

振動流中で形成されるサンド・リップルの波長

金子 新*

1. まえがき

沿岸域の波動運動のもとで形成される通常のサンド・リップルは、波長が水面波の波長よりかなり小さいため基本的には振動流中で研究することができ、従来から多くの実験が振動流水槽を用いて行なわれた。Bagnold¹⁾は、静止流体中で砂層を振動させることによって、この種のリップルに対する初めての系統的な実験を行なった。それ以来、室内実験^{2)~9)}と野外観測^{10)~12)}の双方から多くの実測データが集積された結果、リップルの形成領域や形状等はある程度予測が可能な段階に達している。しかしながら、リップルに関する現象的な理解は遅れており、特にリップルの波長(λ)を決定する基本的機構は未だ説明されていない¹³⁾。またリップルの発達に伴う流れの遷移や波長の経時変化についてもほとんど議論されていない。振動流れが、振動振幅($d_0/2$)と振動流境界層厚さ(δ)の二つの長さスケールによって特徴づけられるにもかかわらず、従来の多くの研究は、 λ を d_0 との関係においてのみ議論してきた。

Chan et al.¹⁴⁾は、種々の粘度の流体中でリップルを形成したけれども、リップルの波長におよぼす δ の効果には注目しなかった。宇田・日野¹⁵⁾と Sleath¹⁶⁾は、 $d_0/\lambda \ll 1$ なる条件のもとで固定波面上の粘性振動流れを解析した。定常流れの議論によってリップルの卓越波長を決定する試みがなされた結果、波長の決定におよぼす δ の重要性が指摘されている。高粘度のグリセリン・水混合液中で実際に形成されたサンド・リップルは、定常流れを誘起すること(Kaneko & Honji)¹⁷⁾、またそのリップルの波長は d_0 よりむしろ δ に強く依存すること(Kaneko)¹⁸⁾が、すでに著者等によって報告されている。

本研究においては、まず種々の粘度の流体中で得られたデータを使用して、リップルの初期波長や発達過程におよぼす δ の効果が明らかにされている。合わせて、 λ におよぼす d_0 と D (砂粒子の中央粒径)の効果が、従来のデータを含めて総合的に検討されている。

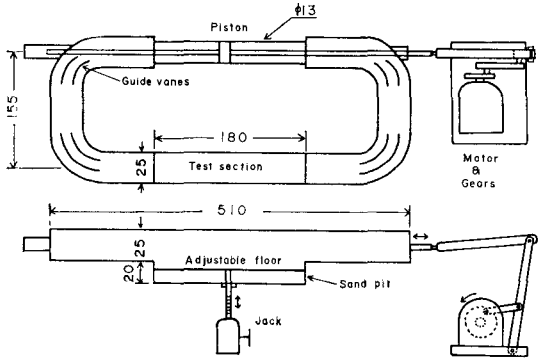


図-1 閉鎖型振動流水槽

2. 実験装置と方法

普通水を用いる実験は、図-1に示されたような閉鎖型振動流水槽を使用して行なわれた。水槽内の振動流れは、可変モーターにクランク機構を経て連結されたピストンの往復動によって生じられる。水槽の曲り部は、測定区間の流れを整流するため仕切板が取り付けられている。グリセリン・水混合液を用いる時、実験は小さな断面寸法をもつU字型水槽¹⁷⁾で行なわれた。各水槽の諸元は表-1に与えられている。中央粒径(D) 0.013~0.086 cmで密度(ρ_s) 2.43 g/cm³の球形のガラス・ビーズが

表-1 各水槽の諸元

	Closed-type tunnel	U-tube
d_0 (cm)	0~70	0 ~14
f (Hz)	0~ 1.3	0.6~ 2.6

砂粒子として使用された。リップルの発達に伴う波高の変化は、超音波式水底形状測定装置(正豊工業製)を用いて測定された。また、リップルの発達の様子は、測定区間のガラス製の側面を通して写真撮影された。

3. 次元解析

振動流中で形成されるサンド・リップルの波長(λ)は、主として次のような諸量に依存するものと思われる。

$$\lambda = f(d_0, \eta, \omega, \rho_f, \nu, g, D, \rho_s) \dots\dots\dots (1)$$

* 正会員 工修 九州大学助手 応用力学研究所

ここに、 η : リップルの波高、 $\omega=2\pi f$: 角振動数、 ρ_f, ν : 流体の密度と動粘性係数、 g : 重力加速度、次元解析の後、6個の無次元パラメータ間の次のような関係式を得る。

$$\frac{\lambda}{d_0} = F\left(\frac{d_0}{\delta}, \frac{\eta}{\delta}, \frac{u_m}{\sqrt{\rho_s/\rho_f - 1}gD}, \frac{D}{\delta}, \frac{\rho_s}{\rho_f}\right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $u_m = \omega d_0/2$ として $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ 。従来の多くの研究においては^{9), 11), 16)}、 η に関する λ の依存性を考慮しなかったため右辺の第二パラメータは無視されている。

リップルの発達に伴う λ の増加が、 η の増加によって引き起こされることを考える時、少くともリップルの発達を含めて議論する際には η を考慮せざるを得ないだろう。固定波面上の振動流れを支配するパラメータ (λ/d_0 , d_0/δ と η/δ) が (2) 式において陽に表現されている点にも、従来と異なるパラメータ選定上の特徴がある。本研究においては、議論を簡単にするために砂粒子の標準的比重(=2.65)に近い粒子のみを対象としているので、 ρ_s/ρ_f は (2) 式の右辺第三項においてのみ考慮される。右辺の第三、第四パラメータは、砂床の流動性を与えるパラメータと考えられる。実験結果を $(u_m/\sqrt{(\rho_s/\rho_f - 1)gD}, D/\delta)$ 平面上にプロットする時、サンド・リップルは定常状態の形状により 図-2 のように分類される。領域-1 は、砂

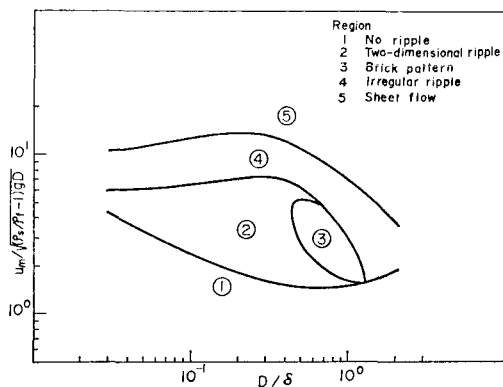


図-2 サンド・リップルの形成領域と分類

粒子がほとんど運動しないため、また領域-5は sheet flow のためリップルが形成されない領域である。規則的な形状をもつリップルの形成は領域-2 と 3 に限定される。領域-2 は、二次元形状をもつリップルの領域である。Bagnold¹⁾ によって初めて報告された特異な三次元リップルである brick pattern は、領域-3 で形成される。領域-4 は、sheet flow への遷移領域であり、著しい砂床の流動のためリップルの形状は不規則となる。以後本研究においては、砂床の流動が表面近くに限られる領域-2 と 3 のリップルに議論を限定する。この時、リップルの波長は、次式のように固定波面上の流れのパラメータの

みによって良く近似できる。

$$\lambda/d_0 = F'(d_0/\delta, \eta/\delta) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 d_0/δ は Reynolds 数に相当し、 η/δ はリップルの相対粗度である。

4. 結果と考察

4.1 リップルの発達過程

著者によってリップルの発達の各段階において得られた λ/d_0 の測定値が、図-3 に d_0/δ に対してプロット

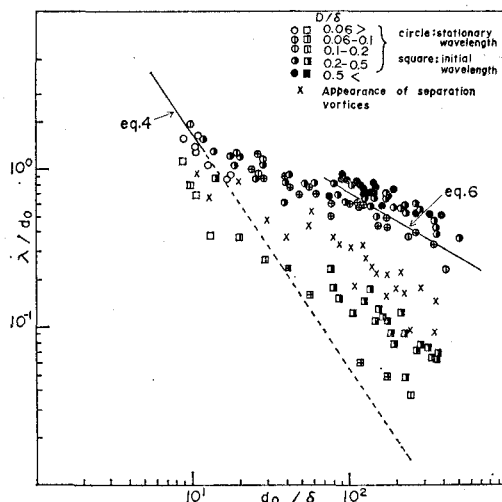


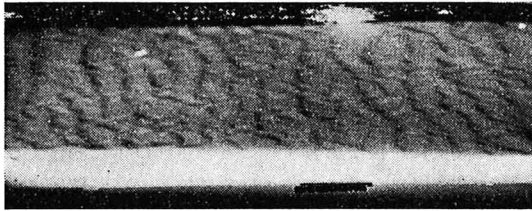
図-3 リップルの発達に伴う波長の変化

されている。 $d_0/\delta < 12$ の領域では、初期波長と定常波長とがほぼ一致していることがわかる。この領域で形成されたリップル上には、剝離渦の代りに定常流れが誘起されることが知られている (Kaneko & Honji)¹⁷⁾。また、Kaneko¹⁸⁾ は、この領域のリップルの波長を定常流れによる波面上のせん断応力の議論により算定し、次式を得ている。

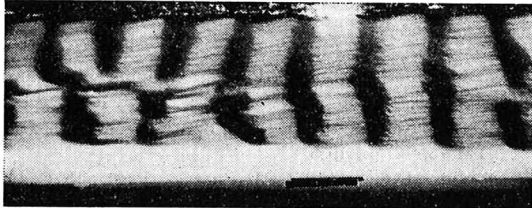
$$\lambda/d_0 = 50.6(d_0/\delta)^{-1.48} \quad \dots\dots\dots (4)$$

(4) 式は、 $d_0/\delta < 12$ における実測値を良く説明しており、また波長が δ に強く依存することを示している。

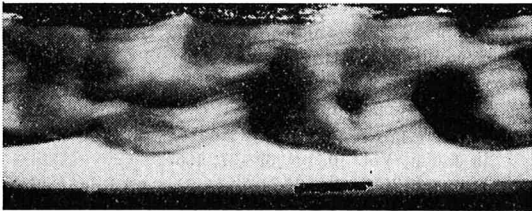
d_0/δ の増加につれ、初期波長と定常波長の差が大きくなり、リップルは長い発達過程の後に定常状態に達するようになる。 $d_0/\delta = 354$ において形成されたリップルが、このような発達過程をもつリップルの代表例として写真-1 に示されている。写真中のスケールは、5 cm である。写真-1(a) に示されるように、発生時におけるリップルの形状はかなり不規則であり、また波長は d_0 より十分に小さい。この時、波高も小さいため剝離渦は未だ認められない。波高の増加につれ波長も漸次増加し、流れはリップルの山から剝離するようになる。剝離渦が十分に発達したとき、写真-1(b) に示されるようにリップルの形状は一時的に規則的になる。それ以後、



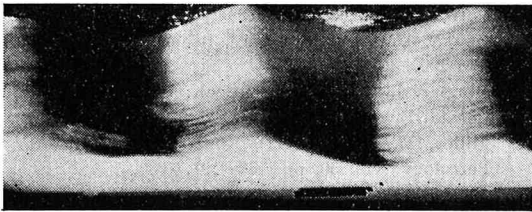
(a) 1分10秒



(b) 3分30秒



(c) 10分34秒



(d) 25分6秒

写真—1 d_0/δ の大きな領域におけるリップルの典型的な発達過程; $d_0=40.7$ cm, $f=0.24$ Hz, $\nu=0.01$ cm²/s, $D=0.028$ cm.

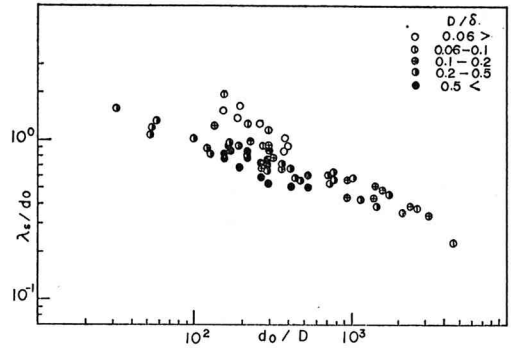
リップルの発達は剝離渦によって加速され、リップルは再配置を繰り返しながら定常状態に達する(写真—1(c), (d)). d_0/δ の大きな領域における初期波長のデータは、(4) 式を外挿して描かれた点線の近くに分布している。このことから、リップルの初期の発達過程は定常流れによって説明できることが予想される。また、剝離渦の発生位置は近似的に次式で表わせるようだ。

$$\eta/\delta=3.0 \quad (5)$$

Horikawa & Watanabe⁷⁾ は、自然砂を用いて実験的に得られたリップルの定常波長を説明するために、次のような経験式を提案している。

$$\lambda/d_0=10.2(d_0/\delta)^{-0.58} \quad (6)$$

(6) 式は、 $d_0/\delta > 80$ の領域におけるリップルの定常波長をかなり良く説明している。また、 $d_0/\delta > 80$ の領域における、初期波長および定常波長のデータには、 D/δ の値に依存した傾向的な分散が存在している。リップル



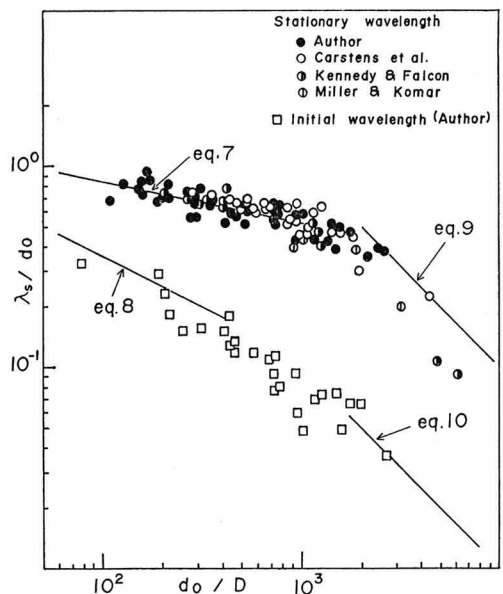
図—4 d_0/D に対してプロットされたリップルの定常波長

の定常波長 (λ_s) におよぼす粒径の影響を考慮するため、試みとして 図—4 に λ_s/d_0 が d_0/D に対してプロットされている。 d_0/D の大きな領域におけるデータの分散は改善されるけれども、逆に高粘度の流体中で得られたデータが説明できなくなっている。

4.2 リップルの定常波長

本節において、普通水を用いて得られた本実験の結果に、振動流水槽による Carstens et al.⁶⁾ のデータ、波動水槽による Kennedy & Falcon⁵⁾ と Miller & Komar⁹⁾ のデータおよび野外観測による Inman¹⁰⁾ と Miller & Komar¹²⁾ のデータを加えることによってリップルの定常波長の実用的な議論がなされている。そして、本間ら¹⁹⁾によるものより簡単化された粒径の影響を含む実用公式が提案されている。

実験水槽で得られた λ_s/d_0 のデータが、図—5 に d_0/D に対してプロットされている。同図には、著者によって得られた初期波長のデータもプロットされている。 d_0/D



図—5 リップルの波長 (室内実験データ)

<1000 の領域に対する λ_s のデータは、次式によって良く近似できる。

$$\lambda_s/d_0 = 2.1(d_0/D)^{-1/5} \dots\dots\dots(7)$$

また、この領域における初期波長 (λ_i) のデータは、次式で与えられる particle wave (Kaneko & Honji)²⁰⁾ の波長 (λ_p) とほぼ一致している。

$$\lambda_p/d_0 = 3.5(d_0/D)^{-1/2} \dots\dots\dots(8)$$

このことから、particle wave がリップルの発生に重要な役割を演ずることが理解できる。 $d_0/D > 1000$ の領域における λ_s のデータは、 d_0/D が増加するにつれ、Yalin²¹⁾ が一方流れに対して与えた次式に漸近していく。

$$\lambda_s = 1000D \dots\dots\dots(9)$$

λ_i のデータも d_0/D の増加につれ、次式のように D のみによって決定されるようになる。

$$\lambda_i = 100D \dots\dots\dots(10)$$

図-6 に野外観測において得られた λ_s のデータがプ

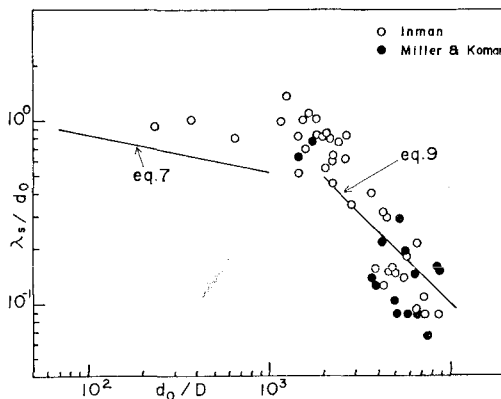


図-6 リップルの波長(野外実測データ)

ットされている。全般的に、野外観測のデータは室内実験のデータよりかなり大きな波長を与えている。これは、野外観測におけるリップルの定常性や測定精度に問題があるのかも知れない。 $d_0/D > 1000$ で得られたデータの多くが、Yalin による (9) 式と同じ傾向をもっていることは興味深い。

6. む す び

砂床の流動が表面近くに限られ、発生・発達過程が緩慢に推移するサンド・リップルに議論を限定する時、リップルの波長は、基本的には固定波面上の流れを議論す

るだけで決定できる。 $d_0/\delta < 80$ の領域における波長のデータは、このような議論によって良く説明できることがわかったけれども、 $d_0/\delta > 80$ において、波長は砂粒子の粒径にも依存するようになる。この種のサンド・リップルの波長に粒径が影響することの意味は未だ明確でないが、剝離渦によって浮遊される砂粒子の量が粒径に強く依存することと関係しているようだ。

参 考 文 献

- 1) Bagnold, R. A.: Proc. R. Soc. London, A 84, pp. 285~310, 1946.
- 2) Manohar, M.: U.S. Army, Beach Erosion Board, TM 75, 121 p., 1955.
- 3) Yalin, M. S. and R. C. H. Russel: Proc. 8th Conf. Coastal Engng., pp. 151~167, 1962.
- 4) Homma, M. and K. Horikawa: Proc. 8th Conf. Coastal Engng., pp. 168~193, 1962.
- 5) Kennedy, J. F. and N. N. Falcon: M.I.T. Hydrodynamic Lab. Rept., Vol. 86, 55 p., 1965.
- 6) Cartens, M. R. et al.: U.S. Army, Coastal Engng. Res. Center, TM 28, 39 p., 1969.
- 7) Horikawa, K. and A. Watanabe: Coastal Engng. in Japan, Vol. 10, pp. 39~57, 1967.
- 8) Lofquist, K. E. B.: U.S. Army, Coastal Engng. Res. Center, TP 78-5, 101 p., 1978.
- 9) Miller, M. C. and P. D. Komar: J. Sedimentary Petrology, Vol. 50, pp. 173~182, 1980.
- 10) Inman, D. L.: U.S. Army, Beach Erosion Board, TM 100, 42 p., 1957.
- 11) Dingler, J. R. and D. L. Inman: Proc. 15th Conf. Coastal Engng., pp. 2109~2126, 1976.
- 12) Miller, M. C. and P. D. Komar: J. Sedimentary Petrology, Vol. 50, pp. 183~191, 1980.
- 13) Nielsen, P.: Inst. Hydrodynamic and Hydraulic Engng., Tech. Univ. Denmark, Series Paper 20, 160 p., 1978.
- 14) Chan, K. W. et al.: Proc. R. Soc. London, A 330, pp. 537~559, 1972.
- 15) 宇田高明・日野幹雄: 土木学会論文報告集, 第237号, pp. 27~36, 1975.
- 16) Sleath, J. F. A.: J. Hydraulic Res., Vol. 14, pp. 69~81, 1976.
- 17) Kaneko, A. and H. Honji: J. Fluid Mech., Vol. 93, pp. 727~736, 1979.
- 18) Kaneko, A.: Proc. JSCE, Vol. 307, 1981 (to be published).
- 19) 本間 仁他: 第11回海岸工学講演会講演集, pp. 159~163, 1964.
- 20) Kaneko, A. and H. Honji: Sedimentology, Vol. 26, pp. 101~113, 1979.
- 21) Yalin, M. S.: Proc. ASCE, Vol. 90, HY 5, pp. 105~119, 1964.