

大阪大学工学部 正 室 田 明
同 正 村 岡 浩 爾
建設技術研究所 正 岡 田 耕

まえがき:—高潮挙動の実体を知るために、筆者らは高潮発生装置による一連の基礎実験を計画実施しており、その装置の紹介と静止台風モデルによる実験結果の一部はすでに発表した¹⁾。ここでは継続する実験に備えてこの装置による気象要素と高潮との関係、および水面変動の特性を明らかにするとともに、移動台風モデルによる水面挙動の実験結果を報告する。

1. 静止時の気象条件と水位上昇量について:—水位上昇の主成因はいうまでもなく気圧低下とwind draft によるもので、各成因による水位上昇量を η_s, η_w で表わすとそれらの効果は次式により比較される。²⁾

$$\left. \begin{aligned} \partial \eta_s / \partial x &= (1/\rho g) (\partial p / \partial x), \\ \partial \eta_w / \partial x &= n \tau^2 (\rho_a / \rho) (V^2 / gH), \quad n = (\tau_s - \tau_b) / \tau_s. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

τ^2 の値は多くの実測、理論値があるが、ここでは水面擾乱を粗面とする抵抗則より実験値を用いて τ^2 値を求めることを試みる。

図-1 に示す観測板下の鉛直風速分布は対数分布と仮定し、

$$V/V_x = A_0 + (1/\kappa) \ln(z/\epsilon_s), \quad A_0 = 8.5, \kappa = 0.4, \epsilon_s: \text{相当粗度}, (2)$$

で表わし、 r 方向の平均風速分布は図-1 に示すものとする。

観測板下の平均風速および $\epsilon_s = 2\sqrt{\tau^2}$ の観測値より τ^2 値は実験風速の範囲で 1.64×10^{-2} となる。この値は風速に関係なく理論値($\tau^2 = 1.3 \times 10^{-3}$, for $F = 2^m$)³⁾より大きな値を示すが、観測板下

が限られた水域内の収斂風であるためだろう。(1)式の積分形より

観測板下中心付近の全水位上昇量($\eta_s + \eta_w$)が計算されるが、観

測板-2における実験値は図-2 に示すように ϵ_s の理論値よりかなり小さい。

実際には種々の損失が気圧、風による上昇量を減少させていると考えられるが、この点については検討の余地がある。 $\Delta p(\approx \partial p)$, τ^2 , V などに観

測値を用いて見掛け上の気圧低下とwind draftの効果を比 η_w/η_s と計算

し浅水深の効果をみたのが図-3 である。

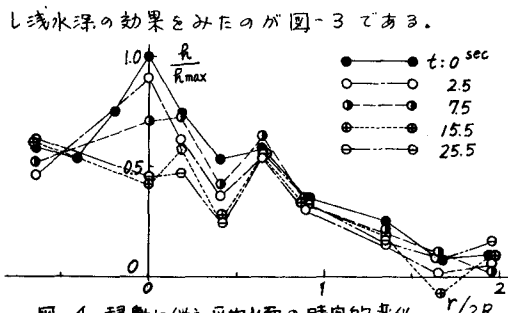


図-4 移動に伴う平均水面の時間的变化

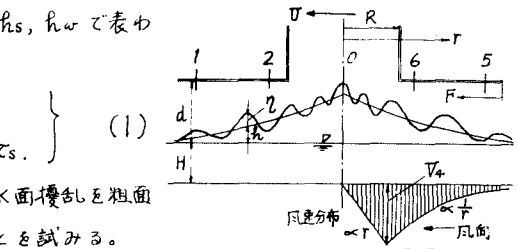


図-1 観測板概要図

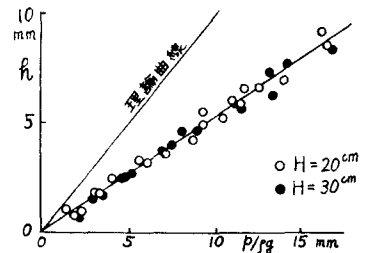


図-2 気圧降量と観測水位上昇量

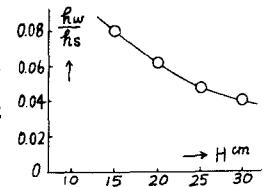


図-3 水深と η_w/η_s の関係

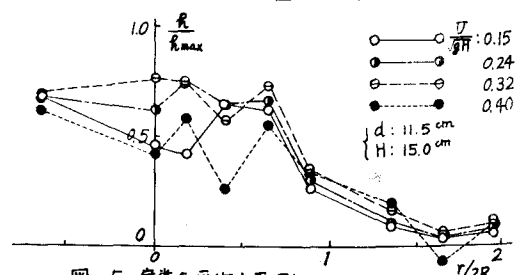


図-5 定常な平均水面形

2. 移動時の水面形について:—ファンを始動せしめ装置を移行速度: U で動かした後、定常水面形に至るまでの遷移領域では、平均水面形は静止時の水面の peak が後方にずれて図-4のごとく変化して行く。移動後 25 秒経過してほぼ定常水面形に達したと考えられる水面形は、 $U/\sqrt{gH}$ の値で整理して図-5に示しているが、 $U/\sqrt{gH}$ の水面形に及ぼす影響は実験の範囲では明らかなでない。

3. 移動時の擾乱波について:—静止時、移動時の観測点-6 における擾乱波、および水路中心線上の一点での波形記録を図-6 a, b, c に示す。移動中の擾乱波の波高および周期は、静止時の同条件のもとでの波に比べて極めて規則正しい分布を示しているようである。装置の移行速度を変えても同現象が見られるのは興味深いとその成因は明らかでない。図-6 c より判るごとく、気象擾乱が過ぎ去った後も ship wave としてのかなりの擾乱波が残存し、その平均波高の通過距離に対する変化は図-7に示されている。うねりの波高は気象擾乱域の波高の $1/4 \sim 1/3$ 程度に認められている。

4. 擾乱波の発達について:—静止時の代表観測点(図-1の 1, 2, 0 点)での観測波形のコログラム(時間単位: 0.05 秒)および Bretschneider 流に整理した波高、周期(最小時間単位: 0.05 秒)によるスペクトルを図-8, 図-9に示す。観測波は、表面張力が重力より卓越する限界周期 0.07 秒を下回ることはないので、ここで扱う全ての波は重力波と考えてよい。波の総エネルギーは観測板の外縁から中心に向かって著しく発達していることが判る。エネルギーのしめる周波数帯が波の発達過程で一様に変化を示さない点に疑問が残るが、小規模な収斂風における波の発達、収束、および遷散の機構と関連して検討する余地がある。

あとがき:—この実験と資料整理は本学学部学生、島田壮八郎、山田哲二の両君の協力を得た。ここに謝意を表する。またこの研究は文部省科学研究費によるものであることを付記する。

- 参考文献 1) 室田, 岡田, 岡田「高潮発生装置の試作とその予備実験」第11回海洋工学・講演集(1964)
2) 室田「高潮理論」水工学シリーズ 64-07 (1964)
3) 日野「風波スペクトルの発生・発達と海面摩擦力に関する研究(1)」第10回海洋工学・講演集(1963)

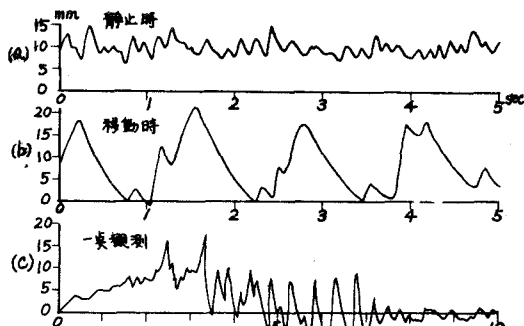


図-6 擾乱波の一例 ($d: 11.5 \text{ cm}$, $H: 15 \text{ cm}$)

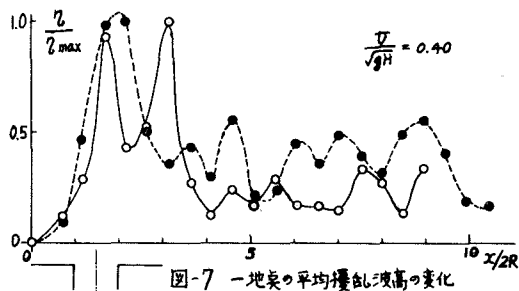


図-7 一点での平均擾乱波高の変化

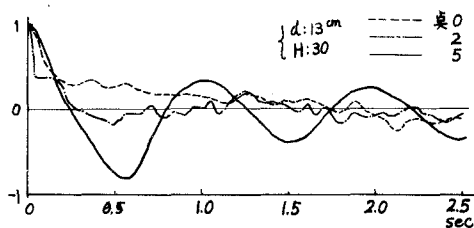


図-8 観測波のコログラム

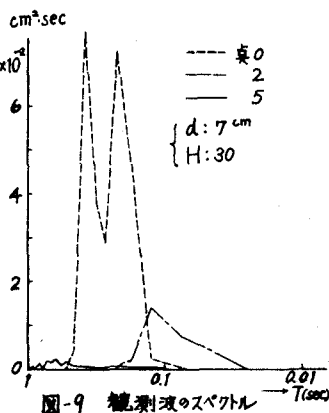


図-9 観測波のスペクトル