt{m^2+n_i'^2}} dm. \quad (19)$$

$$\zeta_d = -\frac{1}{\pi} \int_{m_1}^{m_2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\alpha) \cos \{m(x-\alpha) - \sqrt{n^2-m^2}y\} d\alpha \right) L_n \frac{n \sinh nh}{m \sqrt{n^2-m^2}} dm \quad (20)$$

ここに ϕ_{s1}, ϕ_{s2} は定常波であって波面の曲率半径は一般に非常に大きく起伏はなめらかであるが、 ϕ_d の分散波は反対に変化が多く、波紋として明瞭に観測されるのはこの方である。

3. 波紋の基礎式

翼型の全長を $2l$ としてその形状を Fourier 級数に展開して

$$\eta = \sum_{r=1}^{\infty} \left(a_r \sin \frac{r\pi x}{l} + b_r \cos \frac{r\pi x}{l} \right)$$

$$\therefore \varphi(\alpha) = \frac{d\eta(x)}{dx} \Big|_{x=\alpha} = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{r\pi}{l} \left(a_r \cos \frac{r\pi \alpha}{l} - b_r \sin \frac{r\pi \alpha}{l} \right) \quad (21)$$

となる。したがって分散波高は

$$\zeta_d = \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l L_n \frac{n \sinh nh}{m \sqrt{n^2 - m^2}} \left\{ \begin{aligned} & 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r r \pi a_r \frac{ml}{(r\pi)^2 - (ml)^2} \sin ml \cos (mx - \sqrt{n^2 - m^2} y) \\ & - 2 \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r r \pi b_r \frac{r\pi}{(r\pi)^2 - (ml)^2} \sin ml \sin (mx - \sqrt{n^2 - m^2} y) \end{aligned} \right\} dm \quad (22)$$

ここで右辺の調和項の積の部分をも和と差の形に改めた後に Kelvin の定常位相法を適用すれば

$$\zeta_d = \frac{L_n}{\pi} \frac{n_0 \sinh n_0 h}{m_0 \sqrt{n_0^2 - m_0^2}} \sqrt{\frac{2\pi}{\pm d^2/dm_0 \cdot \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y}} \cdot \left[\sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r r \pi a_r \frac{m_0 l}{(r\pi)^2 - (m_0 l)^2} A_1(x, y) + \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r r \pi b_r \frac{r\pi}{(r\pi)^2 - (m_0 l)^2} B(x, y) \right] \quad (23)$$

$$A(x, y) = \sin \left\{ m_0(x+l) - \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y \mp \frac{\pi}{4} \right\} - \sin \left\{ m_0(x-l) - \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y \mp \frac{\pi}{4} \right\} \quad (24)$$

$$B(x, y) = \cos \left\{ m_0(x+l) - \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y \mp \frac{\pi}{4} \right\} - \cos \left\{ m_0(x-l) - \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y \mp \frac{\pi}{4} \right\} \quad (25)$$

ここに m_0, n_0 は次式を満足する値である。

$$(x+l, x-l) - d/dm_0 \cdot \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y = 0 \quad (26)$$

ただし

$$m_0^2 v^2 / g = (1 + n_0^2 T / \rho g) n_0 \tanh n_0 h \quad (27)$$

波高の極値、すなわち波紋の位置は

$$m_0(x+l, x-l) - \sqrt{n_0^2 - m_0^2} y \mp \frac{\pi}{4} = \pm s\pi \quad (28)$$

として $s=0, 1, 2, \dots$ の時 $A(x, y)$ は消失、 $B(x, y)$ は極値に達し、 $s=1/2, 3/2, 5/2, \dots$ の時に $A(x, y)$ は極値となり $B(x, y)$ が消失する。波高の絶対値は $A(x, y), B(x, y)$ には無関係に $a_r, b_r, (r=1, 2, \dots, \infty)$ で決定されるから、結局波紋の性質はすべての翼型にすべて共通であり、ただ波高すなわち波紋の濃淡だけが個々の翼型によって異なるというきわめて簡単ではあるが浅底水槽における相互比較の原理がここに理論的に導かれたのである。

$x+l$ の成分は前方波、 $x-l$ は後方波であって、特に $a_r=0$ すなわち前後対称の時は完全に前縁または後縁から発生するが、 $a_r \neq 0$ すなわち非対称成分があると多少ずれることになる。

ここで波紋の算出式 (26), (27), (28) をまとめて次の形に改める。まず浅底水槽の二つの特性示数を

$$\mu^2 = \frac{T}{\rho g h^2}, \quad \kappa^2 = \frac{gh}{v^2} \quad (29)$$

とおけばこれらはそれぞれ摩擦抵抗における Reynolds 数、造流抵抗における Froude 数と同じ意義をもっている。次に独立変数を m_0 から u に変換し、

$$n_0 h = u, \quad m_0 h = \sqrt{\kappa^2 (1 + \mu^2 u^2) u \tanh u}$$

とおけば u の変域は $u_1 \leq u \leq u_2$ であって

$$u^2 - \kappa^2 (1 + \mu^2 u^2) u \tanh u = 0, \quad u = u_1, u_2. \quad (30)$$

したがって波の次数に無関係な無次元の座標を

$$\left. \begin{aligned} X &= \left(\frac{x+l}{h}, \frac{x-l}{h} \right) \Big| \pm \frac{1+4s}{4} \pi \\ Y &= \frac{y}{h} \Big| \pm \frac{1+4s}{4} \pi \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

とおき

$$N = \kappa^2 u \tanh u \cdot (1 + \mu^2 u^2) \quad (32)$$

とすれば波紋は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{(2u - \kappa^2 N') \sqrt{\kappa^2 N}}{\kappa^2 u (2N - uN')} \\ Y &= \frac{\kappa^2 N' \sqrt{u^2 - \kappa^2 N}}{\kappa^2 u (2N - uN')} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

4. 波紋の性質

波紋に存在する特性を列举すれば次の諸点である。

(i) $Y=0$ の位置 これは波長を与えるものであつて

$$u^2 - \kappa^2 N = 0 \quad \therefore X = \pm 1/u \quad (34)$$

$$\therefore \begin{cases} 0 \leq \kappa^2 \leq 1, & u=0, \\ 1 \leq \kappa^2 \leq \infty, & \kappa^2 = \frac{u \coth u}{1 + \mu^2 u^2}, \quad u = u_1, u_2 \end{cases} \quad (35)$$

前者は音速以上に対応し、いわゆる等間隔の横波は消失する。後者は近似的には $u_1 \div \kappa^2$, $u_2 \div 1/\kappa^2 \mu^2$ となるからこの時の波長を $\lambda = 2\pi h/u$ の関係より略算するとそれぞれ $\lambda_0 = 2\pi v^2/g$, $\lambda_s = 2\pi T/\rho v^2$ となり前者は限界波速以下で模型後方に発生する重力横波、後者は限界波速には無関係に常に存在し、しかも模型前方に発生する表面張力波で、もし表面張力を省略し得るときは $\mu^2 = 0$, $u_2 = \infty$, $\lambda_s = 0$ となって消失する。

(ii) $dX/du=0$, $dY/du=0$ の位置 波紋には限界波速以下では一般に2個の尖点を有する。この条件は

$$\frac{2u^3}{2uN + N'(2N - uN')^2/(N'^2 - 2NN'')} = \kappa^2, \quad u \equiv u_3, u_4 \quad (36)$$

この近似解は $\kappa^2 \gg 1$ に対して $u_3 \div 3\kappa^2/2$, $u_4 \div 0.393/\mu$ である。この屈折点は速度が低くなると遂には一致し、そしてそれ以下の速度では現われない。この最低速度は $u_6 \div 0.278/\mu$ のとき

$$\kappa_6^2 = 0.133/\mu \quad (37)$$

で与えられる。

特に表面張力の影響を省略し得るときは $\mu=0$, $u_4 = \infty$, すなわち第二の尖点は原点 $X=0$, $Y=0$ に一致するけれども一般にはこれに到達せずきわめて近い位置に存在する。

(iii) $X=\infty$, $Y=\infty$ の位置 これは (i) の $u=0$, および (ii) で $0 \leq \kappa^2 \leq 1$ に対する $u_4=0$ であってその方向および傾斜は

$$\frac{Y}{X'} \frac{dY}{dX} = \frac{\kappa}{\sqrt{1-\kappa^2}} \quad (38)$$

これは Mach 数を M とすれば $\omega t^{-1} \sqrt{M^2-1}$ にあたり圧縮波と全然同一の性質を備えている。つまり物体から遠く離れた場所における浅水重力波紋には衝撃波との間に完全な対応性が認められるのである。

なお波紋の無限遠点には他に表面張力に由来するのがある。これは

$$2N - uN' = 0, \quad u \equiv u_5 \quad (39)$$

この略解は $u_5 \div 1,000/\mu$ で、これに対する方向および傾斜は Y/X , $dY/dX \div \kappa/\sqrt{1/2\mu - \kappa^2}$ で一般には上述の縦波の角度よりは小さく、しかも限界波速以下でも存在している点異なる。しかしこの方にも、

* 第1図はこれであり、表面張力の影響が明瞭なのは u_4 から u_2 に至る区間である。

5. 水槽試験成績

以上の所論を確認する目的で小型水槽を設計して底

あたかも上記の縦波の発生に最低速度 $\kappa^2=1$ ($M=1$) が存在してそのときの波紋の無限枝の方向が $\pi/2$, 進行方向に対して直角であったのと同様に、やはりはじめて無限分枝が発現し、しかもそれが直角に開く速度がある。これは $u^2 - \kappa^2 N \geq 0$ から $\kappa_s^2 = u^2/N$ と (39) とを組合わせて

$$\kappa_s^2 \div 0.500/\sqrt{\mu} \quad (40)$$

第1図 波紋 (表面張力波: 実線, 重力波: 点線) の分布一般図

第2図 縦波屈折部 (M_6) および漣波無限枝 (M_5) の発生する最低マッハ数と水深

となる。これは重力波に対する

$$\kappa_s^2 \equiv 1. \quad (41)$$

と類似の性質が表面張力波にも存在していることを示しているとも出来る。第2図はこれらの最低値である。もちろん表面張力の影響が省略出来るときは $\mu=0$, $\kappa_s^2=\infty$, Y/X , $dY/dX=0$ で進行線上に重なっているのである。

以上をまとめて波紋が物体の進行線上その後方を切る位置 $u=u_1$ から無限遠点へゆき最後には前方に現われる位置 $u=u_2$ までの経過を波紋に沿ってたどれば次のようになる。*

面よりの水中透過光照明の様式によって波紋の観測を行ない、それらの結果を整理して第3,4,5図を得た理論曲線はきわめてよく測定値の傾向を説明している。

第3図 表面張力波無限遠点の傾斜

第4図 縦波屈折部 ($M < 1$) および無限遠点 ($M > 1$) の傾斜

第5図 表面張力波 (屈曲点より上) および重力波 (屈曲点より下) の波長

なお著者はこの計測ならびに写真撮影に関して大平博一講師には特に深甚の謝意を表わす次第である。

6. 結 言

浅水波紋に対する以上のような解析ならびに観測の結果を総合すると次のような結論をまとめることができる。

第一は実在の浅底水槽は波紋の観測を明瞭にする場合かなりの水深をもたせるために、有限波高の非線型

理論が完全に適用されるまでには至っていないで、かなりの程度まで線型理論で波紋の性質が解明できることである。この結果として翼型を Fourier 級数に展開して各成分に対する素成波を重複させて考察することが可能となり、また波紋の位置はどの翼型にも共通であるが、波高は翼型の特性によって定まるので、結局波紋の濃淡だけで性能の良否を判定することが出来るという相互比較の原則が導かれることになる。

第二はこのような中間深度の浅底水槽には必ず表面張力の影響、本文中の μ^2 が入り、単に κ^2 すなわち Mach 数だけで波紋を比較してはならないことになる。したがって翼型相互の写真を対照させるときには、水温の変化を別にすれば同一水深においてということに注意しなければならない。

第三は限界波速以上では模型よりかなり離れた位置では完全な圧縮波の性質を帯びているのでこの部分だけを特に注目すれば十分に類推の目的を達成することができる。

本論文の数理解析については九州大学応用力学研究所の山田彦児理博から解の収斂性や唯一性に至るまで詳細な御教示を頂いた。あわせて十余年間にわたりいろいろと御厚意を寄せられた栖原豊太郎工博には厚くお礼を申し述べる次第である。

引用文献

- 1) J.H. Michell "On the wave-resistance of a ship" Philosophical Magazine (1898).
- 2) 佃 泰三 "浅底水槽による圧縮流れの研究" 日本航空学会誌 (昭和 16 年 6 月)。
- 3) 杉浦次郎 "浅底水槽による高速気流力学の研究" 造船協会会報 (昭和 17 年 12 月)。
- 4) 真鍋大覚・大平博一 "Two-dimensional characteristics of shallow water waves" 日本航空学会誌 (昭和 30 年 7 月)。
- 5) 真鍋大覚・大平博一 "Deformation of longitudinal shallow water wave due to change of water depth" Proceedings of the Sixth Japan National Congress for Applied Mechanics (1956).
日本応用力学連合大会論文集 (昭和 32 年 3 月)。
- 6) 真鍋大覚・大平博一 "Effect of capillary wave interfered in pattern of gravitational wave on shallow water" Proceedings of the Seventh Japan National Congress for Applied Mechanics (1957).
日本応用力学連合大会論文集 (昭和 33 年 3 月)。
- 7) 真鍋大覚 "Analytical studies on the waves generated in shallow water of medium depth" Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University (1959).
九州大学工学部紀要 (昭和 34 年 3 月)。

表紙写真説明

翼型曳行によって浅水表面に発生する波紋

長さ 3.0 m, 幅 0.6 m, 高さ 0.6 m の小型水槽で, Laitone 照明法により撮影された浅水波紋。模型長 0.2 m, 水深 71 mm, 限界波速 0.834 m/s, 水温 22°C,

マッハ角の外側領域は表面張力波, 内側は重力波。特に迎角がつくと前縁下面の波が著しく変形される。絞り F2, シャッター速度 1/500 s., 翼型 楔型翼 10% 翼厚, 迎角 0°, 相当マッハ数 1.57, 曳行速度 1.310 m/s。